Recherche du boson de Higgs standard dans le canal WH à l'expérience D0 auprès du Tevatron

Jeremie Jl Lellouch

▶ **To cite this version:**

Jeremie Jl Lellouch. Recherche du boson de Higgs standard dans le canal WH à l'expérience D0 auprès du Tevatron. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2008. Français. NNT : . tel-00330359

HAL Id: tel-00330359

https://theses.hal.science/tel-00330359

Submitted on 14 Oct 2008

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

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

Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Énergies
Université Paris VI - Pierre et Marie Curie

Thèse de Doctorat

Spécialité
La physique de la particule au solide (ED389)

Recherche du boson de Higgs standard dans le canal WH à l'expérience DØ auprès du Tevatron

---

présentée par

Jérémie Lellouch

pour obtenir le grade de Docteur de l'Université Pierre et Marie Curie

soutenue le 26 septembre 2008 devant le jury composé de

Gregorio Bernardi	Directeur de thèse
Jacques Chauveau	Examinateur
Pascal Debu	Examinateur
Louis Fayard	Rapporteur
Beate Heinemann	Examinateur
Michelangelo Mangano	Examinateur
Terry Wyatt	Rapporteur

To be or not to be, that is the question - William Shakespeare

Miaou - mon chat

Для Марты, которая меня делает стчастливым

Acknowledgements

My first thanks of course, go to Greg Bernardi, for having led me through those three years. His unexhaustible patience and optimism, his kindness and constant help have made this time in DØ a very enjoyable experience! Early thanks should also be given to J.-E. Augustin who, as the head of the LPNHE, supported me and made possible my participation to the work that is described in this manuscript.

I wish to express my gratitude to those who accepted to be part of this thesis' committee, namely Pascal Debu, Beate Heinemann, Michelangelo Mangano and Jacques Chauveau. Louis Fayard and Terry Wyatt should be even more thanked for having kindly committed themselves to being my "rapporteurs" and commenting on this manuscript.

Nothing could have been done without the Paris group members. Lars Sonnenschein was not only who introduced me to the WH analysis and its subtleties and tricks, he was also the person who launched me into the lab's life and made my installation at the LPNHE and Fermilab very smooth. The hours he spent explaining to me how this or that works are innumerable. The time we spent together both in Paris and Fermilab (either working or drinking beer, by the way) is affectionately remembered.

It was very pleasant to work with Michiel Sanders; I have many times benefited from (and most certainly, abused) his calm, knowledge and willingness to assist. I would like to thank his wife Cristina as well; her friendliness has always been quite significant for me. I wish them all the best in München.

I owe much to Sophie Trincaz-Duvoid for the many pieces of advice she gave me throughout this graduate-student era of mine. Whatever the matter, from general aspects of work to rehearsing interviews, she was always ready to help. As if she didn't have enough work already, she offered to peruse this dissertation and suggested a great many improvements to its text and format.

Many others have said it before me, but I feel compelled to repeat it - there is barely anyone as cheerful and kind as Ursula Bassler. We were lucky to have her among us!

Last but not least, my thanks go to Bernard Andrieu - a bottomless resource on jet algorithms, and someone whose presence has always been extremely appreciated.

I wish to thank all the trainees and other graduate students who at some point, were (or still are) part of the group: Romain Madar, Pierre Jouy, Geertje Heuermann, Nils Huske, Eve Chareyre, Stefania Bordoni and Jonathan Brown. To Chloé Gerin and Solène Chevalier-Théry, special thanks for their constant presence and friendship.

I send a warm yoicks! to Florent "I say" Fayette, along with all the best for his birthday. We are not there yet in our search for the perfect butler.

I also wish to thank the lab's administrative and computing staff, in particular Madjid Belkacem, Bernard Caraco, Annick Guilloteau and Jocelyne Meurgey for their support, help and good mood.

Now is the best place to thank the people at Fermilab I had the opportunity to work or spend time with. I would like to thank Aurelio Juste, for his patience, shrewdness and kindness. The help he provided me with while I was devising the JESMU corrections is invaluable.

I would like to thank Venkat Kaushik for the many days and sleepless nights we spent together in the early days of wh_cafe, debugging and getting the analysis to speed, and the escapes to Chicago as well.

Miruna Anastasoaie I warmly thank not only for our joint effort towards a good understanding of the data but for the oh-so many lunches, dinners, snootfuls, conversations and invitations to Amsterdam.

It was a great pleasure to work with Yuji Enari on the WH analysis. His great efficiency, hard work, helpfulness and invariably sunny disposition were always able to transform the beastliest, ghastliest tasks into mere trifles. I certainly hope I shall have again the opportunity of working at his side in some experiment or another.

I wish to thank the members of DØ France for their help, support and camaraderie, as the expression is. They contribute to making DØ a very agreeable experiment to work in.

Of course, I would like to thank as well the other DØ members - friends - who shared their time with me for some reason or another: Piyali Banerjee, for the long conversations, the early morning drives, the Indian food and music and the dead-of-the-night tea-parties; Dan Boline, who was always around when it was time to go for a jaunty sip of the sauce; and Antonina Uzbyakova, for the snow-sprinkled evenings in Naperville and the many chats.

I wish to thank all the unrelated-to-physics, yet essential personnel of Fermilab: the deers, frogs, hawks, coyotes, fireflies, bisons, raccoons and skunks. Their eerie wanderings throughout the accelerator complex was a delight to witness and certainly contributed to the advance of this analysis.

My thanks also go to all the people who have nothing to do with physics but have nevertheless been around during those years: Anne-Laure B., Yoann M., Marcello C., Bénédicte D., Gaëlle P., Guillaume D., Mahalia A., Kristine L., Etienne L., Julien P., Marc L., Jimmy and Laurent A.-S., Élodie d. P., Blandine C., Magalie D., Grégory G., Sanni L. and others I may have forgotten. They have absorbed an impressive amount of my whining, and have never complained.

Nadiya I wish to single out for her kindness and daily warm welcomes, and for having fed me such good lunches during those three years. It is quite certain that this manuscript would not exist if not for her. The same goes for Jean-Paul Audière, without whom I may very well have devoted myself to some possibly enormously boring computing stuff. I was rather fortunate that only a few weeks with him as a teacher were enough to make me realise natural sciences in general, and physics in particular, were more exciting.

It goes without saying, but I shall say it anyway - the main thanks go to my family, in particular my mother and grandfather who in addition to their unconditional support, took on the tedious and most certainly daunting task of proof-reading this manuscript and who commented both on its form and contents, and my uncle Benjamin for his trust.

Table des matières

1 Le Modèle Standard et le boson de Higgs **21**
1.1 Le Modèle Standard . . . 21
1.1.1 Les constituants élémentaires de la matière . . . 21
1.1.2 Les interactions fondamentales . . . 22
1.2 La théorie électro-faible et le mécanisme de Higgs . . . 23
1.2.1 La théorie électro-faible . . . 23
1.2.2 Le mécanisme de Higgs . . . 25
1.3 Contraintes sur la masse du boson de Higgs et sa phénoménologie au Tevatron . . . 27
1.3.1 Contraintes sur la masse du Higgs . . . 28
1.3.2 Le boson de Higgs au Tevatron . . . 31
1.4 Conclusion . . . 36

2 Dispositif expérimental : l'accélérateur Tevatron et le détecteur DØ **37**
2.1 La chaîne d'accélérateurs et le Tevatron . . . 38
2.1.1 Création du faisceau de protons . . . 38
2.1.2 L'injecteur principal et le recycleur . . . 41
2.1.3 Création du faisceau d'anti-protons . . . 41
2.1.4 Le Tevatron . . . 42
2.2 Le détecteur DØ . . . 44
2.2.1 Le système de coordonnées . . . 45
2.2.2 La mesure de la luminosité . . . 45
2.2.3 Les trajectographes . . . 47
2.2.4 Les détecteurs de pied de gerbes . . . 51
2.2.5 Le calorimètre . . . 52
2.2.6 Le système d'identification des muons . . . 55
2.2.7 Le système de déclenchement . . . 56
2.2.8 La reconstruction des évènements et le format des données . . . 58
2.3 Conclusion . . . 59

3 L'identification des particules détectées par le détecteur DØ **61**
3.1 Les muons . . . 61
3.2 Les électrons et les photons . . . 63
3.3 L'énergie transverse manquante . . . 64
3.4 Les jets . . . 65
3.4.1 Principe et requis d'un algorithme de cône . . . 66
3.4.2 Prescription pour la combinaison des cellules et des tours . . . 66
3.4.3 Construction des pré-amas avec *Simple Cone* . . . 67
3.4.4 L'algorithme de cône Run II . . . 67

3.4.5 Traitement des recouvrements . . . 68
3.4.6 Coupures d'identification . . . 68
3.5 Conclusion . . . 69

4 La calibration en énergie des jets 71
4.1 Pourquoi faut-il corriger l'énergie des jets? . . . 71
4.2 Définitions et notations . . . 73
4.3 Les différentes corrections . . . 75
4.3.1 La correction de seuil . . . 75
4.3.2 La correction de réponse absolue . . . 79
4.3.3 La correction de réponse relative en η . . . 83
4.3.4 La correction de gerbe . . . 87
4.4 Résultats et performances . . . 90
4.5 Correction des jets semi-muoniques . . . 94
4.5.1 Sélection des évènements . . . 94
4.5.2 Calcul de la correction . . . 95
4.5.3 Tests de fermeture . . . 106
4.5.4 Résolution en énergie . . . 117
4.6 Conclusion . . . 119

5 Recherche du boson de Higgs dans le canal WH 121
5.1 Principe de l'analyse . . . 121
5.2 Les données et les processus simulés . . . 122
5.2.1 Les données . . . 122
5.2.2 Les processus simulés . . . 124
5.2.3 Comparaison données / simulation et normalisation . . . 126
5.2.4 Problèmes liés à l'utilisation d'ALPGEN interfacé avec PYTHIA . . . 130
5.3 Le déclenchement . . . 134
5.3.1 Le déclenchement "single-muon" . . . 135
5.3.2 Nombre d'évènements et normalisation . . . 136
5.3.3 Termes de triggers autre que les "single-muon" . . . 137
5.3.4 Étude des biais de forme . . . 140
5.3.5 Comparaisons données et simulation . . . 141
5.3.6 Conclusion sur le déclenchement . . . 147
5.4 Pré-sélection des évènements . . . 147
5.4.1 Vertex d'interaction principal . . . 147
5.4.2 Muon . . . 147
5.4.3 Jets . . . 148
5.4.4 Énergie transverse manquante . . . 150
5.4.5 Boson W . . . 150
5.4.6 Masse du système di-jet . . . 150
5.4.7 Coupures d'optimisation . . . 150
5.5 Traitements spéciaux appliqués à la simulation . . . 152
5.5.1 Résolution en énergie des muons . . . 152
5.5.2 Différences d'efficacité de reconstruction . . . 157
5.5.3 Reconstruction, calibration et résolution des jets . . . 157
5.6 Repondération additionnelle de la simulation . . . 160
5.6.1 Pseudo-rapidité du muon . . . 160
5.6.2 Cinématique des jets . . . 164

5.7 Le bruit de fond QCD . . . 192
5.7.1 La méthode de la matrice . . . 193
5.7.2 Estimation de ϵ_{tight} et $p_{\mu\text{jet}}$ . . . 194
5.8 Distributions de contrôle avant étiquetage des jets de b . . . 197
5.9 L'étiquetage des jets de b . . . 215
5.9.1 Principales caractéristiques des jets de b et principe de l'étiquetage des b . . . 215
5.9.2 Les algorithmes indépendants . . . 217
5.9.3 Le réseau de neurones d'étiquetage des b ou "NN-tagger" . . . 219
5.10 L'étiquetage des b dans l'analyse WH . . . 228
5.10.1 L'étiquetabilité . . . 228
5.10.2 Facteur d'échelle lié à l'efficacité d'étiquetage . . . 232
5.10.3 Traitement des jets légers . . . 233
5.10.4 Résultats après étiquetage . . . 234
5.11 Gain en sensibilité à l'aide d'un réseau de neurones . . . 243
5.11.1 Échantillons utilisés pour l'entraînement . . . 243
5.11.2 Choix des variables d'entrée . . . 243
5.11.3 Implémentation et performance . . . 256
5.11.4 Perspectives . . . 263
5.12 Conclusion . . . 263

6 Limites sur la section efficace de production du boson de Higgs 265
6.1 Principe du calcul de limites . . . 265
6.1.1 La méthode CL_s . . . 265
6.1.2 Les erreurs systématiques et leur traitement . . . 267
6.1.3 Calcul de la limite . . . 267
6.2 La technique du *profile likelihood* . . . 268
6.3 Erreurs systématiques dans l'analyse WH . . . 268
6.4 Limites obtenues avec l'analyse WH . . . 271
6.5 Conclusion . . . 281

Table des figures

1.1 Le potentiel de Higgs. . . . 26
1.2 Contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs posées par les arguments de trivialité et stabilité du vide. . . . 29
1.3 Niveau de confiance de la présence d'un boson de Higgs en fonction de sa masse, pour les quatre expériences du LEP combinées. . . . 30
1.4 Mesures de précision électro-faibles : m_W, Γ_W et m_t. . . . 32
1.5 Masse du boson W en fonction de la masse du quark top et relation à la masse du boson de Higgs. . . . 33
1.6 Courbe de $\Delta\chi^2$ en fonction de la masse du Higgs indiquant sa masse la plus probable. 34
1.7 Les modes de production du Higgs au Tevatron et ses canaux de désintégration. . . . 35
1.8 Diagrammes de Feynman des quatre canaux Higgs principaux analysés au Tevatron. . 35

2.1 La chaîne d'accélération de Fermilab, de la création des faisceaux aux collisions $p\bar{p}$. . . 38
2.2 Schéma de principe de la création des ions H^-. . . . 39
2.3 Photographie et schéma de principe de l'accélérateur Cockcroft-Walton. . . . 40
2.4 Schéma du circuit de création des anti-protons. . . . 41
2.5 Création du faisceau d'anti-protons. . . . 42
2.6 Principe du refroidissement stochastique. . . . 43
2.7 Le détecteur DØ. . . . 44
2.8 Schéma illustratif de collisions non-diffractive, simplement diffractive et doublement diffractive. . . . 46
2.9 Luminosité intégrée et luminosité instantanée maximale en fonction du temps. . . . 48
2.10 Le système de détection à traces. . . . 48
2.11 Photographie de la couche zero lors de son insertion dans le détecteur DØ. . . . 49
2.12 Vue isométrique du détecteur de vertex 50
2.13 Vue schématique d'un module du calorimètre. . . . 53
2.14 Vues schématiques du calorimètre. . . . 54
2.15 Arrangement des panneaux de l'ICD sur les cryostats externes. . . . 55
2.16 Vue éclatée du détecteur à muons. . . . 56

3.1 Estimateur de maximum de vraisemblance utilisé pour l'identification des électrons de pseudo-rapidité inférieure à 0,8. . . . 65
3.2 Efficacité comparée simulation / données des coupures *JetID* pour le Run IIa. . . . 69

4.1 Représentation schématique d'un jet. . . . 72
4.2 Densité d'énergie moyenne en fonction de $i\eta$ dans les évènements de biais zéro modifiés. 76
4.3 Énergie moyenne en fonction de N_{PV} et densité moyenne d'énergie en fonction de $i\eta$ dans les évènements de biais minimum. . . . 77

4.4 Correction de seuil totale pour un jet de rayon 0,5. 78
4.5 Facteur de correction des biais de la correction de seuil k_O. 79
4.6 Terme de réponse absolue en fonction de E'. 84
4.7 Terme de réponse relative pour les échantillons simulés photon+jet et di-jet en fonction de E', dans deux zones de pseudo-rapidité. 87
4.8 Terme de réponse relative total pour les échantillons de données photon+jet et di-jet en fonction de $|\eta_{det}^{jet}|$. 88
4.9 Profil d'énergie d'un jet en fonction de la distance à son centre dans des données simulées. 89
4.10 Terme de correction de gerbe pour les données et la simulation pour des jets centraux. 90
4.11 Terme final de correction JES. 92
4.12 Erreur relative liée aux corrections JES. 93
4.13 Diagramme de Feynman de la création et de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$. 95
4.14 Résolution angulaire des jets de b avec et sans correction angulaire. 96
4.15 Distance entre jet et quark b avant et après correction angulaire. 97
4.16 La variable p_T^{rel} pour les cas direct et cascade. 98
4.17 Dépendance en p_T^{rel} du facteur de correction pour les cas direct et cascade. 99
4.18 Distance entre jet de particules associé au quark b et neutrino provenant de la désintégration semi-muonique. 101
4.19 Énergie du muon générateur en fonction de celle du muon reconstruit. 101
4.20 Facteur de correction C_{med} pour des jets très centraux, cas "direct". 103
4.21 Facteur de correction C_{med} pour des jets très centraux, cas "cascade". 104
4.22 Facteur de correction C_{med} pour des jets très centraux, cas "inclusif". 105
4.23 Distribution de la variable de fermeture T dans le cas "direct" par zones de $|\eta_{det}^{jet}|$, obtenue sur l'échantillon $t\bar{t}$. 107
4.24 Distribution de la variable de fermeture T dans le cas "direct" par zones de p_T^{rel}, pour des jets très centraux, obtenue sur l'échantillon $t\bar{t}$. 108
4.25 Distribution de la variable de fermeture T dans le cas "cascade" par zones de $|\eta_{det}^{jet}|$, obtenue sur l'échantillon $t\bar{t}$. 109
4.26 Distribution de la variable de fermeture T dans le cas "cascade" par zones de p_T^{rel}, pour des jets très centraux, obtenue sur l'échantillon $t\bar{t}$. 110
4.27 Distribution de la variable de fermeture T dans le cas "inclusif" par zones de $|\eta_{det}^{jet}|$, obtenue sur l'échantillon $t\bar{t}$. 111
4.28 Distribution de la variable de fermeture T dans le cas "inclusif" par zones de p_T^{rel}, pour des jets très centraux, obtenue sur l'échantillon $t\bar{t}$. 112
4.29 Distribution de la variable de fermeture T dans le cas "direct" par zones de $|\eta_{det}^{jet}|$, obtenue sur l'échantillon $Z^0 \to b\bar{b}$. 113
4.30 Distribution de la variable de fermeture T dans le cas "cascade" par zones de $|\eta_{det}^{jet}|$, obtenue sur l'échantillon $Z^0 \to b\bar{b}$. 114
4.31 Distribution de la variable de fermeture T dans le cas "inclusif" par zones de $|\eta_{det}^{jet}|$, obtenue sur l'échantillon $Z^0 \to b\bar{b}$. 115
4.32 Distribution de la variable de fermeture T par zones de $|\eta_{det}^{jet}|$ si la correction semi-muonique n'est pas appliquée, obtenue sur l'échantillon $t\bar{t}$. 116
4.33 Distribution de la masse invariante du Z^0 reconstruit à partir de la paire $b\bar{b}$. 118

5.1 Code de couleur utilisé dans les histogrammes de l'analyse WH. 130
5.2 Distribution de l'écart d'angle azimutal entre les deux jets de plus haute impulsion transverse avant et après prise en compte du problème d'interactions multiples entre partons dans PYTHIA. 133

5.3 Principe d'un "OU" logique d'un ensemble de termes de déclenchement. 134
5.4 Illustration de la méthode utilisée pour calculer l'efficacité du "OU" logique des triggers "single-muon". 136
5.5 Contribution des différents groupes de triggers. 138
5.6 Degré de redondance des groupes de triggers. 140
5.7 Rapport des distributions sans trigger à celles obtenues avec trigger. 142
5.8 Comparaison des données et de la simulation pour quelques distributions avec critères de déclenchement "single-muon" pour l'échantillon à exactement deux jets. 143
5.9 Comparaison des données et de la simulation pour quelques distributions sans critères de déclenchement pour l'échantillon à exactement deux jets. 144
5.10 Comparaison des données et de la simulation pour quelques distributions, avec critères de déclenchement "single-muon" pour l'échantillon à exactement trois jets. 145
5.11 Comparaison des données et de la simulation pour quelques distributions, sans critères de déclenchement pour l'échantillon à exactement trois jets. 146
5.12 Impulsion transverse du muon avec isolation lâche et serrée. 149
5.13 Gain apporté par la coupure sur H_T en fonction de la masse du Higgs recherché. . . . 151
5.14 Pic du Z^0 avant et après intervention sur le détecteur en 2004. 153
5.15 Impulsion transverse du muon avant et après correction de la résolution de la simulation. 155
5.16 Masse transverse du W avant et après correction de la résolution de la simulation. . . 156
5.17 La variable ΔS dans les données et la simulation. 158
5.18 La variable $(\sigma_{\Delta S})_{Gauss}$ en fonction de $p_T^{Z^0}$ dans la région centrale. 158
5.19 Fonction d'étalement en fonction de p_T^{γ} dans la région centrale. 159
5.20 Valeur moyenne de la gaussienne ajustée sur ΔS en fonction de p_T^{γ} dans la région centrale. 159
5.21 Fonction de décalage de l'énergie des jets en fonction de p_T^{γ} dans la région centrale. . . 160
5.22 La variable η_{det}^{μ} avant et après repondération de la simulation. 161
5.23 Poids utilisé pour repondérer la simulation en fonction de η_{det}^{μ} 162
5.24 La variable η_{det}^{μ} avant et après repondération de la simulation, dans l'échantillon $W+3$ jets. 162
5.25 Masse du système di-jet avant et après repondération de η_{det}^{μ} dans la simulation. . . . 163
5.26 Distribution de la pseudo-rapidité "détecteur" des jets. 166
5.27 Repondération de la simulation par rapport à η_{det}^{jet1} et η_{det}^{jet2}. 167
5.28 Impulsion transverse du jet de plus haut p_T avant et après correction de η_{det}^{jet1} et η_{det}^{jet2}. 168
5.29 Impulsion transverse du deuxième jet de plus haut p_T avant et après correction de η_{det}^{jet1} et η_{det}^{jet2}. 169
5.30 $\Delta R(jet1,jet2)$ avant et après correction de η_{det}^{jet1} et η_{det}^{jet2}. 170
5.31 Masse du système di-jet avant et après correction de η_{det}^{jet1} et η_{det}^{jet2}. 171
5.32 Distributions de la centralité et de la sphéricité avant et après correction de η_{det}^{jet1} et η_{det}^{jet2}. 172
5.33 Distributions de $\Delta\eta(jet1,jet2)$ et $\Delta\phi(jet1,jet2)$ avant et après correction de η_{det}^{jet1} et η_{det}^{jet2}. 173
5.34 Repondération de la simulation par rapport à $\Delta\eta(jet1,jet2)$ et $\Delta\phi(jet1,jet2)$. 175
5.35 Distributions de $\Delta\eta(jet1,jet2)$ et $\Delta\phi(jet1,jet2)$ avant et après leur repondération. . . 176
5.36 $\Delta R(jet1,jet2)$ avant et après correction de $\Delta\eta(jet1,jet2)$ et $\Delta\phi(jet1,jet2)$. 177
5.37 Masse du système di-jet avant et après correction de $\Delta\eta(jet1,jet2)$ et $\Delta\phi(jet1,jet2)$. . 178
5.38 Comparaison des fonction de repondération entre l'échantillon à exactement deux jets et l'échantillon à exactement trois jets 180
5.39 Distribution de la pseudo-rapidité "détecteur" des deux jets de plus haut p_T avant et après repondération dans l'échantillon à exactement trois jets. 181

5.40 Distributions de $\Delta\eta(jet1,jet2)$ et $\Delta\phi(jet1,jet2)$ avant et après repondération dans l'échantillon à exactement trois jets. . . . 182
5.41 Impulsion transverse du jet de plus haut p_T avant et après repondération dans l'échantillon à exactement trois jets. . . . 183
5.42 Impulsion transverse du deuxième jet de plus haut p_T avant et après repondération dans l'échantillon à exactement trois jets. . . . 184
5.43 $\Delta R(jet1,jet2)$ avant et après repondération dans l'échantillon à exactement trois jets. 185
5.44 Masse du système di-jet avant et après repondération dans l'échantillon à exactement trois jets. . . . 186
5.45 Erreur systématique associée à la repondération additionnelle de la simulation après simple étiquetage. . . . 188
5.46 Erreur systématique associée à la repondération additionnelle de la simulation après double étiquetage. . . . 189
5.47 Erreur systématique associée à la repondération d'ALPGEN superposée au rapport des données à la simulation dans la masse du système di-jet, dans le canal simplement étiqueté. . . . 191
5.48 Rapport des données à la simulation dans la masse du système di-jet, dans le canal simplement étiqueté, après ajustement par un polynôme. . . . 191
5.49 Impact du poids supplémentaire sur la variable de sortie du réseau de neurones dans le canal doublement étiqueté. . . . 192
5.50 Le paramètre ϵ_{tight} en fonction de l'impulsion transverse du muon. . . . 195
5.51 Le paramètre $p_{\mu\text{jet}}$ en fonction de l'impulsion transverse du muon. . . . 196
5.52 Distributions de l'impulsion transverse, de l'énergie, et des coordonnées angulaires du muon. . . . 198
5.53 Distributions de la projection sur les axes x et y de l'énergie transverse manquante, de l'énergie transverse manquante totale et de $\Delta\phi(\mu, \not\!\!E_T)$. . . . 199
5.54 Distributions de l'impulsion transverse et de la masse transverse du boson W. . . . 200
5.55 Distributions de l'impulsion transverse et des coordonnées angulaires du jet de plus haut p_T. . . . 201
5.56 Distributions de l'impulsion transverse et des coordonnées angulaires du deuxième jet de plus haut p_T. . . . 202
5.57 Distribution de la variable H_T. . . . 203
5.58 Distributions des variables $\Delta\eta(jet1,jet2)$, $\Delta\phi(jet1,jet2)$ et $\Delta R(jet1,jet2)$. . . . 204
5.59 Distribution de la masse du système di-jet. . . . 205
5.60 Distributions de l'impulsion transverse, de l'énergie, et des coordonnées angulaires du muon dans l'échantillon $W + 3$ jets. . . . 206
5.61 Distributions des projections sur les axes x et y de l'énergie transverse manquante, de l'énergie transverse manquante totale et de $\Delta\phi(\mu, \not\!\!E_T)$ dans l'échantillon $W + 3$ jets. . . . 207
5.62 Distributions de l'impulsion transverse et de la masse transverse du boson W dans l'échantillon $W + 3$ jets. . . . 208
5.63 Distributions de l'impulsion transverse et des coordonnées angulaires du jet de plus haut p_T dans l'échantillon $W + 3$ jets. . . . 209
5.64 Distributions de l'impulsion transverse et des coordonnées angulaires du deuxième jet de plus haut p_T dans l'échantillon $W + 3$ jets. . . . 210
5.65 Distributions de l'impulsion transverse et des coordonnées angulaires du troisième jet de plus haut p_T dans l'échantillon $W + 3$ jets. . . . 211
5.66 Distribution de la variable H_T dans l'échantillon $W + 3$ jets. . . . 212

5.67 Distributions des variables $\Delta\eta(jet1,jet2)$, $\Delta\phi(jet1,jet2)$ et $\Delta R(jet1,jet2)$ dans l'échantillon $W+3$ jets. . . . 213
5.68 Distribution de la masse du système di-jet dans l'échantillon $W+3$ jets. . . . 214
5.69 Schéma des propriétés caractéristiques d'un jet de b. . . . 216
5.70 Significativité du paramètre d'impact pour des jets de b et des jets légers. . . . 217
5.71 Efficacité d'étiquetage en fonction du taux de mauvaise identification pour l'algorithme JLIP. . . . 220
5.72 Les variables d'entrées du "NN-tagger". . . . 224
5.73 Variable de sortie du "NN-tagger" pour des jets légers et pour des jets de b. . . . 225
5.74 Gain en performance du "NN-tagger" par rapport à l'algorithme JLIP. . . . 227
5.75 Illustration de la dépendance en pseudo-rapidité de l'étiquetabilité. . . . 230
5.76 Facteur d'échelle d'étiquetabilité appliqué à la simulation. . . . 231
5.77 Test de fermeture sur le facteur d'échelle d'étiquetabilité. . . . 232
5.78 Facteur d'échelle d'efficacité d'étiquetage des b. . . . 233
5.79 Distributions après étiquetage des b dans le canal simplement étiqueté. . . . 237
5.80 Distributions après étiquetage des b dans le canal doublement étiqueté. . . . 238
5.81 Distributions après étiquetage des b dans l'échantillon $W+3$ jets dans le canal simplement étiqueté. . . . 239
5.82 Distributions après étiquetage des b dans l'échantillon $W+3$ jets dans le canal doublement étiqueté. . . . 240
5.83 Masse du système di-jet dans l'échantillon à exactement deux jets. . . . 241
5.84 Masse du système di-jet dans l'échantillon à exactement trois jets. . . . 242
5.85 Impact de la coupure sur H_T sur la performance du réseau de neurones. . . . 244
5.86 Variables d'entrée potentielles pour le réseau de neurones :$m^{(jet1,jet2)}$ et $p_T^{(jet1,jet2)}$. . . . 246
5.87 Variables d'entrée potentielles pour le réseau de neurones :pseudo-rapidité des jets. . . . 247
5.88 Variables d'entrée potentielles pour le réseau de neurones :impulsion transverse des jets. 248
5.89 Variables d'entrée potentielles pour le réseau de neurones :$\Delta\phi(jet1,jet2)$ et $\Delta R(jet1,jet2)$. 249
5.90 Variables d'entrée potentielles pour le réseau de neurones :masse et impulsion transverse du W. . . . 250
5.91 Variables d'entrée potentielles pour le réseau de neurones :sphéricité et centralité. . . . 251
5.92 Variable d'entrée potentielle pour le réseau de neurones :produit de la charge et de la pseudo-rapidité du muon. . . . 252
5.93 Influence de chaque variable d'entrée sur la performance du réseau de neurones. . . . 253
5.94 Variables d'entrée du réseau de neurones, dans le canal simplement étiqueté. . . . 254
5.95 Variables d'entrée du réseau de neurones, dans le canal doublement étiqueté. . . . 255
5.96 Variable de sortie du réseau de neurones obtenue sur l'échantillon test de signal et la somme des bruits de fond. . . . 257
5.97 Distribution de la variable de sortie du réseau de neurones après étiquetage des b pour $m_H = 115\,\text{GeV}$. . . . 258
5.98 Distribution de la variable de sortie du réseau de neurones dans le canal simplement étiqueté pour toutes les masses du Higgs testées. . . . 259
5.99 Distribution de la variable de sortie du réseau de neurones dans le canal doublement étiqueté pour toutes les masses du Higgs testées. . . . 260
5.100 Limite sur la section efficace de production du Higgs :comparaison entre masse du sytème di-jet et réseau de neurones. . . . 261
5.101 Gain en sensibilité apporté par le réseau de neurones. . . . 262

6.1 Limite sur la section efficace de production WH dans l'échantillon à exactement deux jets, à partir de la masse du système di-jet, dans l'analyse $WH \to \mu\nu b\bar{b}$. 274
6.2 Limite sur la section efficace de production WH dans l'échantillon à exactement deux jets, à partir de la variable de sortie du réseau de neurones, dans l'analyse $WH \to \mu\nu b\bar{b}$. 275
6.3 Limite sur la section efficace de production WH dans l'échantillon à exactement trois jets, à partir de la masse du système di-jet, dans l'analyse $WH \to \mu\nu b\bar{b}$. 276
6.4 Limite finale sur la section efficace de production WH à partir de la masse du système di-jet, dans l'analyse $WH \to \mu\nu b\bar{b}$. 277
6.5 Limite finale sur la section efficace de production WH à partir de la variable de sortie du réseau de neurones, dans l'analyse $WH \to \mu\nu b\bar{b}$. 278
6.6 Limite finale sur la section efficace de production WH à partir de la masse du système di-jet, en combinant les analyses $WH \to \mu\nu b\bar{b}$ et $WH \to e\nu b\bar{b}$. 279
6.7 Limite finale sur la section efficace de production WH à partir de la variable de sortie du réseau de neurones, en combinant les analyses $WH \to \mu\nu b\bar{b}$ et $WH \to e\nu b\bar{b}$. 280
6.8 Limites sur la section efficace de production du boson de Higgs obtenues par la combinaison des analyses du Tevatron datée d'avril 2008. 282
6.9 Limites sur la section efficace de production d'un boson de Higgs de haute masse obtenues par la combinaison des analyses du Tevatron datée de juillet 2008. 283

Introduction

Le Modèle Standard est la théorie quantique des champs qui décrit les particules élémentaires. Ce modèle connaît un très grand succès du fait qu'il parvient à expliquer la majorité des résultat expérimentaux de physique des particules.

Certaines observations fondamentales restent toutefois inexplicables, comme le fait que certaines particules élémentaires aient une masse. La théorie de jauge $SU(2)_L \bigotimes U(1)_Y$ sur laquelle est basée le Modèle Standard prédit des particules sans masse. Le mécanisme de Higgs, qui peut être intégré au Modèle Standard, a été introduit pour résoudre ce problème. Il permet d'expliquer comment la masse vient aux bosons de jauge par brisure spontanée de symétrie électro-faible et comment elle vient aux fermions par couplage avec un nouveau champ, le champ de Higgs. À ce champ est associée une particule, le boson de Higgs. Cette particule n'a pas été observée expérimentalement à ce jour, mais sa découverte permettrait de résoudre une partie du problème de la masse.

Le boson de Higgs possède une masse mais le Modèle Standard n'en fournit pas de prédiction. Des contraintes théoriques favorisent toutefois un Higgs léger. Des recherches du Higgs ont été menées auprès de l'accélérateur LEP mais n'ont pas permis la mise en évidence d'un boson de Higgs. Un excès d'évènements pouvant potentiellement être attribué à un boson de Higgs de 115 GeV à été observé mais n'était pas statistiquement significatif. La recherche continue donc auprès du Tevatron, un collisionneur de protons et d'anti-protons situé à Fermilab près de Chicago qui doit fonctionner jusqu'à 2009 au moins.

Cette thèse a pour objet la recherche d'un boson de Higgs standard dans l'expérience DØ auprès du Tevatron, dans des données correspondant à $1\,\mathrm{fb}^{-1}$ de luminosité intégrée receuillies durant le Run IIa. Le Higgs est recherché en production associé avec un boson W, dans le canal dans lequel le Higgs se désintgre en une paire de quarks $b\bar{b}$ et le W en un muon et un neutrino.

Le chapitre 1 présente une brève revue du Modèle Standard. Le mécanisme de Higgs est ensuite expliquée et il est montré comment les bosons de jauge acquièrent leur masse via la brisure de symétrie électro-faible, et comment les fermions acquièrent la leur par couplage au champ de Higgs. Les contraintes théoriques et expérimentales sur la masse du Higgs sont présentées, suivis des modes de production et de désintégration du boson de Higgs au Tevatron.

Le chapitre 2 présente le dispositif expérimental constitué de l'accélérateur proton - anti-proton Tevatron et du détecteur DØ. La chaîne d'accélération est détaillée, depuis la création du faisceau de protons jusqu'à l'accélération finale qui fournit une énergie de 1,96 TeV dans le centre de masse. Les sous-système constituant le détecteur DØ sont ensuite présentés. La description du calorimètre est particulièrement détaillée du fait que la signature du boson de Higgs dans le canal étudié est un signal calorimétrique.

Dans le troisième chapitre il est expliqué comment les particules sont reconstruites et identifiées par le détecteur DØ. Une attention particulière est dédiée aux jets car c'est une paire de jets de b que nous recherchons.

Le quatrième chapitre présente les algorithmes de calibration en énergie des jets, ou *Jet Energy Scale*. Ces corrections sont essentielles car sans elles l'énergie des jets est biaisée par de multiples effets instrumentaux. Elles permettent de remonter à l'énergie d'un jet avant interaction sur le détecteur. Les jets, et particulièrement les jets de b, peuvent présenter un muon et un neutrino dans leur chaîne de désintégration. Leur énergie n'est pas mesurée par le calorimétre et il s'ensuit un biais additionnel. Une section est donc consacrée au développement d'une correction *semi-muonique* qui a constitué une partie de ce travail de thèse. Elle permet d'améliorer la résolution en énergie des jets de b ce qui est crucial dans une analyse qui recherche une résonance $b\bar{b}$.

Le cinquième chapitre décrit l'analyse de recherche du Higgs proprement dite. Toute la procédure expérimentale y est présentée. Les évènements à exactement deux ou trois jets sont analysés. L'inclusion des évènements à trois jets permet un gain en sensibilité. La stratégie de déclenchement adoptée permet un gain net de 30% en acceptance par rapport à une stratégie classique. La technique d'étiquetage des jets de b employée à DØ est également détaillée. Enfin, il est expliqué comment la mise en oeuvre d'une technique de sélection avancée, le réseau de neurones, permet un gain additionnel de 15% en sensibilité.

Le sixième et dernier chapitre présente le calcul des limites supérieures sur la section efficace de production du boson de Higgs. Aucun excés compatible avec un signal n'étant observé dans les distributions de masse invariante du système $b\bar{b}$, une méthode semi-fréquentiste est utilisée pour calculer la limite sur la section efficace. L'implémentation de cette méthode est présentée ainsi que les résultats obtenus.

Chapitre 1

Le Modèle Standard et le boson de Higgs

La physique des particules élémentaires repose sur une théorie quantique et relativiste appelée le Modèle Standard sur le groupe de symétrie $SU(3)_{couleur} \bigotimes SU(2)_L \bigotimes U(1)_Y$. Il décrit les composants élémentaires de la matière ainsi que leurs interactions.

Les bases de cette théorie sont d'abord rappelées dans ce chapitre. La théorie de jauge $SU(2)_L \bigotimes U(1)_Y$ prédit des particules sans masse et ceci est problématique. L'existence de particules élémentaires massives est en effet prouvée par l'expérience, et la masse de certaines, comme le boson W, est mesurée avec une grande précision. À l'heure actuelle, la solution la plus favorisée pour résoudre ce problème de masse est l'introduction d'un nouveau champ appelé champ de Higgs.

Ce chapitre décrit ensuite comment les bosons de jauge Z^0 er W acquièrent leur masse pas brisure de la symétrie électro-faible et les fermions par interaction avec le champ de Higgs. Ainsi qu'à tout champ quantique, au champ de Higgs est associé une particule, le boson de Higgs, qui n'a pas encore été observé expérimentalement. Bien qu'il n'existe aucune prédiction théorique directe sur la masse de ce dernier, certaines contraintes émanant de considérations théoriques ou de recherches directes et indirectes, existent ; elles sont discutées ci-après et suivies d'une description phénoménologique de la production du Higgs au Tevatron.

1.1 Le Modèle Standard

1.1.1 Les constituants élémentaires de la matière

Rappelons tout d'abord ce que sont les constituants élémentaires. Ceux-ci sont divisés en deux grandes familles, les fermions et les bosons. Ils obéissent à des lois statistiques différentes. Le cas des bosons, particules associées aux champs quantiques responsables des interactions, sera abordé dans la section 1.1.2.

Les *fermions*, particules de spin demi-entier, suivent la statistique de Fermi-Dirac ; ils satisfont au principe d'exclusion de Pauli, qui stipule que deux fermions ne peuvent se trouver dans le même état quantique.

La famille des fermions est elle-même divisée en deux groupes, les leptons et les quarks, sensibles à différentes interactions. Le tableau récapitulatif 1.1 donne une vue d'ensemble des fermions élémentaires et de leurs propriétés. Les quarks, contrairement aux leptons, subissent l'interaction forte et sont confinés, c'est-à-dire qu'ils ne peuvent exister à l'état libre; ils apparaissent dans les hadrons. Les leptons peuvent quant à eux apparaître de manière isolée. Quarks et leptons subissent aussi l'interaction électro-faible.

Quarks et leptons sont regroupés en trois générations qui ne diffèrent que par l'échelle de masse mise en jeu. La première génération comprend les composants de la matière ordinaire : les quarks u et

	Première génération	Deuxième génération	Troisième génération	Charge électrique	Nombre baryonique	Nombre leptonique	Spin
Quarks	u	c	t	$2/3$	$1/3$	0	$1/2$
	d	s	b	$-1/3$	$1/3$	0	$1/2$
Leptons	e^-	μ^-	τ^-	-1	0	1	$1/2$
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	0	1	$1/2$

TAB. 1.1 – *Les fermions élémentaires, classés par génération, et quelques-unes de leurs propriétés : charge électrique, nombres baryonique et leptonique et spin.*

d, consituants des protons et neutrons, ainsi que l'électron, un lepton, forment les atomes. La seconde génération est constituée des quarks s et c et du muon. La troisième contient, outre le lepton tau, les quarks b et t ; ce dernier, dont la masse est particulièrement élevée, joue un rôle important dans les recherches indirectes du Higgs - on verra pourquoi dans la section 1.3. L'électron, le muon et le tau ont chacun un neutrino associé.

Chaque génération contient donc un neutrino. Ces derniers sont élusifs car interagissant peu avec la matière ordinaire puisqu'ils sont neutres et ne subissent que l'interaction faible. Il a été établi que ces particules oscillent, c'est-à-dire passent d'une famille à l'autre, et possèdent une masse très petite comparée à celle des leptons chargés qui n'est pas encore mesurée précisément.

Afin de définir complètement l'état quantique de chacune de ces particules , on leur associe un ensemble de nombres selon leurs propriétés. Le type de la particule - quark ou lepton - est indiquée par les nombres baryonique et leptonique ; alors que les quarks ont un nombre baryonique de $\frac{1}{3}$ et un nombre leptonique nul, les leptons ont quant à eux un nombre baryonique nul et un nombre leptonique valant ± 1.

Les particules ont des charges selon les interactions auxquelles elles sont sensibles. Ainsi, toutes les particules possèdant une charge électrique non-nulle sont soumises à l'interaction électro-magnétique. Par convention, elle vaut -1 pour l'électron et est fractionnaire pour les quarks : $+\frac{2}{3}$ pour u, c et t, et $-\frac{1}{3}$ pour d, s et b. Les quarks obéissent également à l'interaction forte et poss'edent une charge dite de couleur, dont les valeurs admises, là encore par convention, sont rouge, bleu et vert.

Ces nombres et charges peuvent être ou non conservés sous certaines interactions. Ainsi, la saveur et le nombre leptonique sont conservés par les interactions à courant neutre (dont le boson correspondant est électriquement neutre : photon γ, gluon g ou Z^0) ; la saveur est changée par une interaction à courant chargé ($W^\pm$), et la couleur par l'interaction forte. Le nombre baryonique est quant à lui toujours conservé.

Il faut enfin mentionner qu'à chaque particule est associée une anti-particule, de mêmes masse, temps de vie et spin, mais de charges et nombres baryonique et leptonique opposés.

1.1.2 Les interactions fondamentales

Le cadre théorique fondamental décrivant le monde des particules élémentaires est la théorie des champs, un formalisme à la fois quantique et relativiste dont l'origine remonte aux années trente et qui dérive des approches classiques hamiltonienne et lagrangienne. Ainsi, à chaque particule on associe un champ qui sera quantifié.

Dans ce système, une interaction entre deux particules de spin quelconque est interprétée comme l'échange d'une particule de spin entier, appelée *boson*. Contrairement aux fermions, les bosons obéissent à la statistique de Bose-Einstein, qui est différente de celle de Fermi-Dirac ; les bosons en effet, ne sont pas soumis au principe d'exclusion de Pauli et peuvent se regrouper dans le même état quantique.

Interaction	Groupe de symétrie	Bosons associés	Constante de couplage	Distance d'interaction
gravitationnelle		graviton	$\sim 10^{-38}$	
faible	SU(2)	$W^{\pm}$, Z^0	10^{-5}-10^{-12}	$\sim 10^{-3} fm$
électro-magnétique	U(1)	photon γ	$\sim \frac{1}{137}$	∞
forte	SU(3)	gluons g	~ 1	$\sim 1{,}5 fm$

TAB. 1.2 – *Les quatre interactions fondamentales, le groupe de symétrie auquel elles appartiennent, leurs bosons associés, leur constante de couplage et leur distance d'interaction .*

Il existe quatre interactions fondamentales, ici énoncées par ordre croissant d'amplitude et répertoriées dans le tableau 1.2 :

- l'interaction gravitationnelle agit sur toutes les particules massives. On appelle son boson associé le graviton. Aucune preuve expérimentale directe de son existence n'a pu être fournie jusqu'à présent, mais on possède des éléments de réponse indirects quant à l'existence des ondes gravitationnelles (pulsar binaire de Hulse-Taylor, prix Nobel 1993). Elle n'est pas incluse dans le Modèle Standard.
- l'interaction faible, qui agit sur toutes les particules élémentaires (quarks, leptons, neutrinos, bosons de jauge). Ses bosons associés sont le $W^{\pm}$ et le Z^0.
- l'interaction électro-magnétique, qui agit sur toutes les particules possédant une charge électrique. Son boson associé est le photon ; il est électriquement neutre. Son amplitude est caractérisée par la constante de structure fine $\alpha = \frac{e^2}{2\epsilon_0} \sim \frac{1}{137}$.
- l'interaction forte, ou *chromodynamique quantique* (en anglais QCD) agit sur toutes les particules possédant une charge de couleur, c'est-à-dire les quarks, mais aussi ses bosons associés, les gluons. Les gluons sont au nombre de neuf car le Lagrangien de l'interaction forte est invariant dans un groupe de transformation $SU(3)$ local ; chaque gluon est la combinaison linéaire d'une paire couleur - anti-couleur. L'une de ces combinaison, $\frac{1}{\sqrt{3}}(R\bar{R} + V\bar{V} + B\bar{B})$, où R, V et B désignent les couleurs rouge, verte et bleue, est invariante par rotation dans l'espace des couleurs ; seuls huit gluons participent donc à l'interaction. L'interaction forte est unique parmi les autres interactions, car elle est la seule dont l'amplitude augmente alors que les particules qui y sont soumises s'éloignent l'une de l'autre. Cette propriété entraine le phénomène de *confinement*, c'est-à-dire le fait que les quarks ne soient pas observables à l'état libre. Lors d'un processus donné, un quark s'hadronise, c'est-à-dire qu'il se regroupe avec d'autres quarks pour former un objet composite neutre de couleur, ou "blanc", qui lui seul est observable.

Ces quatre interactions couvrent un domaine d'amplitude extrêmement large. En effet, l'interaction gravitationnelle a une amplitude 10^{-38} fois plus petite que l'interaction forte.

En 1967, Glashow, Salam et Weinberg [1] [2] [3] [4] proposèrent d'unifier les forces électro-magnétique et faible sous un seul formalisme, avec une seule constante de couplage ; c'est la *théorie électro-faible* dont la symétrie de jauge est $SU(2)_L \bigotimes U(1)_Y$.

1.2 La théorie électro-faible et le mécanisme de Higgs

1.2.1 La théorie électro-faible

La théorie électro-faible est une théorie de champ dite de Yang-Mills, soit une théorie de jauge non-abélienne, basée sur le groupe de symétrie $SU(2)_L \bigotimes U(1)_Y$, c'est-à-dire l'isospin faible et l'hypercharge. La combinaison de ces deux symétries introduit les degrés de liberté nécessaires pour décrire les

interactions faibles avec courants chargés ou neutres ($W^{\pm}$, Z^0) et les interactions électro-magnétiques avec le photon. Ce modèle possède deux types de champs:

- les champs de matière, correspondant aux trois générations de quarks et leptons chiraux droits et gauches. Les fermions gauches sont des isodoublets, alors que les fermions droits sont des singlets, tel que montré dans l'expression 1.1:

$$\begin{aligned} L_1 &= \begin{pmatrix}\nu_e\\ e^-\end{pmatrix},\ e_{R1} = e_R^-\ ;\ Q_1 = \begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix},\ u_{R1} = u_R,\ d_{R1} = d_R \\ L_2 &= \begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu^-\end{pmatrix},\ e_{R2} = \mu_R^-\ ;\ Q_2 = \begin{pmatrix}c\\ s\end{pmatrix},\ u_{R2} = c_R,\ d_{R1} = s_R \\ L_3 &= \begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau^-\end{pmatrix},\ e_{R3} = \tau_R^-\ ;\ Q_3 = \begin{pmatrix}t\\ b\end{pmatrix},\ u_{R3} = t_R,\ d_{R1} = b_R \end{aligned} \tag{1.1}$$

  Les L_α représentent les leptons et les Q_α les quarks gauches (*Left*) ; l'indice R dénote un fermion droit (*Right*). Dit simplement, du point de vue de l'isospin faible un électron gauche est plus proche d'un neutrino que de l'électron droit, car les deux premiers appartiennent au même doublet.
- les champs d'interactions. On appelle B_μ le champ correspondant au générateur Y du groupe $U(1)_Y$, et $W_\mu^{1,2,3}$ les trois champs correspondant aux générateurs $T^{1,2,3}$ du groupe $SU(2)_L$, qui sont équivalents à la moitié des matrices τ_α de Pauli 2×2 non-commutatives.

En mécanique classique, les équations du mouvement peuvent s'obtenir via le Lagrangien

$$L = T - V \tag{1.2}$$

où T et V représentent l'énergie cinétique et potentielle respectivement. ce formalisme peut s'étendre aux systèmes continus, et on l'utilise donc en théorie des champs. Le Lagrangien[1] du Modèle Standard, qui regroupe l'interaction forte ($SU(3)$) et l'interaction électro-faible ($SU(2) \bigotimes U(1)$) et est donc invariant sous une transformation de jauge locale $SU(3) \bigotimes SU(2) \bigotimes U(1)$, s'écrit

$$\begin{aligned} L_{MS} = &\underbrace{-\frac{1}{4}G^\alpha_{\mu\nu}G^{\mu\nu}_\alpha - \frac{1}{4}W^\alpha_{\mu\nu}W^{\mu\nu}_\alpha - \frac{1}{4}B^\alpha_{\mu\nu}B^{\mu\nu}_\alpha}_{champs\ d'interaction} \\ &+ \underbrace{\bar{L}_i i D_\mu \gamma^\mu L_i + \bar{e}_{Ri} i D_\mu \gamma^\mu e_{Ri} + \bar{Q}_i i D_\mu \gamma^\mu Q_i + \bar{u}_{Ri} i D_\mu \gamma^\mu u_{Ri} + \bar{d}_{Ri} i D_\mu \gamma^\mu d_{Ri}}_{couplages\ avec\ les\ champs\ de\ fermions} \end{aligned} \tag{1.3}$$

où G_μ est le champ correspondant au générateur du groupe SU(3) (interaction forte) et D_μ est la dérivée covariante, qui appliquée à un champ de quarks Ψ s'écrit

$$D_\mu \Psi = (\partial_\mu - i g_s T_\alpha G^\alpha_\mu - i g_2 T_\alpha W^\alpha_\mu - i g_1 \frac{Y}{2} B_\mu)\Psi \tag{1.4}$$

avec g_s la constante de couplage de $SU(3)$ (couleur), g_1 la constante de couplage de $U(1)_Y$ (hypercharge) et g_2 la constante de couplage de $SU(2)_L$ (chiralité).

L'expression 1.3 est valide pour des fermions et bosons sans masse. Or, l'expérience montre que la majorité des particules élémentaires possèdent une masse non-nulle ; par exemple, l'interaction faible agit à courte distance seulement, donc le boson W doit avoir une masse élevée. Malheureusement, il

1. On suivra l'usage et on désignera par Lagrangien un objet qui est en fait une densité de Lagrangien.

n'est pas possible d'ajouter directement un terme de masse au Lagrangien sans briser la renormalisabilité de la théorie car

- un terme de masse pour les bosons de jauge s'écrit

$$\frac{1}{2}MW^{\mu}W_{\mu} \tag{1.5}$$

  (où M est la masse du boson), ce qui viole l'invariance de jauge $SU(2)\bigotimes U(1)$;
- un terme de masse fermionique s'écrit, pour l'exemple de l'électron,

$$-m_e e\bar{e} = -m_e(\bar{e}_R e_L + \bar{e}_L e_R) \tag{1.6}$$

  Or, ceci n'est pas invariant par une transformation de symétrie d'isospin faible $SU(2)_Y$, car e_L fait partie d'un doublet (vecteur) alors que e_R est un singlet (scalaire) ; une expression de type $\bar{e}_R e_L$ n'est donc pas invariante.

On peut cependant conserver le principe de symétrie de jauge exacte en ajoutant un doublet ϕ qui génèrere la masse des bosons et se couple aux fermions via une constante g_H pour former l'expression $g_H\bar{Q}_L\phi d_R$, qui est elle invariante sous $SU(2)_Y$. Higgs, Brout, Englert, Guralnik, Hagen et Kibble [5] [6] [7] [8] ont proposé un mécanisme de brisure spontanée de symétrie, couramment appelé *mécanisme de Higgs*, qui postule l'existence de ce doublet ϕ associé à un nouveau champ d'interaction, le champ de Higgs.

1.2.2 Le mécanisme de Higgs

La solution la plus simple au problème de la masse des fermions et des bosons de jauge est donc l'ajout dans le Modèle Standard du champ de Higgs ϕ, un doublet de $SU(2)_L$ comprenant deux champs scalaires complexes d'état d'énergie minimale asymétrique [9] :

$$\begin{aligned} \phi(x) &= \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \\ <\phi>_0 &= \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{1.7}$$

Le champ scalaire est de la forme

$$\phi = v\exp(i\theta) \tag{1.8}$$

Le Lagrangien contenant ce champ s'écrit

$$L_H(\phi) = \partial_\mu\phi^\dagger\partial^\mu\phi - \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \tag{1.9}$$

où μ est homogène à une masse, et $\lambda > 0$ est un paramètre d'auto-couplage sans dimension. Le terme

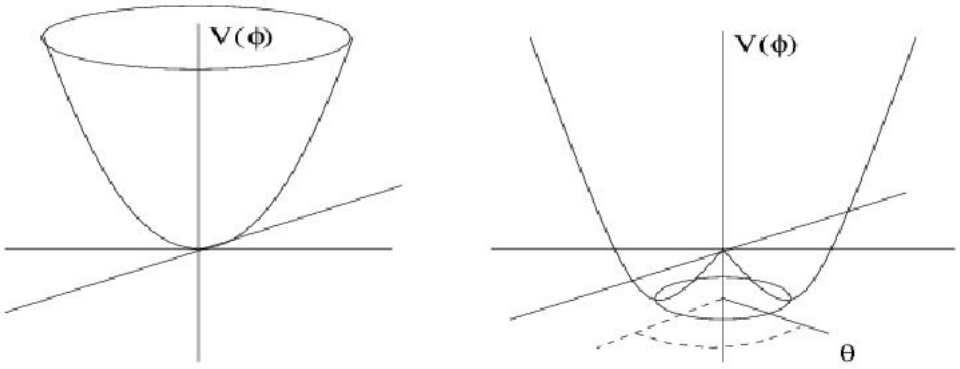
$$V(\phi) = \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \tag{1.10}$$

forme un potentiel symétrique dit "en forme de chapeau mexicain", comme illustré figure 1.1. La valeur attendue du vide du potentiel, ou vev (pour *vacuum expectation value*), est non-nulle, mais dégénérée. Dès lors qu'on choisit une valeur, la symétrie est spontanément brisée. On peut y voir une analogie avec la supraconductivité, le paramètre μ jouant alors le rôle de la température. Dans cette théorie on

peut développer l'énergie libre d'un système en une fonction des puissances paires de son paramètre d'ordre η :

$$f(\eta) = f_0 + \alpha \cdot \eta^2 + \beta \cdot \eta^4 \tag{1.11}$$

α et β sont des coefficients qui dépendent de la température T. β est positif pour éviter une divergence à l'infini à grand η. La forme la plus simple de α qui conduise à un paramètre d'ordre nul au-dessus d'une température critique T_c et non-nul en dessous est $\alpha = a(T - T_c)$. C'est un modèle de transition de phase dans lequel le choix de la température brise la symétrie du potentiel. Il en est de même avec le mécanisme de Higgs dans lequel le choix arbitraire de θ définit une orientation privilégiée et brise donc la symétrie du potentiel. Le groupe $SU(2)_L \bigotimes U(1)_Y$ est brisé vers $U(1)_{EM}$; c'est la *brisure de symétrie électro-faible.*



(a) $\mu^2 \geq 0$ (b) $\mu^2 < 0$

FIG. 1.1 – *Potentiel du champ de Higgs. Quand $\mu^2 \geq 0$ (a), le champ a une valeur minimale nulle dans le vide et prend la forme du chapeau mexicain ; quand $\mu^2 < 0$ (b), le champ a une valeur non-nulle dans le vide, ce qui génère les masses des fermions et bosons de jauge massifs.*

On peut obtenir l'invariance de l'expression 1.9 par une transformation de $SU(2)_L \bigotimes U(1)_Y$ en substituant à ∂_μ la dérivée covariante D_μ, définie par

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_2 \frac{\tau_\alpha}{2} W_\mu^\alpha + ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu \quad (\alpha = 1,2,3) \tag{1.12}$$

où comme vu précédemment, W_μ^α et B_μ sont les quatre champs de jauge électro-faibles. L'introduction de la dérivée covariante implique donc des couplages entre le champ de Higgs et ces champs de jauge.

Développant ϕ autour du minimum du potentiel, on obtient

$$\phi \sim \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \tag{1.13}$$

où H est un champ réel qui donne naissance à un boson massif supplémentaire, le boson de Higgs. En remplaçant ϕ par sa valeur 1.13 dans 1.9, des termes de masses pour les bosons de jauge apparaissent :

$$(D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi = \frac{g_2^2 v^2}{4} W^+ W^- + \frac{g_2^2 + g_1^2 v^2}{8} \left(\frac{g_2 W_3 - g_1 B}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \right)^2 \tag{1.14}$$

W^+ et W^- représentant les deux premières coordonnées du champ W^μ, W_3 la troisième. On a donc

$$m_W{}^2 = \frac{g_2^2 v^2}{4} \tag{1.15}$$

Les états propres de masse du photon et du Z^0 s'obtiennent par mélange des champs neutres W_3 et B :

$$\begin{aligned} Z &= cos\theta_W W_3 - sin\theta_W B \\ m_Z{}^2 &= \frac{(g_1^2 + g_2^2)v^2}{4} \\ A &= cos\theta_W B - sin\theta_W W_3 \\ M_A &= 0 \end{aligned} \tag{1.16}$$

où A représente le photon ; on retrouve donc bien des bosons $W^\pm$ et Z^0 massifs et un photon sans masse. Dans l'expression 1.16, θ_W est l'angle de mélange entre les deux champs W_3 et B et est appelé *angle de Weinberg* ; il s'écrit

$$sin\theta_W = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \tag{1.17}$$

L'addition du champ de Higgs à la théorie génère donc bien automatiquement la masse des bosons de jauge. Afin d'obtenir les masses des quarks et leptons, on fait interagir les champs de fermions au champ de Higgs via des couplages de Yukawa. On a, pour les leptons,

$$L_{Yukawa}^{leptons} = \lambda_\ell(\bar{L}\phi e_R + \bar{e}_R\phi^\dagger L) = \lambda_\ell(\bar{L}(v+H)e_R + \bar{e}_R(v+H)L) \tag{1.18}$$

et il faut ajouter, pour les quarks u, c et t, le terme

$$L_{Yukawa}^{quarks} = -\lambda_u \bar{u}_R \phi^T \epsilon \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L + \text{hermitique conjugué} \tag{1.19}$$

On obtient donc la masse des fermions, $m_{fermion} = \frac{\lambda_f v}{\sqrt{2}}$, λ_f étant le couplage du fermion au boson de Higgs.

Le mécanisme de Higgs fournit donc un modèle par lequel bosons de jauge et fermions acquièrent une masse via brisure spontanée de la symétrie électro-faible ; mais qu'en est-il de la masse du Higgs lui-même? Elle est liée à la valeur attendue du vide, $v = 246\,\text{GeV}$, par la relation

$$m_H^2 = 2\lambda v^2 \tag{1.20}$$

mais c'est tout ce que dit la théorie car la valeur de λ, constante de couplage du Higgs, n'ést en effet pas prédite. Afin de savoir où chercher, on a recours à certains arguments théoriques qui, combinés à des résultats expérimentaux, permettent de cerner les valeurs accessibles à m_H.

1.3 Contraintes sur la masse du boson de Higgs et sa phénoménologie au Tevatron

Le Modèle standard ne fournit aucune prédiction sur la masse du boson de Higgs, mais les recherches directes et les mesures de précision électro-faibles ont permis de contraindre cette dernière. Cette section présente ces contraintes, puis explique comment le Higgs (s'il existe) est produit au Tevatron, et dans quels canaux il est recherché ; il sera également expliqué pourquoi le Tevatron, compte tenu de ces contraintes, est une machine au potentiel fort prometteur.

1.3.1 Contraintes sur la masse du Higgs

Contraintes théoriques

Même si le Modèle Standard ne fournit pas de contrainte directe sur la masse du boson de Higgs car comme vu précédemment, la valeur de λ est inconnue, il existe certains arguments qui permettent de restreindre les masses accessibles afin que la théorie reste viable [10] [11] [12]. Les principaux éléments avancés, et qui vont d'ailleurs dans le sens d'un Higgs léger, donc accessible aux collisionneurs actuels, s'appuient sur l'équation du groupe de renormalisation pour l'autocouplage du Higgs (calculs à une boucle seulement)

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{1}{16\pi^2}(12\lambda^2 + 6\lambda\lambda_t^2 - 3\lambda_t^4 + \text{autres termes ne dépendant pas de } \lambda) \tag{1.21}$$

où t donne l'échelle d'énergie Q dans laquelle on se place par rapport à une référence Q_0, $t = logQ^2 - logQ_0^2$, et λ_t le couplage de Yukawa du quark top.

Le calcul de 1.21 ne reste valide que dans un régime perturbatif, c'est-à-dire que λ doit rester petit, $\frac{\lambda}{4\pi} < 1$. Si les premiers termes en λ sont dominants, alors l'autocouplage croît avec l'echelle d'énergie. Si une nouvelle physique peut apparaître à une échelle d'énergie Λ, et que l'on veut que la théorie reste valable pour $Q < \Lambda$, alors il faut que $\lambda(Q^2)$, donc la masse du Higgs, soit suffisamment petite. C'est l'argument de *trivialité*, qui donne une borne supérieure à la masse du Higgs.

On a supposé jusqu'ici que $\frac{d\lambda}{dt}$ restait positive, mais le terme $-3\lambda_t^4$, provenant du couplage au top, peut la faire devenir nulle puis négative. Si la dérivée s'annule, alors le potentiel effectif du champ de Higgs passe par un maximum puis decroît ; mais il ne peut devenir plus petit que la valeur du vide électro-faible, car cela rendrait ce vide instable. Le critère de *stabilité*, valide là encore à une échelle d'énergie $Q < \Lambda$ donnée, impose une limite inférieure à la masse du Higgs standard, suffisamment grande pour que l'état fondamental reste stable.

Ainsi, un boson de Higgs trop lourd rend le modèle non-perturbatif (ce qui n'est pas exclu *stricto sensu* mais il n'est alors plus possible de faire les calculs), alors qu'un Higgs trop léger déstabilise l'état fondamental. La figure 1.2 illustre ces contraintes en fonction de l'échelle d'énergie Λ.

Contraintes expérimentales directes

La recherche du Higgs est active depuis une quarantaine d'années, devenant de plus en plus frénétique au fil du temps suivant les possibilités offertes par les accélérateurs, tant il est devenu une sorte de "Graal" pour la finalisation du Modèle Standard.

Le collisionneur e^+e^- LEP (pour *Large Electron-Positron collider*), qui a fonctionné au CERN à Genève de 1989 à 2000, fut avant le Tevatron l'instrument le plus sensible dans ce domaine. Il a permis d'explorer des domaines d'énergie dans le centre de masse allant de 189 GeV à 209 GeV. Ses quatre expériences (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL) ont enregistré une luminosité intégrée totale d'environ $2{,}5\,\text{pb}^{-1}$.

Etant donné que LEP était un collisionneur électron-positron, le mode de production dominant du Higgs était la production associée à celle d'un boson Z ; le canal de désintégration privilégié du Higgs, aux basses masses accessibles à LEP, était une paire $b\bar{b}$.

En combinant les données recueillies par les quatre détecteurs mentionnés plus haut, les collaborations LEP, en l'absence de signal pouvant être attribué au Higgs, ont caculé une limite supérieure sur sa section efficace de production, à 95% de niveau de confiance [13]. La figure 1.3 montre le niveau de confiance attendu en fonction de la masse du boson de Higgs ; la limite observée est à 114,4 GeV, et la limite attendue à 115,3 GeV.

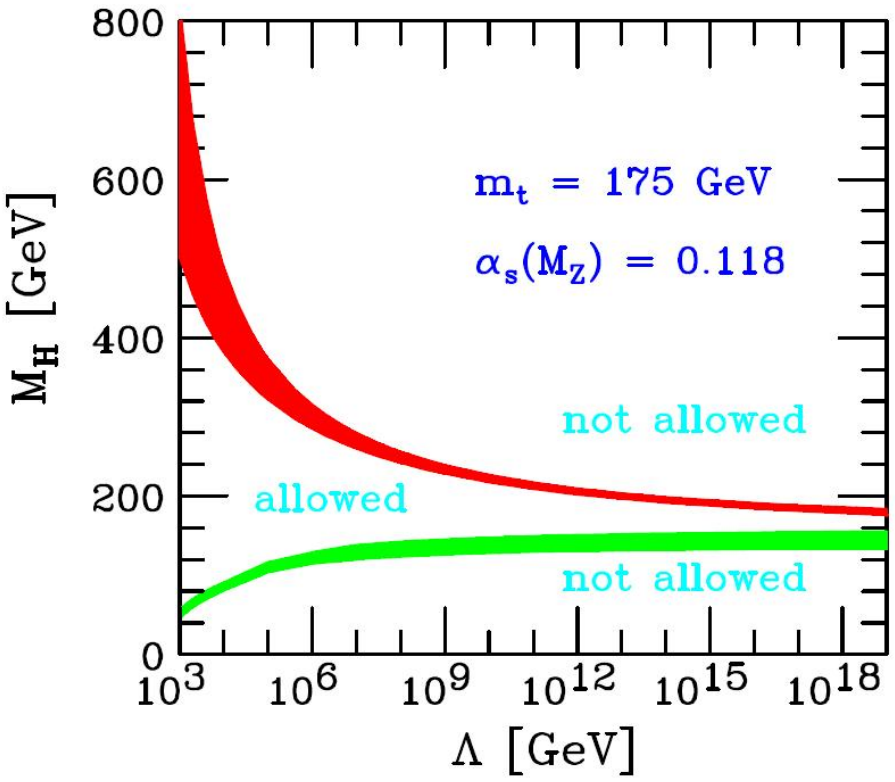


FIG. 1.2 – . *Contraintes théoriques établies suivant les arguments de trivialité et stabilité (voir texte), en fonction de l'échelle d'énergie* Λ *à laquelle apparaît une nouvelle physique, en supposant que la masse du top vaut* 175 GeV. *La bande supérieure rouge (resp. inférieure verte) représente la frontière fixée par l'argument de trivialité (resp. stabilité du vide) ; leur largeur est fonction des diverses incertitudes prises en compte. Seule la zone se trouvant entre les deux bandes est accessible.*

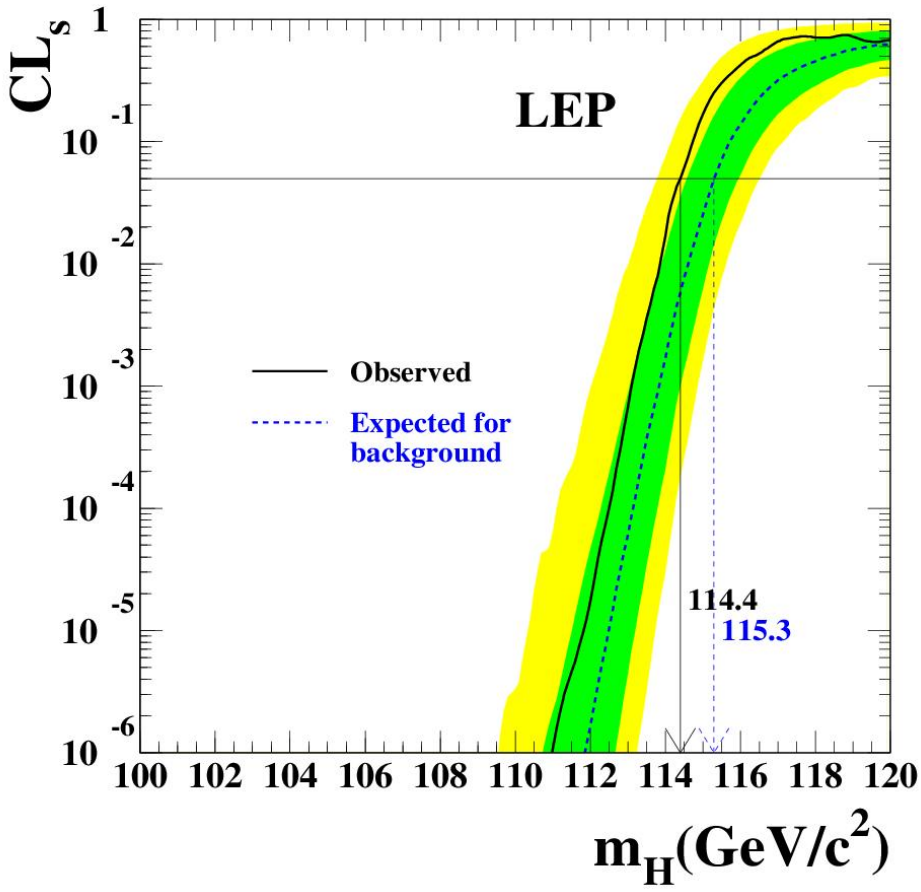


FIG. 1.3 – *Niveau de confiance de la présence d'un boson de Higgs en fonction de sa masse, pour les quatre expériences du* LEP *combinées. La ligne pointillée bleue représente la limite attendue, la ligne pleine noire la limite observée. Leur intersection avec la ligne horizontale noire indique le seuil de* 95% *de niveau de confiance, atteint pour une masse de 114,4* GeV *(115,3) observée (attendue). Les bandes intérieure verte et extérieure jaune représentent respectivement un écart d'1 et 2* σ *autour de la valeur centrale attendue.*

Contraintes expérimentales indirectes

Bien que la recherche directe soit finalement le seul moyen d'infirmer ou de confirmer l'existence du boson de Higgs, elle peut être complétée fort efficacement par ce que l'on appelle des *recherches indirectes*.

De nombreux paramètres électro-faibles sont reliées à la masse du Higgs via des corrections d'ordre supérieur. La masse du boson W par exemple (étroitement liée à celle du Higgs - voir expression 1.15), ou encore celle du quark top, si élevée qu'il se désintègre sans avoir le temps de s'hadroniser, sont de tels paramètres. En particulier, la masse du quark top est de l'ordre de l'échelle électro-faible et son couplage au champ de Higgs serait donc proche de 1.

On peut ainsi, en réalisant des *mesures de précision électro-faibles*, resserrer de plus en plus les contraintes sur la masse du Higgs, et donc guider les recherches directes, tout en apportant bien sûr une compréhension accrue de ce domaine du Modèle Standard.

La figure 1.4 montre l'état de l'art en matière de mesures de précision. On y voit la masse du boson W, sa largeur, et la masse du quark top, mesurées par les collaborations de LEP, SLD et Tevatron et rapportées par le groupe de travail LEPEWWG (LEP *Electro-Weak Working Group*) [14] [15]. m_W et m_t sont mesurées avec une précision de 0,03% et 1,05% respectivement.

Ces deux quantités posent une contrainte importante sur la masse du Higgs. La figure 1.5 montre la masse du boson W en fonction de la masse du quark top. Y sont comparées mesures directes et indirectes de ces deux quantités, ainsi que leur relation à la masse du Higgs.

On peut combiner ces mesures avec celles d'autres paramètres électro-faibles afin d'obtenir une contrainte plus forte. On inclut les mesures de la masse et de la largeur du boson Z^0, de ses paramètres d'asymétrie, de ses rapports d'embranchement en paires de quarks lourds, la polarisation du τ et l'asymétrie de charge $q\bar{q}$. On ajuste des valeurs mesurées et théoriques dépendant de la masse du Higgs, et on cherche le meilleur ajustement, c'est-à-dire celui qui donne le meilleur χ^2. La figure 1.6 montre une courbe de $\Delta\chi^2$, soit la différence de χ^2 entre le χ^2 minimal et le χ^2 obtenu si l'on fait varier la masse du Higgs comme un paramètre. Le minimum de cette fonction donne la masse la plus probable du boson de Higgs, à 76^{+33}_{-24} GeV à 68% de niveau de confiance (erreur théorique non-incluse). *C'est donc un Higgs léger qui est favorisé*. Qui plus est, une limite supérieure à 95% de niveau de confiance calculée pour $\Delta\chi^2 = 2{,}7$, incluant cette fois-ci l'erreur théorique en plus de l'erreur expérimentale, donne $m_H <\sim 160\,\text{GeV}$. Si les résultats de recherche directe de LEP sont inclus, on trouve $m_H <\sim 190\,\text{GeV}$. Ces valeurs relativement basses sont accessibles au Tevatron et soulignent donc la pertinence d'une recherche directe avec cet instrument.

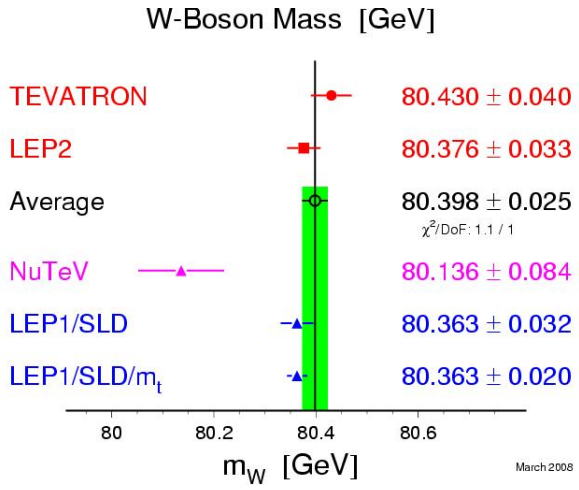
1.3.2 Le boson de Higgs au Tevatron

Les modes de production et de désintégration du boson de Higgs doivent maintenant être présentées, ainsi bien sûr que leur accessibilité au Tevatron.

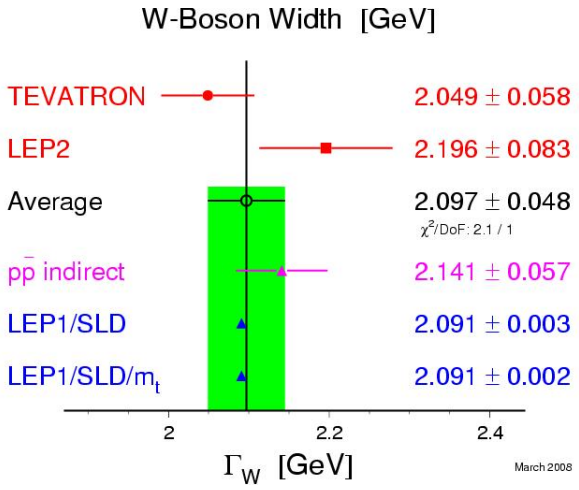
La figure 1.7(a) montre la section efficace de production du Higgs en fonction de sa masse, pour les trois modes principaux exploités par le Tevatron - il s'agit de la production directe par fusion de gluons, et de la production associée à un boson vecteur W ou Z.

Bien que la production directe domine, elle est peu aisément sondable aux basses masses où le bruit de fond QCD est trop important : la section efficace du processus $p\bar{p} \to b\bar{b}$ est en effet environ huit ordres de grandeur supérieure à celle du Higgs. Ce mode de production constitue en revanche l'apport majeur de sensibilité à des masses supérieures à environ 135 GeV. À des masses inférieures, c'est donc les canaux WH et ZH qui sont exploités. La figure 1.8 montre les diagrammes de Feynman des quatre modes les plus sensibles au Tevatron : les canaux $WH \to \ell\nu b\bar{b}$, $ZH \to \ell^+\ell^- b\bar{b}$ et $ZH \to \nu\nu b\bar{b}$ pour les basses masses, le canal $gg \to H \to W^+W^-$ pour les hautes masses.

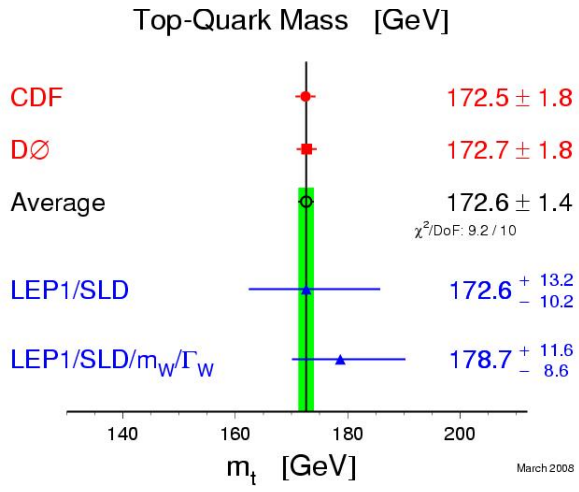
Quel que soit le canal choisi, il est de toute façon aisé de prendre conscience du défi expérimental



(a) m_W



(b) Γ



(c) m_t

FIG. 1.4 – *L'état de l'art des mesures de précision électro-faibles. (a) Mesure de la masse du boson W; (b) mesure de la largeur du boson W; (c) mesure de la masse du quark top.*

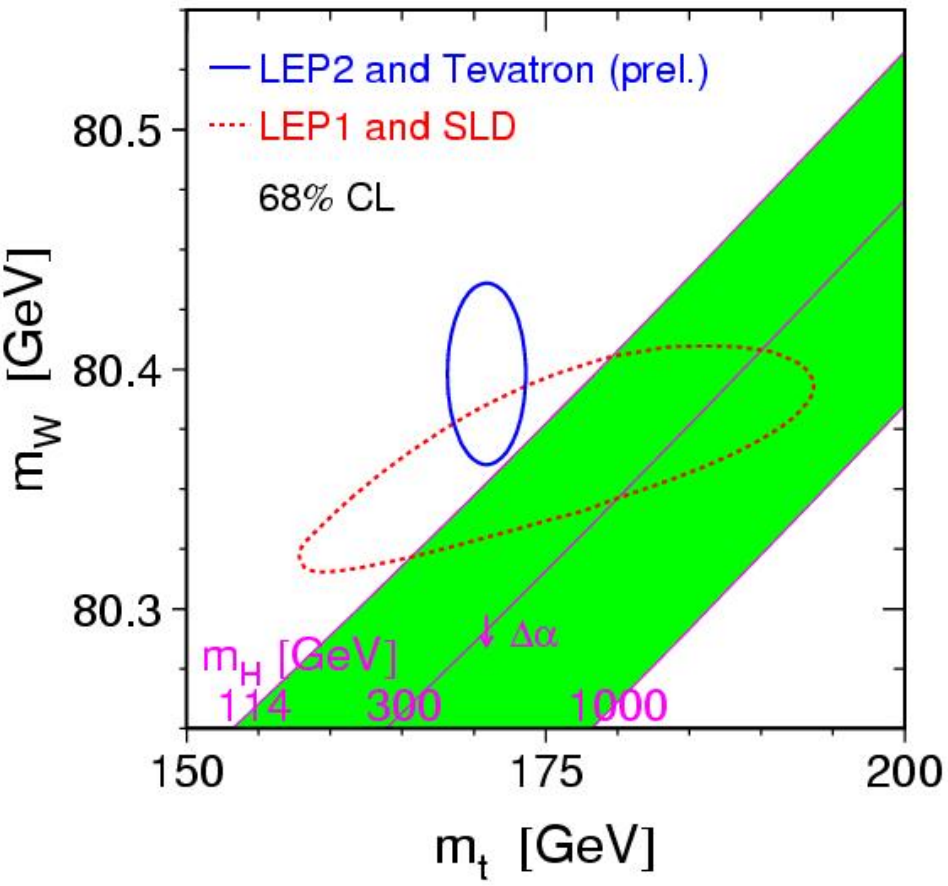


FIG. 1.5 – . *Masse du boson W en fonction de la masse du quark top. Le contour en trait plein indique les contraintes posées par des mesures directes au* LEP *et au Tevatron ; le contour en pointillés indique les contraintes posées par des mesures indirectes réalisées par les collaborations* LEP *et* SLD. *Les deux contours sont établis à* 68% *de niveau de confiance. La bande et les chiffres surimposés indique la relation de ces deux quantités à la masse du boson de Higgs standard.*

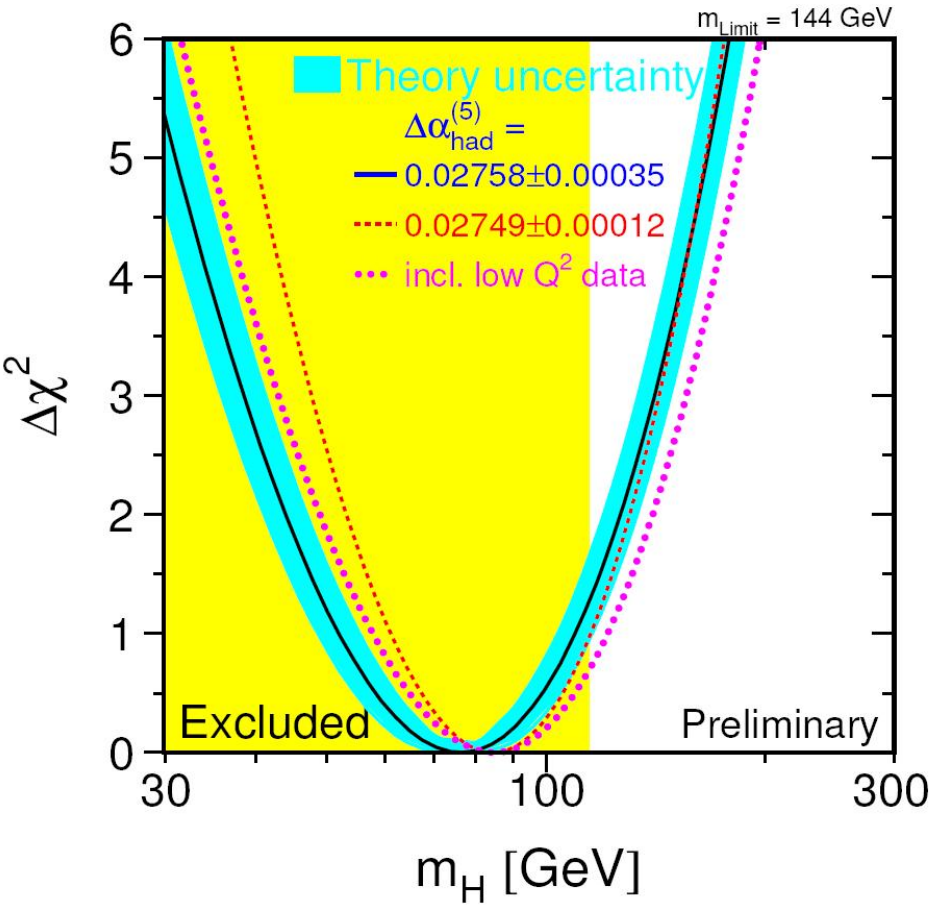
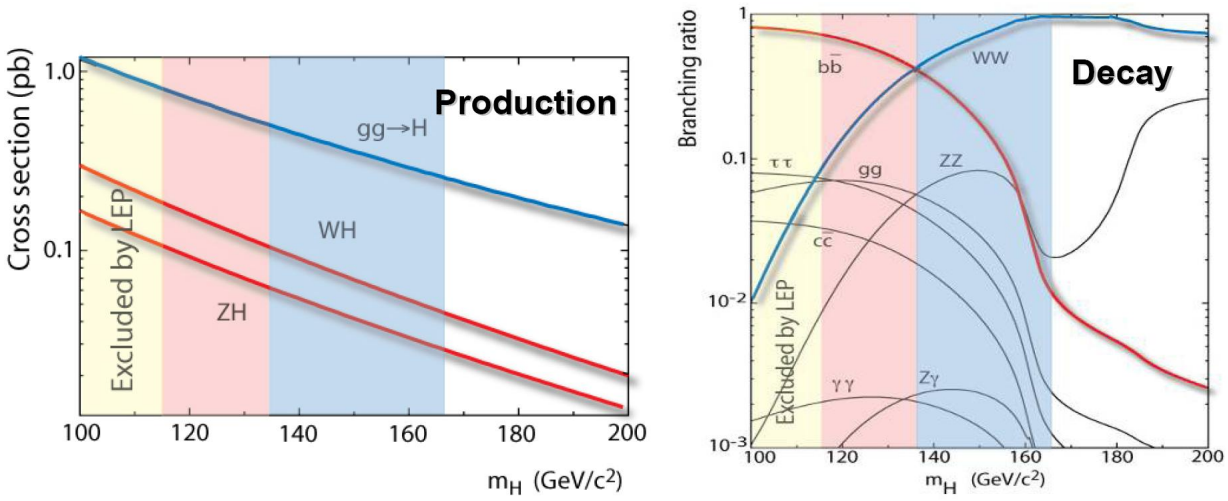


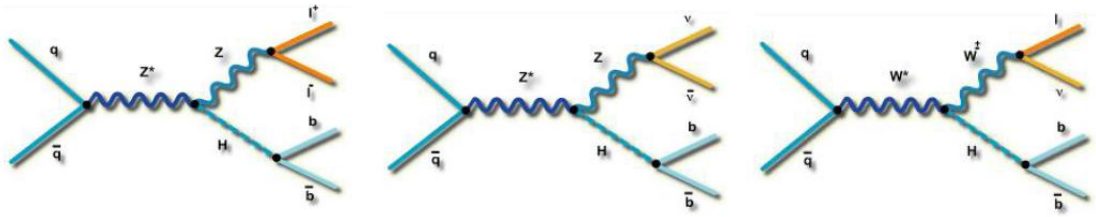
FIG. 1.6 – *Courbe de $\Delta\chi^2$ (voir texte) en fonction de la masse du boson de Higgs (ligne noire pleine). Le minimum indique la masse la plus probable, c'est-à-dire obtenue par le meilleur ajustement, soit 76* GeV. *La bande bleue qui entoure la ligne noire représente une estimation de l'erreur théorique provenant d'ordres supérieurs non-inclus dans le calcul ; la bande jaune "excluded" représente la zone de masse exclue à 95% de niveau de confiance par* LEP.



(a) Modes de production

(b) Canaux de désintégration

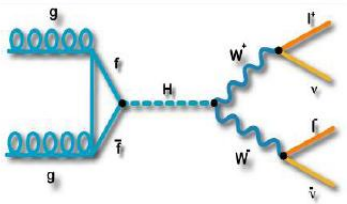
FIG. 1.7 – *Section efficace de production du Higgs au Tevatron pour différents modes (a) ainsi que ses canaux de désintégration (b), en fonction de sa masse. La bande gris clair (à gauche) indique la zone de masse exclue par* LEP *; les bandes rouge (au milieu) et bleue (à droite) indiquent les zones dans lesquelles la production associée ou la production directe respectivement, apportent la majorité de la sensibilité. Jusqu'à environ 135* GeV*, le mode de désintégration $H \to b\bar{b}$ est dominant ; à plus haute masse, le mode $H \to W^+W^-$ prend le dessus.*



(a) $ZH \to \ell^+\ell^- b\bar{b}$

(b) $ZH \to \nu\nu b\bar{b}$

(c) $WH \to \ell\nu b\bar{b}$



(d) $gg \to H \to W^+W^-$

FIG. 1.8 – *Diagrammes de Feynman des quatre canaux principaux, en terme de sensibilité, analysés au Tevatron. Les canaux (a), (b) et (c) contribuent majoritairement à basse masse ($m_H < 135\,$GeV), tandis que (c) apporte plus de sensibilité à haute masse.*

relevé par les analyses de recherche du Higgs. Sa section efficace de production est en effet inférieure, dans la zone non-exclue par LEP, à 1 pb (soit 1 évènement Higgs sur 10^{12} évènements $p\bar{p}$). Ceci peut être comparé, par exemple, aux 12 pb de la production WW, ou aux 3 pb de la production électro-faible du quark top, mise en évidence par la collaboration DØ en 2007.

La figure 1.7(b) montre les divers canaux de désintégration du boson de Higgs. Pour une masse inférieure à 135 GeV, la désintégration en paire $b\bar{b}$ domine, alors qu'aux masses plus élevées c'est le canal di-W qui est privilégié. Pour une recherche à basse masse, objet de cette thèse, c'est donc le canal $WH \to l\nu b\bar{b}$ qui est le plus sensible.

1.4 Conclusion

Un modèle basé sur la théorie de jauge $SU(3)_{couleur} \bigotimes SU(2)_L \bigotimes U(1)_Y$ ne permet pas la description de particules massives, et doit être amélioré en conséquence. Le mécanisme de Higgs propose une solution en postulant un nouveau champ qui génère la masse des bosons de jauge et des fermions ; la symétrie électro-faible est brisée, mais la renormalisabilité de la théorie n'est pas remise en cause. À ce champ de Higgs est associé une particule, le boson de Higgs, qui n'a pas été observée jusqu'à présent et dont la recherche a fait l'objet de ce travail de doctorat. Bien que sa masse ne soit pas prédite par le modèle, certains arguments théoriques, ainsi que les résultats de recherches directes et indirectes conduites auprès de divers dispositifs expérimentaux, favorisent un Higgs léger. Après avoir passé en revue les modes de production et les canaux de désintégration du Higgs dans un collisionneur hadronique, il apparaît que pour une recherche à basse masse, le canal $WH \to \ell\nu b\bar{b}$ est le plus sensible. C'est donc celui-ci qui a été retenu et la recherche du Higgs dans ce canal est décrite dans ce mémoire, plus particulièrement le cas où WH donne $\mu\nu b\bar{b}$.

Chapitre 2

Dispositif expérimental : l'accélérateur Tevatron et le détecteur DØ

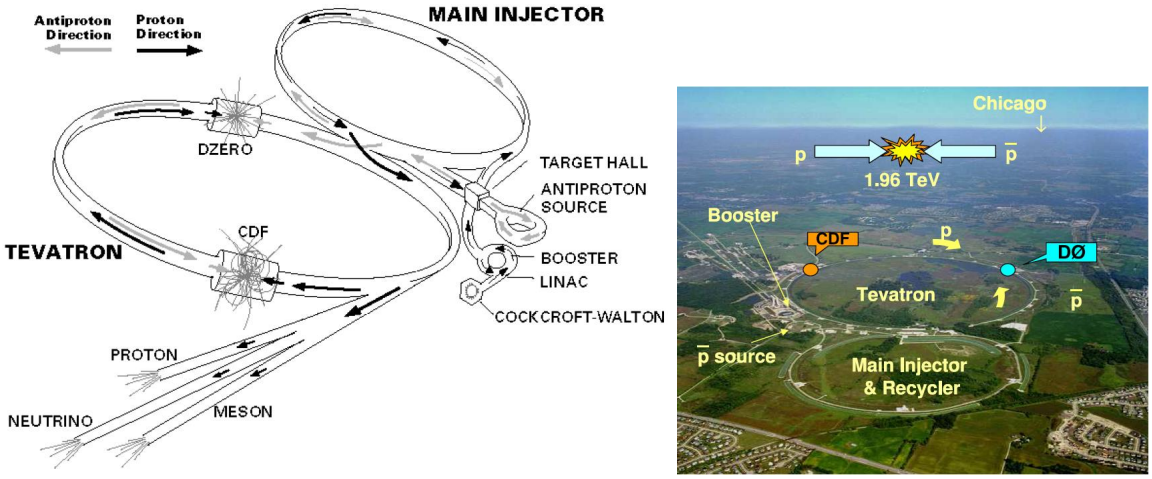
Le laboratoire Fermilab, ou FNAL (*Fermi National Accelerator Laboratory*) se situe aux États-Unis, à une soixantaine de kilomètres de Chicago. Fondé en 1967 par Robert R. Wilson [16], et dédié à la physique des hautes énergies, il a été le lieu de plusieurs découvertes fondamentales dans ce domaine. Ainsi, en 1977, la collaboration E-288, alors dirigée par Leon M. Lederman, découvre une nouvelle particule baptisée upsilon [17], résonance constituée d'une paire $b\bar{b}$. Le quark bottom était découvert, seulement trois ans après la mise en évidence de la résonance $c\bar{c}$ J/Ψ. Puis en 1995, les collaborations CDF et DØ mirent en évidence le quark top [18] [19], le dernier quark manquant mais aussi le plus lourd et le plus difficile à observer. L'ensemble des évènements $t\bar{t}$ créés à ce jour l'a été à Fermilab. Le membre le plus élusif des trois générations de fermions, le neutrino tau, fut également découvert à Fermilab en 2000 par la collaboration DONUT [20].

Le Tevatron est un collisionneur qui a démarré en 1988, et produit des collisions protons - antiprotons. Ces collisions sont étudiées par deux détecteurs construits par les collaborations internationales CDF (1988) et DØ (1992). Il est à l'heure actuelle le collisionneur le plus puissant au monde, et délivre des faisceaux $p\bar{p}$ avec une énergie de 1,96 TeV dans le centre de masse, répartie symétriquement entre les deux faisceaux. Tevatron a connu plusieurs phases de fonctionnement : le Run I jusqu'en mars 2001, puis le Run IIa jusqu'en juin 2006, et enfin le Run IIb, une phase à haute luminosité, jusqu'à l'arrêt de la machine prévu en 2009 ou 2010. À chacune de ces périodes correspondent des développements techniques réalisés sur l'accélérateur afin d'améliorer ses performances. Il a aussi fallu mettre à jour les détecteurs pour que ceux-ci puissent tirer pleinement profit d'une machine plus puissante. Le travail présenté dans ce mémoire s'appuyant sur des données issues du Run II, le Run I ne sera pas détaillé ici ; le tableau 2.1, qui résume les principales caractéristiques techniques du Tevatron, en fait néanmoins mention.

Pas moins de sept accélérateurs linéaires ou circulaires sont nécessaires pour créer et accélérer les faisceaux avant leur injection dans le Tevatron [21] ; la première partie de ce chapitre se propose de passer en revue ces divers dispositifs ainsi que leur fonctionnement, de la création des faisceaux aux collisions $p\bar{p}$. Une bonne compréhension du détecteur est indispensable à une bonne compréhension des données qu'il recueille, et la deuxième partie de la section concerne donc DØ ; y seront discutés les nombreux sous-systèmes qui le composent et les modifications qui leur furent apportées lors du passage en configuration Run IIb.

2.1 La chaîne d'accélérateurs et le Tevatron

Le Tevatron, dans lequel circulent en sens contraire protons et anti-protons et se produisent les collisions, n'est en fait que le dernier maillon d'une chaîne d'accélérateurs complexe. Créer les faisceaux, en particulier celui d'anti-protons, n'est en effet pas chose facile, et plusieurs phases d'accélérations sont nécessaires avant que les particules atteignent leur énergie nominale. Une vue d'ensemble des divers éléments de cette chaîne, ci-aprés détaillés, est visible sur la figure 2.1(a) ; une photographie aérienne du complexe est montrée figure 2.1(b).



(a) Vue aérienne du laboratoire

(b) La chaîne d'accélération

FIG. 2.1 – *(a) photographie aérienne du laboratoire Fermilab. (b) vue schématique de la chaîne d'accélération de Fermilab. La création et la pré-accélération des protons est assurée par l'ensemble* Cockcroft-Walton, LINAC *et* booster *; une partie de ces protons est utilisée à la production du faisceau d'anti-protons. Les faisceaux une fois produits sont stockés dans l'injecteur principal (*main injector*) avant d'être injectés dans le Tevatron.*

2.1.1 Création du faisceau de protons

Le faisceau de protons est produit à partir de l'élément chimique qui se rapproche le plus de protons purs, l'hydrogène. Une bouteille d'hydrogène, qu'il faut remplacer une fois tous les six mois environ, est couplée à un petit magnétron. Cet appareil soumet les atomes H à une haute-tension et créé donc un plasma. Les protons résultant s'agglomèrent sur l'électrode négative en césium, d'où ils sont ensuite délogés par les protons suivants. L'énergie de liaison des électrons du césium étant faible, le proton emmène avec lui deux électrons, comme illustré sur la figure 2.2 ; les ions H^- formés ayant une charge négative, ils s'éloignent de l'électrode et sont "canalisés" vers un dispositif dans lequel ils subiront une première accélération : une *colonne de Cockcroft-Walton.*

Un accélérateur de Cockcroft-Walton n'est autre qu'une source de courant continu de haute tension, qui doit son nom aux deux chercheurs qui mirent au point son prototype en 1932 au Cavendish Laboratory de l'université de Cambridge, et qui l'utilisèrent pour initier la première réaction nucléaire artificielle utilisant des particules accélérées par l'homme en bombardant de protons une cible de lithium. Plus précisèment, il s'agit d'un multiplicateur de tension qui fonctionne de la même façon

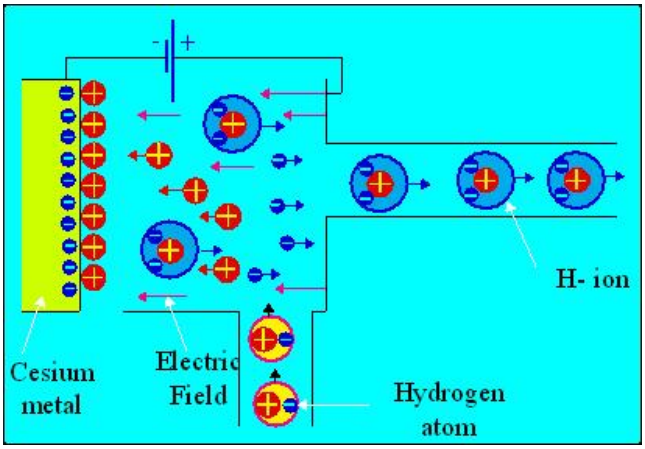
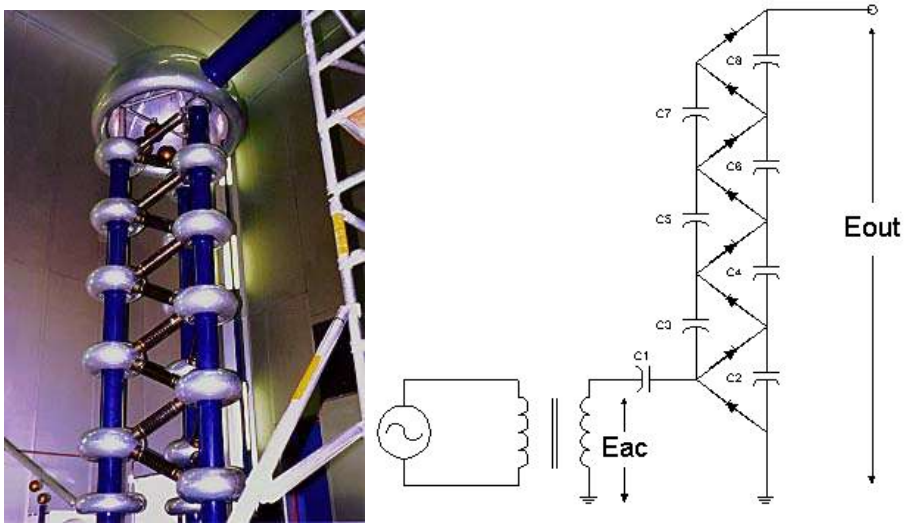


FIG. 2.2 – *Schéma de principe de la création des ions H^-. Les atomes d'hydrogène sont placés dans un champ électrique continu qui les ionise. Les protons ainsi créés s'agglomèrent sur l'électrode négative, d'où ils sont chassés par les protons incidents suivants. Comme le travail d'extraction des électrons du césium est petit, le proton repart avec deux électrons sous la forme d'un ion H^-.*

qu'un tube cathodique. Grâce à un système de condensateurs, il délivre une tension de sortie continue de 750 kV à partir d'une entrée alternative de 75 kV, cette dernière valeur étant limitée par la résistivité de l'air car une tension plus élevée produirait une étincelle. La figure 2.3 montre une photographie de l'accélérateur ainsi qu'un schéma de principe. Les ions H^-, qui ont maintenant acquis une énergie cinétique de 750 keV, sont ensuite convoyés vers l'*accélérateur linéaire* (abréviation en anglais : LINAC) via une ligne de transfert.

L'accélérateur linéaire utilisé à Fermilab utilise des cavités radiofréquence pour transmettre de l'énergie cinétique aux ions. Elles sont constituées de tubes à dérive, eux-mêmes présents dans un tube à vide, qui alternent avec des espaces vides. Un champ électrique piloté par la radiofréquence accélère les particules lorsqu'elles se trouvent dans les espaces vides ; lorsque le champ s'inverse et prend la mauvaise direction, les particules doivent se trouver dans les tubes à dérive dans lesquels elles ne subissent plus l'influence du champ. Ainsi, en réglant précisément la fréquence du champ et la longueur des tubes à dérive et des espaces vides, on parvient à augmenter l'énergie des particules ; celles-ci passent d'abord de 750 keV à 116 MeV dans la première partie du LINAC puis une deuxième partie montent leur énergie à 400 MeV. Le faisceau que l'on cherche à accélérer doit néanmoins avoir une structure en paquets pour que cela soit possible ; avant d'entrer dans le LINAC, il est donc "découpé" de telle sorte que la fréquence des paquets soit la même que celle de la première partie du LINAC, soit 201,24 MHz. Ils sont ensuite transferés vers le premier accélérateur circulaire de la chaîne, le *booster*.

Le booster est un synchrotron de 475 m de circonférence dont le rôle est de monter l'énergie des particules à 8 GeV. Si atteindre une telle énergie est techniquement possible avec un accélérateur linéaire, celui-ci aurait du être long de plus de six kilomètres, et l'argument tant technique que budgétaire fit prévaloir le choix d'un accélérateur circulaire. Ses cavités radiofréquence fonctionnent à 1 GHz. Les ions en provenance du LINAC traversent tout d'abord une fine feuille de carbone, ce qui les débarasse de leurs électrons mais ne perturbe pas la trajectoire des protons. Ce sont ces protons qui sont accélérés puis stockés dans l'*injecteur principal*, décrit dans la section suivante.



(a) Photographie du Cockcroft-Walton de Fermilab

(b) Schéma de principe d'un Cockcroft-Walton

FIG. 2.3 – *(a) photographie de l'accélérateur Cockcroft-Walton. Les cylindres verticaux sont des condensateurs, les sphères servent à lisser la tension aux jonctions des condensateurs pour éviter les effets de couronnes ou d'étincelles. (b) schéma de principe d'un Cockcroft-Walton. Une haute-tension continue E_{out} est créée à partir d'une moyenne-tension alternative E_{ac} via une échelle de condensateurs c_i.*

2.1.2 L'injecteur principal et le recycleur

L'injecteur principal [22] et le *recycleur* [23] sont deux synchrotrons dont les anneaux sont construits dans le même tunnel. Le rôle de l'injecteur est d'accélérer les protons en provenance du booster de 8 GeV à 150 GeV, puis de les injecter dans le Tevatron. Un faisceau de 120 GeV est également extrait et envoyé sur une cible fixe afin de produire les anti-protons. Les anti-protons en provenance de l'accumulateur sont également portés à une énergie de 150 GeV avant d'être eux aussi injectés dans le Tevatron.

Les aimants qui consituent le recycleur sont permanents, car ce dernier n'a pas vocation à augmenter l'energie des particules qui y circulent. Une fois les faisceaux de protons et d'anti-protons injectés dans le Tevatron, on peut les utiliser pour produire des collisions à une luminosité instantanée raisonablement haute pendant quelques dizaines d'heures au plus (on appelle cette période un *store*). Le processus de création des anti-protons étant long et peu efficace, on peut faciliter les choses en réutilisant les anti-protons qui restent à la fin d'un store. C'est le rôle du recycleur, qui stocke ces anti-protons et les transmet à l'injecteur principal pour leur ré-injection. On peut ainsi garantir des paquets d'anti-protons plus denses et donc une luminosité instantanée délivrée plus élevée. Le recycleur est également équipé de dispositifs de refroidissement des particules par faisceau d'électrons.

2.1.3 Création du faisceau d'anti-protons

Les collisions $p\bar{p}$ présentent certains avantages par rapport aux collisions symétriques pp, tant sur le plan physique que technique. Pour une énergie maximale dans le centre de masse inférieure à environ 3 TeV, certains processus ont un taux de production plus élevé dans une collision $p\bar{p}$; qui plus est, comme protons et anti-protons ont une charge électrique opposée, ils peuvent être accélérés par un seul système d'aimants ce qui réduit le coût et la simplicité du dispositif. En contrepartie, on doit être capable de créer des anti-protons à un taux suffisamment élevé pour maintenir une luminosité suffisamment haute, ce qui est une procédure complexe nécessitant une cible fixe et deux synchrotrons, comme montré sur la figure 2.4.

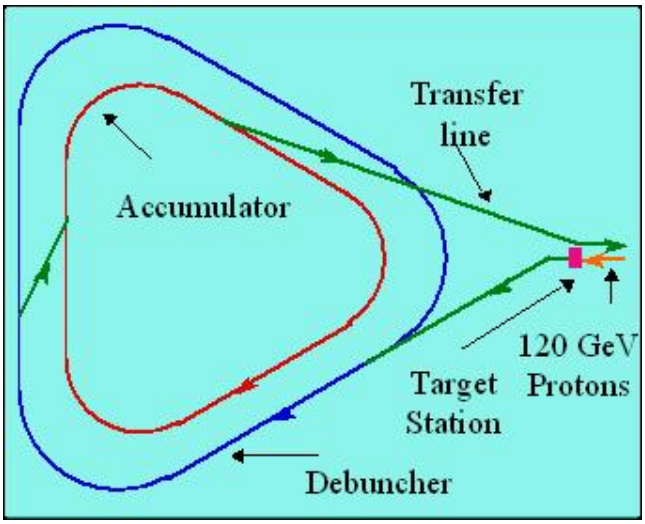


FIG. 2.4 – *Schéma du circuit de création des anti-protons. La collision de protons incidents en provenance de l'injecteur principal sur une cible fixe de nickel produit des anti-protons avec un large spectre énergétique ; celui-ci est réduit dans le "debuncher". Les anti-protons résultants sont ensuite stockés dans l'accumulateur avant d'être envoyés dans l'injecteur principal.*

Des protons de 120 GeV en provenance de l'injecteur principal sont envoyés sur une *cible de nickel*. Les nombreuses particules sortantes sont focalisées par une lentille magnétique au lithium, puis soumises à un champ magnétique qui agit comme un spectromètre de masse / charge et "filtre" les anti-protons. Ce procédé est illustré figure 2.5.

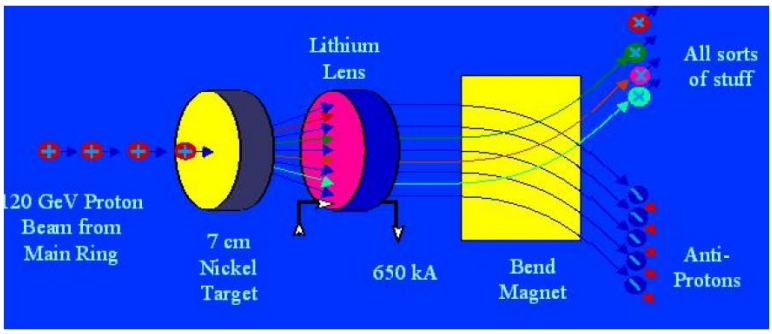


FIG. 2.5 – *Création d'anti-protons à partir de protons de* 120 GeV. *Une collision sur une cible de nickel produit des anti-protons et d'autres particules, qui sont focalisés par une lentille magnétique avant de passer par un aimant qui agit comme un spectromètre et filtre les anti-protons.*

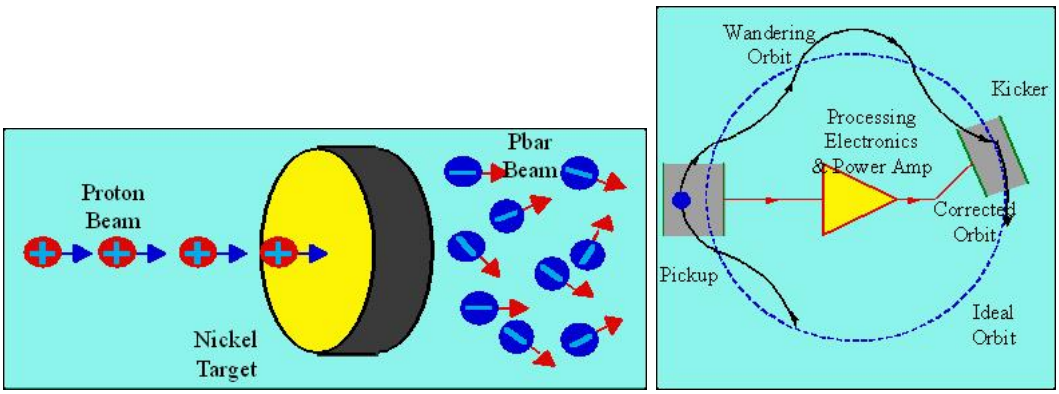
Comme le faisceau de protons incident a une structure en paquets, c'est aussi le cas du faisceau d'anti-protons sortant. La distribution en énergie des anti-protons est centrée sur 8 GeV, mais elle est très large et doit donc être rendue plus étroite. C'est le rôle du "*debuncher*", qui est un anneau triangulaire de 505 m de circonférence équipé d'une cavité radiofréquence. Les anti-protons de plus basse énergie ont une masse plus petite et voyagent donc "sur la corde" de l'anneau, alors que ceux de plus haute énergie voyagent plus près du bord extérieur ; ils "voient" donc une phase différente du champ radiofréquence, ce qui permet de ralentir les plus rapides et d'accélérer les plus lents mais détruit leur structure en paquet. Ce processus prend environ 100 ms. Ils sont ensuite transférés à l'*accumulateur*, qui redonne au faisceau sa structure en paquets et le stocke en attendant qu'un nombre suffisant d'anti-protons soit atteint ; on appelle ce processus *stacking*. Pour accumuler 10^{12} anti-protons, il faut environ huit heures.

Debuncher et accumulateur utilisent également un procédé de *refroidissement stochastique* [24]. Comme illustré sur la figure 2.6(a), les anti-protons produits par de la collision des protons avec la cible ont un spectre large non seulement en énergie mais aussi en angle et en position. Afin d'uniformiser ces spectres, un système de boucles d'asservissement, dont le schéma de principe est montré figure 2.6(b), permet de corriger l'orbite de chaque particule. Un signal d'erreur (sur l'énergie ou la position) est mesuré et amplifié, le gain pouvant atteindre 150 db, puis relayé à un aimant à réponse rapide qui corrige la trajectoire.

Le taux de production d'anti-protons étant d'environ de 20 pour 10^6 protons incidents, on comprend l'avantage d'avoir un recycleur performant et des paquets de $\bar{p}$ le plus denses possible pour maximiser la luminosité délivrée par le Tevatron.

2.1.4 Le Tevatron

Le *Tevatron* [25] est le dernier maillon de la chaîne. D'une circonférence de plus de six kilomètres, il contient 772 dipôles et 180 quadrupôles supraconducteurs et accélère les faisceaux de protons et d'anti-protons à leur énergie finale, soit 980 GeV pour donner 1,96 TeV dans le centre de masse. Des sytèmes magnétiques de focalisation et d'écrasement des faisceaux produisent des collisions aux points de l'anneau B0 et D0 où sont situés respectivement les détecteurs CDF et DØ.



(a) Anti-protons chauds en sortie de cible

(b) Principe du refroidissement stochastique

FIG. 2.6 – *(a) les anti-protons issus de la collision avec la cible de nickel sont chauds, leurs spectres en énergie, angle et position sont larges. (b) principe du refroidissement stochastique. La position ou l'énergie d'un anti-proton sur une orbite imparfaite ("wandering orbit") est mesurée ("pickup"), puis amplifiée et relayée à un aimant à réponse rapide ("kicker") qui aligne la particule sur l'orbite désirée. Les particules sont corrigées une à une.*

Les principales caractéristiques des faisceaux du Tevatron sont résumées dans le tableau 2.1. Chaque faisceau contient 36 paquets de particules, eux-mêmes répartis en trois "super-paquets" de 12 paquets chacun ; ces super-paquets sont espacés de 2,6 μs, alors que les paquets le sont de 396 ns. La période dite *Run IIb*, pour laquelle de nombreuses améliorations furent également apportées aux détecteurs, est une phase à très haute luminosité.

La chaîne d'accélérateurs étant maintenant décrite, la section suivante détaille les différents éléments du détecteur DØ.

Paramètre	Configuration du Tevatron		
	Run I	Run II	
		Run IIa	Run IIb
Période	1989 - 1996	2001 - 2006	2006 - 2009
Temps d'interaction	3.5 μs	396 ns	
Energie faisceaux (GeV)	900 × 900	980 × 980	
Nombre de paquets	6 × 6	36 × 36	
Luminosité max. ($cm^{-2}s^{-1}$)	$16 \cdot 10^{30}$	$100 \cdot 10^{30}$	$200 - 400 \cdot 10^{30}$
Luminosité intégrée	120 pb^{-1}	1 fb^{-1}	6-9 fb^{-1}

TAB. 2.1 – *Les principaux paramètres des faisceaux du Tevatron selon les périodes de fonctionnement : temps d'interaction, énergie des faiscaux, nombre de paquets et luminosité instantanée et intégrée.*

2.2 Le détecteur DØ

Décrivons maintenant l'appareillage avec lequel les données analysées ont été enregistrées, le détecteur DØ [26] [27]. Il s'agit d'un détecteur classique de physique sur collisionneur, avec une structure cylindrique en couches ; plusieurs sous-systèmes, ayant chacun une fonction précise, sont assemblés les uns autour des autres autour du point d'interaction. La figure 2.7 présente une vue schématique simplifiée du détecteur, sur laquelle ces sous-systèmes sont visibles. La partie centrale est la mieux couverte par les détecteurs ; elle est complétée par des calorimètres "bouchons" qui agrandissent la couverture, et par un système dédié à la détection des muons.

Comme dit plus haut, DØ a subi d'important travaux lors du passage du Run I au Run II ; seule la configuration Run II sera décrite ici. En outre, au moment du passage à la phase Run IIb, le détecteur a été à nouveau amélioré – un nouveau sous-système, la *couche zero*, a été implanté, et le système de déclenchement a été mis à jour afin de pouvoir s'accomoder de la haute luminosité délivrée par le Tevatron. Cette section fait mention de toutes les améliorations "Run IIb".

Ce chapitre commence par introduire le système de coordonnées utilisé dans DØ, puis décrit brièvement la méthode du calcul de la luminosité. Les sous-systèmes du détecteur sont ensuite discutés un à un, du plus proche du point d'interaction au plus éloigné ; il s'agit des *trajectographes*, du *calorimètre* et du *système d'identification des muons*. Comme la fréquence initiale des collisions est trop grande pour que tous les évènements puissent être enregistrés, on demande que ceux-ci satisfassent à certains critères ; cette pré-selection, le *déclenchement*, sera expliquée. Les évènements bruts enregistrés consistent en une série d'informations concernant l'état des systèmes électroniques du détecteur. Ils ne peuvent pas être utilisés tels quels pour conduire une analyse de physique, car la notion de particule "reconstruite" n'y existe pas encore. La procédure qui traduit la sortie de l'électronique du détecteur en objets physiques s'appelle la *reconstruction* ; elle est brièvement abordée à la fin de ce chapitre.

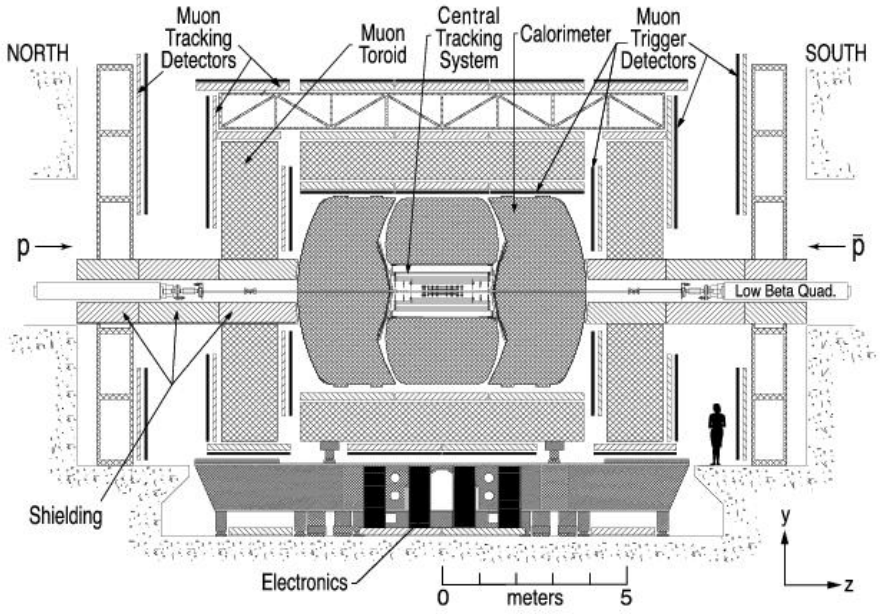


FIG. 2.7 – *Vue en coupe du détecteur DØ. Les divers sous-systèmes du détecteur sont visibles : trajectographes, calorimètre et système à muons. La couche zero, ajoutée lors du passage en configuration Run II b, n'est pas montrée ici.*

2.2.1 Le système de coordonnées

Le système de coordonnées de DØ est le suivant. L'axe z est l'axe du faisceau ; le plan (x,y) est appelé plan transverse. Les systèmes classiques cylindrique (r,z,ϕ) ou sphérique (r,θ,ϕ), avec $\phi = 0$ dans la direction des x positifs et $\theta = 0$ dans la direction des z positifs sont fréquemment utilisés, mais en pratique on se place dans un repère (r,ϕ,η), dans lequel η s'appelle la *pseudo-rapidité* et est définie par

$$\eta = -\ln\tan\frac{\theta}{2} \tag{2.1}$$

C'est une approximation de la rapidité $Y = \frac{1}{2}\ln\frac{E+p_z}{E-p_z}$ dans le cas où l'énergie E de la particule est très grande devant sa masse. On utilise Y car elle est invariante de Lorentz de long de l'axe z, ce qui n'est pas le cas de θ. La position z des collisions varie car elles n'ont pas nécessairement lieu au centre du détecteur, on a donc besoin d'un invariant de Lorentz. On dira qu'un objet est "à l'avant" du détecteur si son η est grand, "central" si son η est petit ($0{,}8 \gtrsim \eta$ le plus souvent). On peut mesurer η (et aussi r) soit à partir du centre du détecteur DØ, soit à partir de la position z du vertex d'interaction primaire ; dans le premier cas on parle de "η détecteur", noté η_{det}, dans le second on parle de "η physique", noté simplement η.

En général, lors d'une collision $p\bar{p}$, l'impulsion du centre de masse des partons qui interagissent n'est pas nulle dans la direction z mais elle l'est dans le plan transverse. Comme l'impulsion en z n'est pas connue, on utilise des variables dites transverses ; par exemple, l'impulsion transverse p_T se calcule à partir de la quantité de mouvement totale p par la relation $p_T = p\sin\theta$.

2.2.2 La mesure de la luminosité

La luminosité instantanée est directement reliée au nombre d'interactions par $\mathrm{cm}^2\ \mathrm{s}^{-1}$. Elle dépend des paramètres de la machine qui produit et accélère les faisceaux. Son expression est donnée par

$$L = \frac{fBN_pN_{\bar{p}}}{2\pi(\sigma_p^2+\sigma_{\bar{p}}^2)}\cdot F \tag{2.2}$$

où $f \simeq 43{,}7\,\mathrm{kHz}$ est la fréquence de rotation des paquets, $B = 36$ le nombre de paquets par faisceau, N_p ($N_{\bar{p}}$) le nombre de protons (d'anti-protons) par paquet, σ_p ($\sigma_{\bar{p}}$) la dimension transverse du faisceau de protons (d'antiprotons) au point d'interaction, et F un facteur de forme qui dépend entre autres de la longueur des paquets.

Ces paramètres machine ne peuvent pas être connus pour chaque paquet lors de chaque croisement de faisceau, et cette formule ne peut donc pas être utilisée pour une mesure précise. À la place, on mesure la luminosité en comptant des coïncidences sur les détecteurs de mesure de luminosité [28] (en anglais *Luminosity Monitors* ou simplement LM) qui sont visibles sur la figure 2.10. Ils sont constitués de scintillateurs de plastique lus par des photo-multiplicateurs. Il y a un détecteur de luminosité de chaque côté du détecteur DØ, fixés sur les calorimètres bouchons. Ils sont placés autour du tube à vide et couvrent la région $2{,}7 < |\eta_{det}| < 4{,}2$. Si une interaction inélastique se produit lors d'une collision, les fragments viennent frapper les détecteurs qui produisent un signal de coïncidence.

Le nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux μ est proportionnel à la luminosité et suit une loi de Poisson. La probabilité qu'il y ait n interactions dans un croisement de faisceaux donné est

$$P(n) = \frac{\mu^n}{n!}e^{-\mu} \tag{2.3}$$

La probabilité qu'au moins une interaction ne se produise (donc qu'il y ait un signal en provenance des détecteurs de mesure de luminosité) est donc

$$P(n > 0) = 1 - e^{-\mu} \tag{2.4}$$

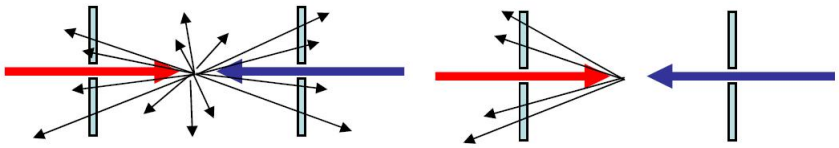
Comme $\mu = L\frac{\sigma_{eff}}{H}$, avec H la fréquence de croisement des faisceaux, on a

$$L = -\frac{H}{\sigma_{eff}} ln(1 - P(n > 0)) \tag{2.5}$$

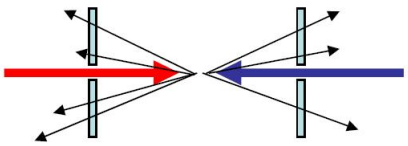
Dans cette expression, σ_{eff} est une section efficace effective de processus connus pondérée par l'acceptance A de chaque processus et l'efficacité de détection ϵ_{LM} des détecteurs de mesure de luminosité. L'efficacité de détection ϵ_{LM} est de l'ordre de 99%. L'expression de σ_{eff} est

$$\sigma_{eff} = \epsilon_{LM}(A_{CD}\sigma_{CD} + A_{SD}\sigma_{SD} + A_{DD}\sigma_{DD}) \tag{2.6}$$

CD signifie collision dure / processus non-diffractif ($p\bar{p} \rightarrow X$), SD processus simplement diffractif ($p\bar{p} \rightarrow pX$, l'une des particules reste intacte) et DD processus doublement diffractif ($p\bar{p} \rightarrow X_1X_2$). Une illustration schématique de ces types d'interaction est montrée figure 2.8. Tous ces processus sont inélastiques.



(a) Processus non-diffractif (b) Processus simplement diffractif



(c) Processus doublement diffractif

FIG. 2.8 – *Schéma illustratif de collisions non-diffractive, simplement diffractive et doublement diffractive. Les collisions diffractives produisent des particules plutôt longitudinalement ; les collisions non-diffractives ou dures en produisent dans toutes les directions.*

Dans la pratique σ_{eff} est appelée constante de luminosité. Elle dépend évidemment des détecteurs LM eux-mêmes (ce qui inclut les dommages infligés aux scintillateurs par les radiations) mais aussi de la connaissance des processus utilisés (on prend les valeurs moyennes mondiales pour les σ_{IJ}). Le tableau 2.2 liste les acceptances, les σ_{IJ} et la constante de luminosité pour le Run IIa [29] [30] et le Run IIb [31].

La mesure de la luminosité est essentielle pour la normalisation des données analysées. Les évènements produits dans un store (voir la définition d'un store dans la section 2.1.2) sont enregistrés

Paramètre	Type de processus	Run IIa	Run IIb
Acceptance	Non-diffractif	0,981 ± 0,001	0,988 ± 0,001
	Simplement diffractif	0,330 ± 0,006	0,319 ± 0,006
	Doublement diffractif	0,436 ± 0,007	0,479 ± 0,006
σ_{eff} (mb)		48,00 ± 2,6	48,27 ± 0,49

TAB. 2.2 – *Acceptance des détecteurs de mesure de luminosité et constante de luminosité σ_{eff} (voir texte) pour le Run IIa et le Run IIb. Les acceptances sont donnés pour chaque type de processus (non-diffractif / collision dure, simplement diffractif et doublement diffractif) et supposent des coups dans les deux détecteurs* LM.

dans des unités logiques que l'on appelle des *runs*. Chaque run (et chaque store) a un numéro d'indentification unique. Cette segmentation permet un traitement plus simple des données ; de plus, si la qualité des données est compromise (problème dans l'un des sous-systèmes du détecteur par exemple) pendant un run, on peut jeter ce run et le reste du store reste sain. De la même manière, chaque run est subdivisé en blocs de luminosité qui ont chacun leur indentifiant unique, appelé *Luminosity Block Number* ou *LBN*. Un bloc de luminosité est un laps de temps durant lequel toutes les quantités relatives à la luminosité sont mesurées. Sa durée nominale est d'une minute, mais il est toujours incrémenté au début ou à la fin d'un store ou d'un run, ou lorsque le signal de contrôle du système de déclenchement est réinitialisé (automatiquement ou manuellement). Les blocs de luminosité problématiques (pas de luminosité enregistrée ou haute-tension des détecteurs de mesure de luminosité non-nominale par exemple) doivent être rejetés lors d'une analyse car les données qui correspondent à cette période ne sont pas correctement normalisables.

Á la mi-mai 2008, plus de $3{,}5\,\mathrm{fb}^{-1}$ ont déjà été enregistrés par DØ, comme le montre la figure 2.9. La mesure de la luminosité instantanée maximale en fonction du temps y est également montrée.

2.2.3 Les trajectographes

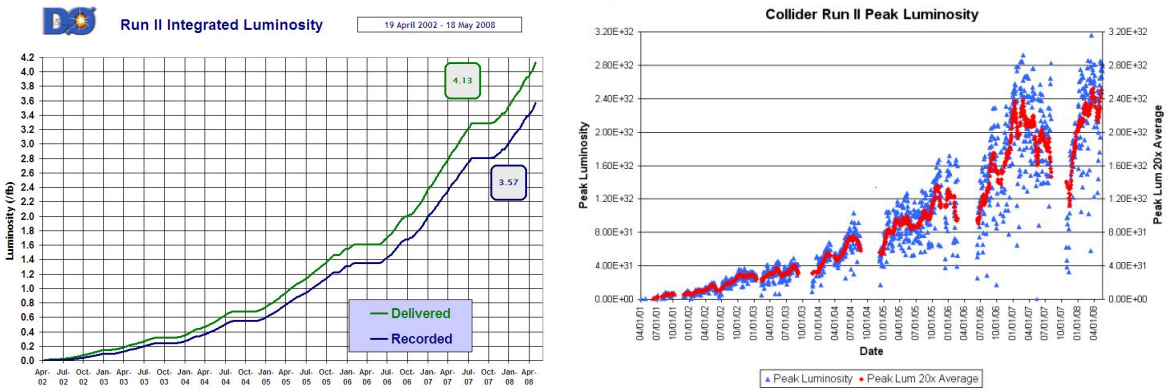
Une bonne détection et mesure des traces est essentielle pour de nombreux aspects de la physique abordée à DØ. Les analyses qui étudient le quark top ou le quark b, ou requièrent un étiquetage des jets de b (voir section 5.9), s'appuient fortement sur cette information. Dans le détecteur DØ, la détection des traces est réalisée par deux sous-systèmes distincts, le *détecteur de vertex* ou SMT (pour *Silicon Microstrip Tracker*), situé le plus près du point d'interaction, et le *trajectographe à fibres scintillantes*, ou CFT (pour *Central Fiber Tracker*). Ils sont tous deux situés dans la partie centrale du détecteur et sont entourés par un aimant solénoïdal comme le montre la figure 2.10. La résolution nominale en impulsion transverse de l'ensemble SMT + CFT est donnée par [32]

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = 0{,}015 \oplus 0{,}0014 \cdot p_T \tag{2.7}$$

La couche zero

La *couche zero* [33] [34] a été ajoutée au printemps 2006 lors de l'arrêt de la machine en préparation du Run IIb. Une photographie prise lors de son insertion en est montrée sur la figure 2.11. C'est une nouvelle couche adjointe au détecteur de vertex, dont la construction a été motivée par les arguments suivants :

1. Volonté de minimiser l'impact du vieillissement des détecteurs à traces dû aux radiations.



(a) Luminosité intégrée

(b) Luminosité instantanée maximale

FIG. 2.9 – *(a) Luminosité intégrée en fonction du temps. Plus de* $4\,\mathrm{fb}^{-1}$ *ont été fourni par le Tevatron (courbe supérieure verte) et* $3{,}5\,\mathrm{fb}^{-1}$ *ont été enregistrés (courbe inférieure bleue) au 18 mai 2008. (b) La luminosité instantanée fournie par le Tevatron ne cesse d'augmenter. Les points triangulaires bleus représentent la luminosité instantanée maximale fournie au début d'un store. Les points rouge en forme de losange moyennent les valeurs de vingt points bleus. La luminosité instantanée a toujours tendance à augmenter mais on remarque un brusque changement au printemps 2006, au démarrage du Run IIb. La luminosité instantanée maximale dépasse maintenant les* $2{,}4 \cdot 10^{32}\,\mathrm{cm}^2\ \mathrm{s}^{-1}$.

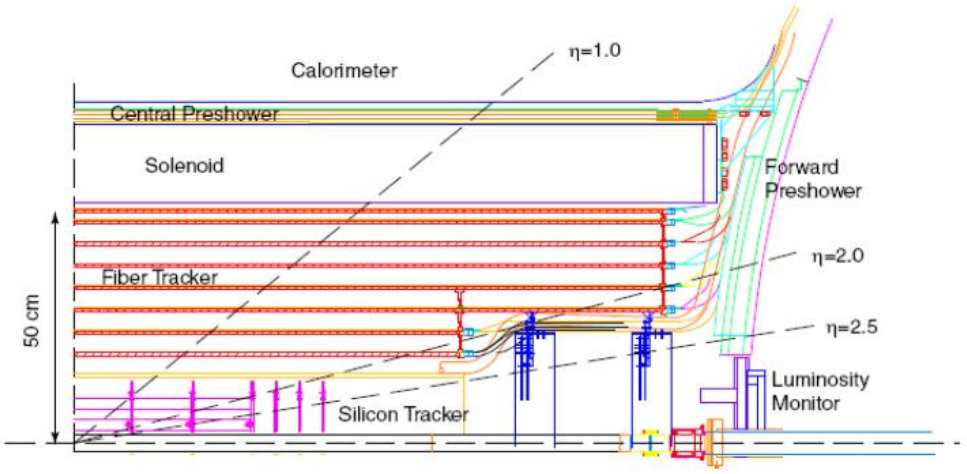


FIG. 2.10 – *Vue schématique du système de trajectographie. Le SMT est situé le plus près du point d'interaction ; vient ensuite le CFT, puis l'aimant solénoïdal. D'autres détecteurs, comme les calorimètres, les détecteurs de pied de gerbes et le détecteur de mesure de luminosité, sont également montrés. Les tonneaux et les disques du SMT (voir texte) sont visibles sur la figure. Les lignes pointillées indiquent une pseudo-rapidité constante. La couche zero ne figure pas sur le dessin.*

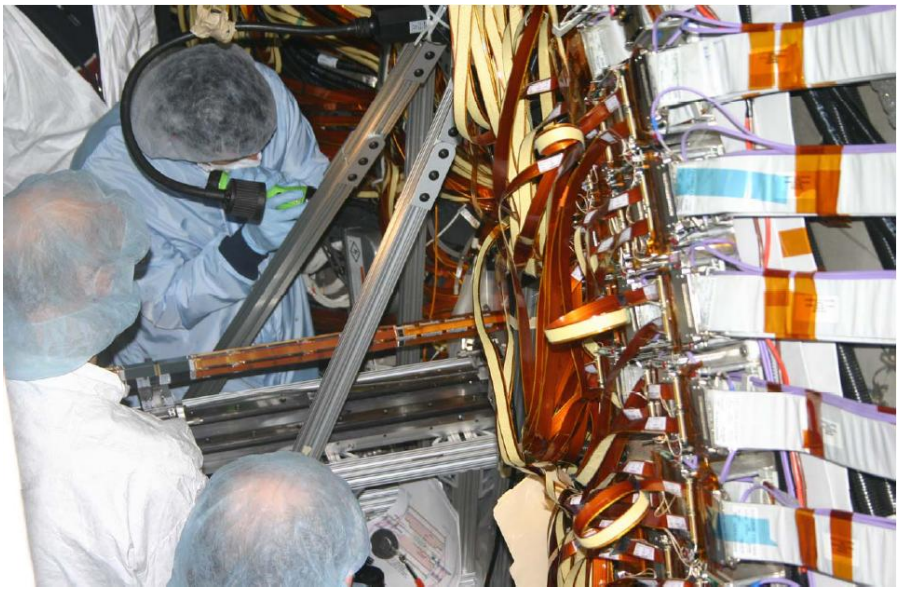


FIG. 2.11 – *Photographie de la couche zero lors de son insertion dans le détecteur DØ.*

2. Nécessité d'améliorer la détection des traces pour faire face aux plus hautes luminosités instantanées du Run IIb ; meilleure résolution temporelle.
3. Volonté d'améliorer la résolution sur le paramètre d'impact. Cela permet notamment des améliorations substantielles au niveau de l'étiquetage des jets de b (voir section 5.9) [35].

La couche zero est consituée de modules comprenant chacun un capteur à micro-pistes de silicium qui sont similaires à celles du SMT. C'est un équipement à hautes performances. Il permet d'améliorer la résolution du paramètre d'impact de près de 55% pour les traces d'impulsion transverse de moins de 5 GeV, ce qui correspond à une efficacité d'étiquetage des b meilleure d'environ 15% [36]. En outre, son rapport signal sur bruit est supérieur à 16.

Le détecteur de vertex

Le détecteur de vertex permet de mesurer la position du vertex d'interaction principal et d'effectuer une mesure de la trajectoire et de l'impulsion des particules chargées qui le traversent (ceci grâce au champ magnétique dans lequel il baigne qui défléchit leur trajectoire). D'une longueur totale de 64 cm le long de l'axe du faisceau et symétrique par rapport à $z = 0$, c'est un assemblage de tonneaux et de disques composé d'une partie centrale ($0 < |z| <\sim 60\,\text{cm}$), qui assure une couverture jusqu'à $|\eta^{det}| < 1{,}5$, et d'une partie à l'avant ($|z| <\sim 100\,\text{cm}$, $|\eta| < 3$). On peut en voir un schéma isométrique sur la figure 2.12. Ses éléments de détection sont des micro-pistes de silicium, qui totalisent 792 576 canaux.

1. La partie centrale est elle-même constituée de deux sous-parties, les tonneaux et les disques "F".
   - Les tonneaux sont au nombre de six et sont placés les uns à côté des autres autour du tube à vide (voir figure 2.12). Ils contiennent chacun 72 modules répartis en quatre sous-couches dont la distance au faisceau est respectivement 2,7, 4,5, 6,6 et 9,4 cm. Les pistes de silicium présentes sur les tonneaux ont trois orientations différentes : longitudinale, 90° stéréo et 2° stéréo par rapport à l'axe du faisceau.

- Les disques F sont au nombre de douze. La partie à grand $|z|$ de chacun des six tonneaux est recouverte par un disque F. À plus grand $|z|$, on trouve une unité composée de trois disques F. Chaque disque F comporte douze sections ; les pistes d'une section donnée font un angle azimutal de 30° avec celles d'une section adjacente. Les disques F sont situés à $|z| = 12{,}5$, 25,3, 38,2, 43,1, 48,1 et 53,1 cm.

2. La partie à l'avant est constituée de deux disques de chaque côté ; appelés disques "H", ils ont un diamètre plus important que les disques F, et l'angle des pistes d'une section donnée avec celles d'une section adjacente est de 15°. Les disques H sont situés à $|z| = 100{,}4$ et 121,0 cm. Lors du passage au Run IIb, les deux disques H les plus externes ont été retirés du détecteur et leurs systèmes de lectures sont maitenant utilisés par la couche zero.

Ainsi, les tonneaux mesurent principalement les coordonnées $r - \phi$ tandis que les diques mesurent les coordonnées $r - z$ et $r - \phi$. Les vertices de particules à grand $|\eta|$ sont donc reconstruits en trois dimensions par les disques, alors que ceux des particules à petit $|\eta|$ sont plutôt mesurés par les tonneaux et le CFT, comme on peut s'en faire une idée grâce à la figure 2.10. Pour des muons provenant de la désintégration d'un boson Z^0, la résolution d'une trace avec coups dans le SMT est de 20 μm alors qu'elle est de 500 μm sans coups dans le SMT.

Afin de minimiser les dommages liés aux radiations, le SMT est refroidi à −5° C grâce à un mélange d'eau et de glycol dans les proportions 100-30. Le SMT a été conçu pour la prise de données jusqu'à $2 - 4\,\text{fb}^{-1}$, mais l'opération de DØ continuant jusqu'en 2009 ou 2010 afin d'enregistrer $8 - 9\,\text{fb}^{-1}$, ses performances ne vont cesser de se dégrader. Ainsi, sans l'adjonction de la couche zero, la perte par irradiation de la sous-couche la plus interne du SMT aurait des conséquences desastreuses sur l'étiquetage des b : perte d'efficacité de 18% et augmentation du taux de mauvaise identification de 12% [37].

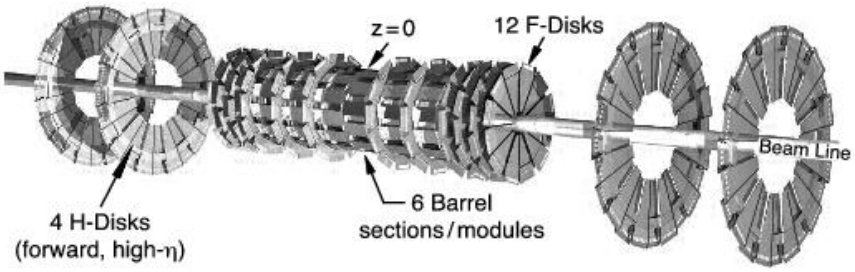


FIG. 2.12 – *Vue isométrique du détecteur de vertex. On y voit le tube à vide dans lequel circulent les faisceaux, autour duquel sont arrangés les six tonneaux, les douze disques F et les quatre disques H.*

Le trajectographe à fibres scintillantes

Le trajectographe à fibres scintillantes est conçu pour mesurer l'impulsion des particules chargées et reconstruire leur trace. Il est placé autour du SMT et est composé de huit cylindres à fibres comme visible figure 2.10. Il couvre un intervalle en pseudo-rapidité $|\eta| < 2$ avec une résolution de 100 μm dans le plan $r - \phi$. Les fibres scintillantes, de 835 μm de diamètre, sont connectées à des fibres guides d'onde elles-mêmes reliées à une extrémité à des photo-multiplicateurs à avalanche, et à l'autre extrémité à un miroir à fort coefficient de réflexion ($\sim$ 90% à 530 nm). Au total, le CFT utilise environ 1 000 km de fibres (200 km de fibres scintillantes et 800 km de guides d'onde).

Les fibres scintillantes sont constituées de polystyrène dopé au paraterphenyl, une teinture fluorescente, à 1% en poids. Une particule qui traverse une fibre ionise le polystyrène ; cette excitation est transmise par interaction dipôle-dipôle au paraterphenyl, qui émet de la lumière fluorescente dans une longueur d'onde courte (≈ 340 nm). Le libre parcours moyen de cette longueur d'onde étant seulement de quelques centaines de microns dans le polystyrène, on y ajoute une autre teinture fluorescente, le 3-hydroxyflavone. Celle-ci absorbe la lumière en provenance du paraterphenyl et la ré-émet à une longueur d'onde de 530 nm qui est bien transmise par le polystyrène. Le choix du miroir permet une perte minimale de la lumière depuis son émission jusqu'au dispositif de lecture.

Les photo-multiplicateurs qui détectent la lumière incidente sont à réponse rapide et à rendement quantique (environ 75%) et gain à basse température (optimal à 9 K) élevés. Leur seuil de détection est d'un photo-électron, soit une efficacité de lecture par fibre de 98%.

L'aimant solénoïdal

Un aimant solénoïdal supraconducteur entoure le CFT et soumet le volume du trajectographe à un champ magnétique [38]. Les particules chargées qui traversent le système sont donc déviées, ce qui permet de mesurer leur charge et leur impulsion. Le solénoïde, d'un rayon de 60 cm, produit un champ d'une intensité de 2 T parallèle à l'axe du faisceau. Ce champ est uniforme à 0,5% près. L'aimant est maintenu à sa température supraconductrice par de l'hélium liquide.

2.2.4 Les détecteurs de pied de gerbes

Les détecteurs de pied de gerbe, visibles sur la figure 2.10, sont placés entre les trajectographes et le calorimètre. Ils permettent une meilleure identification des électrons et une meilleure réjection du bruit de fond pour le système de déclenchement et la reconstruction. Ils fonctionnent comme un trajectographe en améliorant la correspondance spatiale entre les traces, et comme un calorimètre en mesurant un dépôt d'énergie. Ainsi, ils peuvent être utilisés pour corriger les mesures électro-magnétiques du calorimètre pour l'énergie déposée dans le solénoïde, les câbles ou les supports mécaniques. Ils servent également à la discrimination des gerbes hadroniques et électro-magnétiques.

DØ est équipé de trois détecteurs à pied de gerbes. Le détecteur central ou CPS (pour *Central Pre-Shower detector*) est situé entre le solénoïde et le calorimètre, et couvre la région $|\eta_{det}| < 1{,}3$. Les deux détecteurs à l'avant, les FPS (pour *Forward Pre-Shower detector*) sont fixés à la paroi interne des cryostats des calorimètres bouchons, et couvrent la région $1{,}5 < |\eta_{det}| < 2{,}5$.

Le CPS et les FPS sont tous trois consitués de pistes de scintillateurs triangulaire. L'arrangement des triangles permet une couverture maximale sans espace non-intrumenté entre les pistes. Les fibres sont faites de plastique de polystyrène extrudé dopé à 1% au paraterphényl et à 150 ppm au dyphényl stilbène, qui sont des composés fluorescents. Au centre de chaque module se trouve une fibre guide d'onde à décalage de longueur d'onde qui collecte la lumière émise par les pistes. Une extrémité de chaque fibre est recouverte d'une couche dargent pour maximiser sa réflexivité. Les fibres sont groupées par paquets de seize, puis interconnectées aux guides d'onde du trajectographe à fibres qui conduisent la lumière vers les photo-multiplicateurs (voir section 2.2.3).

Entre l'aimant et le CPS est insérée une couche de plomb couverte d'une pellicule d'acier inoxydable. Elle couvre la région $|\eta_{det}| < 1{,}31$ et son épaisseur est d'environ 1 X_0 ; cela permet aux gerbes de commencer à se développer. Le CPS est consitué de trois couches cylindriques de scintillateurs, alors que le FPS possède une couche d'absorbeur en plomb intercalée entre quatre couches détectrices.

La résolution spatiale des détecteurs à pied de gerbes est d'environ 1,4 mm pour les électrons.

2.2.5 Le calorimètre

Le calorimètre est le sous-système le plus volumineux de DØ. C'est un dispositif conçu pour mesurer l'énergie de particules telles que jets, électrons et photons. Il fournit aussi une mesure de l'*énergie transverse manquante*, ce qui permet indirectement de détecter la présence de neutrinos. La mesure calorimètrique est destructive. La particule incidente, par interactions atomiques ou nucléaires avec le milieu absorbant, initie une suite de désintégrations appelée gerbe ; ce faisant, elle dépose son énergie par excitations du milieu absorbant.

Les gerbes sont très différentes selon la nature de la particule ; on distingue les gerbes électro-magnétiques et les gerbes hadroniques.

- Les gerbes électro-magnétiques sont formées par les photons et les électrons, et leur mécanisme de création dépend de l'énergie incidente de la particule. Ainsi, un photon de haute énergie perd de l'énergie par production de paires e^+e^- au voisinage du champ nucléaire, alors qu'un électron en perd plutôt par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung). Ces deux processus se nourrissent mutuellement : le nombre de photons et d'électrons augmente et une gerbe électro-magnétique se forme. Lorsque l'énergie des particules qui sont créées devient petite, le processus de perte d'énergie dominant est l'ionisation des atomes d'un milieu actif.
- Les gerbes hadroniques proviennent de processus physiques tout à fait différents. Lorsqu'un hadron incident interagit avec un noyau du milieu absorbeur, des pions, des protons et des fragments de noyaux sont créés. Les pions neutres contribuent au développement d'une partie électro-magnétique de la gerbe, tandis que pions chargés et protons interagissent une nouvelle fois, ce qui forme la gerbe. La calibration en énergie de ces gerbes qui constituent des jets est effectuée après la reconstruction ; c'est une correction assez complexe qui sera décrite au chapitre 4 et donc une partie à fait l'objet de ce travail de thèse.

Comme les processus physiques mis en jeu sont différents, les gerbes électro-magnétiques et hadroniques ont des formes et des propriétés différentes, que l'on exploite pour les identifier. L'extension longitudinale d'une gerbe électro-magnétique est proportionnelle à la longueur de radiation X_0, distance au bout de laquelle un électron a perdu une fraction $1 - \frac{1}{e}$ de son énergie initiale. Celle d'une gerbe hadronique dépend de la longueur d'interaction λ_f, reliée à la probabilité qu'une particule interagisse après avoir traversé une distance x par

$$1 - e^{-\frac{x}{\lambda}} \tag{2.8}$$

X_0 et λ_f sont des constantes qui dépendent du matériau. Les principales diférences entre gerbes électro-magnétiques et hadroniques sont les suivantes :

1. Comme en général $\lambda_f >> X_0$, l'extension longitudinale d'une gerbe hadronique est plus grande que celle d'une gerbe électro-magnétique.
2. La gerbe hadronique étant initiée par des hadrons secondaires (pions, protons) de haute impulsion transverse (typiquement $\sim 350\,\mathrm{MeV}$), l'extension transverse d'une gerbe hadronique est plus important que celle d'une gerbe électro-magnétique.
3. La mesure d'énergie d'un hadron est moins précise que celle d'un électron ou d'un photon. L'énergie nécessaire pour casser un noyau du milieu absorbeur et celle emportée par les neutrinos qui peuvent se former dans les désintégrations hadroniques n'est pas mesurée
4. La probabilité qu'un électron passe dans un champ atomique est plus grande que celle qu'a un hadron de passer dans un champ nucléaire ; la gerbe électro-magnétique commence donc plus tôt dans le calorimètre.

C'est pour ces raion que l'on a un calorimètre électro-magnétique et un calorimètre hadronique.

Le calorimètre de DØ est dit à échantillonage, car il alterne des tranches de milieu absorbeur dense dans lequel se développe la gerbe et de milieu actif facilement ionisable par les particules de faible énergie. Seules les excitations du milieu actif sont mesurées, les charges étant conduites vers des électrodes puis converties en signaux électriques. Le calorimètre est consitué d'une partie électro-magnétique et d'une partie hadronique. Son élément de base est appelé cellule ; on peut voir un schéma d'un module, qui contient deux cellules, sur la figure 2.13. Les cellules de même η_{det} et ϕ forment ce que l'on appelle une tour pseudo-projective ; leurs centres sont alignés par rapport au centre du détecteur, mais leurs bords ne pointent pas vers ce point. Les tours sont utilisées par le déclenchement et la reconstruction. Le milieu actif de DØ est de l'argon liquide refroidi à 90 degrés Kelvin, la nature de l'absorbeur dépend de la position de la cellule dans le calorimètre.

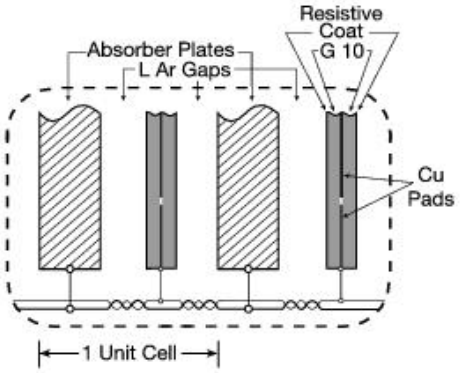
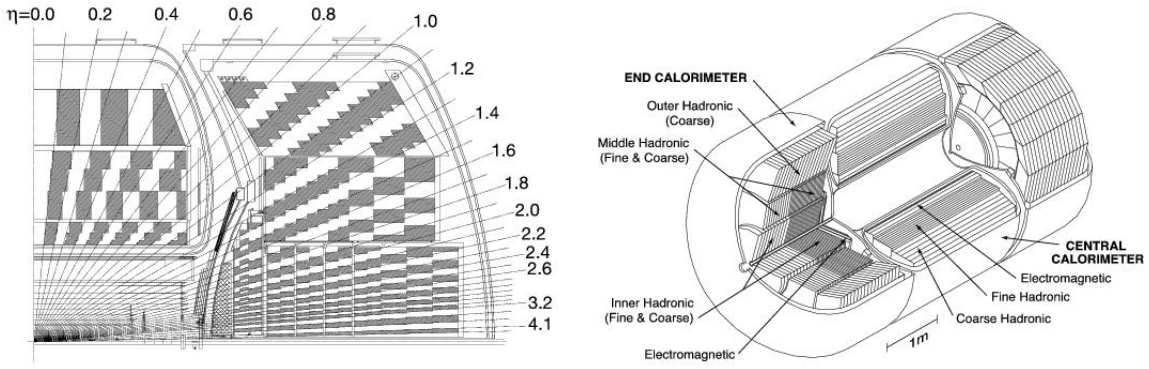


FIG. 2.13 – *Vue schématique d'un module du calorimètre. La gerbe se développe dans les plaques d'absorbeur. Les particules de faible énergie ionisent les atomes d'argon liquide qui constituent le milieu actif. Les plaques d'absorbeur sont reliées à la masse tandis que les électrodes sont reliées à une source de haute-tension positive, typiquement* 2 kV. *Le temps de dérive d'un électron dans une tranche d'argon liquide, d'une épaisseur de* 2,3 mm, *est d'environ* 450 ns.

Le calorimètre est constitué de trois sections principales, comme on peut le voir sur la figure 2.14 : la *région centrale*, souvent appelée CC pour *Central Calorimeter* qui entoure le détecteur à traces, la *région intercryostat*, et la région à l'avant, constituée de deux bouchons et souvent appelée EC pour *End Calorimeter*. La région centrale et les deux bouchons utilisant de l'argon liquide, elles sont placées chacune dans un cryostat qui les refroidit à 90 K.

Le calorimètre central

Le calorimètre central est un cylindre qui couvre l'acceptance $|\eta_{det}| < 1{,}1$. Il est constitué de trois couches distinctes : une couche électro-magnétique située la plus proche du point d'interaction, suivie d'une couche hadronique dite fine et d'une couche hadronique grossière. Le milieu actif utilisé est toujours de l'argon liquide, mais le milieu absorbeur est différent selon les sections. Celui de la partie électro-magnétique est consitué de plaques de 3 mm dépaisseur d'uranium appauvri. La partie hadronique fine, dont les plaques font 6 mm d'épaisseur, est constituée d'un alliage uranium-niobium (2%), tandis que les plaque de la partie hadronique grossière, de 46,5 mm d'épaisseur, sont faites de cuivre. Le choix de l'uranium, en dépit de la radiation résiduelle inévitable qu'il apporte, est motivé par sa densité qui permet de réaliser un dispositif relativement compact ; en outre, il fournit une réponse similaire pour les hadrons et les électrons.



(a) Un quart de calorimètre (b) Vue isométrique des calorimètres

FIG. 2.14 – *(a) vue schématique d'un quart du calorimètre. Les parties centrale et bouchon sont visibles. Le motif alterné désigne des groupes de cellules dont le signal de sortie est lu en même temps. Les rayons allant de $|\eta_{det}| = 0$ à $|\eta_{det}| = 4{,}1$ sont des lignes de niveau en pseudo-rapidité. La région inter-cryostat, moins bien instrumentée, est visible sur la figure. (b) vue isométrique des calorimètres central et bouchons. Les parties électro-magnétiques et hadroniques sont visibles, ainsi que les trois sections interne, médiane et externe des bouchons.*

Chacune des trois couches est subdivisée en sous-couches, sauf la partie hadronique grossière qui n'est constituée que d'un seul cylindre ; la partie électro-magnétique comprend quatre sous-couches et la partie hadronique fine trois sous-couches. Les quatre sous-couches électro-magnétiques ont une épaisseur de 1.4, 2.0, 6.8, et 9.8 longueurs d'interaction, de la plus proche à la plus lointaine du point d'interaction ; les sous-couches hadroniques ont une épaisseur de 1,3, 1,0 et 0,9 longueurs d'interaction pour la partie hadronique fine et 3,2 longueurs d'interaction pour la partie hadronique grossière.

La segmentation $\Delta\eta \times \Delta\phi$, c'est-à-dire la granularité des cellules, dépend de la couche dans laquelle on se place. Elle vaut $0{,}1 \times 0{,}1$ sauf dans la troisième sous-couche électro-magnétique où elle est deux fois plus fine. La raison en est que le développement maximal d'une gerbe électro-magnétique est atteint à environ 10 X_0. Au Run I, il se produisait donc dans cette troisième couche, mais il n'y avait alors pas d'aimant solénoïdal, ajouté au Run IIen amont du calorimètre et épais d'environ 0,9 X_0 ; au Run II, la gerbe se développe donc plus tôt et dépose plus d'énergie qu'elle ne le faisait avant dans la couche 2.

Les couches sont segmentées en 32 modules azimutaux pour les parties électro-magnétiques et 16 pour les parties hadroniques. La partie entre les modules n'étant pas instrumentée, on fait en sorte qu'elles soient décalées en ϕ dans les parties électro-magnétiques et hadroniques, afin d'éviter les trous dans une tour. Ces "trous" sont appelés interstices en ϕ ou *ϕ-cracks*.

Le bruit dans le calorimètre central s'échelonne entre environ 20 MeV pour la partie électro-magnétique et environ 100 MeV pour la partie hadronique fine. Il s'élève jusqu'à plusieurs centaines de MeV dans la partie hadronique grossière.

La région inter-cryostat

Chaque calorimètre (la partie centrale et les deux bouchons) étant chacun dans leur propre cryostat, la région $0{,}8 < |\eta_{det} < 1{,}4$ s'en trouve sous-instrumentée (voir figure 2.14(a)). Ceci dégrade la résolution

en énergie, et deux types de détecteurs ont donc été insérés dans la région inter-cryostat :

- des cellules sans absorbeur appelées *massless gaps*. Elle sont plongées dans l'argon liquide et se situent donc dans les cryostat, leurs parois faisant office d'absorbeur.
- deux détecteurs inter-cryostat ou *ICD* pour *Inter-Cryostat Detector* qui couvrent la région $1{,}1 < |\eta_{det}| < 1{,}4$. Il sont constitués de panneaux de scintillateurs et sont fixés sur les parois externes des cryostats des bouchons. Chaque panneau couvre une zone d'environ $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0{,}3 \times 0{,}4$ et est divisé en sous-panneaux qui couvrent chacun une zone d'environ $0{,}1 \times 0{,}1$. La figure 2.15 montre leur arrangement sur les cryostats.

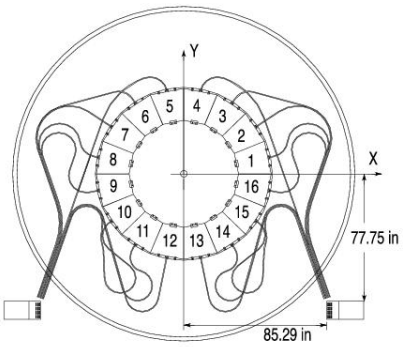


FIG. 2.15 – *Arrangement des panneaux de l'ICD sur les cryostats externes. Les deux rectangles à droite et à gauche de la figure représente les casiers dans lesquels est placée l'électronique de lecture.*

Les calorimètres "bouchons"

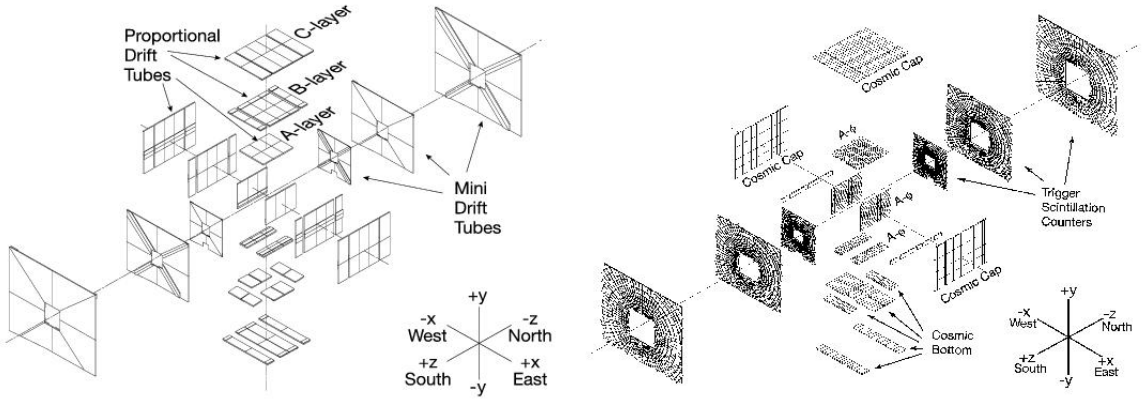
Comme le calorimètre central, les bouchons sont chacun logés dans un cryostat. Les deux bouchons que l'on appelle Nord et Sud sont identiques. Ils étendent la couverture jusqu'à des pseudo-rapidités de l'ordre de 4, et sont eux aussi constitués de parties électro-magnétique et hadroniques fine et grossière. À la différence de la partie centrale, les plaques d'absorbeur de l'EC sont fabriquées en acier inoxydable. L'épaisseur des sous-couches électro-magnétiques est de 1,6, 2,6, 7,9 et 9,3 X_0.

La partie hadronique des bouchons est divisée en trois (voir figure 2.14(b)) : les sections interne, médiane et externe. Il y a quatre sous-couches hadroniques fines internes, d'une épaisseur de 1,1 λ_f chacune, et une couche hadronique grossière, d'une épaisseur de 4,1 λ_f. La section médiane est presqu'identique, mais les épaisseurs diffèrent légèrement : 0,9 λ_f pour la partie fine et 4,4 λ_f pour la partie grossière. La section externe est formée de trois couches hadroniques grossières. La segmentation de toutes les couches sauf la couche 3 est $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0{,}01 \times 0{,}01$ pour $|\eta_{det}| \leq 3{,}2$ et $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0{,}2 \times 0{,}2$ pour $|\eta_{det}| > 3{,}2$. La granularité de la couche 3 est $0{,}05 \times 0{,}05$ pour $|\eta_{det}| \leq 2{,}6$, $0{,}1 \times 0{,}1$ pour $2{,}6 < |\eta_{det}| \leq 3{,}2$ et $0{,}2 \times 0{,}2$ pour $|\eta_{det}| > 3{,}2$.

2.2.6 Le système d'identification des muons

Le système situé le plus loin du point d'interaction est le sytème d'identification des muons. De forme parallélépipèdique, il entoure le détecteur et assure une couverture allant jusqu'a $|\eta| \approx 2$. Il est consitué de trois étages A, B et C du centre vers la périphérie du détecteur. Des aimants toroïdaux sont situés entre la couche A et la couche B comme on peut le voir sur la figure 2.7, et permettent une mesure de l'impulsion des muons directement par ce sous-système. Ceci a plusieurs avantages,

entre autres une meilleure résolution en impulsion pour les muons de haute impulsion et une meilleure correspondance avec les traces mesurées par les détecteurs à traces centraux. Une vue éclatée de l'ensemble du détecteur à muons est visible figure 2.16.



(a) Les trois couches de tubes à dérive

(b) Les couches de scintillateurs et de détecteurs anti-cosmiques

FIG. 2.16 – *Vue éclatée du détecteur à muons. Les composants situés sur l'axe z, qui est l'axe du faisceau, consituent le* FAMUS*; ceux situés sur les axes x et y consituent le* WAMUS*. (a) : les trois étages de tubes à dérive PDT et MDT (voir texte). (b) : les couches de scintillateurs utilisées par le système de déclenchement et les détecteurs anti-cosmiques.*

Le système comprend deux parties : la partie centrale couvre de grands angle polaires et est appelée WAMUS (pour *Wide Angle MUon Spectrometer*), et les parties à l'avant sont appelées FAMUS (pour *Forward Angle MUon Spectrometer*). Le WAMUS est composé de trois couches de tubes à dérives (ou *PDT* pour *Photo Drift Tubes*). Environ 55% de la région centrale est couverte par deux de ces couches, et près de 90% l'est par au moins deux couches ; la position de l'impact d'un muon est reconstruite avec une précision de 375 μm. Le FAMUS, ajouté lors du passage au Run II, utilise quant à lui des mini-tubes à dérives (ou *MDT* pour *Mini Drift Tubes*) dans lesquels le temps de dérive est réduit par rapport à celui des MDT. WAMUS et FAMUS comprennent également des couches de scintillateurs : une seul couche située à l'étage A et appelée $A-\phi$ pour le WAMUS, et trois couches pour le FAMUS. Ils sont utilisés par le système de déclenchement.

Afin d'éliminer les muons cosmiques qui constituent un bruit de fond, le détecteur est équipé de détecteurs à fibres scintillantes entourant le WAMUS. En mesurant la différence de temps entre le moment où un muon traverse un PDT et celui où il frappe le détecteur, il permet de vérifier qu'un muon provent bien d'un croisement de faisceau donné et donc de réduire le bruit de fond cosmique.

Enfin, le détecteur à muon est protégé par un bouclier visible figure 2.7. Celui-ci, composé de couches de fer, de polyéthylène et de plomb, isole le système des interactions de fragments résiduels de protons ou d'anti-protons qui peuvent interagir avec la partie avant du calorimètre ou le tube à vide lui-même, ainsi que des interactions liées au halo des faisceaux et provenant du tunnel.

2.2.7 Le système de déclenchement

Le temps entre deux croisements de faisceaux étant de 396 ns, soit une fréquence de collision de 2,5 MHz, il est impossible d'enregistrer et d'analyser la totalité des évènements qui se produisent lors

des collisions. On a donc recours à un système dit de déclenchement, qui effectue une première sélection des événements et permet une importante réduction de leur taux d'acceptance. Un bon système de déclenchement doit rejeter suffisamment de bruit de fond (évènements multi-jets de basse énergie, bruit de fond de la machine) tout en maximisant les capacités du système de reconstruction et de stockage sur bandes. Il doit faire en sorte qu'aucun évènement potentiellement intéressant, comme un évènement Higgs, ne soit jeté.

Le système de déclenchement est constitué des quatre niveaux suivants :

0. Niveau 0. Seuls les évènements dit de *biais minimum* sont sélectionnés par le niveau 0. Un évènement de biais minimum est un évènement dans lequel une collision $p\bar{p}$ inélastique a eu lieu. Lorsque c'est le cas, un signal est mesuré par les détecteurs de luminosité, et le niveau 0 est alors validé.
1. Niveau 1 [39]. Le déclenchement de niveau 1 est basé sur une électronique rapide qui analyse l'état du calorimètre, du CFT, des détecteurs de pied de gerbes et du spectromètre à muons. Il prend une décision en 132 ns et réduit la fréquence des évènements à 2 kHz.
2. Niveau 2 [40]. Les mêmes détecteurs qu'au niveau 1 sont inclus, plus le SMT. Les pré-processeurs du niveau 2 analysent les évènements sélectionnés par le niveau 1 et prennent une décision en 100 μs en moyenne. Il est plus complexe que le niveau 1 : il inclut une formation simplifiée des objets physiques (objets électro-magnétiques, traces, muons, etc.) et effectue des test de corrélation des signatures de ces objets entre les différents sous-systèmes. Il réduit la fréquence des évènements à environ 1 kHz. Les deux trajectographes étant inclus au niveau 2, cela permet le déclenchement sur les vertices déplacés qui peuvent indiquer des jets de b.
3. Niveau 3 [41]. Le niveau 3 n'est pas basé sur de l'électronique comme les précédents niveaux, car il effectue une reconstruction partielle des évènements qui lui sont fournis ; c'est un logiciel qui fonctionne sur un ensemble d'ordinateurs. Les décisions du niveau 3 sont basées sur les objets physiques complets et les relations (masse invariante, etc.) entre ces objets. Il réduit la fréquence des évènements à environ 50 Hz, un chiffre dont l'enregistrement sur bandes et la reconstruction hors-ligne des évènements peut s'accommoder.

Chaque niveau 1, 2 et 3 possède une liste de termes, un terme étant un ensemble de critères sur le signal sortant d'un détecteur ou des coupures cinématiques et / ou topologiques. Ces termes sont ensuite combinés en un terme global qui sera désigné dans ce manuscrit par le terme *trigger*. Chaque trigger correspond en général à une topologie d'évènements donnée, ainsi pour enrichir un échantillon dans la topologie recherchée on fera une sélection sur tel ou tel trigger. Certains triggers ont une acceptance trop grande pour le système d'acquisition des données. Ainsi un trigger assez lâche de jet à faible impulsion transverse sera submergé par la production QCD typique des collisionneurs hadroniques. Pour éviter cela et ne retenir que les évènements intéressants, on pose des seuils de saturation, ou *prescale*, sur ces triggers. Un trigger avec un prescale de 2 ne considérera ainsi que 50% des évènements qui satisfont à ses critères. Comme c'est un rejet complètement aléatoire qui ne sert qu'à entrer dans les limites du système d'acquisition, il importe d'utiliser des triggers sans prescale dans la mesure du possible.

Le déclenchement est essentiel pour la plupart des analyses de physiques. En effet, celles-ci effectuent souvent des comparaisons entre données et simulation. Cela suppose que les données et la simulation subissent les mêmes sélections pour éviter les biais, et que la simulation soit normalisée aux données. Comme les données sont préselectionnées avec le déclenchement, on ne peut en général pas analyser toutes les données sans leur faire subir une sélection sur un terme de trigger. On calcule alors l'efficacité de ce terme de trigger et on l'utilise pour repondérer les évènements simulés. Afin d'augmenter l'acceptance de la sélection de trigger, on peut combiner en "ou" logique plusieurs triggers qui gardent des topologies similaires. Cela est relativement facile à faire pour les données, moins

pour la simulation car calculer une efficacité de triggers combinés est beaucoup plus compliqué que de calculer celle d'un trigger seul.

Les triggers sont organisés en listes. Chaque liste est en fait un numéro de version correspondant à l'ensemble des triggers inclus. Lorsqu'un trigger change, le numéro de version est incrémenté.

Le passage au Run IIb s'est traduit par une augmentation d'un facteur 3 ou 4 de la luminosité instantanée maximale, ce qui signifie qu'à chaque croisement de faisceaux se produisent plus d'interactions de biais minimum. Au Run IIa, le nombre moyen d'interactions de biais minimum par croisement est de l'ordre de 1 ; au Run IIb il est de l'ordre de 5. Il a donc fallu "resserrer" le système de déclenchement afin d'augmenter le rejet d'un facteur d'environ 2,5 tout en maintenant l'efficacité la plus élevée possible en utilisant des approches complémentaires pour une topologie d'évènement donnée sans compromettre l'enregistrement d'échantillons dédiés à la calibration du détecteur. Augmenter simplement le taux d'évènements acceptés par le système n'est pas possible, car celui-ci est limité pas des contraintes techniques : le niveau 1 peut fonctionner à une fréquence maximale de 5 kHz afin que le reste du système puisse suivre, le niveau 2 ne peut pas dépasser 1 kHz à cause du temps de numérisation de l'information en provenance du calorimètre, et le niveau 3 doit être maintenu à environ 50 Hz afin que les moyens de stockage et de traitement hors-ligne restent raisonables.

La structure en quatre niveaux a été préservée au Run IIb, et seuls les niveaux 1 et 2 ont été modifiés [42] [43]. Au niveau 1, le déclenchement du calorimètre est modifié ainsi que celui des traces centrales reposant sur le CFT et les détecteurs à pied de gerbe. Un nouveau sous-sytème qui permet la correspondance entre amas d'énergie calorimètriques et traces y est aussi ajouté. Il permet d'atteindre des facteurs de réduction élevés et d'améliorer le déclenchement sur les désintégrations hadroniques des taus, ce qui est important pour, par exemple, l'analyse du canal $H \rightarrow \tau^+\tau^-$. Au niveau 2, le déclenchement des trajectographes est mis à jour pour prendre en compte l'information supplémentaire apportée par la couche zero.

2.2.8 La reconstruction des évènements et le format des données

La sortie du niveau 3 du système de déclenchement est un ensemble de signaux électroniques en provenance des nombreux sous-systèmes du détecteur DØ. Ces données, appelées données brutes ou *raw data*, ne peuvent pas être utilisées directement pour des analyses de physique. La traduction de ces signaux en particules et objects physiques (muons, jets, etc.) s'appelle la reconstruction et est prise en charge par le programme `d0reco` (DØ offline RECOnstruction program). Cette opération qui intervient hors-ligne, après le stockage des données brutes sur bandes, est très complexe et demande beaucoup de temps processeur ; seules ses grandes lignes seront abordées ici. En outre, les critères d'identification des particules utilisées dans les analyses de physiques seront décrits au chapitre 3.

La reconstruction consiste en quatre grandes étapes successives qui sont les suivantes :

1. La première étape de la reconstruction est l'association des canaux électroniques aux divers sous-détecteurs. Pour chaque sous-détecteurs, des constantes de calibration sont appliquées aux signaux. Ces signaux sont regroupés pour former des amas (calorimètre ou détecteurs de pied de gerbe) ou des coups (trajectographes), auxquels sont associés la position dans l'espace de l'éléments de détecteur correspondant.
2. Les coups dans les deux trajectographes, reconstruits dans l'étape 1, sont utilisés pour former des traces [44] [45].
3. Une fois les traces reconstruites, on peut rechercher les vertices. L'algorithme recherche d'abord les vertices primaires [46][47] [48], c'est-à-dire les endroits où les interactions $p\bar{p}$ ont eu lieu ; ils entrent dans le calcul de nombreuses variables cinématiques. Ensuite, les vertices déplacés, indicateurs de particules à long temps de vie comme les hadrons B ou D, sont reconstruits.

4. Enfin, la dernière étape utilise les informations des trois points précédents pour identifier les particules et les objets physiques qui seront utilisés par les analyses. Les électrons et les jets sont reconstruits à partir des amas calorimétriques et des traces correspondantes, les photons à partir d'amas calorimètriques seuls. Les informations de tous les sous-détecteurs sont utilisées pour recontruire les muons. Plus de détails sur les types d'objets utilisés dans l'analyse seront donnés dans le chapitre 5.

Les analyses de physique font aussi usage de données simulées. Les processus physiques sont générés par des logiciels spécialisés tels que PYTHIA [49] ou ALPGEN [50] et les particules passent ensuite par une simulation du détecteur DØprise en charge par l'exécutable `d0gstar` (pour *DØ GEANT Simulation of the Total Apparatus Response*), basé sur GEANT3 [51], un outil de description des interactions particules-matière. `d0gstar` produit des données brutes, qui se distingue des données brutes en provenance du détecteur seulement par l'absence d'information de déclenchement.

`d0reco` produit des fichiers appelés *thumbnails* dont la structure est basée sur les librairies C++ du programme d'analyse ROOT [52]. On peut déjà faire une analyse avec les thumbnails, mais afin de limiter l'existence de formats multiples et la duplication des efforts au sein de la collaboration, un cadre d'analyse commun orienté objet appelé CAFe [53] (pour *Common Analysis Framework Environment*) a été développé. Des fichiers *CAF-trees* sont produits à partir des thumbnails ; ils contiennent moins d'informations sur les détecteurs mais sont compacts et leur analyse est grandement facilitée par les outils mis à disposition de l'utilisateur par CAFe.

2.3 Conclusion

Dans ce chapitre a été présenté l'ensemble du dispositif expérimental, depuis la création des faisceaux de protons et d'anti-protons jusqu'au recueil des données par le détecteur DØ et leur reconstruction en vue d'une analyse de physique.

Le Tevatron est un collisionneur circulaire $p\bar{p}$ qui accélère ces particules jusqu'à une énergie de 1,96 TeV dans le centre de masse. Les faisceaux se croisent en deux points de l'anneau où sont situés deux détecteurs qui analysent les collisions, CDF et DØ. Au printemps 2006, de substantielles améliorations ont été apportées à la chaîne d'accélération, ce qui a permis d'augmenter la luminosité instantanée d'un facteur 4. Le Tevatron doit fonctionner jusqu'en 2009 ou 2010 et devrait enregistrer entre 6 et 9 fb^{-1}.

Le détecteur DØ est un détecteur standard de physique sur collisionneur, équipé pour l'analyse d'un vaste éventail de processus physiques. Ses sous-systèmes principaux sont

- deux trajectographes, le SMT à micro-pistes de silicium et le CFT à fibres scintillantes, qui permettent l'identification et la mesure des quantités associées aux particules chargées. Lors du passage au Run IIb, une nouvelle couche interne appelée couche zero a été ajoutée au SMT afin de pallier aux dommages dûs aux radiations et d'améliorer la reconstruction des traces.
- un calorimètre uranium-argon liquide permettant une bonne identification des jets. L'algorithme qui effectue leur calibration en énergie a fait l'objet de gros efforts de la part de la collaboration, comme on le verra dans la section 4.
- un spectromètre à muons constitué de trois étages de tubes à dérive.

Ce détecteur est particulièrement bien adapté à l'analyse qui sera présentée au chapitre 5. La qualité de la trajectographie permet une bonne identification des jets provenant de quarks b produits par le Higgs dans le canal étudié. L'adjonction de la couche zéro fournit un étiquetage des b de plus grande qualité. Le spectromètre à muons couplé aux trajectographes permet une bonne identification des muons, et le calorimètre segmenté en parties électro-magnétiques et hadroniques couvre une région

importante et est particulièrement performant dans sa région centrale, un avantage pour l'analyse car la topologie du processus étudié est centrale.

La chapitre suivant définit d'abord le critères d'identification des particules détectées par DØ. Nous pourront ensuite aborder la calibration en énergie des jets dont une partie à fait l'objet de ce travail de doctorat.

Chapitre 3

L'identification des particules détectées par le détecteur DØ

Avant de parler de calibration en énergie ou d'analyse, il faut comprendre comment les diverses particules sont identifiées et reconstruites. C'est l'objet de ce chapitre.

Seuls les objets utilisés dans l'anayse du canal $WH \to \mu\nu b\bar{b}$ sont décrits. Il s'agit des muons et des objets calorimétriques que sont les électrons, les photons, l'énergie transverse manquante et les jets. Une partie de ce travail de thèse ayant trait à la calibration en énergie des jets (voir chapitre 4), ceux-ci sont présentés plus en details dans une section à part. Le lecteur est invité à se référer au chapitre 2 pour plus d'informations sur le détecteur DØ.

3.1 Les muons

Les muons sont identifiés avec trois sous-détecteurs [54], le spectromètre à muons et les deux trajectographes SMT et CFT. Comme ce sont des objets importants dans l'analyse WH, on détaille ici particulièrement leurs critères d'identification.

Le spectromètre à muons permet une identification non-ambiguë et une mesure indépendante de l'impulsion transverse du muon. Une trace peut être reconstruite par ajustement de l'ensemble des coups dans chaque étage A, B et C (une portion de trace dans l'un des étages s'appelle un *segment*), s'il y a des coups dans tous les étages. Rappelons que ces étages sont des portions du spectromètre à muons (voir section 2.2.6) constitués de tubes à dérive et de scintillateurs. C'est le sous-système de DØsitué le plus loin du point d'interaction.

Un candidat muon qui est identifié à l'aide des informations provenant du système à muons seul est appelé candidat *local*. La trace correspondante formée des trois segments est aussi dite locale. Les trajectographes donnent quant à eux une mesure précise de l'impulsion transverse dans la couverture du système à muons ($\eta \leq 2$). On essaye donc d'effectuer une correspondance entre la trace centrale reconstruite par les trajectographes et le muon reconstruit par le système à muons (*track match*). Il existe deux méthodes de correspondance entre trace locale et trace centrale : correspondance locale vers centrale ou centrale vers locale comme décrit ci-dessous.

On définit tout d'abord un *type* de muons [54], appelé *nseg* (pour nombre de segments). Le type est un chiffre compris entre -3 et 3. Sa valeur absolue indique le nombre de segments reconstruits. Les valeurs positives (négatives) indiquent qu'une correspondance avec une trace a (n'a pas) été établie. Ceci est résumé dans le tableau 3.1.

La *qualité* du muon repose sur le nombre de coups dans chaque étage et la convergence de l'ajustement local. Il existe trois qualités de muons, *loose* (lâche), *medium* et *tight* (serré). Chaque qualité

Type	Critères requis	Méthode de correspondance local / central
3	trace centrale + trace locale (A, B, C)	local vers central si l'ajustement local converge central vers local sinon
2	trace centrale + segment B et C	central vers local
1	trace centrale + segment A	central vers local
0	trace centrale + un coup dans A, B ou C	central vers local
-1	segment A	pas de correspondance
-2	segments B et C	pas de correspondance
-3	trace locale (A, B, C)	pas de correspondance

TAB. 3.1 – *Les différents types de muons tels qu'identifiés par DØ. La première colonne indique le type du muon. La deuxième colonne liste les critères auxquels un muon doit satisfaire pour être d'un type donné. Il s'agit du nombre de segments et de la présence d'une trace centrale. Dans le cas nseg = 0, on ne demande pas de segment mais seulement un coup dans l'un des étages. Enfin, la troisième colonne indique la méthode de correspondance entre le muon local et la trace centrale. En générale, on fait correspondre un muon local à une trace centrale, sauf si l'ajustement local converge. Les valeurs négatives de nseg indiquent qu'aucune correspondance muon local / trace centrale n'a pu être établie.*

requiert des critères différents qui doivent tous être satisfaits, et dont voici la liste :

- **Tight** : $|nseg| = 3$; étage A : au moins deux coups dans les tubes à dérives, au moins un coup dans les scintillateurs ; étages B ou C : au moins trois coups dans les tubes à dérives, au moins un coup dans les scintillateurs ; convergence de l'ajustement local requise ($\chi^2 > 0$).
- **Medium nseg3** : $|nseg| = 3$; étage A : au moins deux coups dans les tubes à dérives, au moins un coup dans les scintillateurs ; étages B ou C : au moins deux coups dans les tubes à dérives, au moins un coup dans les scintillateurs (sauf si le muon a moins de quatre coups dans les tubes à dérives de B ou C).
- **Loose nseg3** : identique à Medium nseg3, mais l'un des critères peut ne pas être satisfait, avec la condition qu'il y ait toujours au moins un coup dans les scintillateurs de A.
- **Medium nseg2** : $nseg = +2$; étages B ou C : au moins deux coups dans les tubes à dérive, au moins un coup dans les scintillateurs ; $|\eta_{det}| < 1{,}6$.
- **Loose nseg2** : identique à Medium nseg+2 mais pas de condition sur $|\eta_{det}|$.
- **Medium nseg1** : $nseg = +1$; étage A : au moins deux coups dans les tubes à dérives ; au moins un coup dans l'un des scintillateurs de A, B ou C ; $|\eta_{det}| < 1{,}6$. Un muon avec $nseg = +1$ et de faible impulsion transverse, c'est-à-dire si la probabilité qu'il traverse le toroïde et arrive aux étages B et C est inférieure à 0,7.
- **Loose nseg1** : identique à Medium nseg+1 mais pas de condition sur $|\eta_{det}|$

Le troisième ensemble de critères d'identification concerne les propriétés de la trace centrale associée au muon local, si une correspondance est établie. Cela est nécessaire car une correspondance sans contrôle pourrait nuire à la pureté des muons avec *track match*. Les trois qualités de traces sont

- **tight track** : au moins un coup dans le SMT ; distance d'approche minimale au vertex primaire ou *dca* (*distance of closest approach*) dans le plan (x,y), $|dca| < 0{,}02\,\text{cm}$; χ^2 par degrés de liberté de l'ajustement des coups dans les trajectographes inférieur à 4.
- **medium track** : $|dca| < 0{,}2\,\text{cm}$ si la trace n'a pas de coups dans le SMT, $|dca| < 0{,}02\,\text{cm}$ sinon ; χ^2 par degrés de liberté de l'ajustement des coups dans les trajectographes inférieur à 4.

– **loose track** : $|dca| < 0{,}2\,\text{cm}$ si la trace n'a pas de coups dans le SMT, $|dca| < 0{,}02\,\text{cm}$ sinon.

Pour finir, on définit l'*isolation* du muon. Un muon qui vient de la désintégration d'un W est en général isolé, tandis qu'un muon provenant de la désintégration semi-leptonique d'un hadron B est typiquement à l'intérieur d'un jet. Comme il est toujours possible que le jet ne soit pas reconstruit, on peut également construire des variables d'isolation qui quantifient l'activité dans le trajectographe ou le calorimètre autour du muon considéré. Les variables d'isolation utilisées sont

– ΔR : distance au jet le plus proche dans l'espace (η,ϕ)
– **TrackHalo** : somme scalaire de l'impulsion transverse des traces dans un cône de rayon 0.5 autour de la trace du muon, $|\sum^{traces} p_T^{trace}|$.
– **CalorimeterHalo** : somme scalaire de l'énergie transverse des cellules du calorimètre dans la zone $0{,}1 < \Delta R(cellules,trace) < 0{,}4$, $|\sum^{cellules} E_T^{cellule}|$.
– **ScaledTrackHalo** : somme scalaire du rapport de l'impulsion transverse des traces dans un cône de rayon 0.5 autour de la trace du muon et de l'impulsion transverse du muon, $|\sum^{traces} \frac{p_T^{trace}}{p_T^{muon}}|$.
– **ScaledCalorimeterHalo** : somme scalaire du rapport de l'énergie transverse des cellules du calorimètre dans la zone $0{,}1 < \Delta R(cellules,trace) < 0{,}4$ et de l'impulsion transverse du muon, $|\sum^{cellules} \frac{E_T^{cellule}}{p_T^{muon}}|$.

À partir de celles-ci, on définit les critères d'isolation suivants :

– **TopScaledP14** : $ScaledTrackHalo < 0{,}06$, $ScaledCalorimeterHalo < 0{,}08$ et $\Delta R(muon,jet) > 0{,}5$.
– **TopScaledVeryTight** : $ScaledTrackHalo < 0{,}05$ et $ScaledCalorimeterHalo < 0{,}05$
– **TopScaledTight** : $ScaledTrackHalo < 0{,}1$ et $ScaledCalorimeterHalo < 0{,}1$
– **TopScaledMedium** : $ScaledTrackHalo < 0{,}15$ et $ScaledCalorimeterHalo < 0{,}15$
– **TopScaledLoose** : $ScaledTrackHalo < 0{,}2$ et $ScaledCalorimeterHalo < 0{,}2$
– **TopScaledVeryLoose** : $ScaledTrackHalo < 0{,}5$ et $ScaledCalorimeterHalo < 0{,}5$
– **TopScaledUltraloose** : $ScaledTrackHalo < 1{,}0$ et $ScaledCalorimeterHalo < 1{,}0$
– **NPTight** : $TrackHalo < 2{,}5\,\text{GeV}$ et $CalorimeterHalo < 2{,}5\,\text{GeV}$
– **NPLoose** : $ScaledTrackHalo < 4{,}0$ et $ScaledCalorimeterHalo < 2{,}5GeV$
– **DeltaR** : $\Delta R(muon,jet) > 0{,}5$

Ainsi, on définit l'objet muon par une combinaison de ces quatre ensembles de critères ; on peut avoir par exemple un muon Medium nseg3, medium track, TopP14.

3.2 Les électrons et les photons

Les électrons et les photons forment une gerbe électro-magnétique dans le calorimètre. Ils sont reconstruits à partir des tours calorimétriques (voir paragraphe 2.2.5) après traitement par des algorithmes de réduction du bruit. On recherche d'abord dans un cône (algorithme simple dit "*Simple Cone*") les dépôts d'énergie dans le calorimètre d'impulsion transverse supérieure à 500 MeV. On les appelle des graines. Ensuite, on ajoute les tours se trouvant dans un rayon $\Delta R = 0{,}3$ [1] dans l'espace (η,ϕ) si leur impulsion transverse est plus grande que 50 MeV. Si l'énergie transverse de ce groupe de tours dépasse 1 GeV, on y ajoute toutes les tours électro-magnétique dans un rayon de $\Delta R = 0{,}4$

1. Le critère est différent dans la troisème couche des calorimètres bouchons.

autour de la graine. Chacun de ces groupes de tours est alors un candidat électro-magnétique, électron ou photon.

Pour rejeter les candidats qui ne ressemblent pas à des objets électro-magnétiques, on applique ensuite des coupures d'identification sur certaines variables dont voici les principales [55] [56] [57] :

- **fraction électro-magnétique** f_{EM}. C'est la fraction d'énergie déposée dans les couches électro-magnétiques du calorimètre. On demande $f_{EM} > 0{,}90$.
- **H-matrix**. C'est un estimateur de χ^2 que l'on calcule à partir de l'inverse de la matrice de covariance construite avec sept variables qui décrivent la forme de la gerbe. Comme les gerbes électro-magnétiques ont une forme différente de celle des gerbes hadroniques, cela permet de sélectionner les photons et les électrons. On demande $H - matrix < 50$
- **isolation**. C'est un estimateur de l'activité calorimétrique autour du candidat. Elle est définie par

$$iso = \frac{E^{tot}(R = 0{,}4) - E^{EM}(R = 0{,}2)}{E^{EM}(R = 0{,}2)} \tag{3.1}$$

  où $E^{tot}(R = 0{,}4)$ est l'énergie calorimétrique totale dans un cône de rayon 0,4 autour du candidat et $E^{EM}(R = 0{,}2)$ l'énergie électro-magnétique dans un cône de rayon 0,2 autour du candidat. On demande en général $iso < 0{,}20$.
- **Likelihood** ou maximum de vraisemblance. C'est un estimateur construit à partir de variables telles que le nombre de traces dans un cône de rayon 0,05 autour du candidat et le rapport de l'énergie transverse du candidat à son impulsion transverse. Il est employé pour les électrons seulement, car il utilise les propriétés de la trace associée au candidat (un photon n'a pas de trace associée). On demande $Likelihood > 0{,}20$ pour une identification lâche, et $Likelihood > 0{,}85$ pour sélectionner un échantillon plus pur. La distribution de ce maximum de vraisemblance est visible sur la figure 3.1

De la même façon qu'avec les muons, on définit plusieurs combinaisons de ces coupures. Chacune représente un compromis différent entre efficacité de la coupure et taux de mauvaise identification (pureté de l'échantillon sélectionné). On n'en donnera pas ici une liste exhaustive. Comme pour les jets (voir chapitre 4), une correction de l'énergie des objets électro-magnétiques est effectuée pour prendre en compte divers effets instrumentaux.

3.3 L'énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante, notée $\not\!\!E_T$, est, si la reconstruction de l'énergie calorimétrique est précise, la signature des particules qui n'interagissent pas avec le détecteur, comme les neutrinos. Le principe est simple : par conservation de l'impulsion, la somme vectorielle des impulsions transverses de toutes les particules produites dans l'interaction $p\bar{p}$ doit être nulle. Si la somme des p_T mesurée n'est pas nulle, c'est qu'une ou plusieurs particules ont emporté de l'énergie sans être détectées. Leur énergie transverse est l'énergie transverse manquante. On définit donc $\not\!\!E_T$ par l'opposé de la somme des énergies transverses déposées dans les cellules du calorimètre [58] :

$$\overrightarrow{\not\!\!E_T} = - \sum^{cellules} \overrightarrow{p_T} \tag{3.2}$$

Les parties hadroniques grossières ne sont pas incluses dans cette sommes car le bruit qu'elles produisent est trop important. La valeur de $\not\!\!E_T$ dépend de la calibration en énergie des objets calori-

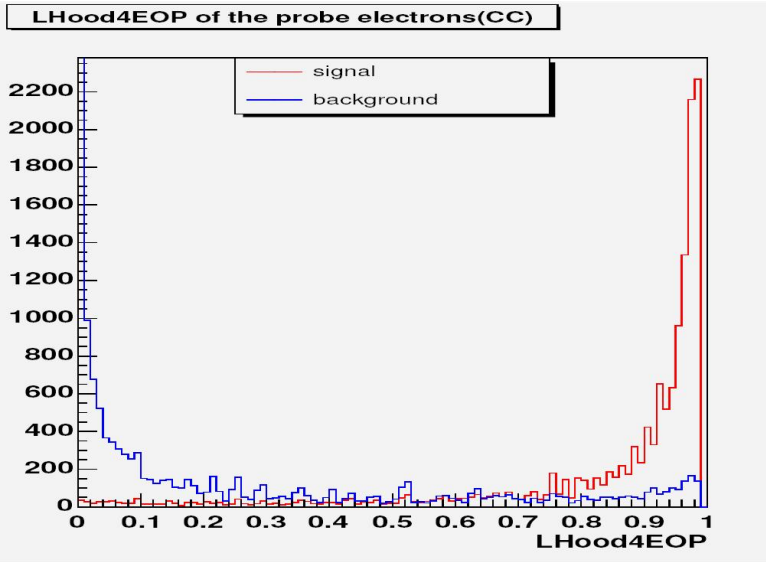


FIG. 3.1 – *Estimateur de maximum de vraisemblance utilisé pour l'identification des électrons de pseudo-rapidité inférieure à 0,8. La courbe bleue "background" piquant à 0 représente la distribution de l'estimateur pour des "faux" candidats électrons. La courbe rouge "signal" piquant à 1 représente la distribution de l'estimateur pour de bons candidats électrons.*

métriques, et elle est influencée par les faibles dépôts d'énergie (environ 2 GeV) laissés par les muons dans le calorimètre. On lui applique donc des corrections liées á ces divers effets :

1. Calibration en énergie des jets : l'énergie des jets change, elle doit être propagée à $\not\!\!E_T$.
2. Calibration en énergie des électrons : l'énergie des électrons change, elle doit être propagée à $\not\!\!E_T$.
3. Dépôts d'énergie par les muons. On les retire de la somme des énergies transverses. L'impulsion transverse des muons est bien mesurée, soit par le spectromètre à muons, soit par les trajectographes. On l'ajoute donc à la somme pour prendre les muons en compte.

Comme l'énergie transverse manquante dépend de la reconstruction de toutes les autres particules et des corrections en énergie qu'on leur applique, le moindre biais dans l'une de ces corrections est directement transmis à $\not\!\!E_T$. C'est donc une variable particulièrement "délicate" qui peut être influencée par un grand nombre de biais.

3.4 Les jets

Même si les quarks et gluons ne sont pas directement observables, on peut tout de même détecter les manifestations de leur création dans les interactions $p\bar{p}$ qui surviennent au cours des collisions. Ces particules sont soumises à l'interaction forte et n'existent donc pas librement[2]. Un quark ou un gluon seul est "habillé" en hadron ; ce processus s'appelle l'hadronisation. Les hadrons créés sont en général instables et initient une chaîne de désintégrations, la fragmentation. Les particules nées de la fragmentation interagissent avec le détecteur et forment un jet, soit un amas dans le calorimètre que l'on peut associer aux traces correspondantes. Un jet est donc un objet calorimétrique et la signature

2. Sauf dans les plasmas de quarks-gluons.

expérimentale d'un parton[3].

3.4.1 Principe et requis d'un algorithme de cône

Pour définir un jet, il faut comprendre comment il est reconstruit, c'est-à-dire comment fonctionne l'algorithme qui identifie et groupe les dépôts d'énergie dans le calorimètre et les interprète comme la manifestation d'un parton [59] . Un tel algorithme doit respecter les conditions suivantes :

- En QCD, l'émission d'un parton mou ou colinéaire à la particule émettrice conduit à des infinis dans le calculs. Un bon algorithme de reconstruction de jets doit donc être insensible à l'émission d'un parton mou, ou au remplacement d'un parton par deux partons colinéaires emportant la même énergie totale. C'est ce qu'on appelle la *sécurité infrarouge et colinéaire*.
- La limite cinématique de la production inclusive de jets ($energie\ transverse = \frac{\sqrt{s}}{2}$), où $\sqrt{s}$ est l'énergie dans le centre de masse, doit être respectée.
- L'algorithme doit être autant que possible indépendant de la géométrie du détecteur afin d'être facilement portable à d'autres expériences et de faciliter la comparaison des résultats théoriques et expérimentaux provenant de différentes expériences.

L'algorithme utilisé au Run II à DØ est appelé algorithme de cône Run II. Le principe d'un algorithme de cône est assez intuitif. Des cellules ou des tours dans lesquelles il y a eu un dépôt d'énergie, sont regroupées dans un cône dont l'origine est au point d'interaction, dont le rayon est fixe dans l'espace angulaire à deux dimensions (Y,ϕ), où Y est la rapidité définie dans le paragraphe 2.2.1. Si le centre du cercle obtenu correspond à la direction des particules qui entrent dans ce cercle, on a reconstruit un jet.

Dans la pratique, cette opération se déroule en trois étapes :

1. Construction de "pré-amas" calorimétriques par l'algorithme *Simple Cone*.
2. Formation de proto-jets par l'algorithme de cône Run II à partir des pré-amas et de points intermédiaires (voir section 3.4.4).
3. Traitement des recouvrements entre jets.

Ce sont ces étapes qui vont maintenant être présentées de manière simplifiée. Mais il convient d'abord d'expliquer comment les cellules sont combinées entre elles pour former des tours, et comment les tours sont combinées entre elles pour former des amas, car ce sont sur ces objets que reposent *Simple Cone*, qui est l'algorithme utilisé pour la reconstruction des électrons et des photons, et l'algorithme de cône Run II.

3.4.2 Prescription pour la combinaison des cellules et des tours

La prescription de combinaison d'éléments calorimétriques utilisée à DØ s'appelle le *E-scheme*. Le même principe est appliqué pour la combinaison des cellules en tours, pour celle des tours en amas, et pour le calcul des variables cinématiques finales du jet reconstruit.

Dans ce schéma, le quadrivecteur énergie-impulsion de l'objet final est simplement la somme des 4-moments des objets qui sont combinés[4] :

$$p^{comb} = (E^{comb},p^{comb}) = \sum_i (E^i,p^i) \tag{3.3}$$

3. Les leptons τ sont instables à l'échelle du détecteur et forment des chaînes de désintégrations qui ressemblent beaucoup aux jets hadroniques. Dans ce document on entendra par *jet* un jet hadronique, dont l'origine est un quark ou un gluon.

4. Le 4-moment d'une cellule est défini à partir du vertex d'interaction principal.

On utilise ensuite ce 4-moment pour calculer les variables cinématiques habituelles de la combinaison :

$$\begin{aligned} p_T^{comb} &= \sqrt{(p_x^{comb})^2 + (p_y^{comb})^2} \\ \theta^{comb} &= \cot^{-1} \frac{p_z^{comb}}{p_T^{comb}} \\ \phi^{comb} &= \tan^{-1} \frac{p_y^{comb}}{p_x^{comb}} \\ Y^{comb} &= \frac{1}{2} \ln(\frac{E^{comb} + p_z^{comb}}{E^{comb} - p_z^{comb}}) \\ \eta^{comb} &= -\ln \tan \frac{\theta^{comb}}{2} \end{aligned} \tag{3.4}$$

Un des avantages du *E-scheme* est de garantir l'invariance de Lorentz sous un *boost* le long de l'axe du faisceau, pour peu que la distance angulaire soit elle-aussi un invariant de Lorentz.

3.4.3 Construction des pré-amas avec *Simple Cone*

L'algorithme *Simple Cone* part de tours construites à l'aide du *E-scheme*. Afin de réduire le bruit, toutes les cellules énergétiques ne sont pas incluses dans ces tours. Ainsi, les cellules de bruit sont repérées à l'aide d'un algorithme appelé `nada` [60] [61] et sont rejetées. De même, les cellules de basse énergie sans voisine de haute énergie sont rejetées par l'algorithme T42[62] [63] [64].

La construction des pré-amas est très similaire à celle des candidats électro-magnétiques. *Simple Cone* recherche d'abord une tour d'impulsion transverse supérieure à 500 MeV, en bouclant sur la liste des tours arrangées par p_T décroissant. Cette tour sera utilisée comme graine. Si la cellule de plus haut p_T ($C_{plus\ haut\ p_T}$) se trouve dans une partie hadronique ou dans un détecteur *massless gap*, on demande en plus

$$p_T^{tour} - p_T^{C_{plus\ haut\ p_T}} > 500\,\text{MeV} \tag{3.5}$$

Ensuite, l'algorithme itère sur les tours qui se trouvent dans un rayon $\Delta R < 0{,}3$. Lorsque qu'une tour voisine d'impulsion transverse supérieure à 1 MeV est trouvée, elle est ajoutée au pré-amas suivant le *E-scheme* et retirée de la liste des tours sur laquelle l'algorithme boucle. Une fois toutes les tours traitées, seuls les pré-amas d'impulsion transverse supérieure à 1 GeV sont retenus pour l'étape suivante.

Les pré-amas ne sont pas utilisés tels quels car l'algorithme *Simple Cone* n'est pas itératif. En effet, une fois qu'une tour est associée à une graine, elle ne peut plus en être dissociée. L'algorithme est donc sensible aux effets de colinéarité : si une tour d'énergie E est remplacée par deux tours colinéaires d'énergie $E_1 + E_2 = E$, alors la graine choisie sera différente et les tours qui y seront associées le seront aussi.

3.4.4 L'algorithme de cône Run II

L'algorithme de cône Run II utilise comme graines les pré-amas reconstruits avec *Simple Cone*. Il forme des proto-jets de rayon $R_{cone} = 0{,}5$ ou $R_{cone} = 0{,}7$. Il boucle sur les pré-amas arrangés dans une liste par p_T décroissant. Si la distance entre un pré-amas donné et un proto-jet déjà formé est plus grande que $\frac{R_{cone}}{2}$, le pré-amas devient un candidat proto-jet.

L'algorithme cherche ensuite à construire un cône stable à partir de chaque candidat proto-jet. Pour ce faire, il forme un cône de rayon R_{cone} autour du candidat A, puis combine toutes les tours

à l'intérieur du cône suivant le *E-scheme*. Le nouvel objet ainsi créé devient un nouveau candidat proto-jet B, autour duquel un cône de rayon ΔR_{cone} est formé, etc. Si des tours entrent (sortent) du cône lorsque son centre se déplace, elles y sont ajoutées (retirées). Le processus s'arrête lorsque l'une de ces trois conditions, testées dans l'ordre cité, est remplie:

1. L'impulsion transverse du candidat est inférieure à la moitié d'un seuil fixé à 6 GeV. Le seuil correspond à l'énergie transverse minimale des jets finals (après traitement des recouvrements). Si c'est le cas, le candidat n'est pas retenu.
2. Le cône est stable, c'est-à-dire $\Delta R(A,B) < 0{,}001$.
3. La limite d'itérations est atteinte. Elle est fixée à 50, et ce pour éviter à l'algorithme d'entrer dans des boucles infinies.

Les proto-jets ne sont pas utilisés tels quels car l'algorithme serait alors sensible aux radiations de partons mous. Un parton mou radié entre deux graines de proto-jets suffirait pour que l'algorithme donne un résultat différent. Pour éviter cela, on utilise des points intermédiaires [65], c'est à dire des points formés à partir d'une paire de proto-jets. Une paire de proto-jets A et B est un point intermédiaire si

$$R_{cone} < \Delta R(A,B) < 2 \times R_{cone} \tag{3.6}$$

$\Delta R(A,B)$ étant calculé dans l'espace (Y,ϕ). Le processus itératif qui vient d'être décrit est alors répété, mais les points intermédiaires sont utilisés comme graines au lieu des pré-amas. À la différence de l'étape précédente, la distance des pré-amas aux points intermédiaires n'est pas testée.

L'algorithme fournit ainsi des proto-jets formés de pré-amas et de points intermédiaires. Comme pré-amas et points intermédiaires peuvent avoir des tours en commun, il faut une prescription pour éviter le double-comptage d'énergie : c'est le traitement des recouvrements, ou *merging-splitting*.

3.4.5 Traitement des recouvrements

Si des proto-jets formés par l'algorithme de cône Run II partagent au moins une tour en commun, ils sont dits voisins. Lorsqu'un proto-jet P a au moins un voisin, la somme de l'impulsion transverse des tours partagées entre lui-même et son voisin de plus haut p_T $V^{plus\ haut\ p_T}$ est calculée. Si elle est plus grande que la moitié de l'impulsion transverse de $V^{plus\ haut\ p_T}$, les deux proto-jets sont combinés (*merging*) : les tours de $V^{plus\ haut\ p_T}$ qui ne sont pas communes à P sont ajoutées à P suivant le *E-scheme*. Sinon, les deux proto-jets sont séparés (*splitting*) : chaque tour partagée est assignée au proto-jet le plus proche dans l'espace (Y,ϕ). Le procédé est itéré jusqu'à ce que tous les proto-jets aient été traités. Après traitement des recouvrements, les objets obtenus sont les jets finals qui peuvent être utilisés dans les analyses de physique pour peu qu'ils passent les coupures d'identification décrites dans le paragraphe suivant. Enfin, il faut noter que le traitement des recouvrements dépend fortement de la taille du cône utilisée par les algorithmes de reconstruction ($R = 0{,}5$ ou $R = 0{,}7$ à DØ).

3.4.6 Coupures d'identification

Un jet reconstruit par la procédure qui vient d'être décrite n'est pas nécessairement un "vrai" jet, c'est-à-dire la signature expérimentale d'un parton. Pour limiter le taux de mauvaise identification, un ensemble de coupures d'identification (appelées *JetID*) est appliqué sur les variables suivantes [66] :

– f_{EM} est la fraction électro-magnétique définie au paragraphe 3.2. On demande $f_{EM} < 0{,}95$ afin de rejeter les candidats qui ressemblent trop à des électrons ou à des photons. On fixe aussi une valeur minimale, $f_{EM} > 0{,}05$. afin de rejeter les candidats trop hadroniques qui ont plus de chance d'être du bruit (les jets ont une partie électro-magnétique, voir section 2.2.5).

- *CHF* ou *Coarse Hadronic Fraction* est la fraction d'énergie déposée dans les couches hadroniques grossières du calorimètre. On demande une valeur maximale afin de rejeter les faux jets dûs au bruit plus fort de cette partie du détecteur.
- *Hot fraction*. C'est le rapport en énergie de la tour la plus énergétique à celle de la seconde tour la plus énergétique. Pour rejeter les faux jets qui contiennent des tours anormalement bruyantes, on demande $Hot\ fraction < 0{,}40$.
- au moins deux tours doivent contenir 90% de l'énergie du jet, là encore comme protection contre les tours bruyantes.
- Rapport déclenchement calorimètre niveau 1 (L1*ratio*). C'est le rapport de l'impulsion transverse du jet à l'énergie des tours de déclenchement dans un cône $\Delta R < 0{,}5$ autour du centre du jet. On n'inclut pas l'énergie des *massless gaps* dans L1*ratio*. On demande $\text{L1}ratio > 0{,}5$.

Ces coupures ont été optimisées pour le Run IIa. Elles n'ont pas été modifiées au Run IIb, mais leur efficacité a été remesurée. La figure 3.2 montre l'efficacité comparée simulation / données de cet ensemble de coupures pour le Run IIa [67]. En outre, des coupures optimisées ont été proposées dans [68] mais elles ne sont pas encore utilisées par la collaboration.

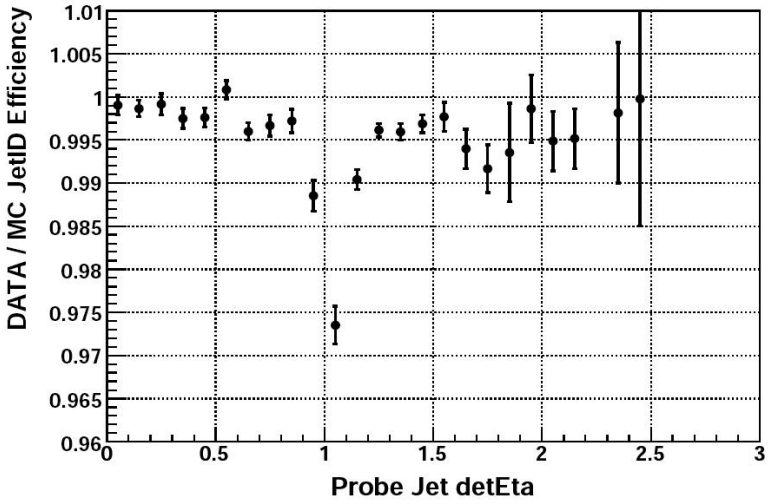


FIG. 3.2 – *Efficacité comparée simulation / données des coupures* JetID *pour le Run IIa. L'axe vertical représente le rapport de l'efficacité de l'ensemble de coupures* JetID *dans la simulation à celle mesurée dans les données. Ce rapport est mesuré en fonction de la pseudo-rapidité du jet considéré mesurée à partir du centre du détecteur. Le creux aux alentours de* $|\eta_{det}| = 1$ *correspond à la région inter-cryostats.*

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre ont été présentés les critères d'identification des différents objets physiques auxquels il sera fait référence dans ce manuscrit :

- les muons, identifiés à l'aide du spectromètre à muons, et dont la trace peut être reconstruite par les deux trajectographes. La mesure de leur impulsion peut être faite par le système à muons grâce à la présence du solénoïde, ou bien par l'ensemble SMT + CFT ; elle est plus précise dans ce dernier cas.

- les électrons et les photons, qui sont reconstruits à partir d'amas électro-magnétiques dans le calorimètre par l'algorithme de cône *Simple Cone*.
- l'énergie transverse manquante, qui est la signature de particules n'interagissant pas avec le détecteur comme les neutrinos. Elle est obtenue par conservation de l'impulsion transverse mesurée par le calorimètre et par les trajectographes pour les muons.
- les jets, qui sont reconstruits à partir des dépôts d'énergie calorimétriques. Leur traitement repose sur les algorithmes itératifs que sont *Simple Cone* et l'algorithme de cône Run II.

On applique à chaque type d'objet reconstruit des coupures d'identification qui fournissent chacune un rapport efficacité / pureté différent. Un éventail assez étendu de critères d'identification permet un bon contrôle du bruit de fond par les analyses de physique.

La reconstruction et l'identification des jets ont été plus détaillées. Cela est en en effet nécessaire pour comprendre la calibration en énergie des jets, qui est exposée au chapitre suivant.

Chapitre 4

La calibration en énergie des jets

De très nombreux processus observés auprès des collisionneurs hadroniques dépendent fortement de la connaissance que l'on a de l'énergie des jets, et une bonne performance du calorimètre, décrit au chapitre 2, est donc nécessaire. Mais cela n'est pas suffisant, car plusieurs effets perturbent cette mesure et doivent être pris en compte. C'est le rôle de la calibration en énergie des jets, ou *JES* (pour *Jet Energy Scale*) [69] [70], qui sera expliquée dans ce chapitre. Les corrections JES du Run IIb sont en train d'être développées, selon les mêmes techniques que celles qui vont être exposées dans ce chapitre. Les chiffres et distributions montrés correspondent au Run IIa.

Forts de la compréhension de la reconstruction des jets dans DØ, nous allons expliquer pourquoi il est nécessaire de corriger l'énergie des jets et pourquoi leur mesure ne doit pas être utilisée directement. On détaillera également les réponses apportées à ces différents effets physiques et instrumentaux. Enfin, la section 4.5 présente une correction spécifique pour les jets présentant une ou plusieurs désintégrations semi-muoniques.

4.1 Pourquoi faut-il corriger l'énergie des jets?

Le but de la calibration en énergie des jets est de rendre l'énergie d'un jet calorimétrique donné identique à celle du jet de particules correspondant, c'est-à-dire de prendre en compte tous les effets physiques et instrumentaux[1] qui affectent l'énergie mesurée. La figure 4.1 montre la représentation schématique d'un jet. Un jet de partons est créé lors de l'interaction dure, ces partons s'hadronisent pour former un jet de particules qui se désintègrent en particules stables, et celles-ci vont ensuite interagir avec le détecteur. Par "jet de particules" on entendra un jet en cône reconstruit comme un jet calorimétrique, mais dont les constituants sont ces particules stables et pas les tours calorimétriques. Comme on définit un jet de particule comme un cône regroupant des particules qui n'ont pas encore interagi avec le détecteur, un tel objet n'existe que dans la simulation.

JES consiste en un ensemble d'algorithmes dont la séquence est la suivante :

1. Soustraction de l'énergie qui n'est pas associée à la collision dure. Ce peut être du bruit électronique, la radiation résiduelle de l'uranium du calorimètre, ou l'énergie déposée par des interactions $p\bar{p}$ autres que la collision dure au cours du croisement de faisceaux. C'est la *correction de seuil* ou d'*offset* (voir section 4.3.1).
2. *Correction de réponse absolue*. Elle prend en compte des effets tels que les pertes d'énergies dans les régions non-instrumentées du détecteur, ou le fait que la réponse du calorimètre aux hadrons et aux photons et électrons est différente. Elle est la plus importante en amplitude (voir section 4.3.2).

1. Notons que ceux-ci dépendent bien sûr de l'algorithme de reconstruction des jets utilisé.

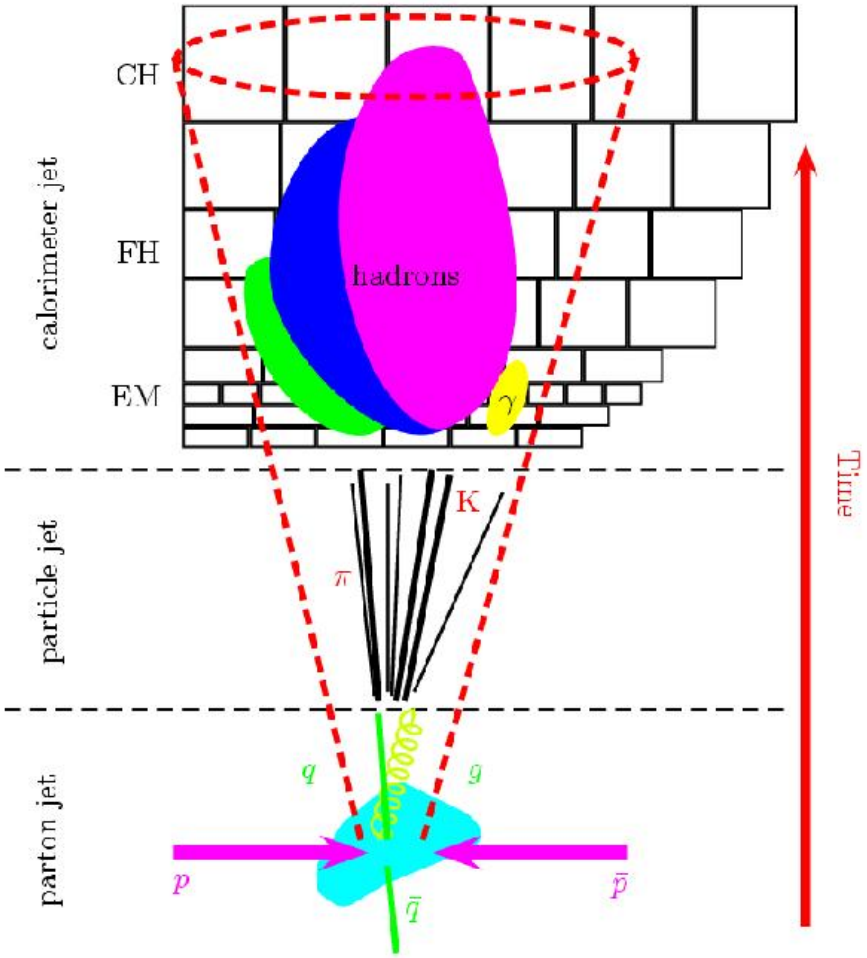


FIG. 4.1 – *Représentation schématique d'un jet. Les partons issus de la collision dure s'hadronisent. La chaîne de désintégration qui s'ensuit génère des pions, des kaons, etc - c'est le jet de particules. On dit aussi qu'on est au* niveau particules. *Ces particules interagissent ensuite avec le calorimètre (EM = partie électro-magnétique, FH = partie hadronique fine, CH = partie hadronique grossière) pour former des gerbes. Le but de* JES *est de corriger l'énergie des jets calorimétriques (ce qui est mesuré) pour qu'elle soit identique à celle du jet de particules. Certains processus comme la radiation d'un gluon dur peuvent envoyer de l'énergie à grand angle lors du développement du jet de partons et de tels effets ne sont pas pris en compte.*

3. *η-intercalibration* ou *correction de réponse relative*. La réponse du calorimètre n'est pas la même pour tout η_{det} ; elle doit être modélisée en fonction de la pseudo-rapidité du jet considéré (voir section 4.3.3).
4. Un jet en cône peut être sujet à des fuites d'énergie. Une particule qui appartient au cône peut déposer de l'énergie au-dehors, et *vice-versa*. Seuls les effets instrumentaux, comme le développement des gerbes dans le calorimètre, sont pris en compte (et pas les effets physiques comme la radiation d'un gluon dur à grand angle). C'est la *correction de gerbe* ou *showering correction* (voir section 4.3.4).
5. Enfin, les hadrons, et tout particulièrement les hadrons B, peuvent présenter un muon et un neutrino dans leur chaîne de désintégration. Ceux-ci ne déposent pas (neutrino) ou peu (muon) d'énergie dans le calorimètre ; lorsque le jet est reconstruit, une partie importante de son énergie peut manquer. Outre la perte d'information qu'il en résulte, la résolution en énergie est également dégradée, ce qui n'est pas très bon pour les analyses dont la variable finale est, par exemple, une paire $b\bar{b}$. On construit donc une *correction semi-muonique* pour récupérer l'énergie perdue (voir section 4.5).

Pour résumer, JES tente de remonter à l'énergie du jet de particule en partant de l'énergie mesurée dans le calorimètre par la formule suivante, dans laquelle O est la correction d'offset, F_η la correction de réponse relative, R la correction de réponse absolue et S la correction de gerbe :

$$E_{jet}^{particule} = \frac{E_{jet}^{détecteur} - O}{F_\eta \times R \times S} \tag{4.1}$$

La correction semi-muonique est ensuite appliquée. Comme on le verra dans les sections suivantes, un certain nombre de biais inhérents à la méthode de détermination peuvent affecter certains de ces facteurs de correction, et sont pris en compte dans le calcul final de la correction JES.

Il faut noter que ces corrections (sauf la correction semi-muonique) sont dérivées séparément à partir des données réelles et simulées.

Passons maintenant en revue chacun de ces termes pour comprendre comment ils sont calculés. Les corrections JES sont dérivées pour la plupart pour des tailles de cône de jets de $R = 0{,}5$ et $R = 0{,}7$. Les méthodes sont les mêmes mais les chiffres sont différents. Comme ce sont des jets de rayons 0,5 qui sont utilisés tout au long de ce manuscrit, tout résultat montré dans ce chapitre sans mention particulière est valide pour $R = 0{,}5$. La calibration des jets semi-muoniques sera quant à elle détaillée dans la section 4.5.

4.2 Définitions et notations

Par souci de clarté, définissons d'abord les notations et variables utilisées dans ce chapitre. Tous les termes en italiques seront expliqués dans les sections dans lesquelles ils apparaissent.

Variables générales :

- $E_{\text{jet}}^{\text{part}}$: énergie du jet au niveau particules, c'est-à-dire après hadronisation mais avant interaction avec le détecteur.
- $E_{\text{jet}}^{\text{mes}}$: énergie du jet mesurée par le calorimètre, telle que donnée par l'algorithme de cône Run II, dans la simulation ou les données.
- $E_{\text{jet}}^{\text{simu}}$: énergie du jet mesurée par le calorimètre, telle que donnée par l'algorithme de cône Run II, dans la simulation.
- $i\eta$, $i\phi$: position d'un objet dans le calorimètre pondérée par l'énergie transverse. En pratique, $\eta_{det}^{jet} = 0{,}1 i\eta^{jet}$. La position d'un objet en cône est toujours définie par rapport à son axe.

- E' : estimateur de l'énergie du jet calculé dans un évènement photon+jet dans lequel le photon et le jet sont dos-à-dos (voir plus loin). Son expression est

$$E' = p_{T\gamma}^{\text{mes}} \cosh(\eta^{jet}) \tag{4.2}$$

  où $p_{T\gamma}^{\text{mes}}$ est l'impulsion transverse mesurée du photon. E' est fortement corrélée à $E_{\text{jet}}^{\text{part}}$. On l'utilise plutôt que $E_{\text{jet}}^{\text{mes}}$ car l'impulsion transverse du photon et la direction du jet sont mesurés plus précisèment que l'énergie du jet lui-même. La faible résolution en énergie des jets introduit un *biais de résolution* qui affecte en particulier la correction de réponse.
- p'_T : variable définie par

$$\frac{E'}{\cosh(\eta_{det}^{jet})} \tag{4.3}$$

- $p_T^{\prime\text{tagjet}}$: similaire à p'_T mais mesuré dans un évènement di-jet, donc on remplace $p_{T\gamma}^{\text{mes}}$ par l'impulsion transverse du jet qui joue le rôle de *tag* après correction de seuil.

Variables utilisées par la correction de seuil :

- O_{jet} : terme de correction de seuil pour un jet donné.
- E^{a} : énergie présente dans un anneau en $i\eta$ autour du centre du jet calorimétrique.
- E_{O}^{a} : énergie due à l'effet de seuil présente dans un anneau en $i\eta$ autour du centre du jet calorimétrique.
- E_{NP}^{a} : énergie provenant du bruit électronique, de la radiation résiduelle de l'uranium et de l'*empilement*, dans un anneau en $i\eta$ autour du centre du jet calorimétrique.
- E_{MI}^{a} : énergie provenant des interactions multiples, dans un anneau en $i\eta$ autour du centre du jet calorimétrique.
- $E_{\text{jet}}^{\text{corr.seuil}}$: énergie du jet calorimétrique après correction de seuil.

Variables utilisées par la correction de gerbe :

- $S_{\text{jet}}^{\text{simu}}$: terme de correction de gerbe pour la simulation.
- $S_{\text{jet}}^{\text{data}}$: terme de correction de gerbe pour les données.
- E_i^{mes} : énergie mesurée d'une particule i. Par "particule" on entend un hadron (pion, kaon, etc.) qui peut faire partie d'un jet de particules, ou toute autre vraie particule (photon, muon, etc.) avant son interaction avec le détecteur.
- $I_{\text{jet}}^{\text{part}}$: contribution des particules présentes dans le cône d'un jet de particules à l'énergie mesurée du jet calorimétrique correspondant.
- $P_{\text{jet}}^{\text{part}}$: contribution des particules non-présentes dans le cône d'un jet de particules à l'énergie mesurée du jet calorimétrique correspondant.
- $E_{\text{part}}^{\text{mes}\,\infty}$: intégrale jusqu'à l'infini du *profil de jet de particules*. Énergie maximale visible pour un jet donné.

Variables utilisées par la correction de réponse :

- $R_{\text{MPF}}^{\gamma+\text{jet}}$: terme de réponse obtenu avec la *méthode* MPF à partir d'un échantillon photon+jet simulé ou de données.
- $R_{\text{MPF}}^{\text{di}-\text{jet}}$: terme de réponse obtenu avec la méthode MPF à partir d'un échantillon di-jet simulé ou de données.

- $R_{\text{MPF}}^{\gamma\text{+jet, simu}}$: terme de réponse obtenu avec la méthode MPF à partir d'un échantillon simulé photon+jet.
- $R_{\text{MPF}}^{\text{mélange}}$: terme de réponse obtenu avec la méthode MPF à partir d'un échantillon de données photon+jet. Un tel échantillon n'est pas complètement pur, il est contaminé par d'autre processus d'où le terme "mélange".
- $R_{\text{MPF}}^{\gamma\text{+jet, data}}$: terme de réponse obtenu avec la méthode MPF à partir d'un échantillon de données photon+jet, après correction du biais induit par la contamination.
- $R_{\text{MPF}}^{\gamma\text{+jet, part}}$: terme de réponse obtenu avec la méthode MPF à partir d'un échantillon simulé photon+jet, dans lequel on utilise le photon au niveau particule.
- $R_{\text{MPF}}^{\gamma\text{+jet, part, ZBO}}$: terme de réponse obtenu avec la méthode MPF à partir d'un échantillon simulé photon+jet sans *zero bias overlay*, dans lequel on utilise le photon au niveau particule.

4.3 Les différentes corrections

4.3.1 La correction de seuil

De nombreux dépôts d'énergie non-associés à l'interaction principale (à haute impulsion transverse) peuvent contaminer un jet en tant qu'objet calorimétrique. Ils proviennent des sources suivantes :

- Radiations en provenance de désintégrations radioactives de l'uranium et bruit électronique. En l'absence de croisements de faisceaux, l'énergie moyenne d'une cellule du calorimètre n'est pas nulle. Ceci est pris en compte par la calibration de l'électronique, mais si cette dernière ramène bien la moyenne à zéro, la distribution de cette énergie n'est pas symétrique par rapport à zéro et on observe des queues du côté positif. De plus, les algorithmes `nada` et T42 suppriment les cellules qui ont une énergie négative ainsi que certaines cellules isolées.
- Temps de réponse du pré-amplificateur du calorimètre. Celui-ci est supérieur à 396 ns, soit le temps de croisement des faisceaux. Un phénomène appelé *empilement* peut alors se produire : le signal que l'on veut mesurer, qui correspond à un évènement donné au cours d'un croisement de faisceau donné, est superposé aux signaux provenant des précédents croisements. Cet effet dépend de la luminosité instantanée des croisements de faisceaux précédents ainsi que de la position du paquet dans le super-paquet (voir paragraphe 2.1.4).
- Interactions multiples. Plusieurs interactions inélastiques $p\bar{p}$ peuvent se produire au cours d'un même croisement de faisceaux et ajouter de l'énergie aux cellules considérées.

On estime ces contributions à partir d'échantillons de biais minimum et de biais zéro[2]. Ceux-ci sont enregistrés à un taux d'environ 0,5 Hz. On demande en outre que les évènements de biais zéro ne soient pas également de biais minimum ; comme les détecteurs LM ne sont pas parfaits, on demande en plus qu'aucun vertex primaire ne soit reconstruit. On appelle cet échantillon l'échantillon de biais zéro modifié.

L'énergie de seuil moyenne est estimée pour chaque anneau du calorimètre en $i\eta$, en sommant sur toutes les tours en $i\phi$. Elle est fonction du nombre de vertices primaires N_{PV} et de la luminosité instantanée L. Son expression pour un anneau est

$$E_{\text{O}}^{\text{a}}(i\eta,N_{PV},L) = E_{\text{NP}}^{\text{a}}(i\eta,L) + E_{\text{MI}}^{\text{a}}(i\eta,N_{PV},L) \tag{4.4}$$

où E_{NP}^{a} est le terme qui contient la contribution du bruit électronique et de l'empilement et E_{MI}^{a} le terme qui prend en compte les interactions multiples.

2. Un évènement de biais zéro est enregistré sans aucune condition de déclenchement. Il n'y a donc aucun biais lié à la nature de l'interaction $p\bar{p}$ qui s'est produite.

Terme de bruit et d'empilement

Le terme de bruit est estimé à partir des évènements de biais zéro modifiés, qui ne contiennent *a priori* pas d'interactions non-diffractives ; l'énergie déposée dans le calorimètre est donc directement la contribution du bruit électronique et de l'empilement. Pour ce faire, on mesure la densité d'énergie dans chaque anneau en $i\eta$ pour trois valeurs de luminosité instantanée (il est plus intuitif d'utiliser la densité d'énergie car la taille des tours augmente pour $i\eta > 3{,}2$), car l'amplitude du phénomène d'empilement augmente avec le nombre d'interactions moyen par croisement de faisceaux. On obtient une valeur moyenne pour le terme de bruit et d'empilement, que l'on utilise ensuite dans la correction JES globale. Le résultat de cette mesure est montré sur la figure 4.2.

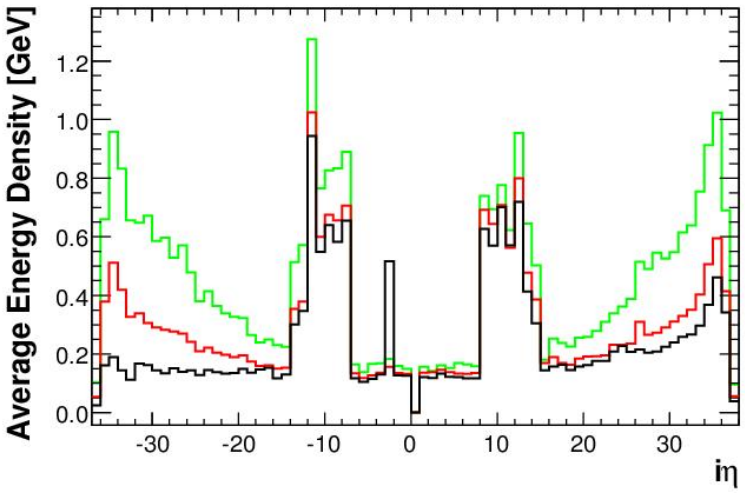


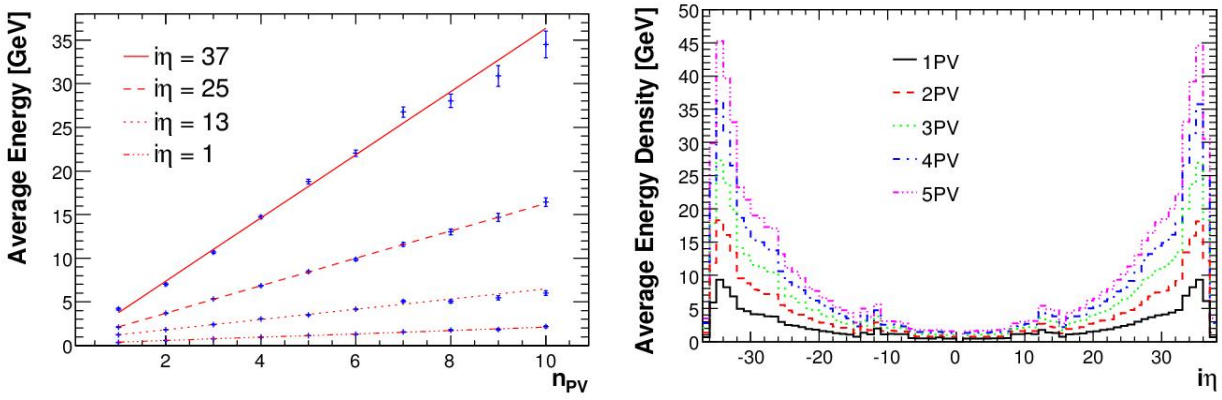
FIG. 4.2 – *Densité d'énergie moyenne en fonction de $i\eta$ dans les évènements de biais zéro modifiés. Les trois lignes représentent trois valeurs de luminosité instantanée : la ligne inférieure (noire) correspond à $L = 0{,}1 \cdot 10^{32}\,\mathrm{cm^2\,s^{-1}}$, la ligne du milieu (rouge) correspond à $L = 0{,}5 \cdot 10^{32}\,\mathrm{cm^2\,s^{-1}}$, et la ligne supérieure (verte) à $L = 1{,}2 \cdot 10^{32}\,\mathrm{cm^2\,s^{-1}}$. Les deux "cornes" autour de $8 < |i\eta| < 15$ correspondent à la région inter-cryostat qui est mal instrumentée et dans laquelle les fluctuations du bruit sont amplifiées.*

Terme liés aux interactions multiples

On estime la contribution des dépôts d'énergie provenant d'autres interactions $p\bar{p}$ au cours du même croisement de faisceaux à partir de l'échantillon de biais minimum. Pour cela, on suppose qu'à chaque interaction est associé un vertex primaire reconstruit. On mesure donc ce terme en fonction du nombre de vertices primaires N_{PV} dans l'évènement, mais aussi en fonction de la luminosité instantanée car l'efficacité de reconstruction des vertices primaires peut varier en fonction de L. Comme précédemment, on mesure la densité d'énergie par anneau en $i\eta$. La figure 4.3 montre la dépendance en N_{PV} et en $i\eta$ à luminosité instantanée constante de l'énergie moyenne mesurée.

On définit donc le terme d'interactions multiples comme la différence entre l'énergie moyenne mesurée quel que soit N_{PV} et l'énergie moyenne pour exactement un vertex primaire :

$$E^{\mathrm{a}}_{\mathrm{MI}} = E^{\mathrm{a}}(i\eta, N_{PV}, L) - E^{\mathrm{a}}(i\eta, N_{PV} = 1, L) \tag{4.5}$$



(a) Énergie moyenne en fonction de N_{PV} (b) Densité moyenne d'énergie en fonction de $i\eta$

FIG. 4.3 – *(a) : énergie moyenne en fonction du nombre de vertices primaires dans l'évènement, pour quatre valeurs de $i\eta$: 1 (pointillés fins), 13 (pointillés), 25 (tiretés) et 37 (trait plein). L'énergie moyenne due aux interactions multiples augmente avec N_{PV} comme attendu ainsi qu'avec $i\eta$. Les points représentent les mesures, effectuées à une luminosité instantanée $L = 1{,}6 \cdot 10^{32}\,\mathrm{cm}^2\,\mathrm{s}^{-1}$ et les lignes un ajustement linéaire qui est en bon accord avec les données quel que soit $i\eta$. (b) : densité moyenne d'énergie en fonction de $i\eta$ pour $L = 0{,}2 \cdot 10^{32}\,\mathrm{cm}^2\,\mathrm{s}^{-1}$. Les différentes lignes représentent le nombre de vertices primaires dans l'évènement ; de bas en haut, 1 (noir), 2 (rouge), 3 (vert), 4 (bleu), 5 (magenta).*

Correction de seuil totale

La correction de seuil totale pour un jet donné est une somme sur les anneaux appartenant au cône du jet dont le rayon est R. Elle est donnée par

$$O_{\mathrm{jet}}(\eta^{jet}_{det}) = \sum_{i\eta \in R} E^{\mathrm{a}}_{\mathrm{O}}(i\eta, N_{PV}, L) \cdot f^{\mathrm{tour}}(i\eta, \eta^{jet}_{det}) \tag{4.6}$$

où f^{tour} est la fraction des tours qui sont à l'intérieur du cône du jet dans un anneau en $i\eta$ donné. La figure 4.4 montre le terme de seuil total en fonction de η^{jet}_{det} pour différents N_{PV}.

Correction des biais

Malheureusement, la correction de seuil telle qu'elle vient d'être décrite ne peut pas être utilisée directement même si, en principe, l'expression 4.6 est correcte. Comme il n'est pas possible de lire toutes les cellules du calorimètre à chaque évènement, on utilise un procédé dit de *suppression de zéro* : on supprime les cellules dont l'énergie est inférieure à un certain seuil défini par un piédestal. Or, dans un évènement de biais zéro ou de biais minimum le taux d'occupation des cellules est en général plus faible que dans un évènement déclenché, donc la probabilité qu'une cellule soit "zéro-supprimée" est plus grande. La correction de seuil qui vient d'être décrite n'est donc pas assez forte, de l'énergie en provenance de bruit de fond ou de l'empilement pouvant se trouver en-deçà du seuil de suppression de zéro.

On calcule le facteur de correction au terme $O_{\mathrm{jet}}(\eta^{jet}_{det})$ à partir du même échantillon simulé photon + jets dans lesquels le jet est dos-à-dos avec le photon, c'est-à-dire $\Delta\phi(\gamma, jet) > 3{,}0\,\mathrm{rad}$. De tels

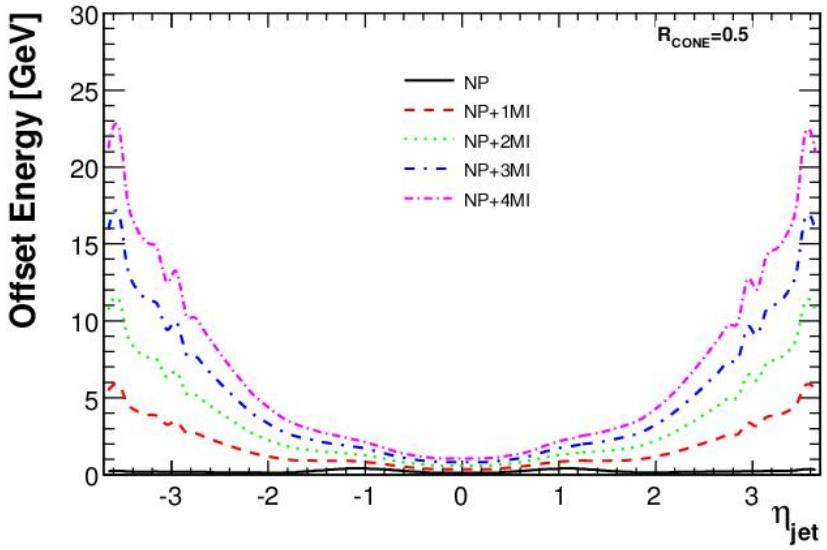


FIG. 4.4 – *Correction de seuil totale pour un jet de cône de rayon 0,5 en fonction de la pseudo-rapidité du jet considéré et pour différentes multiplicités de vertex primaire : de haut en bas,* 1 */ bruit et empilement seulement (trait plein noir),* 2 *(rouge),* 3 *(vert),* 4 *(bleu) et* 5 *(magenta). L'énergie de seuil augmente fortement avec le nombre d'interactions multiples ; le terme de bruit et d'empilement est petit devant le terme d'interactions multiples et ne dépasse jamais* $\sim 1\,\mathrm{GeV}$.

évènements, avec cette topologie, permettent d'utiliser les variables E' et p'_T qui, on l'a vu, sont mieux connues que $E^{\mathrm{mes}}_{\mathrm{jet}}$.

On y applique les ajustements suivants :

1. Pas d'adjonction de l'énergie qui provient du bruit, de l'empilement et des interactions multiples (*zero-bias overlay*).
2. Adjonction de cette énergie, mais sans suppression de zéro.
3. Adjonction de cette énergie, avec suppression de zéro.

Ces trois lots contiennent donc les mêmes évènements, seuls ces traitements sont différents. Le lot 1 est la référence, qui donne le niveau auquel on veut corriger. Le lot 3 permet de dériver la correction qui sera appliquée aux vraies données, car il fournit la description la plus réaliste possible du spectre en énergie des cellules du calorimètre. Le lot 2 permet de dériver la correction qui sera appliquée à la simulation, car les évènements simulés produits à DØ sont produits sans suppression de zéro.

On commence par identifier un ensemble d'évènements dans le lot 1, dans lesquels un jet et un photon sont dos à dos, c'est-à-dire que $\Delta\phi(\gamma,jet) > 3\,\mathrm{rad}$. Ensuite, on retrouve ces mêmes évènements dans les lots 2 et 3. En plus, on demande que le jet reconstruit dans les lots 2 et 3 soit proche du jet du lot 1, en demandant $\Delta R < \frac{R_{cone}}{2}$. On peut ensuite estimer le facteur de correction k_O par la formule

$$k_O = \frac{E^{lot\ 1}_{jet}}{E^{lot\ 2\ ou\ 3}_{jet} - O_{\mathrm{jet}}} \tag{4.7}$$

où $E^{lot\ 1}_{jet}$ est l'énergie moyenne du jet du lot 1, $E^{lot\ 2\ ou\ 3}_{jet}$ l'énergie moyenne du jet correspondant appartenant aux lots 2 ou 3 et O_{jet} le terme d'*offset* comme donné par la formule 4.6. Ainsi, la

correction de seuil n'est plus

$$E_{\text{jet}}^{\text{corr.seuil}} = E_{\text{jet}}^{\text{mes}} - O_{\text{jet}} \tag{4.8}$$

mais plutôt

$$E_{\text{jet}}^{\text{corr.seuil}} = (E_{\text{jet}}^{\text{mes}} - O_{\text{jet}}) \cdot k_O \tag{4.9}$$

Des graphes de k_O en fonction de p'_T sont montrés sur la figure 4.5. On y voit le facteur de correction pour plusieurs plages de pseudo-rapidité et pour différents nombres de vertices primaires par évènement.

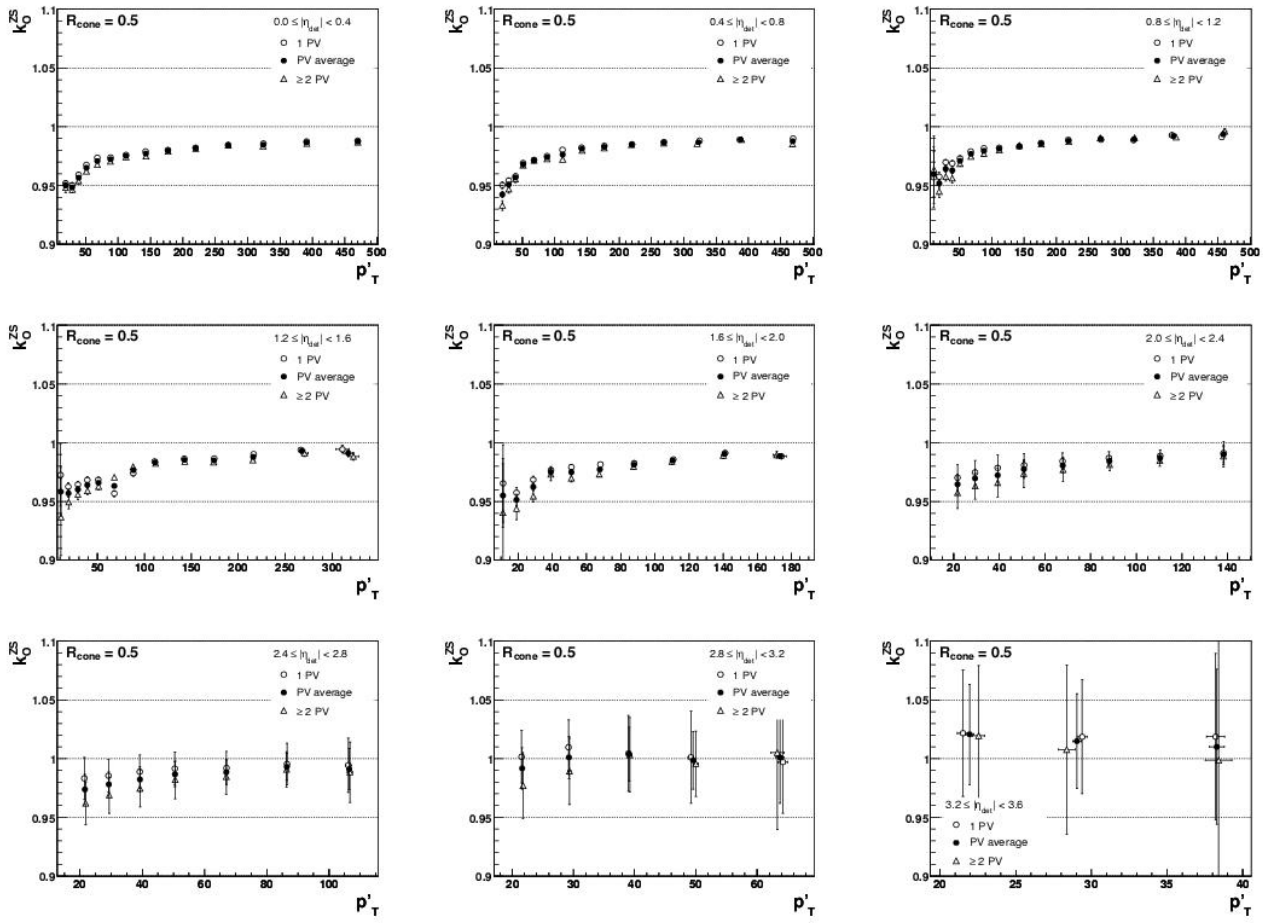


FIG. 4.5 – *Facteur de correction k_O en fonction de p'_T. Chaque graphe correspond à une plage de pseudo-rapidité $|\eta_{det}|$ afin de prendre en compte les inhomogénéités du calorimètre. Les cercles vides correspondent au k_O mesuré dans les évènements à un vertex primaire, et les triangles vides au k_O mesuré dans les évènements à au moins deux vertices primaires. Les cercles pleins représentent la moyenne de k_O sur le nombre d'interactions dans l'évènement.*

4.3.2 La correction de réponse absolue

La correction de réponse absolue est à la fois la plus importante en magnitude et la plus complexe à estimer. La réponse d'un détecteur est la relation qui lie ses variables de sorties (courant, tension,

etc.) aux quantités qui sont mesurées (typiquement des énergies, impulsions transverses, etc.). Alors qu'un calorimètre parfait présenterait une réponse parfaitement homogène et linéaire en fonction de l'énergie du jet que l'on veut mesurer, ce n'est évidemment pas le cas d'un dispositif expérimental réel. Qui plus est, le calorimètre de DØ présente une réponse plus forte et plus linéaire aux particules électro-magnétiques qu'aux hadrons. Enfin, le traitement même des données issues du détecteur peut causer des non-linéarités, par exemple la suppression de zéro. Ce sont ces effets que la correction de réponse absolue, désignée dans ce paragraphe par le seul terme "réponse", cherche à corriger.

La méthode Mpf

Le calcul de la correction de réponse absolue repose sur la méthode Mpf (*Missing $\not\!\!E_T$ Projection Fraction method*), développée par la collaboration Cdf [71]. Pour cela, on emploie la technique dite *tag and probe*. Supposons un évènement contenant un processus à deux corps, par exemple un processus photon+jet. Le photon joue le rôle de *tag*, c'est à dire d'un objet de référence dont la réponse est connue. Le jet joue alors le rôle de *probe*, l'objet dont on veut déterminer la réponse. Comme on va le voir, si la réponse du tag est bien connue, celle du probe peut être déterminée.

Dans un processus à deux corps, par conservation de l'impulsion transverse totale au niveau particules, on a

$$\overrightarrow{p_T}^{\text{tag, part}} + \overrightarrow{p_T}^{\text{recul, part}} = 0 \tag{4.10}$$

où $\overrightarrow{p_T}^{\text{recul}}$ est l'impulsion transverse du recul hadronique. Le jet probe contribue au recul hadronique mais ne représente pas forcément sa totalité. Cette relation serait vraie dans un calorimètre idéal, mais en réalité le tag et le probe peuvent avoir des réponses R_{tag} et R_{recul} différentes , donc la somme n'est plus nulle et on mesure de l'énergie transverse manquante $\overrightarrow{\not\!\!E_T}$:

$$\overrightarrow{p_T}^{\text{tag}} + \overrightarrow{p_T}^{\text{recul}} = R_{tag}\overrightarrow{p_T}^{\text{tag, part}} + R_{\text{recul}}\overrightarrow{p_T}^{\text{recul, part}} = -\overrightarrow{\not\!\!E_T} \tag{4.11}$$

En combinant les équations 4.10 et 4.11, on obtient la réponse du recul hadronique relativement à celle du tag :

$$R_{\text{recul}} = \left(1 + \frac{\overrightarrow{\not\!\!E_T} \cdot \overrightarrow{n_T^{tag}}}{p_T^{tag}}\right) R_{tag} \tag{4.12}$$

où $\overrightarrow{n^{tag}}$ est le vecteur unitaire qui indique la direction du tag dans la direction transverse. Cette équation ne donne cependant pas encore la réponse du jet probe. Pour cela, on doit se placer dans une topologie particulière dans laquelle $R_{\text{recul}} = R_{\text{jet}}$. En pratique, on n'atteint pas l'égalité car il reste quelques biais qu'il faut corriger, mais on s'en approche en sélectionnant des évènements les plus "propres" possibles.

En pratique, on préfère des évènements photon+jet car la méthode Mpf souffre d'un *biais de résolution*, qui vient du fait que la résolution en énergie du calorimètre est finie. On dénote l'impulsion transverse mesurée du tag par $p_T^{tag,mes}$. Si le spectre en p_T du tag décroît rapidement, lorsque l'on mesure $\frac{R_{\text{recul}}}{R_{tag}}$ par zones de $p_T^{tag,mes}$, on tend à avoir plus de fluctuations vers le haut des petits $p_T^{tag,mes}$ que de fluctuations vers le bas des hauts $p_T^{tag,mes}$. Pour une zone donnée, le $p_T^{tag,mes}$ moyen est donc biaisé. Il en résulte une source d'énergie transverse manquante qui n'est pas liée à la réponse proprement dite du calorimètre. En supposant un modèle académique, c'est-à-dire un spectre qui diminue

en $e^{-\alpha p_T}$ et une résolution de type gaussien, on peut estimer l'amplitude du biais par la formule

$$\frac{\Delta p_T^{tag,mes}}{p_T^{tag,mes}} = -\frac{1}{2}\alpha \left(\frac{\sigma p_T^{tag,mes}}{p_T^{tag,mes}}\right)^2 p_T^{tag,mes} \tag{4.13}$$

où $\Delta p_T^{tag,mes}$ est la différence entre la valeur du $p_T^{tag,mes}$ moyen et celle qui est mesurée et biaisée, et $\sigma p_T^{tag,mes}$ est la largeur de la gaussienne. $\left(\frac{\sigma p_T^{tag,mes}}{p_T^{tag,mes}}\right)$ est de l'ordre de 0,02 pour les photons, mais s'étend de 0,05 à 0,30 pour les jets. Ainsi, si le tag est un jet, l'amplitude du biais s'étend de 3 à 15%, alors que si c'est un photon elle est inférieure au pourcent et peut être négligée. En pratique, le modèle de l'équation 4.13 est trop simpliste, et on effectue un calcul numérique pour obtenir une estimation du biais dans les évènements di-jets précise à environ 0,5 – 1,0%

On demande que les évènements sélectionnés ne contiennent qu'un seul vertex d'interaction primaire et que tag et probe soient dos-à-dos en ϕ, soit $\Delta\phi(tag,\ probe) > 3\,\text{rad}$. En outre, il faut que l'évènement ne contiennent que les deux objets tag (photon) et probe (jet) et que ceux-ci soient centraux : $|\eta|_{det}^{tag} < 1{,}0$ et $|\eta_{det}^{probe}| < 0{,}4$. On demande que le jet soit très central pour s'assurer que les gerbes qui le composent soient bien contenues dans le calorimètre central et donc bien mesurées. On utilise un échantillon de données et un autre simulé. Les sélections sont similaires sur les données et la simulation. Sur les données on se place dans une plage de p_T^{jet} qui correspond à la zone d'efficacité la plus élevée pour le terme de déclenchement utilisé.

L'échantillon de données utilisé peut aussi souffrir d'une contamination par des bruits de fond physiques. Ainsi, lors de la production $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ un électron peut être identifié comme un photon et l'autre comme un jet. Le processus $W \rightarrow e\,\nu_e$ + jet, dans lequel l'électron est identifié comme un photon perturbe également la mesure car le neutrino se manifeste en tant qu'énergie transverse manquante. Le critère "dos-à-dos", des coupures d'identification du photon serrées et des coupures sur l'énergie transverse manquante permettent de réduire la contamination de bruit de fond physique à un taux inférieur à 0,1%.

Enfin, il faut noter que le terme de réponse R tel qu'estimé avec la méthode Mpf dépend du processus à partir duquel on l'estime car la composition partonique et le biais de résolution influent sur $\not\!\!E_T$. Il faut donc faire en sorte que l'échantillon utilisé soit le plus pur possible. En pratique, une pureté parfaite est impossible à obtenir, et on verra au paragraphe 4.3.2 comment corriger cet effet.

La réponse absolue est mesurée dans le calorimètre central ($|\eta_{det}^{jet} < 0{,}4|$) ; elle sert de référence lors de l'intercalibration en pseudo-rapidité qui sera décrite à la section 4.3.3.

Estimation du terme de réponse absolue

La simulation donne accès aux variables au niveau particules. Le terme de réponse $R_{simu}^{\gamma+jet}$ s'écrit comme dans l'équation 4.12, mais on peut utiliser l'impulsion transverse du photon "particule". La réponse du photon R_{tag} vaut alors par définition 1. On doit bien sûr tenir compte du fait que l'impulsion transverse du photon est prise au niveau particules, mais que l'énergie transverse manquante est une quantité mesurée. Pour cela on pose $\overrightarrow{\not\!\!E_T}^{corr} = \overrightarrow{\not\!\!E_T} + \overrightarrow{p_T}^{\gamma} - \overrightarrow{p_T}^{\gamma,\ particule}$, et on obtient

$$R_{\text{Mpf}}^{\gamma+\text{jet, simu}} = 1 + \frac{\overrightarrow{\not\!\!E_T}^{\text{corr}} \cdot \overrightarrow{n}_T^{\gamma,\ \text{part}} - p_T^{\gamma,\ \text{part}} \cdot \overrightarrow{n}_T^{\gamma,\ \text{part}} + p_T^{\gamma,\ \text{part}} \cdot \overrightarrow{n}_T^{\gamma,\ \text{part}}}{p_T^{\gamma,\ \text{part}}} = 1 + \frac{\overrightarrow{\not\!\!E_T}^{\text{corr}} \cdot \overrightarrow{n}_T^{\gamma,\ \text{part}}}{p_T^{\gamma,\ \text{part}}} \tag{4.14}$$

Par définition, l'échantillon simulé est pur, c'est-à-dire que ne sont générés que des évènements photon+jet. Bien sûr, ce n'est pas si simple dans les données, et malgré le choix de sélections qui est fait

l'échantillon n'est pas complètement pur ; c'est un "mélange" d'évènements photon+jet et d'une contamination principalement di-jet. De plus, comme on le verra au paragraphe 4.3.2, l'impulsion transverse du photon est mal déterminée. Ce que l'on mesure dans les données n'est donc pas directement le terme de réponse. On pose alors

$$R_{\text{MPF}}^{\gamma\text{+jet, data}} = R_{\text{MPF}}^{\text{mélange}} k_R^{\gamma} \tag{4.15}$$

où $R_{\text{MPF}}^{\text{mélange}}$ désigne ce qui est mesuré et k_R^{γ} un facteur de correction dont il sera question plus loin.

On mesure la réponse par zones de E' ; ensuite, on pose $E_0 = 100\,\text{GeV}$ et on ajuste sur les points expérimentaux la fonction

$$R(E') = p_0 + p_1 \log(\frac{E'}{E_0}) + p_2 \log^2(\frac{E'}{E_0}) \tag{4.16}$$

et ce dans les données et la simulation, après correction des biais qui vont maintenant être détaillés.

Correction des biais

La mesure de R est biaisée par un certain nombre de facteurs. Pour corriger ces biais, on utilise des évènements simulés comme référence. On sait que la description absolue de la réponse que donne la simulation n'est pas correcte, mais ce sont les corrections relatives aux données qui sont importantes et que l'on veut calculer. Les biais à corriger ont pour origine

1. la non-pureté de l'échantillon de données photon+jet et la mauvaise mesure de l'impulsion transverse du photon. Outre les bruits de fond physique, dont on a vu que la contribution était négligeable, du bruit de fond instrumental peut intervenir. Dans un évènement di-jet QCD, un jet peut produire un pion neutre qui peut se désintégrer en deux photons. Ce jet peut alors être identifié comme un photon, et la réponse mesurée est erronée car l'énergie transverse manquante mesurée ne correspond pas à celle d'un évènement photon+jet. En effet, une partie de l'énergie hadronique autour du "photon" n'est pas détectée, donc $\not\!\!E_T$ sera trop grande par rapport aux évènements photon+jet. De plus, l'énergie des vrais photons mesurés est elle-aussi calibrée car ce sont des objets calorimétriques qui souffrent d'effets instrumentaux similairement aux jets. Cette calibration est appelée *Photon Energy Scale*. Elle n'est pas parfaite et après calibration, l'impulsion transverse des photons mesurés dans la simulation tend à être supérieure à celle des photons "particule" correspondant, ce qui biaise $\not\!\!E_T$ dans l'autre sens. On dérive donc un facteur de correction

$$k_R^{\gamma} = \frac{R_{\text{MPF}}^{\gamma\text{+jet, part}}}{R_{\text{MPF}}^{\text{mélange}}} \tag{4.17}$$

   dans lequel $R_{\text{MPF}}^{\text{mélange}}$ désigne la réponse mesurée sur l'échantillon de données, qui est contaminé par des évènements photon+jet. Pour plus de détails sur les mesures de pureté de l'échantillon et sur le biais lié à la calibration en énergie des photons, le lecteur est invité à se reporter à la section 8.1 de la référence [69].
2. l'interaction entre suppression de zéro et correction de seuil. Du fait de la suppression de zéro, de l'énergie d'*offset* peut subsister dans l'évènement malgré l'application de la correction de seuil, ce qui agit sur l'énergie transverse manquante mesurée. On dérive un facteur de correction à partir d'échantillons simulés avec et sans *zero bias overlay* :

$$k_R^{zero} = \frac{R_{\text{MPF}}^{\gamma\text{+jet, part, ZBO}}}{R_{\text{jet}}} \tag{4.18}$$

	p_0	p_1	p_2
Simulation	0,75741 ± 0,00063	0,05760 ± 0,00098	-0,00944 ± 0,00067
Données	0,7350 ± 0,0015	0,0766 ± 0,0034	-0,0155 ± 0,0028

TAB. 4.1 – *Paramètres obtenus par un ajustement de la fonction 4.16 sur les points mesurés du terme de réponse absolu, pour la simulation et les données.*

où $R_{\text{jet}} = \frac{\sum_{i \in \text{jet particule}} E_i^{\text{mes}}}{E_{\text{jet}}^{\text{part}}}$ est la *réponse vraie* du jet, c'est-à-dire le rapport de la somme de l'énergie calorimétrique de chaque particule du jet de particule à l'énergie totale du jet de particule. Si le numérateur est (non-) zéro-supprimé, le facteur est valide pour (les données) la simulation. Il est à noter que ce facteur est fortement corrélé à celui que l'on calcule pour la correction de seuil comme expliqué paragraphe 4.3.1. On peut néanmoins vérifier que la corrélation n'est pas complète, et on inclut donc ce facteur dans la correction.

3. le fait que R_{jet} ne soit pas égal à R_{recul} (voir paragraphe 4.3.2). Comme on l'a vu, la coupure dos-à-dos en ϕ permet de réduire l'écart, mais cela ne suffit pas. Le terme $\frac{R_{\text{recul}}}{R_{\text{jet}}}$ dépend de la topologie des évènements sélectionnés. On dérive alors le facteur

$$k_R^{topo} = \frac{R_{\text{jet}}}{R_{\text{MPF}}^{\gamma+\text{jet, part, ZBO}}} \tag{4.19}$$

Au final, on obtient donc un facteur de correction global qui s'écrit

$$k_R = k_R^{\gamma} k_R^{zero} k_R^{topo} \tag{4.20}$$

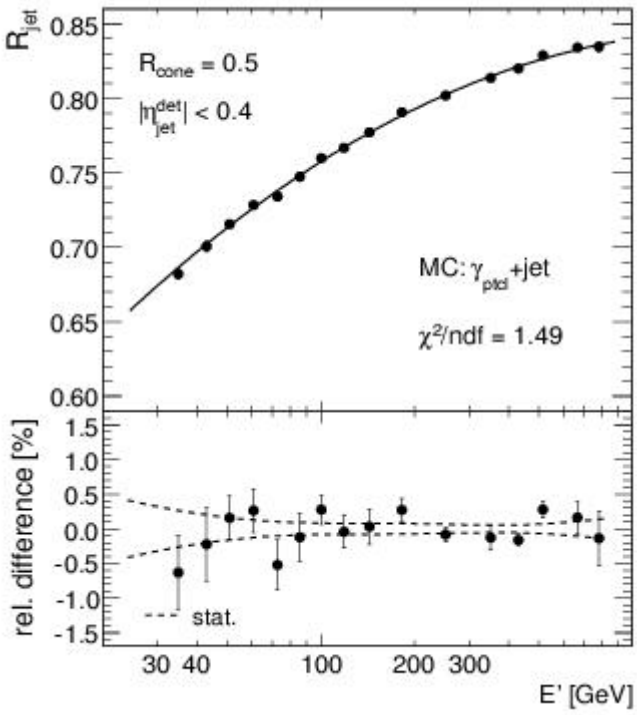
Correction de réponse absolue totale

Après correction des biais, les valeurs des paramètres p_i sont déterminés par l'ajustement de la fonction 4.16 aux points mesurés. Ces valeurs sont présentées dans le tableau 4.1. La figure 4.6 montre l'ajustement superposé aux points mesurés. Ceux-ci étant bien décrits, on utilise la paramétrisation que l'on vient de déterminer.

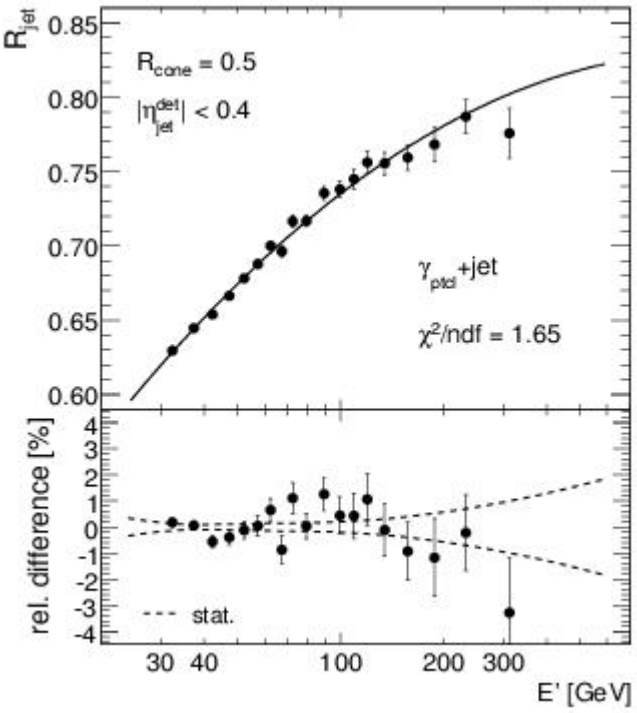
4.3.3 La correction de réponse relative en η

Comme on vient de le voir, le terme de réponse absolue permet de corriger les non-linéarités du calorimètre. Il est mesuré dans le calorimètre central. C'est en effet la région la mieux instrumentée et la plus homogène du détecteur. En revanche, il serait faux de supposer que la réponse du calorimètre à un jet de forme et d'énergie données soit la même quelle que soit sa pseudo-rapidité. On le comprend très simplement en gardant à l'esprit que DØ n'a pas *un* mais *des* calorimètres. Ainsi, la réponse aux jets des calorimètres bouchons est de 10 à 15% plus faible que celle du calorimètre central. Une autre source évidente de non-homogénéité est la région inter-cryostats, qui couvre la région $0{,}8 < |\eta_{det}| < 1{,}6$ et qui est mal instrumentée. Qui plus est, dans cette région, de l'énergie peut être absorbée par les parois des cryostats, le solénoïde, les divers supports mécaniques, etc. Enfin, la présence de matériau "mort", c'est-à-dire endommagé et qui ne peut plus être utilisé, perturbe aussi la mesure.

Le but de la correction de réponse relative est de corriger ces inhomogénéités. Pour cela, on calibre la réponse des différentes régions du calorimètre sur la réponse absolue. Comme la réponse absolue est mesurée dans la calorimètre central, cela revient à utiliser la réponse centrale comme référence pour le reste du calorimètre. On utilise donc la méthode décrite à la section 4.3.2, c'est-à-dire la méthode



(a) terme de correction pour la simulation



(b) terme de correction pour les données

FIG. 4.6 – *Terme de réponse absolue en fonction de E' pour (a) la simulation et (b) les données. Les points sont les valeurs mesurées par zones de E', la ligne noire pleine est le résultat de l'ajustement qui donne les paramètres listés dans le tableau 4.1. Les graphiques inférieurs indiquent la différence relative des points de mesure à l'ajustement. Les lignes pointillées indiquent l'erreur statistique de l'ajustement. La différence est inférieure au pourcent sur la majeure partie du spectre en E' couvert.*

MPF, dans chacune des zones du calorimètre que l'on définit. Afin de fournir une correction précise, on choisit une granularité en $|\eta_{det}|$ fine :

- $|\eta_{det}| \leq 1{,}0$: pas de $\Delta|\eta_{det}| = 0{,}1$
- $1{,}0 < |\eta_{det}| \leq 1{,}8$: pas de $\Delta|\eta_{det}| = 0{,}05$
- $1{,}8 < |\eta_{det}| \leq 2{,}0$: pas de $\Delta|\eta_{det}| = 0{,}1$
- $2{,}0 < |\eta_{det}| \leq 2{,}4$: pas de $\Delta|\eta_{det}| = 0{,}2$
- $2{,}4 < |\eta_{det}| \leq 3{,}6$: pas de $\Delta|\eta_{det}| = 0{,}4$

Elle est la même pour les données et la simulation, sauf pour la région $1{,}0 < |\eta_{det}| \leq 1{,}8$ dans laquelle on choisit un pas de 0,1 dans la simulation. Enfin, on suppose que le calorimètre est symétrique en η_{det} dans la simulation, alors que la correction est évaluée pour les valeurs positives et négatives de η_{det} dans les données.

Méthode de détermination

On mesure la réponse en fonction de p'_T. On utilise comme avant un échantillon photon+jet simulé et un autre de données avec les mêmes sélections qu'au paragraphe 4.3.2. Comme les pas de $\Delta|\eta_{det}|$ sont fins, et qu'en plus dans les données on regarde séparément les η_{det} positifs et négatifs, on utilise également un échantillon di-jet qui permet d'augmenter la statistique disponible. De plus, les propriétés cinématiques des évènements di-jet permettent de paramétrer la courbe de réponse jusqu'à des énergies plus élevées. Les sélections sont les mêmes que pour l'échantillon photon+jet, la seule différence étant que le photon est remplacé par un jet qui joue le rôle de tag. Une bonne compréhension du biais de résolution inhérent à la méthode MPF est donc nécessaire.

La procédure est la suivante :

- échantillon photon+jet
  1. La réponse est estimée par la méthode MPF dans chaque zone de η_{det} et de p'_T. Comme on l'a vu précédemment , dans les donnés c'est $R_{\text{MPF}}^{\text{mélange}}$ que l'on mesure.
  2. Dans la région $|\eta_{det}| < 0{,}4$, on vérifie que le terme de réponse relative est égal à 1. Pour ce faire, on re-mesure la réponse, puis on ajuste cette seconde mesure par la fonction

$$\hat{p_3} R_{\text{MPF}}^{\gamma+\text{jet}}(\eta_{det}^{jet,\ \text{CC}}, p'_T) \tag{4.21}$$

dans laquelle $\hat{p_3}$ est libre, et $R_{\text{MPF}}^{\gamma+\text{jet}}(\eta_{det}^{jet,\ \text{CC}}, p'_T)$ n'est autre que la paramétrisation du terme de réponse absolue selon l'expression de 4.16 en fonction de p'_T, qui est

$$R(p'_T) = \hat{p_0} + \hat{p_1} \log(\cosh(\eta_{det}^{jet})) + \hat{p_2} \log^2(\cosh(\eta_{det}^{det})) \tag{4.22}$$

avec

$$\begin{aligned} \hat{p_0} &= p_0 + p_1 \log(\frac{p'_T}{E_0}) + p_2 \log^2(\frac{p'_T}{E_0}) \\ \hat{p_1} &= p_1 + 2p_2 \log(\frac{p'_T}{E_0}) \\ \hat{p_2} &= p_2 \end{aligned} \tag{4.23}$$

On obtient bien $\hat{p_3} = 1$ en moyenne.

3. Le terme de réponse relative $F_\eta^{\text{photon+jet}}$ est estimé dans chaque intervalle (p'_T,η_{det}). C'est le rapport de la réponse mesurée dans un intervalle donné à l'expression 4.21 :

$$F_\eta^{\text{photon+jet}} = \frac{R_{\text{MPF}}^{\gamma\text{+jet, simu}}}{\hat{p_3} R_{\text{MPF}}^{\gamma\text{+jet, simu}}(\eta_{det}^{jet,\text{ CC}},p'_T)} \tag{4.24}$$

pour la simulation et

$$F_\eta^{\text{photon+jet}} = \frac{R_{\text{MPF}}^{\text{mélange}}}{\hat{p_3} R_{\text{MPF}}^{\gamma\text{+jet, data}}(\eta_{det}^{jet,\text{ CC}},p'_T)} \tag{4.25}$$

pour les données. Rappelons que le numérateur est estimé dans la région $|\eta_{det}^{jet}| < 0{,}4$ et que dans l'équation 4.25, les biais ne sont pas encore corrigés. Donc même pour $|\eta_{det}^{jet}| < 0{,}4$, le rapport ne vaut pas 1.

4. Enfin, par souci de cohérence, on effectue la correspondance $p'_T \rightarrow E'$ dans l'expression obtenue.

– échantillon di-jet

1. Pour chaque zone en $|\eta_{det}|$, la réponse est mesurée par plages de $p_T'^{\text{tagjet}}$
2. Réponse et $p_T'^{\text{tagjet}}$ sont corrigés pour tenir compte du biais de résolution qui n'est pas négligeable dans les évènements di-jets :

$$\begin{aligned} R_{\text{MPF}}^{\text{di-jet, corr}} &= R_{\text{MPF}}^{\text{di-jet}} \left(1 + \frac{\delta p_T^{mes}}{p_T^{mes}}\right)^{-1} \\ p_T'^{\text{tagjet, corr}} &= p_T'^{\text{tagjet}} \left(1 + \frac{\delta p_T^{mes}}{p_T^{mes}}\right) \end{aligned} \tag{4.26}$$

3. Dans la région $|\eta_{det}| < 0{,}4$, on estime la déviation du terme de réponse relative par rapport à 1 comme avec l'échantillon photon+jet, en ajustant sur les points mesurés la fonction :

$$\hat{p_3} \frac{R_{\text{MPF}}^{\gamma\text{+jet, simu}}(\eta_{det}^{jet,\text{ CC}},p'_T)}{R_{\text{MPF}}^{\gamma\text{+jet, simu}}(\eta_{det}^{jet,\text{ CC}}=0,p'_T)} \tag{4.27}$$

On trouve que $\hat{p_3}$ est compatible avec 1 à environ 0,5% près, ce qui montre que la correction du biais de résolution fonctionne bien dans le calorimètre central. On corrige néanmoins cet écart résiduel

4. Le terme de réponse relatif $F_\eta^{\text{di-jet}}$ est calculé suivant l'expression

$$F_\eta^{\text{di-jet}} = R_{\text{MPF}}^{\text{di-jet, corr}} \frac{R_{\text{MPF}}^{\gamma\text{+jet, simu}}(\eta_{det}^{jet,\text{ CC}}=0,p'_T)}{\hat{p_3} R_{\text{MPF}}^{\gamma\text{+jet, simu}}(\eta_{det}^{jet,\text{ CC}})} \tag{4.28}$$

5. Comme pour l'échantillon photon+jet, on effectue finalement la correspondance $p'_T \rightarrow E'$.

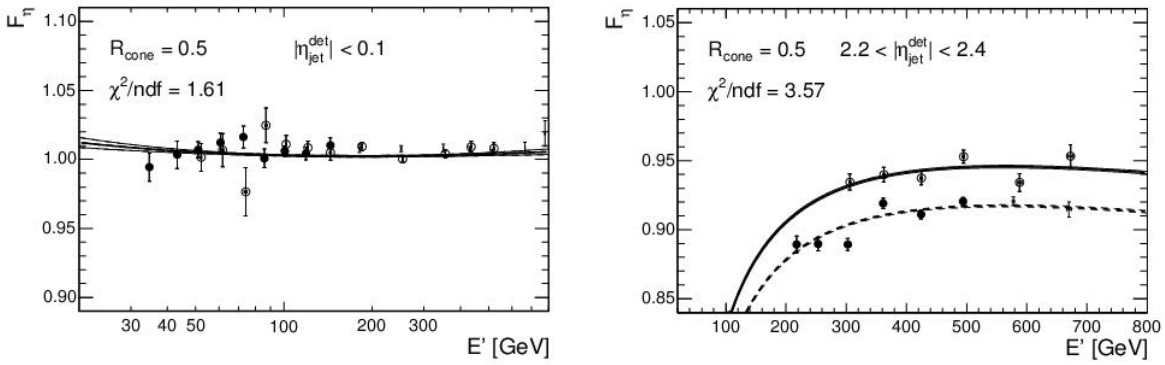
Le résultat de cette procédure est montré sur la figure 4.7 pour les évènements photon+jet et di-jet. Comme on peut le voir, $F_\eta^{\text{di-jet}}$ diffère de $F_\eta^{\text{photon+jet}}$. Cela est dû d'une part à la calibration en énergie des photons qui comme on l'a déjà mentionné ne ramène pas le photon au niveau particules. De plus, ce biais a une dépendance en pseudo-rapidité. D'autre part, la composition partonique de l'échantillon joue également un rôle important. Dans le processus photon+jet, le jet de plus haut p_T est en général un jet de quark à basse énergie et un jet de gluon à haute énergie. C'est l'inverse pour le processus

di-jet, et comme le spectre des particules issues de la fragmentation d'un gluon est en général plus doux que celui des particules issues de la fragmentation d'un quark, la réponse du calorimètre n'est pas la même.

Le but étant de combiner les résultats obtenus sur les deux échantillons afin de réduire l'erreur statistique de la détermination de la réponse aux hautes énergies où on trouve peu d'évènements photon+jet, il faut construire un modèle de ces différence. On calcule alors un facteur de correction

$$C_\eta = \frac{F_\eta^{\mathrm{di-jet}}}{F_\eta^{\mathrm{photon+jet}}} \tag{4.29}$$

suivant une méthode d'ajustement sur les points de mesures dans les deux échantillons, qui ne sera pas détaillée ici.



(a) terme de correction pour des jets centraux

(b) terme de correction pour des jets à l'avant

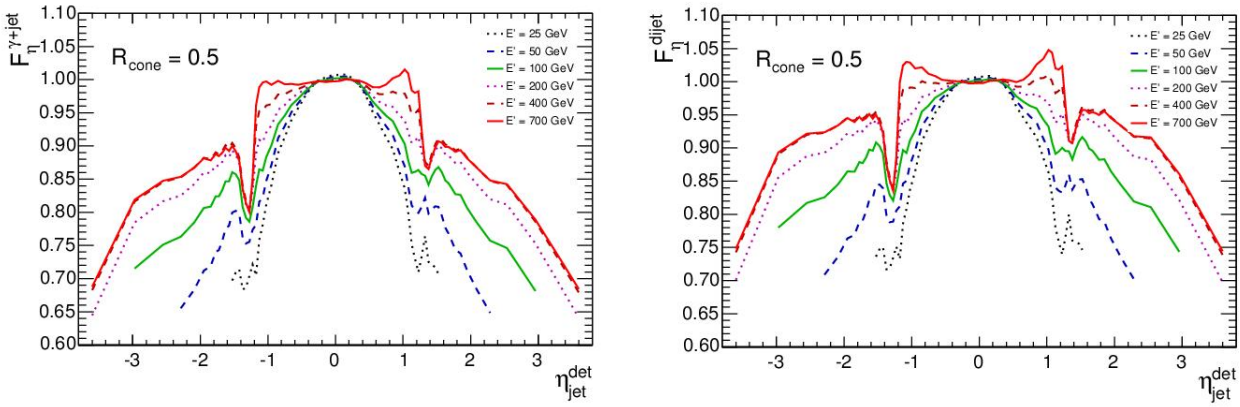
FIG. 4.7 – *Terme de réponse relative pour les échantillons simulés photon+jet et di-jet en fonction de E', pour (a) des jets très centraux ($|\eta_{det}^{jet}| < 0{,}1$) et (b) des jets à l'avant ($2{,}2 < |\eta_{det}^{jet}| < 2{,}4$). Les points pleins représentent les mesures effectuées sur l'échantillon photon+jet, les points vides les mesures effectuées sur l'échantillon di-jet. On peut voir que la réponse est différente selon l'échantillon utilisé, et que l'écart augmente avec la valeur absolue de la pseudo-rapidité du jet. Cela est dû à la calibration en énergie des photons qui dépend de η. Dans la région très centrale, la correction de réponse relative est compatible avec 1 comme attendu. Les lignes pleine et pointillée montrent le résultat de l'ajustement sur les mesures photon+jet et di-jet respectivement.*

Correction de réponse relative totale

La figure 4.8 montre le terme de réponse relative total pour l'échantillon photon+jet et l'échantillon di-jet dans les données, sans correction relative entre les deux échantillons. $F_\eta^{\mathrm{photon+jet}}$ et $F_\eta^{\mathrm{di-jet}}$ sont paramétrés en fonction de η_{det}^{jet} et déterminés pour différentes valeurs de E'. Comme on peut le voir, si on ne corrigeait pas la réponse du calorimètre elle serait hautement non-uniforme, l'écart entre la zone centrale ($\eta = 0$) et les zones les plus à l'avant pouvant atteindre 30%.

4.3.4 La correction de gerbe

On pourrait croire *a priori* que les corrections de seuil et de réponse suffisent à remonter à l'énergie du jet de particules. Ce n'est pas vrai en réalité, car cela suppose que l'énergie présente dans le cône



(a) terme de correction pour l'échantillon photon+jet

(b) terme de correction pour l'échantillon di-jet

FIG. 4.8 – *Terme de réponse relative total pour les échantillons de données photon+jet et di-jet en fonction de $|\eta_{det}^{jet}|$ et pour différentes valeurs de E'. On visualise clairement l'inhomogénéité du calorimètre tant en pseudo-rapidité qu'en énergie.*

n'appartient qu'au jet considéré. Ce n'est pas le cas en pratique du fait du développement de la gerbe ou d'autres effets instrumentaux comme la granularité des tours calorimétriques ou la déviation plus importante de particules chargées de haute impulsion transverse dans le champ magnétique. De l'énergie qui appartient au jet de particules peut donc être déposée en-dehors du cône et *vice-versa*.

La méthode utilisée pour déterminer la correction n'est pas la même selon qu'on la dérive pour les données réelles ou la simulation. Dans la simulation on peut construire un estimateur non-biaisé de la correction, mais ce n'est pas possible dans les données réelles. Dans les deux cas, la correction est calculée en fonction de p'_T et de $|\eta_{det}^{jet}|$.

Estimation de la correction pour les données simulées

On dérive la correction à partir d'évènements photon+jets sans *zero-bias overlay*. Elle est donnée par la formule

$$S_{\text{jet}}^{\text{simu}} = \frac{\sum_{i\in\text{jet particule}} E_i^{\text{mes}} + \sum_{i\notin\text{jet particule}} E_i^{\text{mes}}}{\sum_{i\in\text{jet particule}} E_i^{\text{mes}}} = \frac{I_{\text{jet}}^{\text{part}} + P_{\text{jet}}^{\text{part}}}{I_{\text{jet}}^{\text{part}}} \tag{4.30}$$

Le numérateur représente l'énergie du jet non corrigée, telle que donnée par la reconstruction. Dans la simulation, il est possible de connaître la quantité d'énergie déposée dans chaque cellule par chaque particule, et on peut donc également calculer le dénominateur en reconstruisant le jet de particule et en associant chaque dépôt d'énergie à une particule de ce jet. Pour cela on effectue une correspondance spatiale entre le jet reconstruit et le jet de particule, $\Delta R < \frac{R_{cone}}{2}$.

Estimation de la correction pour les données réelles

Pour mesurer la correction dans les données, on utilise la méthode dite "des profils". On définit des anneaux de rayon $\Delta R(Y,\phi)$ centrés sur l'axe du jet, et on construit la distribution des dépôts d'énergie dans le calorimètre à partir de la mesure effectuée dans chacun des anneaux. On obtient ainsi une sorte de profil-type de l'énergie du jet. Un exemple d'un tel profil, obtenu à partir de données simulées,

peut être vu sur la figure 4.9. Comme toutes les informations du niveau particules sont présentes dans les données simulées, on peut reconstruire, en plus du jet calorimétrique, un jet de particules. Ce jet de particules ressemble au jet calorimétrique, mais au lieu d'utiliser des tours et des cellules on regroupe les hadrons provenant de l'interaction principale correspondante avant leur interaction avec le détecteur. On établit ensuite une correspondance spatiale entre le jet calorimétrique et son *alter ego* du niveau particules. Ainsi, en contruisant le profil énergétique du jet de particules, on peut connaître la contribution au jet calorimétrique des hadrons qui sont dans le jet de particules et de ceux qui ne le sont pas. On comprend donc pourquoi la correction de gerbe est nécessaire, la contribution énergétique de particules hors-cône n'étant pas négligeable.

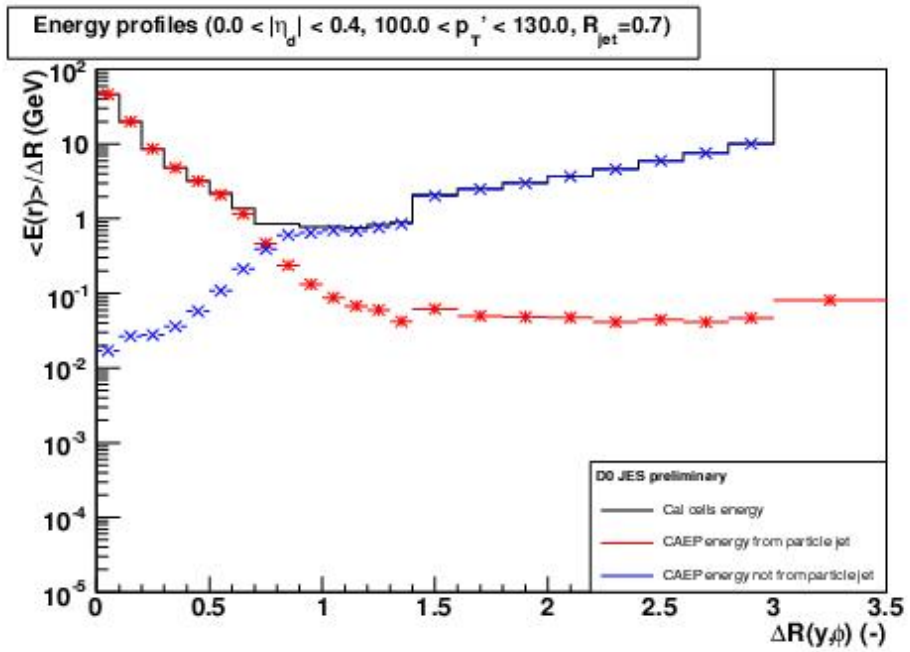


FIG. 4.9 – *Profil d'énergie d'un jet en fonction de la distance à son centre dans des données simulées. L'axe vertical représente le rapport de l'énergie mesurée dans un anneau donné à la distance de cet anneau au centre du jet. La ligne pleine noire est le profil d'énergie du jet. Les points rouges représentent la contribution des particules appartenant au jet de particules associé au jet calorimétrique. Les points bleus représentent la contribution de l'énergie en dehors du jet de particules. Le profil montré ici est celui d'un jet de rayon* 0,7 *avec* $|\eta_{det}| < 0{,}4$ *et* $100 < p'_T < 130$.

L'intégrale du profil pour $\Delta R < R_{cone}$ donne l'énergie mesurée telle qu'elle est donnée par la procédure de reconstruction décrite dans la section 3.4. Cette énergie est la somme de l'intégrale pour $\Delta R < R_{cone}$ du profil de jet de particules, qui contient l'énergie des particules qui appartiennent vraiment au jet, et de celle du profil complémentaire, qui contient l'énergie de celles qui ne lui appartiennent pas :

$$E_{\text{jet}}^{\text{mes}} = I_{\text{jet}}^{\text{part}} + P_{\text{jet}}^{\text{part}} \tag{4.31}$$

En outre, l'intégrale jusqu'à l'infini du profil de jet de particules, $E_{\text{part}}^{\text{mes}\ \infty}$ est l'énergie totale qui peut être visible pour le jet, une partie pouvant être déposée hors du cône du jet calorimétrique. On peut donc écrire l'expression du terme de correction de gerbe, qui n'est autre que le rapport de l'intégrale

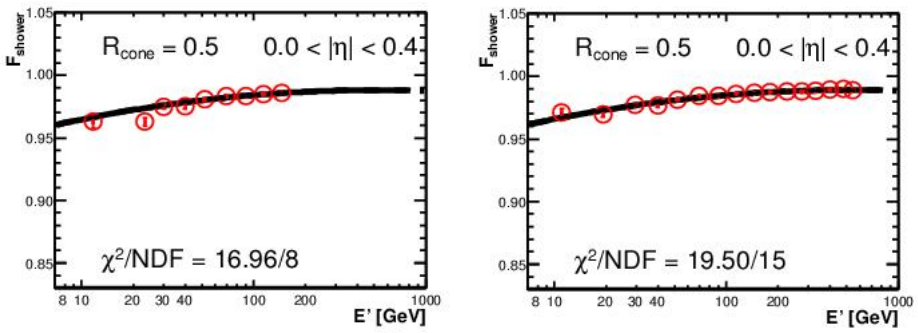
du profil d'énergie du jet calorimétrique à celle du profil d'énergie du jet de particules :

$$S_{\text{jet}}^{\text{data}} = \frac{E_{\text{jet}}^{\text{mes}}}{E_{\text{part}}^{\text{mes}\ \infty}} = \frac{I_{\text{jet}}^{\text{part}}}{E_{\text{part}}^{\text{mes}\ \infty}} + \frac{P_{\text{jet}}^{\text{part}}}{E_{\text{part}}^{\text{mes}\ \infty}} \tag{4.32}$$

Pour calculer $S_{\text{jet}}^{\text{data}}$, on mesure le profil de jet de particules et le profil complémentaire dans des données simulées photon + jet. Cela implique que la forme des jets soit bien reproduite par le générateur utilisé, qui est PYTHIA[49]; il a été vérifié que c'est le cas, et on procède donc de cette manière. Afin de prendre en compte les différences d'échelle d'énergie entre données et simulation, deux facteurs α et β sont introduits pour corriger les profils utilisés. Ils sont obtenus en ajustant les profils de la simulation sur un profil réel. Au final, on a donc

$$S_{\text{jet}}^{\text{data}} = \frac{E_{\text{jet}}^{\text{simu}}}{E_{\text{part}}^{\text{mes}\ \infty}} = \frac{I_{\text{jet}}^{\text{part}}}{E_{\text{part}}^{\text{mes}\ \infty}} + \frac{\alpha}{\beta} \cdot \frac{P_{\text{jet}}^{\text{part}}}{E_{\text{part}}^{\text{mes}\ \infty}} \tag{4.33}$$

On montre, en appliquant cette procédure sur des données simulées, que $S_{\text{jet}}^{\text{data}} \simeq S_{\text{jet}}^{\text{simu}}$, typiquement à 0,5% près. On corrige ce biais en multipliant $S_{\text{jet}}^{\text{data}}$ par le facteur $k_S^{\text{data}} = \frac{S_{\text{jet}}^{\text{simu}}}{S_{\text{jet}}^{\text{data}}}$. La figure 4.10 montre le terme de correction S_{jet} pour les données (après correction du biais) et la simulation pour des jets centraux, pour lesquelles il est inférieur à 5%.



(a) terme de correction pour les données

(b) terme de correction pour la simulation

FIG. 4.10 – *Terme de correction de gerbe pour les données et la simulation pour des jets centraux, $|\eta_{det} < 0{,}4|$, en fonction de E'. (a) montre le terme appliqué sur les données et obtenu avec la méthode des profils; (b) montre le terme appliqué sur les données simulées. Les cercles rouges représentent les valeurs mesurées, la ligne noire est un ajustement en fonction de E'.*

4.4 Résultats et performances

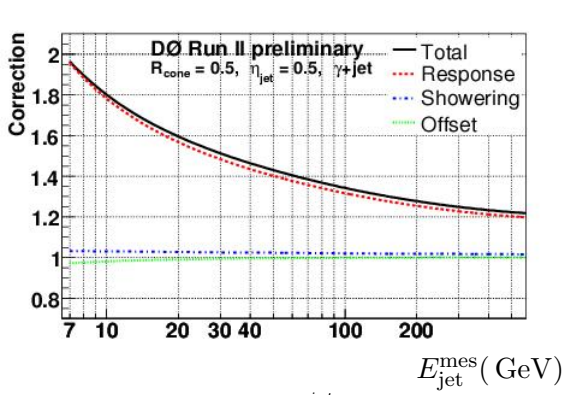
Toutes les composantes du terme 4.1 ayant été estimées et les biais éventuels étant pris en compte, on peut maintenant calculer le terme de correction de JES total. La figure 4.11 montre le terme de correction final (échantillon photon+jet), en fonction de l'énergie du jet mesurée $E_{\text{jet}}^{\text{mes}}$ pour une pseudo-rapidité donnée et *vice versa*, pour les données et la simulation. Pour des jets assez centraux ($\eta_{det}^{jet} = 0{,}5$), la correction JES s'échelonne d'un facteur 2 environ à l'énergie de seuil de reconstruction

(6 GeV) à 1,2 à 250 GeV dans les données. La courbe et l'amplitude relative des différentes corrections sont similaires dans la simulation. Si l'on se place à énergie constante et que l'on fait varier η_{det}^{jet}, on remarque que l'amplitude de la correction est la plus faible dans la partie centrale du calorimètre, bien contrôlée et instrumentée, et qu'elle augmente lorsqu'on se déplace vers l'avant, avec un pic dans la région inter-cryostat. Ces effets sont plus prononcés dans les données.

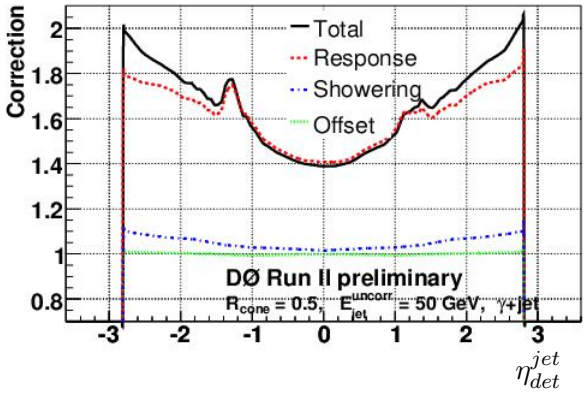
Le calcul des erreurs systématiques est une procédure particulièrement complexe, car il faut prendre en compte les corrélations entre les multiples sources d'erreur. Elle ne sera pas décrite dans ce manuscrit. En pratique, pour estimer l'erreur systématique liée à JES sur une observable donnée X, on doit mesurer l'erreur de chaque source sur X. Pour cela, on mesure le changement relatif sur l'énergie du jet lorsque l'on fait varier toutes les sources de 1σ.

La figure 4.12 montre l'erreur relative liée à JES pour les mêmes valeurs de $E_{\text{jet}}^{\text{mes}}$ et η_{det}^{jet} que sur la figure 4.11. Comme on peut le voir, l'erreur totale est de l'ordre du pourcent. Á un jet de pseudo-rapidité $\eta_{det}^{jet} = 0{,}5$ et d'une énergie de 100 GeV est associée une erreur totale de 1,2%.

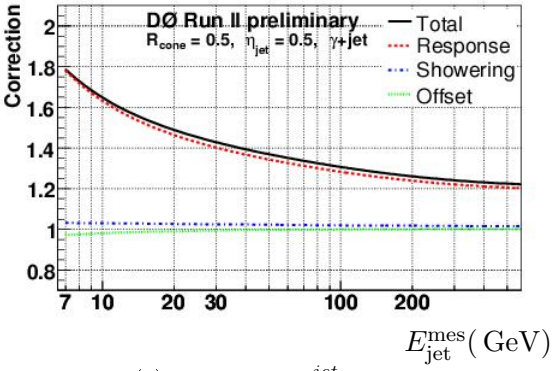
Notons finalement que la procédure que nous venons de décrire n'est pas complète. Elle fournit certes des corrections qui prennent de nombreux effets en compte, et avec une précision remarquable, mais on peut y voir deux lacunes non-négligeables lorsque l'on fait une analyse dont l'état final recherché est une paire $b\bar{b}$. Premièrement, les jets qui au cours de leur fragmentation produisent un muon et un neutrino ne sont pas ramenés au niveau particules. En effet, le muon interagit peu avec le calorimètre, et le neutrino n'est pas détecté directement. Une telle correction existe et elle est expliquée dans la section suivante. Deuxièmement, la prise en compte de la composition partonique des jets est limitée. Ainsi, les jets lourds comme les jets de b ont une réponse différente de celle des jets légers (u, d, c ou gluon). Le groupe JES de la collaboration DØ travaille actuellement à une telle correction, mais elle n'est pas finalisée.



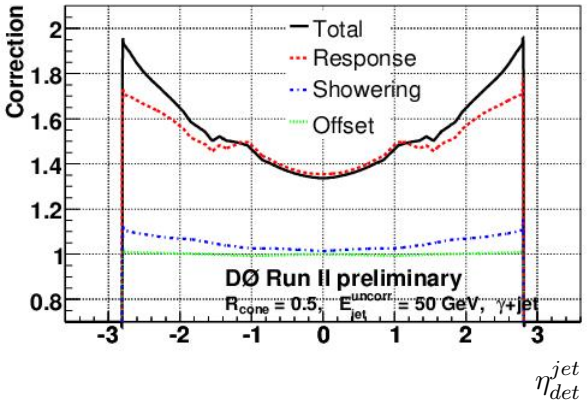
(a) données, $\eta_{det}^{jet} = 0{,}5$



(b) données, $E_{\rm jet}^{\rm mes} = 50\,\text{GeV}$

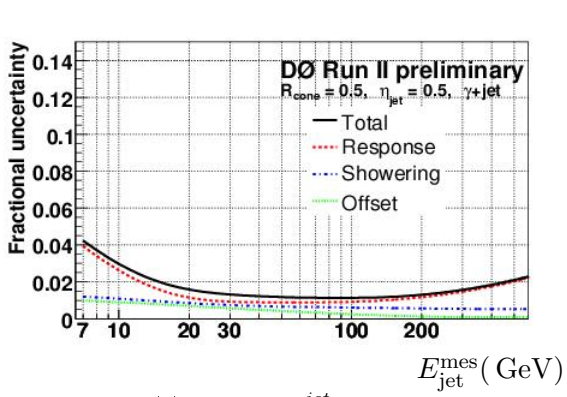


(c) simulation, $\eta_{det}^{jet} = 0{,}5$

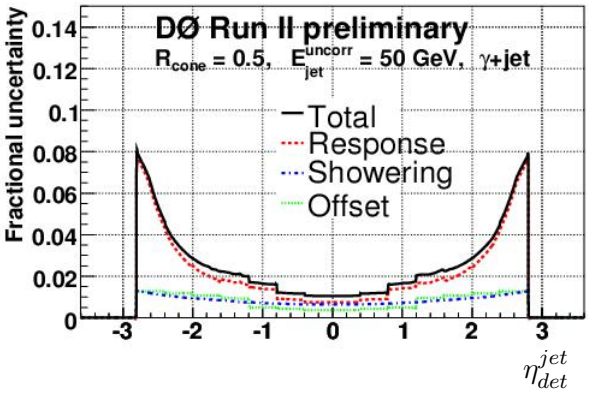


(d) simulation, $E_{\rm jet}^{\rm mes} = 50\,\text{GeV}$

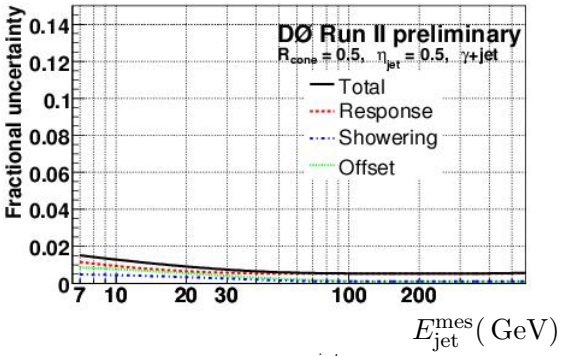
FIG. 4.11 – *Terme final de correction* JES *(a) pour les données, en fonction de* $E_{\rm jet}^{\rm mes}$ *avec* $\eta_{det}^{jet} = 0{,}5$ *; (b) pour les données, en fonction de* η_{det}^{jet} *avec* $E_{\rm jet}^{\rm mes} = 50\,\text{GeV}$ *; (c) pour la simulation, en fonction de* $E_{\rm jet}^{\rm mes}$ *avec* $\eta_{det}^{jet} = 0{,}5$ *; (d) pour la simulation, en fonction de* η_{det}^{jet} *avec* $E_{\rm jet}^{\rm mes} = 50\,\text{GeV}$*. La ligne pleine noire représente la correction totale et les lignes pointillées rouge la correction de réponse, bleue la correction de gerbe et verte la correction de seuil. Comme on le voit, c'est le terme de réponse qui est largement dominant.*



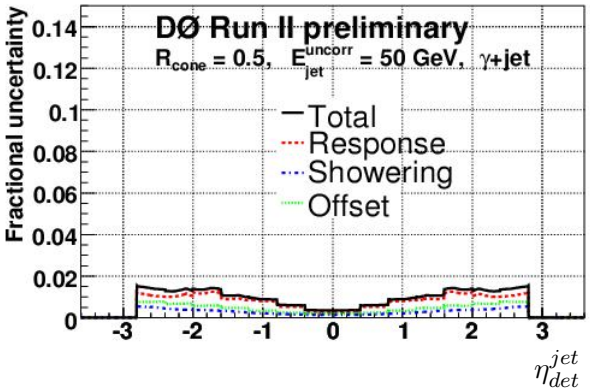
(a) données, $\eta_{det}^{jet} = 0{,}5$



(b) données, $E_{\text{jet}}^{\text{mes}} = 50\,\text{GeV}$



(c) simulation, $\eta_{det}^{jet} = 0{,}5$



(d) simulation, $E_{\text{jet}}^{\text{mes}} = 50\,\text{GeV}$

FIG. 4.12 – *Erreur relative liée aux corrections* JES *(a) pour les données, en fonction de* $E_{\text{jet}}^{\text{mes}}$ *avec* $\eta_{det}^{jet} = 0{,}5$ *; (b) pour les données, en fonction de* η_{det}^{jet} *avec* $E_{\text{jet}}^{\text{mes}} = 50\,\text{GeV}$ *; (c) pour la simulation, en fonction de* $E_{\text{jet}}^{\text{mes}}$ *avec* $\eta_{det}^{jet} = 0{,}5$ *; (d) pour la simulation, en fonction de* η_{det}^{jet} *avec* $E_{\text{jet}}^{\text{mes}} = 50\,\text{GeV}$*. La ligne pleine noire représente la correction totale et les lignes pointillées rouge la correction de réponse, bleue la correction de gerbe et verte la correction de seuil.*

4.5 Correction des jets semi-muoniques

Nous venons de voir comment corriger les effets instrumentaux qui perturbent la mesure de l'énergie des jets. Cette calibration est appliquée à tous les jets qui passent les coupures d'identification qui sont décrites au chapitre 3. Mais si on en reste là, on oublie un cas d'importance : le cas où un jet présente une *désintégration semi-leptonique*. Pendant la fragmentation peuvent être créés un lepton et un neutrino. Le neutrino n'interagit pas avec le détecteur, et l'énergie qu'il emmène se retrouve dans l'énergie transverse manquante. En outre, si le lepton est un muon, il interagit peu avec le calorimètre et y dépose en moyenne 2 GeV par $\frac{dE}{dx}$. Ainsi, un jet qui présente une ou plusieurs désintégrations semi-muoniques ne sera pas au niveau particules même après application des autres corrections de JES qui viennent d'être décrites. Cet effet est particulièrement important pour les jets de quarks lourds comme les jets de b, car le rapport d' embranchement de la désintégration $b \to \mu\nu X$ vaut 10,95%. Une correction semi-muonique performante est donc indispensable pour les analyses qui reconstruisent la masse d'une paire $b\bar{b}$, comme l'analyse $WH \to \mu\nu b\bar{b}$ dont il sera question plus loin. Pour cette analyse, la résolution de la masse de la paire $b\bar{b}$ est cruciale, et comme on le verra au paragraphe 4.5.4 la correction semi-muonique apporte justement un gain en résolution.

La correction semi-muonique corrige des effets résiduels qui ne sont pas pris en compte par les autres algorithmes de JES. Elle est donc dérivée et appliquée sur des jets déjà corrigés de JES, qui seraient déjà au niveau particules s'ils ne présentaient pas de désintégration semi-muonique.

Comme un neutrino est impliqué dans les désintégrations semi-muoniques, on doit dériver la correction à partir d'évènements simulés, dans lesquels toute l'information est disponible. On ne peut pas utiliser l'énergie transverse manquante mesurée car il est impossible de connaître les contributions individuelles à cette énergie. Comme on a besoin de corriger l'énergie du jet avec celle qui est emportée par un neutrino en particulier, on doit donc s'appuyer sur des quantités générateur. La correction comporte les étapes suivantes [72] :

1. sélection des évènements contenant au moins une désintégration semi-muonique (paragraphe 4.5.1).
2. correction angulaire : la direction du jet est modifieée (paragraphe 4.5.2).
3. estimation du facteur de correction énergétique évènement par évènement, et modélisation suivant un ajustement (paragraphe 4.5.2). Cette correction prend en compte l'énergie emportée par le neutrino ainsi que celle du muon. Rappelons que cette dernière est bien mesurée par le trajectographe, mais pas par le calorimètre, et qu'un jet est essentiellement un objet calorimétrique.
4. soustraction à l'énergie du jet de la contribution E_{μ}^{loss} du muon au jet calorimétrique, puis application de la correction. On prendra une valeur fixe de $E_{\mu}^{loss} = 2\,\text{GeV}$ qui correspond à la valeur moyenne laissée par un muon dans le calorimètre.
5. tests de fermeture (paragraphe 4.5.3) et évaluation des performances (paragraphe 4.5.4).

4.5.1 Sélection des évènements

On utilise un échantillon simulé d'1,5 millions d'évènements $t\bar{t}$ générés avec PYTHIA pour dériver la correction. Dans le Modèle Standard, le quark top se désintègre presqu'exclusivement en un quark b et un boson W, comme le montre le diagramme 4.13.

Le quark b peut présenter une désintégration semi-muonique directement, $b \to \mu\nu X$, ou bien par l'intermédiaire d'un quark c créé au cours de la fragmentation, $b \to cX \to \mu\nu X'$. Un échantillon de contrôle $Z^0 \to b\bar{b}$ d'environ 260 000 évènements, eux aussi générés avec PYTHIA, est également utilisé. Il permet entre autres d'effectuer des tests de fermeture et d'estimer la performance de la correction. On dérive le terme de correction à partir d'évènements $t\bar{t}$ car la zone cinématique accessible y est plus

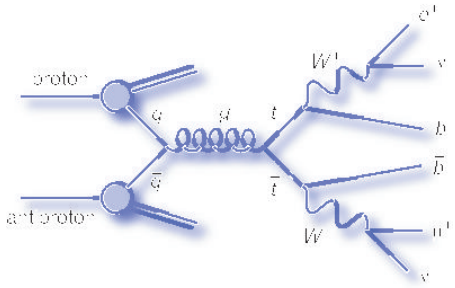


FIG. 4.13 – *Diagramme de Feynman de la création et de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$.*

grande. On vérifie ensuite avec l'échantillon $Z^0 \to b\bar{b}$ qu'un biais n'est pas introduit par la composition de l'échantillon utilisé. La sélection se fait en trois étapes :

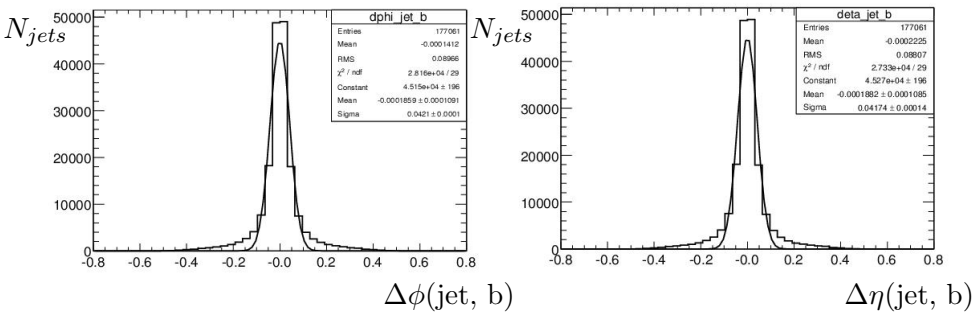
1. Sélections au niveau partonique. On sélectionne d'abord le quark b qui provient de la désintégration du top (ou du Z^0). Ensuite, on suit le processus de fragmentation jusqu'à ce que l'on trouve un muon et un neutrino provenant du même vertex. Si leur parent est un hadron de type B, on appelle cette désintégration une désintégration de type *directe* ; si c'est un hadron de type D, dont le parent est lui même un hadron de type B, on appelle cette désintégration une désintégration de type *cascade*. Si aucun des deux quarks b provenant de deux quarks top ne présente de désintégration semi-muonique, l'évènement est rejeté. Si plusieurs désintégrations semi-muoniques sont trouvées, elles sont traitées indépendemment suivant leur type, direct ou cascade. Deux désintégrations semi-muoniques peuvent être trouvées dans la chaîne de désintégration d'un quark b car il est possible d'avoir $b \to \mu\nu c$ avec $c \to \mu\nu X$; là encore, les deux désintégrations sont traitées indépendemment. Ainsi, chaque quark b se voit associée un ou plusieurs muons et neutrinos, et est étiqueté "'direct', "cascade" ou "double" selon le type de désintégration qu'il présente.
2. Sélection des muons reconstruits. Pour qu'un muon reconstruit soit sélectionné, il doit être de qualité Medium nseg3 et avoir une trace centrale associée. L'ajustement de cette trace doit avoir $\chi^2 < 100$. On demande qu'il soit dans la région $|\eta| < 2$ afin d'être dans la couverture des trajectographes. On demande également une impulsion transverse minimale de 4 GeV. Ces critères correspondent à ceux utilisés par un algorithme d'étiquetage des jets de b appelé *Soft Lepton Tagger* [73]. Si un tel muon est trouvé, on essaye de l'associer avec un des muons générateur trouvés à la première étape. On itère sur tous les muons reconstruits trouvés i et tous les muons générateur j. Si on ne trouve pas de couple ($i1$,$j1$) pour lequel $\Delta R(\mu_{i1}^{\text{reconstruit}},\mu_{j1}^{\text{générateur}}) < 0{,}2$, on rejette l'évènement. Si à un seul muon reconstruit $i1$ correspondent deux muons générateur $j1$ et $j2$ ou *vice versa*, l'évènement est également rejeté.
3. Sélection des jets reconstruits. On recherche les jets qui passent les critères d'identification standards, et comme pour les muons on demande qu'un jet reconstruit soit proche d'un et un seul quark b et *vice versa*. On demande également que ces jets contiennent un muon, c'est-à-dire que $\Delta R(\text{muon, jet}) < 0{,}5$. Une fois les jets sélectionnés, on leur applique les corrections JES standards qui ont été décrites dans la section 4.3.

4.5.2 Calcul de la correction

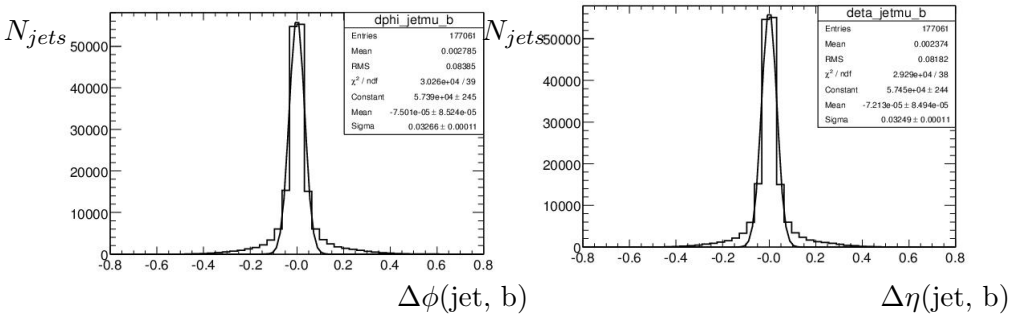
La correction semi-muonique consiste en deux parties distinctes, une partie énergétique et une partie angulaire. La correction énergétique est la plus évidemment nécessaire, mais comme on va le voir l'introduction d'une correction angulaire apporte des bénéfices supplémentaires.

Correction angulaire

Comme on l'a vu dans la section 3.4.2, les coordonnées spatiales d'un jet sont calculées suivant le *E-scheme* lorsque le cône est construit par l'algorithme de reconstruction. Or, le muon est partie intégrante du jet de particules, mais il ne se manifeste pas sous forme d'un amas calorimétrique. On peut donc corriger la direction du jet calorimétrique par celle du muon telle que mesurée par les trajectographes. On estime alors la résolution angulaire sur le jet calorimétrique en mesurant sa distance au quark b dont il est originaire. La figure 4.14 montre l'effet de cette correction sur les variables $\Delta\phi$(jet, b) et $\Delta\eta$(jet, b). La largeur d'une gaussienne ajustée sur ces distributions sert d'estimateur du gain en résolution apporté par la correction. Avant correction, la largeur est de 0,04210 pour $\Delta\phi$(jet, b) et de 0,04174 pour $\Delta\eta$(jet, b) ; après correction elle vaut 0,03266 et 0,03249 respectivement. Ainsi, la résolution en ϕ s'améliore de 22,4% et celle en η de 22,2%. La figure 4.15 montre la distribution de ΔR(jet, b), avant et après la correction. On peut voir que la distribution après correction est plus étroite et tend à piquer à des valeurs plus basses, ce qui montre que le jet corrigé est "plus près" du quark.



(a) $\Delta\phi$(jet, b), sans correction (b) $\Delta\eta$(jet, b), sans correction



(c) $\Delta\phi$(jet, b), avec correction (d) $\Delta\eta$(jet, b), avec correction

FIG. 4.14 – *Résolution angulaire des jets de b avec et sans correction angulaire. (a) et (b) montrent* $\Delta\phi$(jet, b) *et* $\Delta\eta$(jet, b) *respectivement, sans correction angulaire ; (c) et (d) montrent les mêmes variables après correction angulaire. Une gaussienne est ajustée sur chaque distribution, et sa largeur est utilisée comme estimateur de la résolution angulaire. Le gain apporté par la correction est de* 22,4% *en* ϕ *et* 22,2% *en* η.

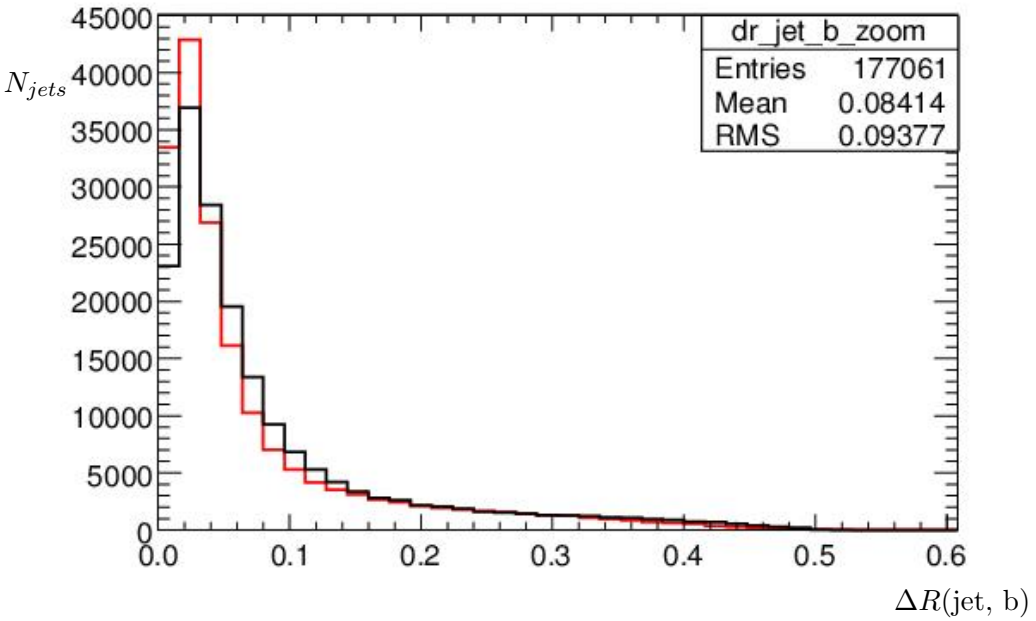


FIG. 4.15 – *Distance entre jet et quark b avant (ligne noire) et après (ligne rouge, distribution plus piquée) correction angulaire. La distance entre les deux objets est plus faible après correction angulaire.*

Correction en énergie

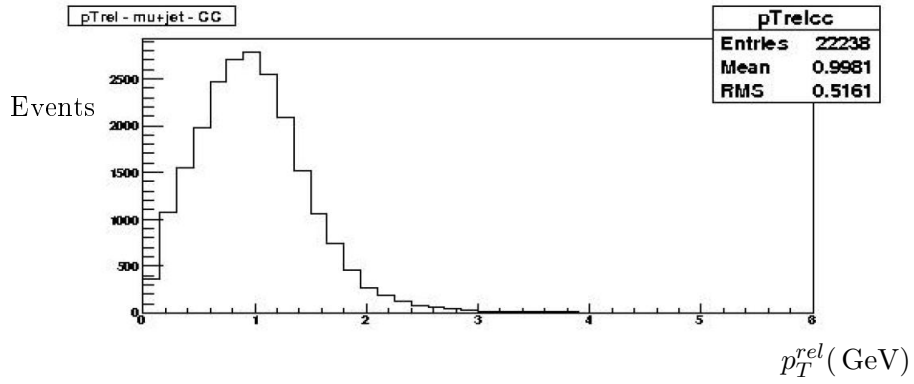
Comme précédemment mentionné, on utilise des quantités générateur pour calculer le terme de correction en énergie. On définit le facteur C tel que

$$C = \frac{E'_\mu + E'_\nu}{E_\mu} \tag{4.34}$$

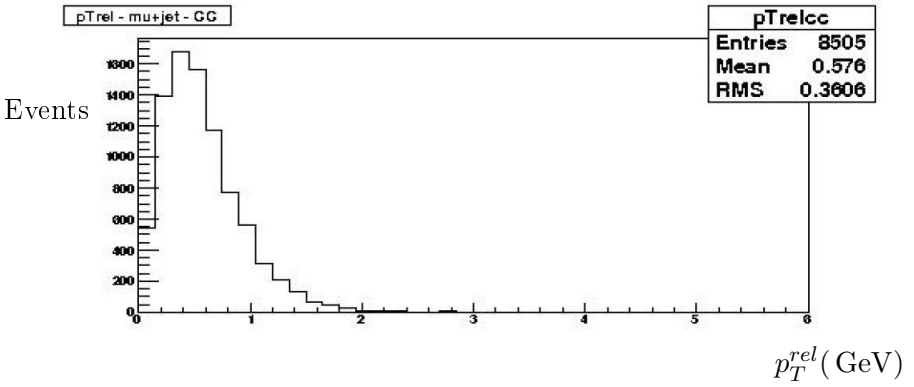
où E'_μ et E'_ν désignent l'énergie du muon et du neutrino respectivement, toutes deux prises au niveau générateur, et E_μ l'énergie du muon reconstruit correspondant. Comme cette dernière est une observable et que l'amplitude de la correction lui est très corrélée, on dérive le terme de correction en fonction de E_μ. Il a par ailleurs été montré dans une précédente étude [74] que la dépendance de la correction est la plus forte en fonction de cette variable. Néanmoins, d'autres dépendances existent. Ainsi, la correction est fonction de la variable p_T^{rel}, montrée sur la figure 4.16 et définie comme la projection de l'impulsion transverse du muon sur l'axe de l'objet muon+jet. Cela revient à dire qu'il existe une dépendance en fonction de l'angle entre le muon et le hadron de recul. La dépendance en p_T^{rel} est illustrée sur la figure 4.17. Au final, on dérive donc C en fonction de E_μ, par plages de p_T^{rel} et de $|\eta_{det}^{jet}|$. La correction est calculée jusqu'à $|\eta_{det}^{jet}| = 2{,}5$, par intervalles de $|\eta_{det}^{jet}| = 0{,}4$ (0,5 pour l'intervalle $2{,}0 - 2{,}5$). Les dix plages de p_T^{rel} ont une largeur de 0,25, sauf les deux dernières qui couvrent les régions $2 < p_T^{rel} \leq 3$ et $3 < p_T^{rel}$ respectivement. Les tableaux 4.2, 4.3 et 4.4 résument ce découpage.

Comme les quantités sur lesquelles on s'appuie ne sont pas accessibles dans les données réelles, on ne peut calculer qu'une correction *moyenne*, c'est-à-dire que l'on calcule C évènement par évènement dans l'échantillon simulé en fonction de E_μ, puis on ajuste les points mesurés et on utilise cet ajustement en tant que correction finale.

Afin d'estimer cette moyenne le plus justement possible, on peut s'aider de jets de particules. On utilise pour les reconstruire l'algorithme de cône PXCONE [75] qui est implémenté dans l'infrastructure



(a) type direct

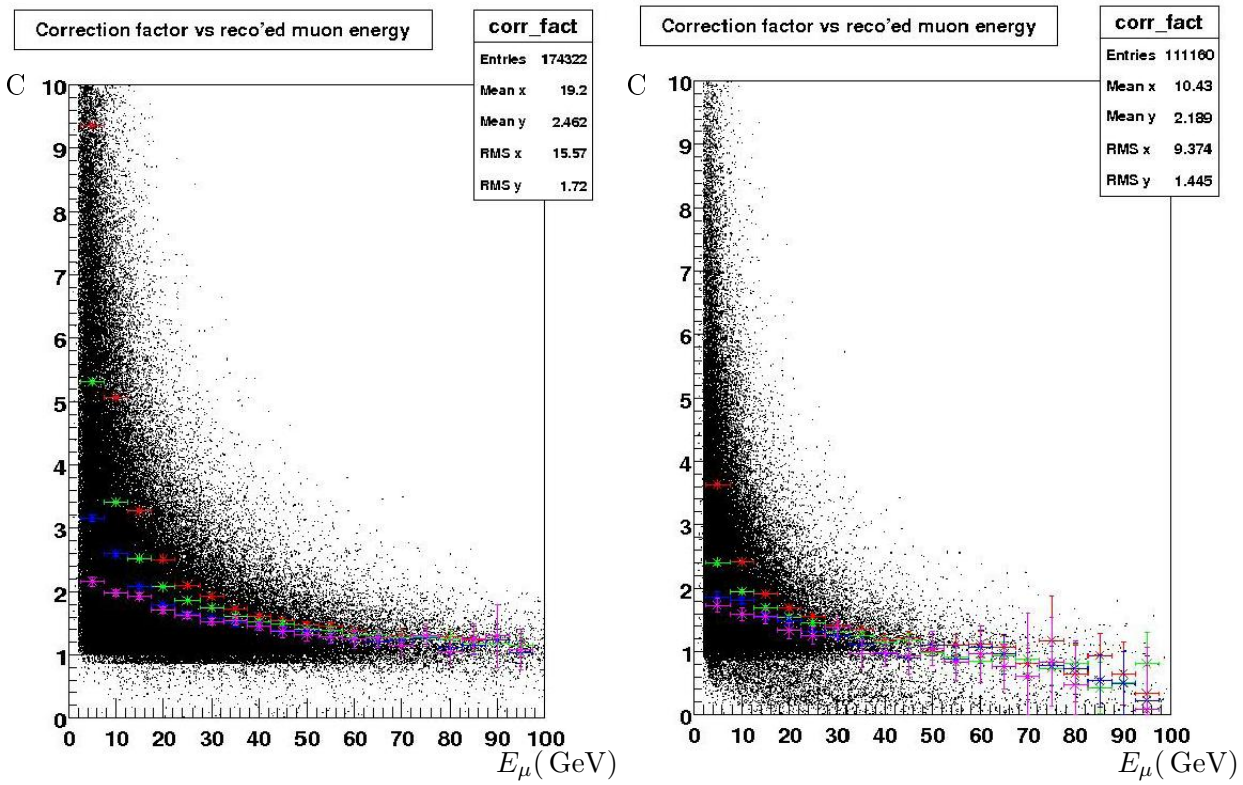


(b) type cascade

FIG. 4.16 – *La variable p_T^{rel} pour les cas (a) direct et (b) cascade, obtenue à partir de l'échantillon $t\bar{t}$. Cette distribution correspond à des jets centraux, soit $|\eta_{det}^{jet}| < 0{,}8$. On constate que p_T^{rel} est plus haut dans le cas direct.*

Intervalle en E_μ	Largeur des zones
$4 - 20\,\text{GeV}$	$1\,\text{GeV}$
$20 - 40\,\text{GeV}$	$4\,\text{GeV}$
$40 - 100\,\text{GeV}$	$10\,\text{GeV}$

TAB. 4.2 – *Taille des zones de E_μ utilisées pour la dérivation de la correction semi-muonique. La taille est variable pour s'accommoder au mieux de la faible statistique à haute E_μ et pour couvrir finement les régions dans lesquelles la variation est la plus forte.*



(a) type direct (b) type cascade

FIG. 4.17 – *Dépendance en p_T^{rel} du facteur de correction pour les cas (a) direct et (b) cascade, pour des jets avec $0{,}8 < |\eta_{det}^{jet} \leq 1{,}5|$. L'ordonnée représente le facteur de correction et l'abscisse l'énergie du muon reconstruit. Le nuage de points montre la distribution du facteur de correction évènement par évènement, sans sélection sur p_T^{rel}. Les points surimposés représentent la valeur médiane du facteur de correction. Du haut vers le bas, les points correspondent à $0{,}0 < p_T^{rel} \leq 0{,}5$ (rouge), $0{,}5 < p_T^{rel} \leq 1{,}0$ (vert), $1{,}0 < p_T^{rel} \leq 2{,}0$ (bleu) et $2{,}0 < p_T^{rel} \leq 5{,}0$ (violet). La dépendance est clairement visible ; plus p_T^{rel} est grand, plus la correction est petite. Cela est surtout vrai à basse énergie ($E_\mu < 40\,\text{GeV}$), les différentes corrections se rejoignant à plus haute énergie.*

Zone	$\lvert\eta_{det}^{jet}\rvert$
0	0 - 0,4
1	0,4 - 0,8
2	0,8 - 1,2
3	1,2 - 1,6
4	1,6 - 2,0
5	2,0 - 2,5

TAB. 4.3 – *Zones de $|\eta_{det}^{jet}|$ utilisées pour la d'erivation de la correction semi-muonique.*

Zone	p_T^{rel}(GeV)
0	0,00 - 0,25
1	0,25 - 0,50
2	0,50 - 0,75
3	0,75 - 1,00
4	1,00 - 1,25
5	1,25 - 1,50
6	1,50 - 1,75
7	1,75 - 2,00
8	2,00 - 3,00
9	$>$ 3,00

TAB. 4.4 – *Zones de p_T^{rel} utilisées pour la dérivation de la correction semi-muonique. La largeur est variable pour s'accommoder au mieux de la faible statistique à haut p_T^{rel}.*

logicielle de DØ. On utilise bien sûr la même taille de cône que pour les jets reconstruits, soit $R = 0{,}5$. À ces jets de particules on fait correspondre un quark b en utilisant le même critère que pour les jets reconstruits. Ainsi, à un quark b donné est associé un muon et un neutrino générateur (deux dans le cas d'une désintégration double), un muon reconstruit, un jet reconstruit et un jet de particules. Lors de la création des jets de particules, on demande que le muon y soit inclus mais pas le neutrino. Celui-ci peut en effet se trouver loin du jet, et l'inclure changerait alors artificiellement la direction du jet de particules obtenu. La figure 4.18 montre la distribution de la distance ΔR entre le jet de particules et le neutrino. On voit que dans un peu plus de 6% des cas, le neutrino est effectivement hors du jet de particule, c'est-à-dire $\Delta R(\text{jet part},\nu) > 0{,}5$. Afin de ne pas surestimer la correction, on pose donc $E'_\nu = 0$ dans l'équation 4.34 lorsque $\Delta R(\text{jet part},\nu) > 0{,}5$. Das ce cas, le facteur C est alors le rapport des énergies générateur et reconstruite du muon et devrait en principe valoir 1 si le détecteur et sa description dans la simulation étaient parfaits. En pratique ce n'est bien sûr pas le cas, et C inclut donc ainsi une correction des effets résiduels de reconstruction. En outre et comme le montre la figure 4.19, la réponse du détecteur aux muons est linéaire. On remarque également que le spectre énergétique des muons directs est différent de celui des muons cascades. On dérive donc la correction dans les trois cas direct, cascade et inclusif. Dans l'échantillon $t\bar{t}$, on a un total de 177 061 désintégrations semi-muoniques dont 116 369 directes (65,7%), 56 835 cascades (32,1%) et 3857 doubles (2,2%). Les cas direct et cascade, comme on l'a vu, ne contiennent pas les quarks subissant deux désintégrations semi-muoniques ; le cas inclusif en revanche, recouvre tout quark présentant au moins une telle désintégration. Ainsi, l'utilisateur final peut choisir l'une des trois paramétrisations de C selon l'échantillon qu'il analyse. Pour une analyse $Z^0 \to c\bar{c}$ par exemple on préfèrera utiliser la paramétrisation "cascade". Dans l'idéal il faudrait pouvoir distinguer désintégrations directes et cascades sans faire appel aux quantités générateur ; on pourrait alors utiliser la paramétrisation correspondante à chaque jet. En pratique, cela n'est pas possible facilement. La variable p_T^{rel} (voir figure 4.16) possède un certain pouvoir discriminant mais ce n'est pas suffisant. Dans l'idéal, cette variable pourrait être combinée avec d'autres, comme l'énergie du muon, dans un réseau de neurones afin de gagner en discrimination. Un tel outil n'existe pas encore, mais la collaboration travaille toujours à l'amélioration des corrections semi-muoniques.

Pour chaque valeur de E_μ testée, on calcule la valeur la plus probable, ou médiane, de C, soit C_{med}. On fait ce choix afin de s'affranchir des fluctuations statistiques qui surviennent dans la distribution de C pour une valeur de E_μ donnée, de telles "queues" pouvant biaiser la mesure. En revanche, l'erreur statistique sur chaque C_{med} est prise comme celle sur la valeur moyenne de C. Une fois C paramétré,

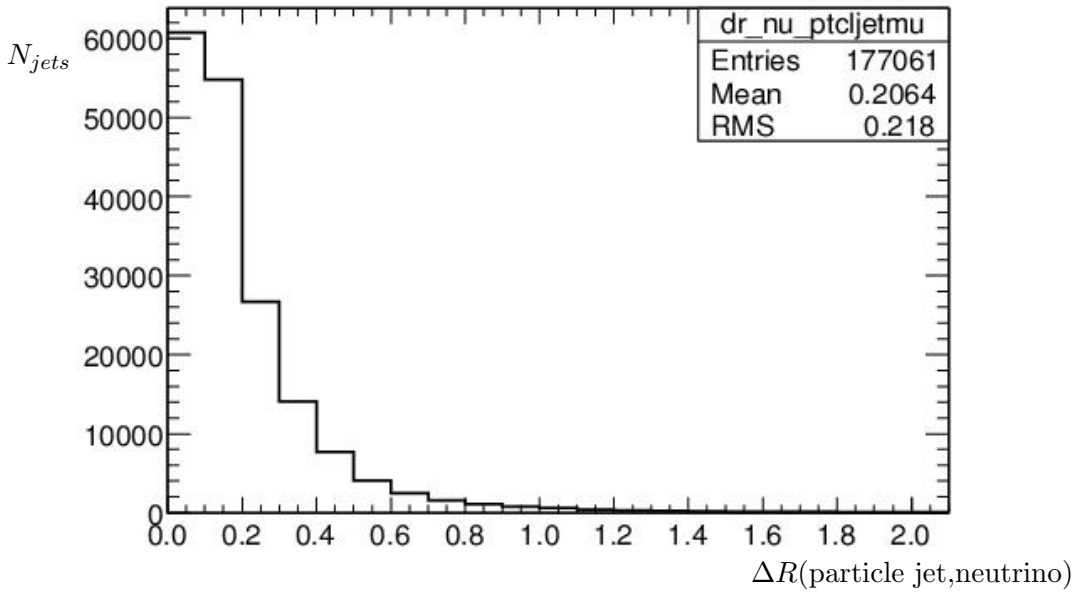
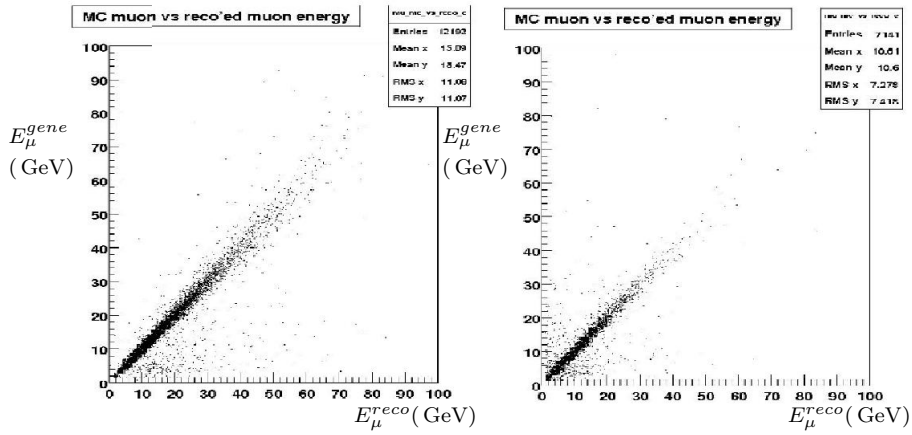


FIG. 4.18 – *Distance entre jet de particules associé au quark b et neutrino provenant de la désintégration semi-muonique. Dans* 6,2% *des cas, le neutrino est hors du jet de particules, c'est-à-dire* $\Delta R(\text{jet part},\nu) > 0{,}5$. *Lorsque c'est le cas, le facteur C calculé pour cet évènement ne contient aucune correction associée au neutrino (voir texte).*



(a) type direct (b) type cascade

FIG. 4.19 – *Énergie du muon générateur (en ordonnée) en fonction de celle du muon reconstruit (en abscisse) pour les désintégrations de type (a) direct et (b) cascade, obtenue sur l'échantillon* $Z^0 \to b\bar{b}$. *La réponse du détecteur est très linéaire. On remarque que les muons issus de désintégrations cascades sont moins énergétiques que ceux provenant de désintégrations directes.*

Valeur de p_T^{rel}(GeV)	Cas direct	Cas cascade	Cas inclusif
$0{,}00 < p_T^{rel} \leq 0{,}25$	1,82	1,40	1,68
$1{,}25 < p_T^{rel} \leq 1{,}50$	1,76	1,25	1,52
$3{,}00 < p_T^{rel}$	1,67	1,18	1,41

TAB. 4.5 – *Valeur du facteur de correction pour quelques* bins *de p_T^{rel}, pour une énergie du muon de* 20 GeV, *dans les trois cas direct, cascade et inclusif.*

l'énergie corrigée du jet s'écrit

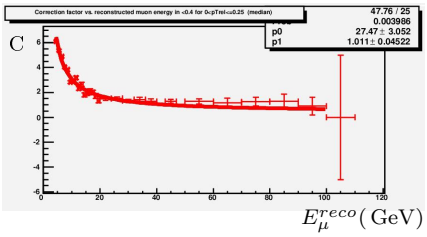
$$E_{\text{JES}}^{corr} = E_{\text{JES}} + CE_\mu - E_\mu^{loss} \tag{4.35}$$

Les figures 4.20, 4.21 et4.22 montrent le graphe de C_{med} en fonction de E_μ dans chaque zone de p_T^{rel} pour des jets très centraux ($|\eta_{det}^{jet}| < 0{,}4$), respectivement pour les cas direct, cascade et inclusif. La fonction utilisée pour l'ajustement est la même pour les trois cas considérés et toutes les zones en $|\eta_{det}^{jet}|$ et p_T^{rel}. Elle est de la forme

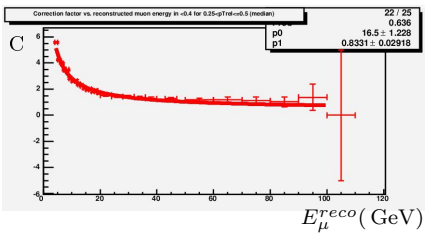
$$f = 0{,}4 + \frac{p_0}{(E_\mu)^{p_1}} \tag{4.36}$$

où p_0 et p_1 sont libres et déterminés par l'ajustement. Naïvement, on attendrait que le paramètre constant soit 1 et non 0,4, car dans la limite où c'est le muon qui emporte toute l'énergie, on devrait avoir $C = 1$ comme le montre l'equation 4.35. Néanmoins, le choix de cette fonction est déterminé par le meilleur rapport χ^2 / degrés de liberté obtenu et une plus grande stabilité de l'ajustement. On peut ainsi construire un modèle simple qui décrit bien les points expérimentaux.

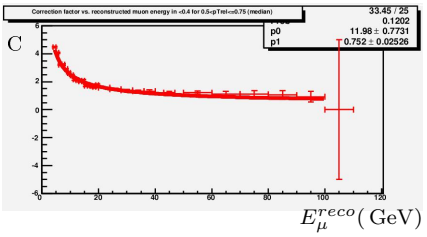
Comme on s'y attend, le facteur de correction est plus fort à basse énergie du muon reconstruit car c'est alors le neutrino qui emporte la majeure partie de l'énergie. On peut voir que la correction est plus importante dans les désintégrations directes dans lesquelles le muon est plus énergétique. La dépendance en p_T^{rel} est en outre bien visible, comme le montre le tableau 4.5. Si l'on regarde encore une fois le cas direct, dans lequel l'effet est plus marqué, on constate que le terme de correction est globalement plus petit à haut p_T^{rel}, particulièrement à basse énergie. La correction associée à un muon qui se trouve plutôt dans l'axe du jet est donc plus forte que celle associée à un muon plutôt périphérique.



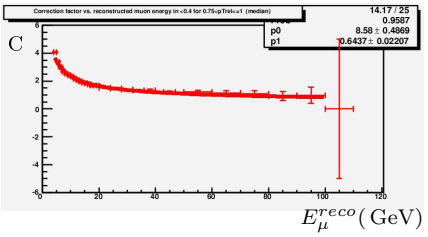
(a) $0{,}00 < p_T^{rel} \leq 0{,}25$



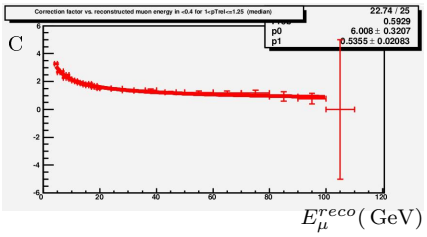
(b) $0{,}25 < p_T^{rel} \leq 0{,}50$



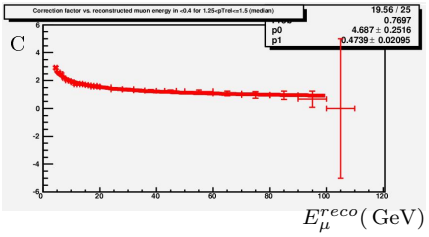
(c) $0{,}50 < p_T^{rel} \leq 0{,}75$



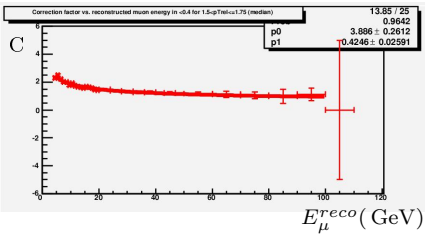
(d) $0{,}75 < p_T^{rel} \leq 1{,}00$



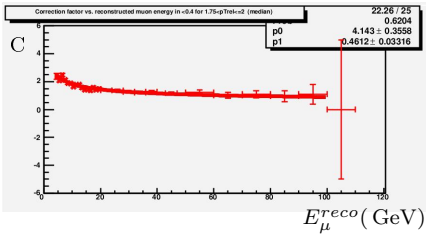
(e) $1{,}00 < p_T^{rel} \leq 1{,}25$



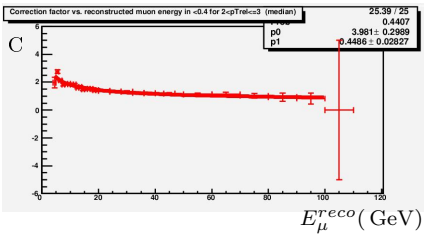
(f) $1{,}25 < p_T^{rel} \leq 1{,}50$



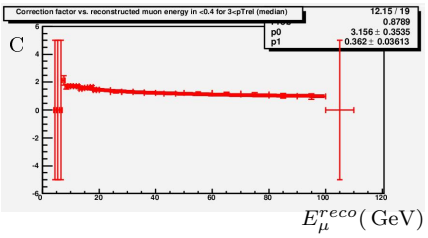
(g) $1{,}50 < p_T^{rel} \leq 1{,}75$



(h) $1{,}75 < p_T^{rel} \leq 2{,}00$

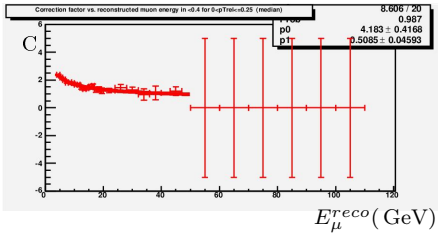


(i) $2{,}00 < p_T^{rel} \leq 3{,}00$

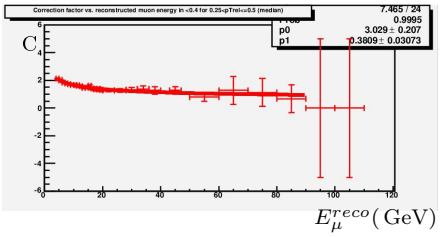


(j) $3{,}00 < p_T^{rel}$

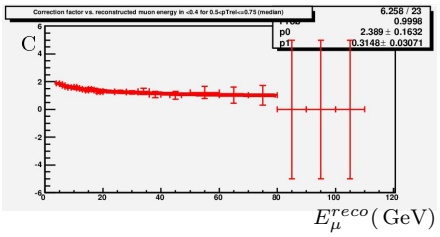
FIG. 4.20 – *Facteur de correction C_{med} en fonction de l'énergie du muon reconstruit, pour des jets très centraux ($|\eta_{det}^{jet}| < 0{,}4$), pour les dix zones de p_T^{rel} choisies dans le cas "direct" (voir texte). Les points sont les mesures obtenues, la ligne l'ajustement avec la fonction 4.36. La correction a été dérivée à partir de l'échantillon $t\bar{t}$.*



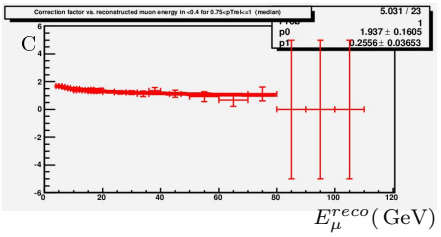
(a) $0{,}00 < p_T^{rel} \leq 0{,}25$



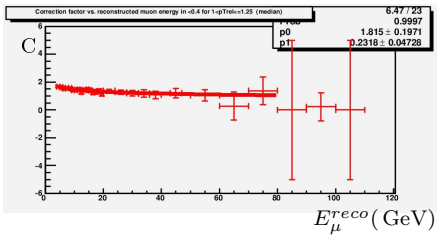
(b) $0{,}25 < p_T^{rel} \leq 0{,}50$



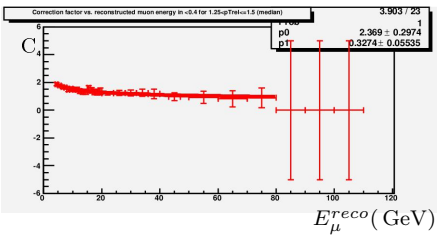
(c) $0{,}50 < p_T^{rel} \leq 0{,}75$



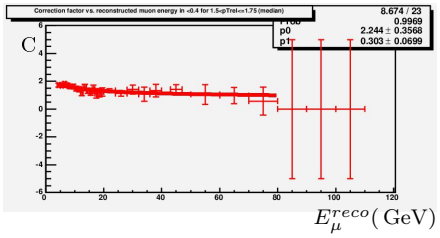
(d) $0{,}75 < p_T^{rel} \leq 1{,}00$



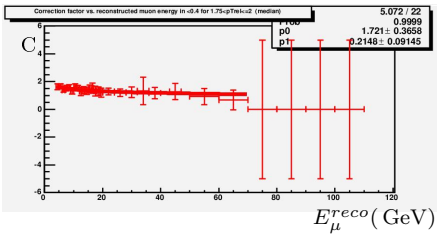
(e) $1{,}00 < p_T^{rel} \leq 1{,}25$



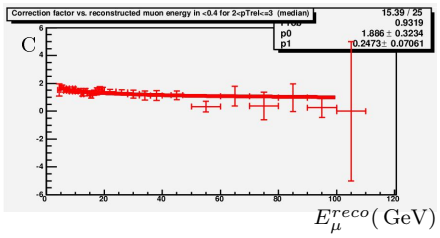
(f) $1{,}25 < p_T^{rel} \leq 1{,}50$



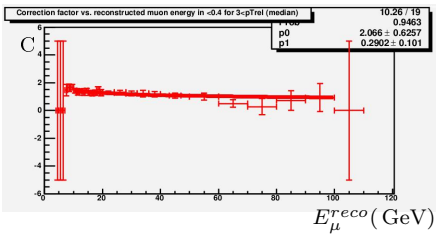
(g) $1{,}50 < p_T^{rel} \leq 1{,}75$



(h) $1{,}75 < p_T^{rel} \leq 2{,}00$

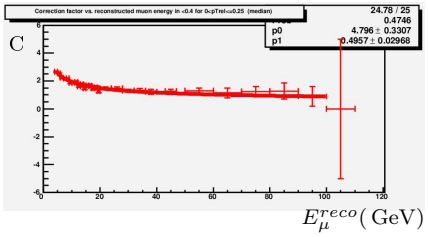


(i) $2{,}00 < p_T^{rel} \leq 3{,}00$

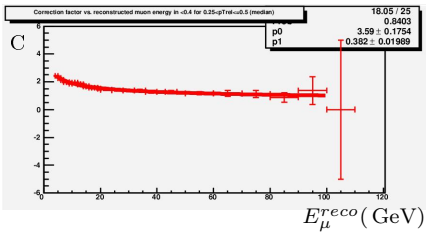


(j) $3{,}00 < p_T^{rel}$

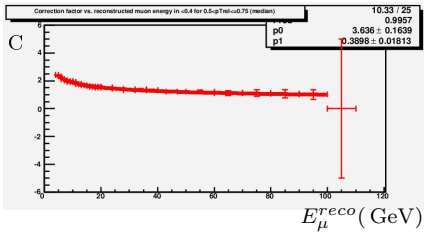
FIG. 4.21 – *Facteur de correction C_{med} en fonction de l'énergie du muon reconstruit, pour des jets très centraux ($|\eta_{det}^{jet}| < 0{,}4$), pour les dix zones de p_T^{rel} choisies dans le cas "cascade" (voir texte). Les points sont les mesures obtenues, la ligne l'ajustement avec la fonction 4.36.*



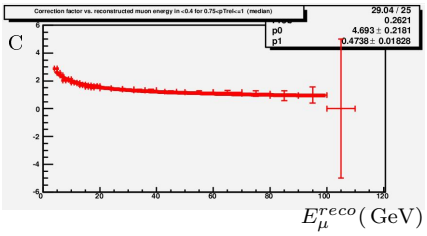
(a) $0{,}00 < p_T^{rel} \leq 0{,}25$



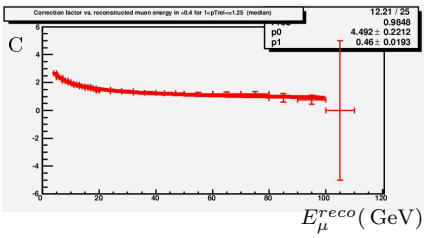
(b) $0{,}25 < p_T^{rel} \leq 0{,}50$



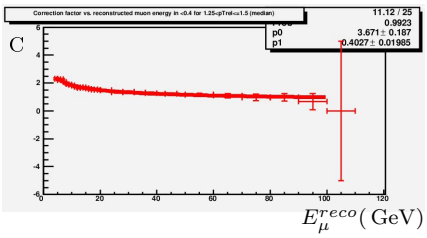
(c) $0{,}50 < p_T^{rel} \leq 0{,}75$



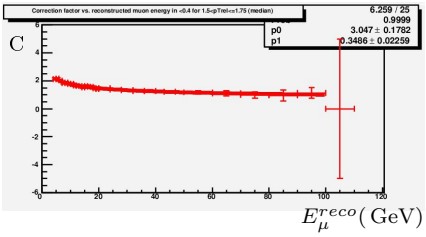
(d) $0{,}75 < p_T^{rel} \leq 1{,}00$



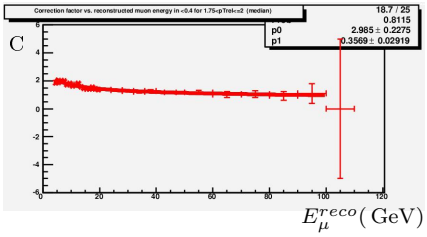
(e) $1{,}00 < p_T^{rel} \leq 1{,}25$



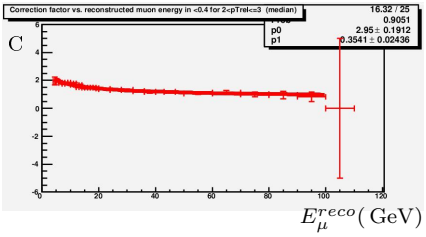
(f) $1{,}25 < p_T^{rel} \leq 1{,}50$



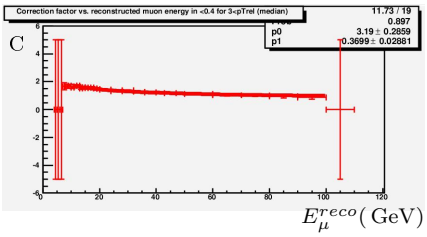
(g) $1{,}50 < p_T^{rel} \leq 1{,}75$



(h) $1{,}75 < p_T^{rel} \leq 2{,}00$



(i) $2{,}00 < p_T^{rel} \leq 3{,}00$



(j) $3{,}00 < p_T^{rel}$

FIG. 4.22 – *Facteur de correction C_{med} en fonction de l'énergie du muon reconstruit, pour des jets très centraux ($|\eta_{det}^{jet}| < 0{,}4$), pour les dix zones de p_T^{rel} choisies dans le cas "inclusif" (voir texte). Les points sont les mesures obtenues, la ligne l'ajustement avec la fonction 4.36.*

4.5.3 Tests de fermeture

Une fois la correction dérivée, il faut vérifier qu'elle se comporte comme attendu. Pour cela on introduit ce qu'on appelle un test de fermeture. Le principe est simple. On veut ramener un jet calorimétrique à son énergie au niveau particules. Comme on l'a dit, on peut fabriquer des jets de particules dans la simulation. On y inclut le muon mais pas le neutrino. Par définition, si la correction semi-muonique fonctionne bien, la somme de l'énergie du jet de particule E^{ptcl} et de l'énergie du neutrino correspondant E'_ν doit être égale à l'énergie du jet calorimétrique après toutes les corrections (JES standard et correction semi-muonique) E^{corr}_{JES}. On définit donc la variable de fermeture T telle que

$$T = \frac{E^{corr}_{\text{JES}}}{E^{ptcl} + E'_\nu} \tag{4.37}$$

Si la correction fonctionne bien, alors la valeur moyenne de la distribution de T doit valoir 1 ; des valeurs supérieures (inférieures) indiquent une sur-(sous-)correction. En outre, la dispersion des valeurs autour de 1 est un indicateur de la performance de la correction. Une grande dispersion indique une faible résolution en énergie. On veut donc que la distribution de T pique à 1 et soit la plus étroite possible, et ce dans toutes les zones de $|\eta^{jet}_{det}|$ et p^{rel}_T dans laquelle la correction est dérivée.

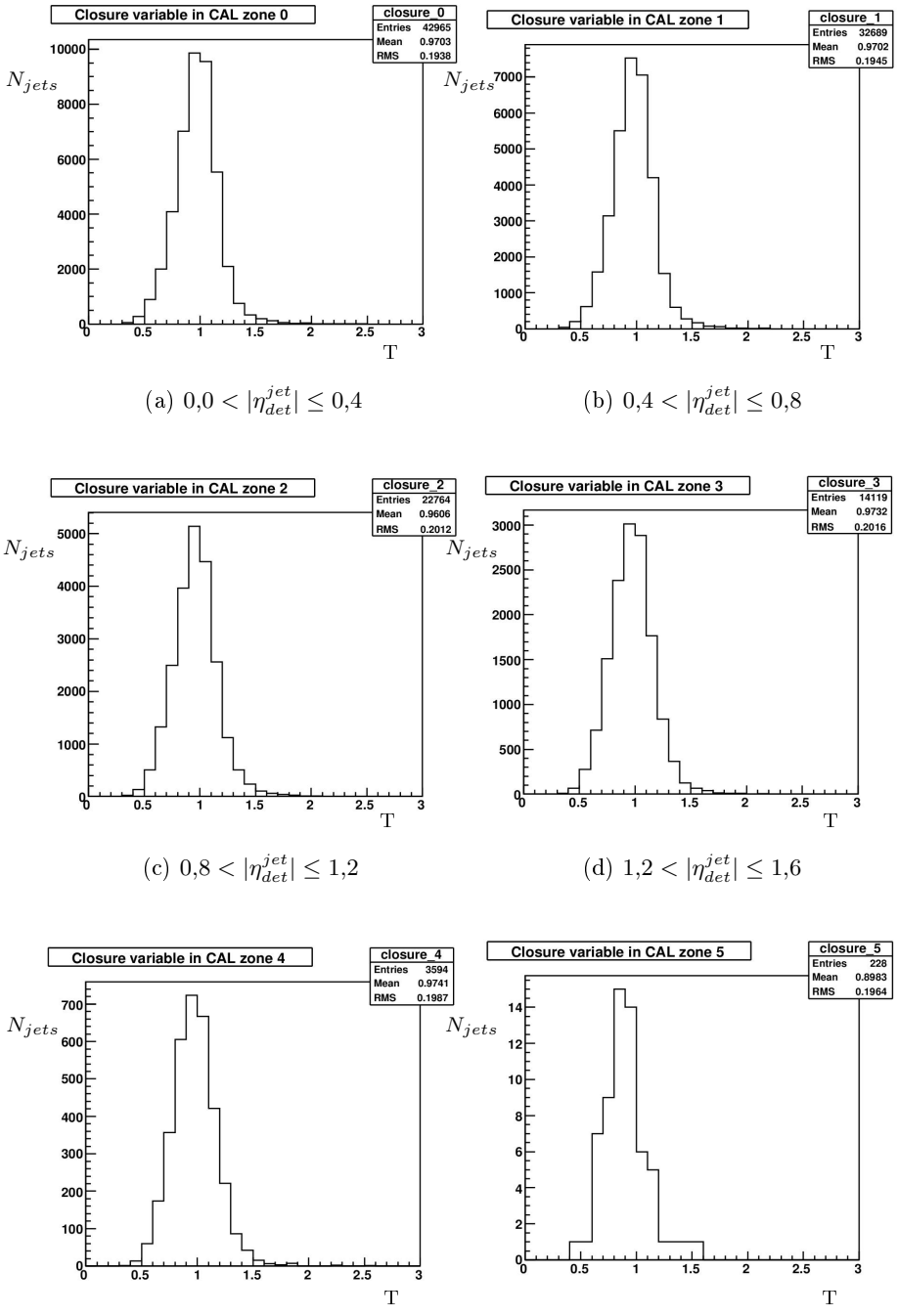
Les figures 4.23, 4.25 et 4.27 montrent la distribution de T dans chacune des zone de $|\eta^{jet}_{det}|$ utilisées pour les cas "direct", "cascade" et "inclusif" respectivement, intégrée en p^{rel}_T, pour l'échantillon $t\bar{t}$. Les figures 4.24, 4.26 et 4.28 montrent la distribution de T pour des jets tels que $|\eta^{jet}_{det}| < 0{,}4$, dans les dix zones de p^{rel}_T dans lesquelles on dérive la correction. Les figures 4.29, 4.30 et 4.31 montrent la distribution de T dans chacune des zone de $|\eta^{jet}_{det}|$ utilisées sur un échantillon $Z^0 \to b\bar{b}$ dans lequel les évènements sont produits avec au moins un muon de $p_T > 4\,\text{GeV}$ pour maximiser le nombre de désintégrations semi-muoniques. Comme on peut le voir, T se comporte comme attendu dans tous les cas. La distribution pique à 1 à plus ou moins 10%, ce qui montre que statistiquement parlant, l'énergie des jets est corrigée jusqu'à l'énergie du niveau particules à 10% prés, et ce sur les deux échantillons testés. Il n'y a donc pas de biais lié à l'échantillon choisi ; du point de vue de la correction $t\bar{t}$ et $Z^0 \to b\bar{b}$ se comportent de façon similaire, la seule différence étant la cinématique qui a motivé le choix de $t\bar{t}$.

Il est intéressant de comparer ces distributions à celles que l'on obtient si l'on n'applique aucune correction semi-muonique aux jets calorimétriques. La figure 4.32 montre la variable T obtenue sur l'échantillon $t\bar{t}$, dans le cas inclusif, pour laquelle la correction est mise à zéro. On voit que T pique à des valeurs bien inférieures à 1, et que sa distribution est plus large dans toutes les zones de pseudo-rapidité testées. On en conclut que la correction semi-muonique permet effectivement de récupérer de l'information et de rapprocher l'énergie des jets reconstruits de celle des jets de particules correspondants. De plus, comme on le verra au paragraphe 4.5.4, une telle correction se traduit par un gain en résolution sur la masse invariante d'une paire $b\bar{b}$.

Les tableaux 4.6 et 4.7 résument la situation. Y est comparée la performance de la correction dans chacune des zones en $|\eta^{jet}_{det}|$, pour les échantillons $t\bar{t}$ et $Z^0 \to b\bar{b}$, dans le cas inclusif, dans les trois cas suivants :

1. correction semi-muonique pas appliquée
2. ancienne correction décrite dans [74]
3. nouvelle correction décrite dans ce manuscrit et dans [72]

On construit l'estimateur p de la performance par jet à partir de la valeur moyenne et du RMS

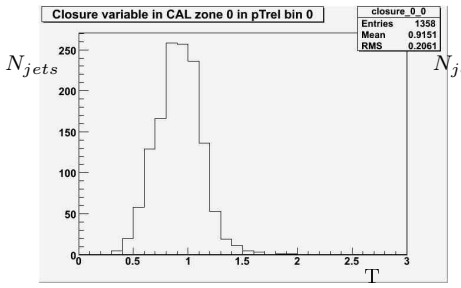


(a) $0{,}0 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 0{,}4$ (b) $0{,}4 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 0{,}8$

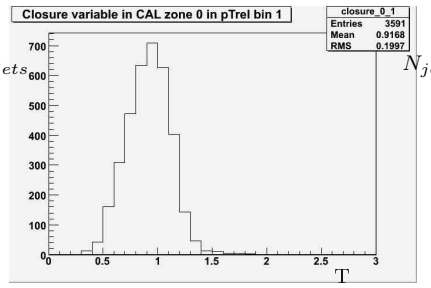
(c) $0{,}8 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 1{,}2$ (d) $1{,}2 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 1{,}6$

(e) $1{,}6 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 2{,}0$ (f) $2{,}0 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 2{,}5$

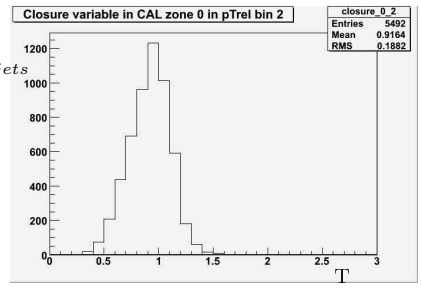
FIG. 4.23 – *Distribution de la variable de fermeture T dans le cas "direct" par zones de $|\eta_{det}^{jet}|$, obtenue sur l'échantillon $t\bar{t}$.*



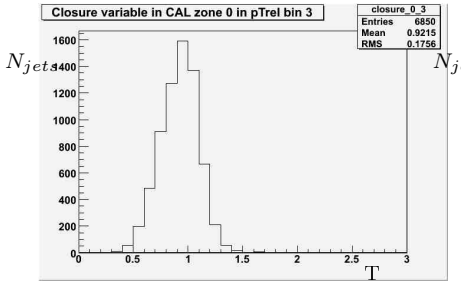
(a) $0{,}00 < p_T^{rel} \leq 0{,}25$



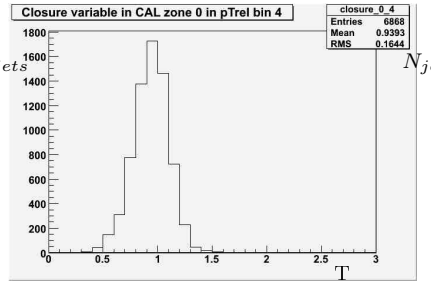
(b) $0{,}25 < p_T^{rel} \leq 0{,}50$



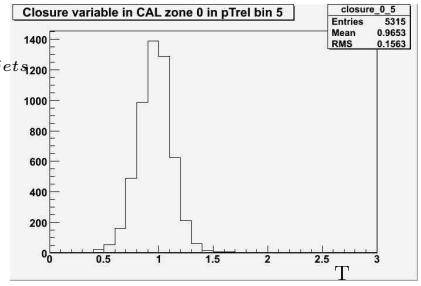
(c) $0{,}50 < p_T^{rel} \leq 0{,}75$



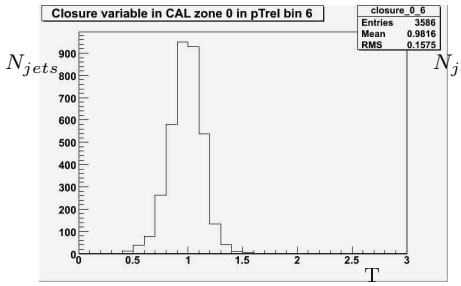
(d) $0{,}75 < p_T^{rel} \leq 1{,}00$



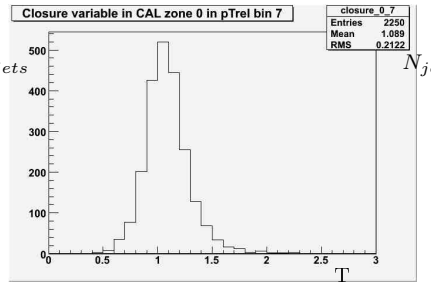
(e) $1{,}00 < p_T^{rel} \leq 1{,}25$



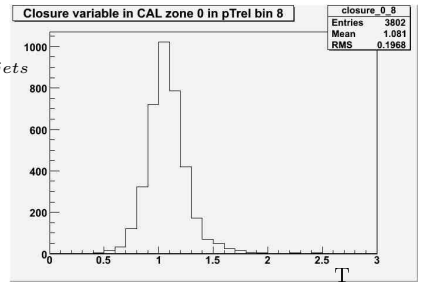
(f) $1{,}25 < p_T^{rel} \leq 1{,}50$



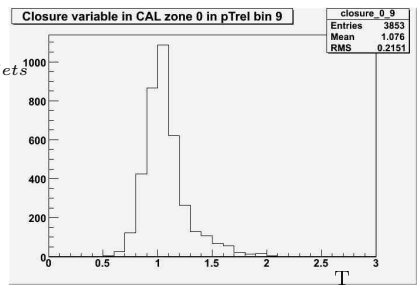
(g) $1{,}50 < p_T^{rel} \leq 1{,}75$



(h) $1{,}75 < p_T^{rel} \leq 2{,}00$

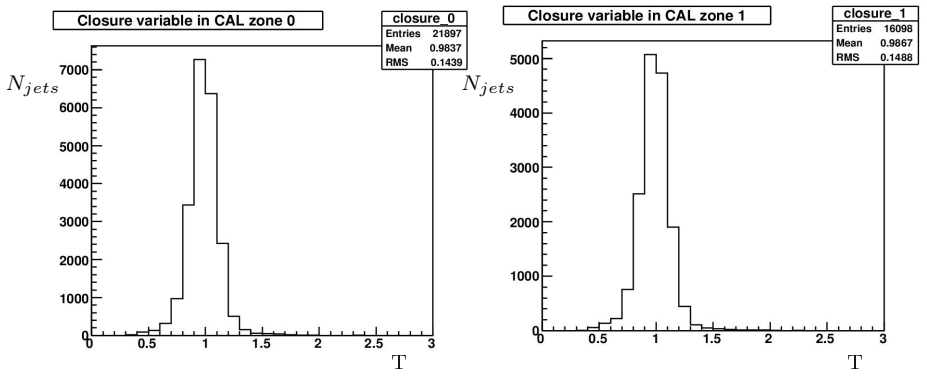


(i) $2{,}00 < p_T^{rel} \leq 3{,}00$

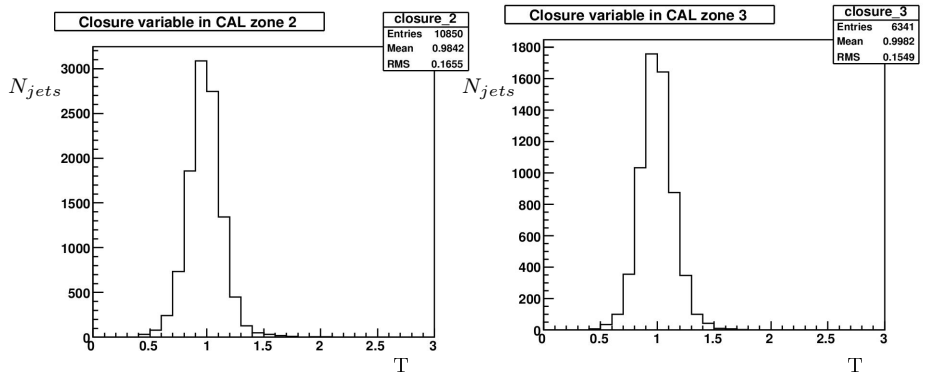


(j) $3{,}00 < p_T^{rel}$

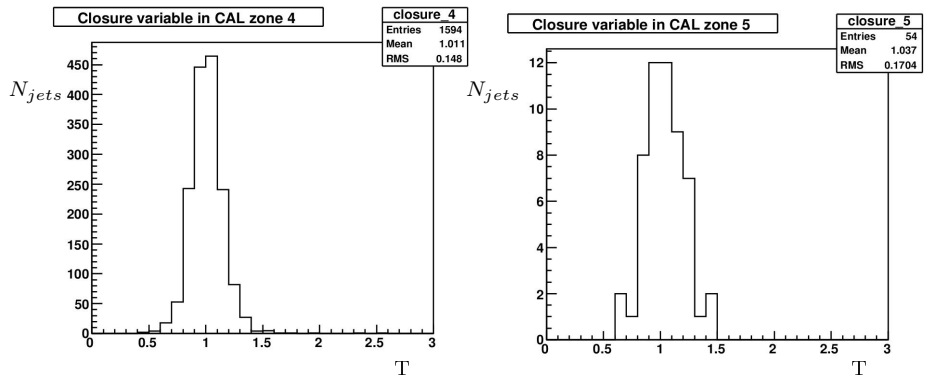
FIG. 4.24 – . *Distribution de la variable de fermeture T dans le cas "direct" par zones de p_T^{rel}, pour des jets tels que $|\eta_{det}^{jet}| \leq 0{,}4$, obtenue sur l'échantillon $t\bar{t}$.*



(a) $0{,}0 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 0{,}4$ (b) $0{,}4 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 0{,}8$

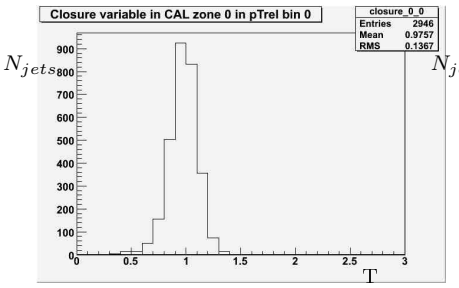


(c) $0{,}8 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 1{,}2$ (d) $1{,}2 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 1{,}6$

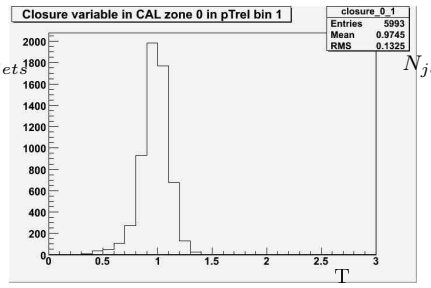


(e) $1{,}6 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 2{,}0$ (f) $2{,}0 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 2{,}5$

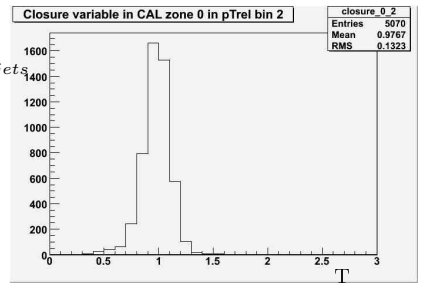
FIG. 4.25 – *Distribution de la variable de fermeture T dans le cas "cascade" par zones de* $|\eta_{det}^{jet}|$*, obtenue sur l'échantillon* $t\bar{t}$*.*



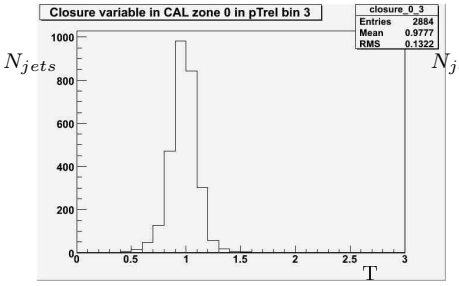
(a) $0{,}00 < p_T^{rel} \leq 0{,}25$



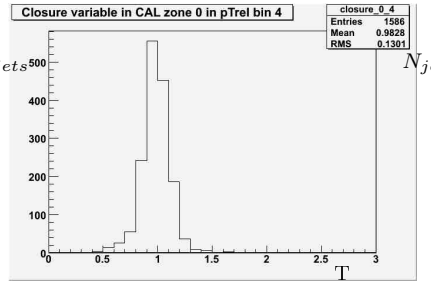
(b) $0{,}25 < p_T^{rel} \leq 0{,}50$



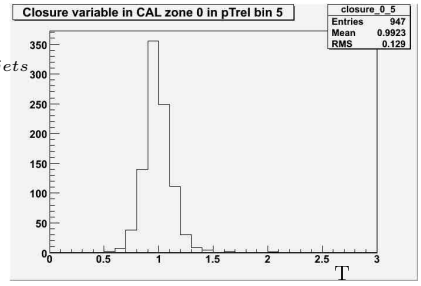
(c) $0{,}50 < p_T^{rel} \leq 0{,}75$



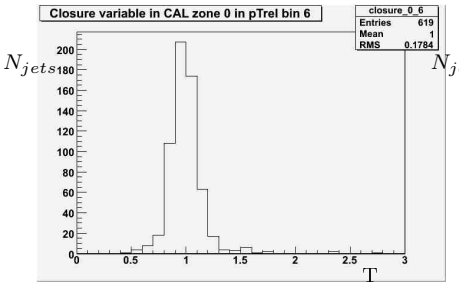
(d) $0{,}75 < p_T^{rel} \leq 1{,}00$



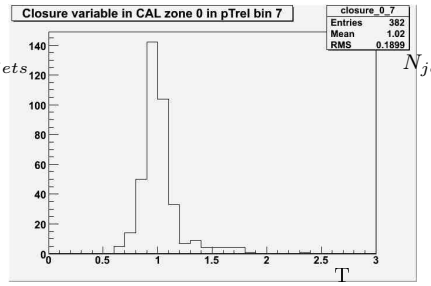
(e) $1{,}00 < p_T^{rel} \leq 1{,}25$



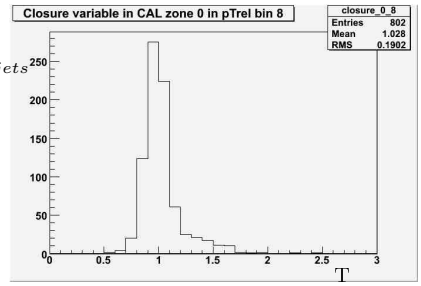
(f) $1{,}25 < p_T^{rel} \leq 1{,}50$



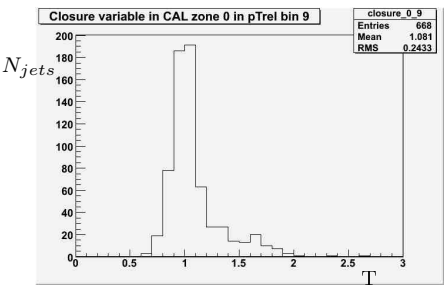
(g) $1{,}50 < p_T^{rel} \leq 1{,}75$



(h) $1{,}75 < p_T^{rel} \leq 2{,}00$

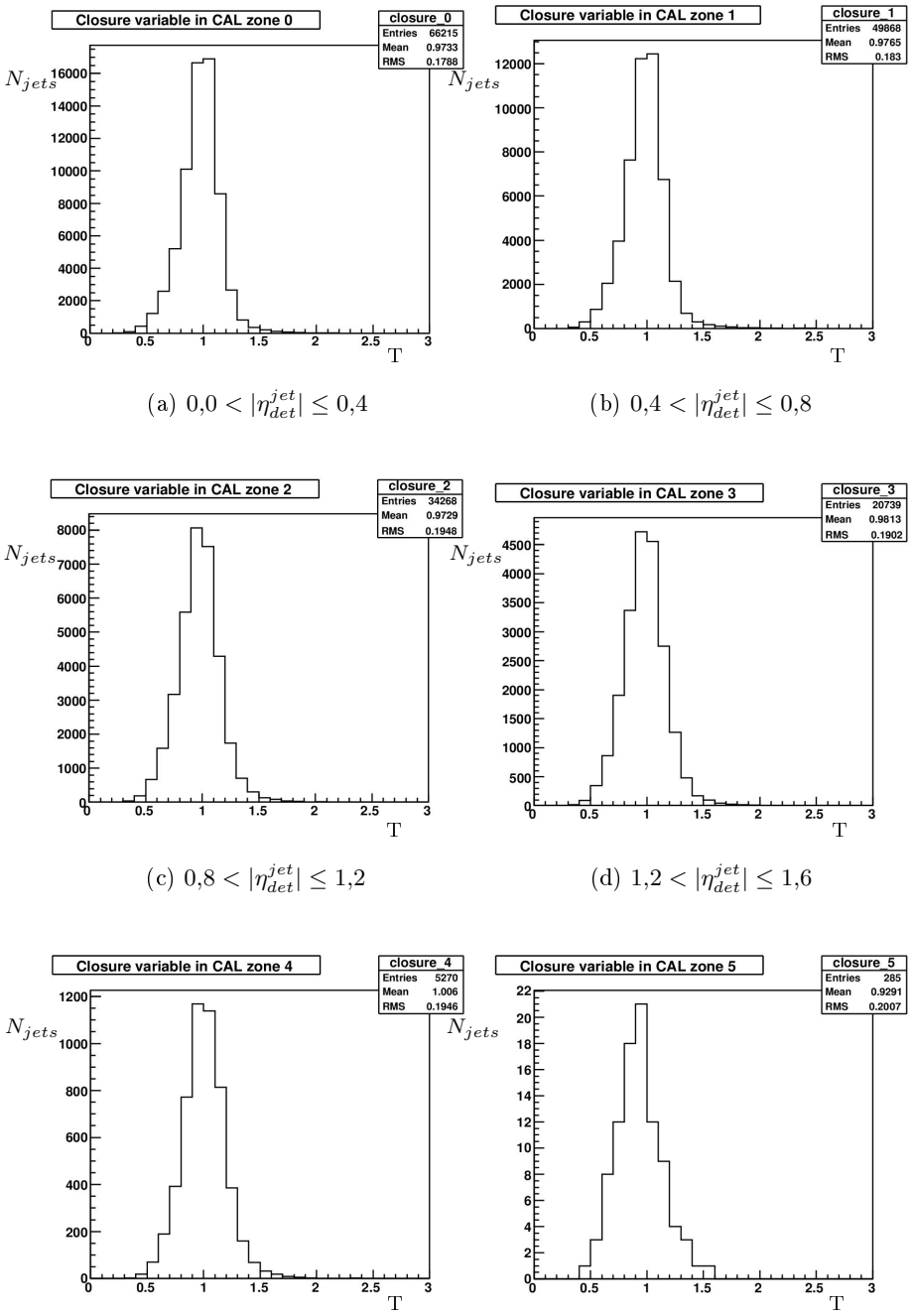


(i) $2{,}00 < p_T^{rel} \leq 3{,}00$



(j) $3{,}00 < p_T^{rel}$

FIG. 4.26 – . *Distribution de la variable de fermeture T dans le cas "inclusif" par zones de p_T^{rel}, pour des jets tels que $|\eta_{det}^{jet}| \leq 0{,}4$, obtenue sur l'échantillon $t\bar{t}$.*

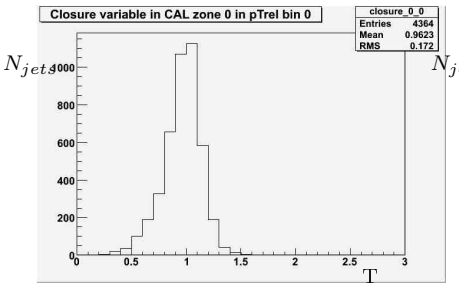


(a) $0{,}0 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 0{,}4$ (b) $0{,}4 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 0{,}8$

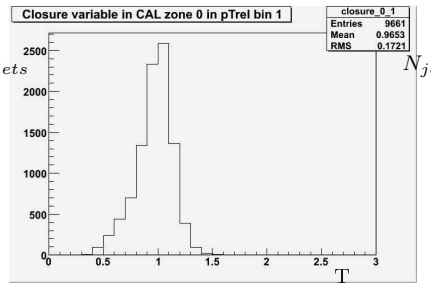
(c) $0{,}8 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 1{,}2$ (d) $1{,}2 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 1{,}6$

(e) $1{,}6 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 2{,}0$ (f) $2{,}0 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 2{,}5$

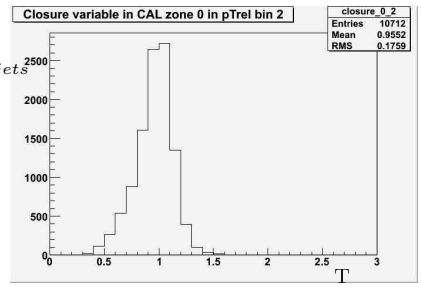
FIG. 4.27 – *Distribution de la variable de fermeture T dans le cas "inclusif" par zones de* $|\eta_{det}^{jet}|$, *obtenue sur l'échantillon* $t\bar{t}$.



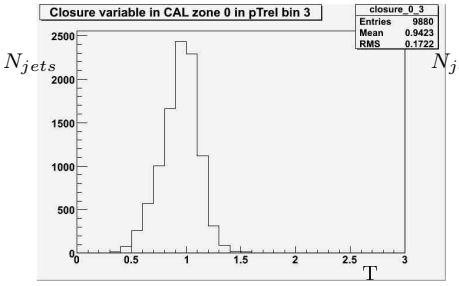
(a) $0{,}00 < p_T^{rel} \leq 0{,}25$



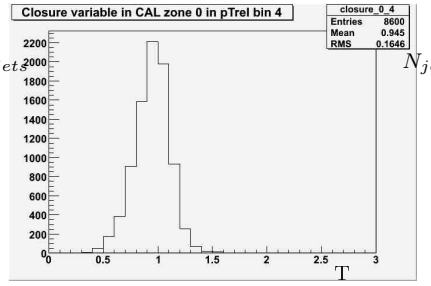
(b) $0{,}25 < p_T^{rel} \leq 0{,}50$



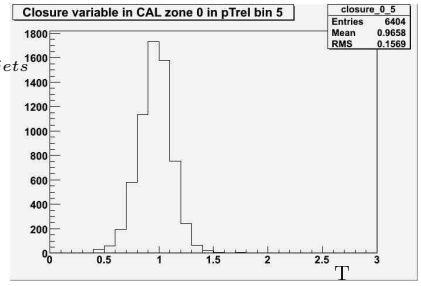
(c) $0{,}50 < p_T^{rel} \leq 0{,}75$



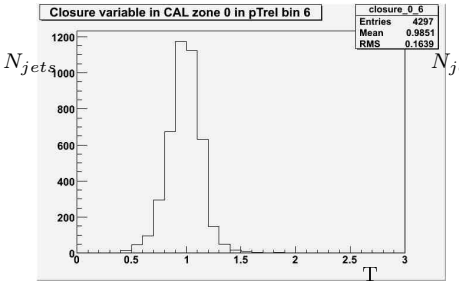
(d) $0{,}75 < p_T^{rel} \leq 1{,}00$



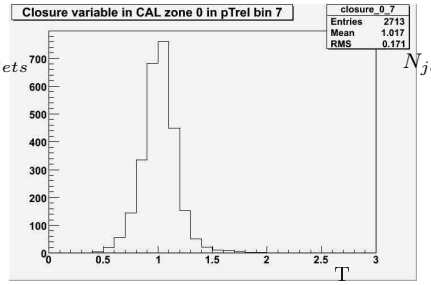
(e) $1{,}00 < p_T^{rel} \leq 1{,}25$



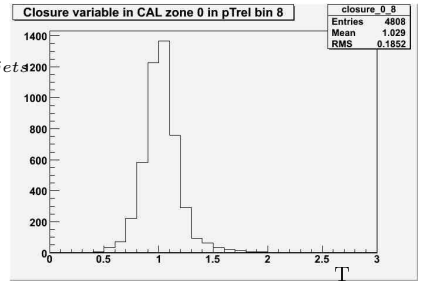
(f) $1{,}25 < p_T^{rel} \leq 1{,}50$



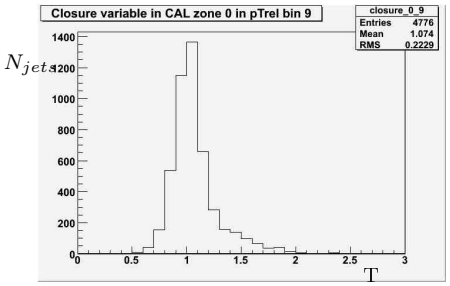
(g) $1{,}50 < p_T^{rel} \leq 1{,}75$



(h) $1{,}75 < p_T^{rel} \leq 2{,}00$

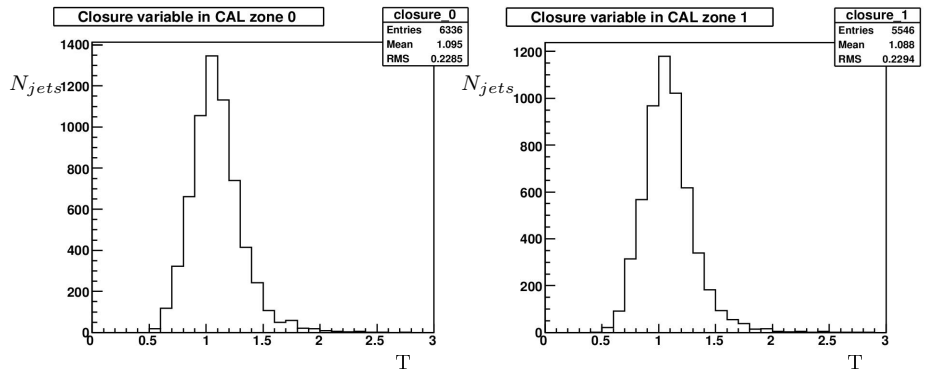


(i) $2{,}00 < p_T^{rel} \leq 3{,}00$



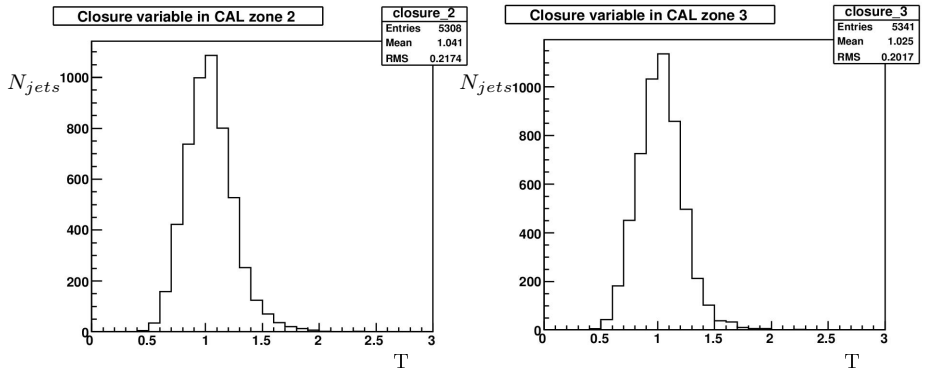
(j) $3{,}00 < p_T^{rel}$

FIG. 4.28 – . *Distribution de la variable de fermeture T dans le cas "inclusif" par zones de p_T^{rel}, pour des jets tels que $|\eta_{det}^{jet}| \leq 0{,}4$, obtenue sur l'échantillon $t\bar{t}$.*



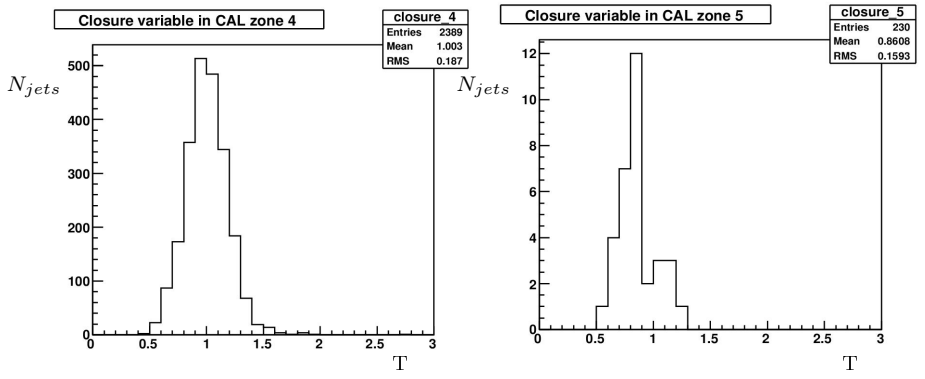
(a) $0{,}0 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 0{,}4$

(b) $0{,}4 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 0{,}8$



(c) $0{,}8 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 1{,}2$

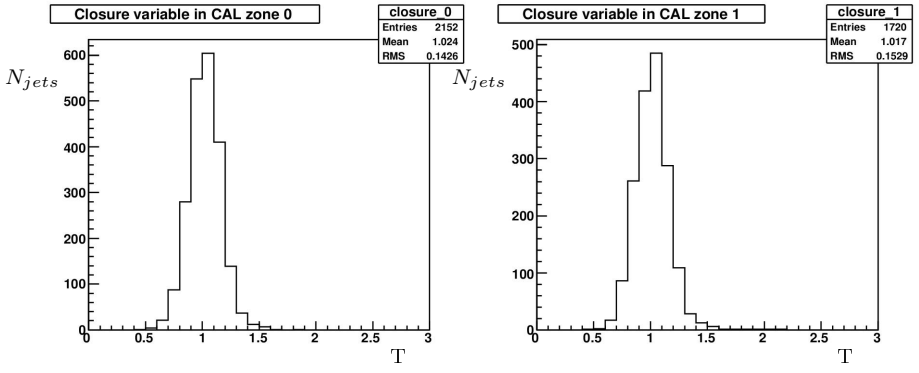
(d) $1{,}2 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 1{,}6$



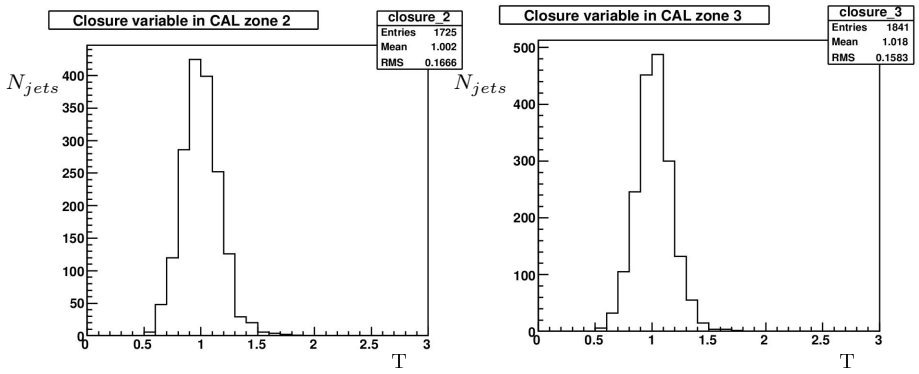
(e) $1{,}6 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 2{,}0$

(f) $2{,}0 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 2{,}5$

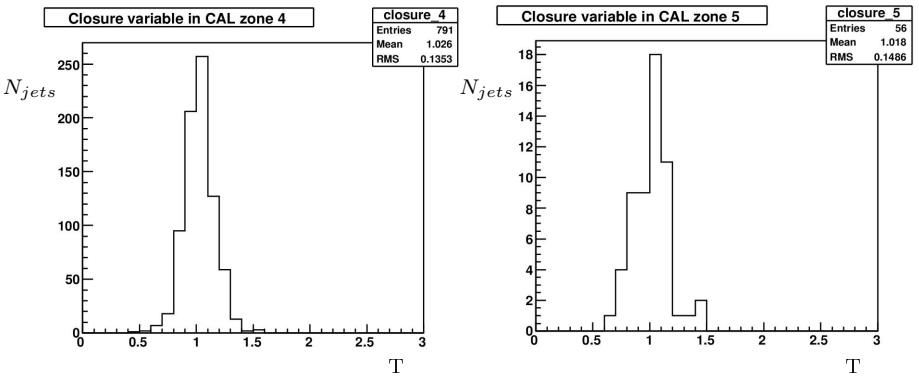
FIG. 4.29 – *Distribution de la variable de fermeture T dans le cas "direct" par zones de $|\eta_{det}^{jet}|$, obtenue sur l'échantillon $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$.*



(a) $0{,}0 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 0{,}4$ (b) $0{,}4 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 0{,}8$

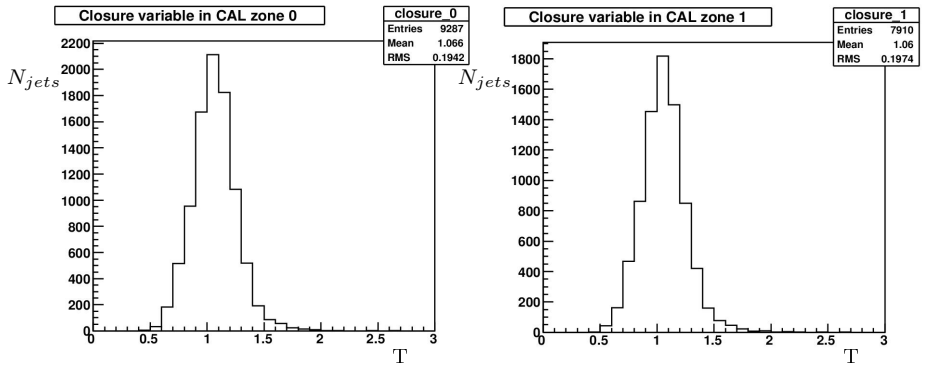


(c) $0{,}8 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 1{,}2$ (d) $1{,}2 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 1{,}6$



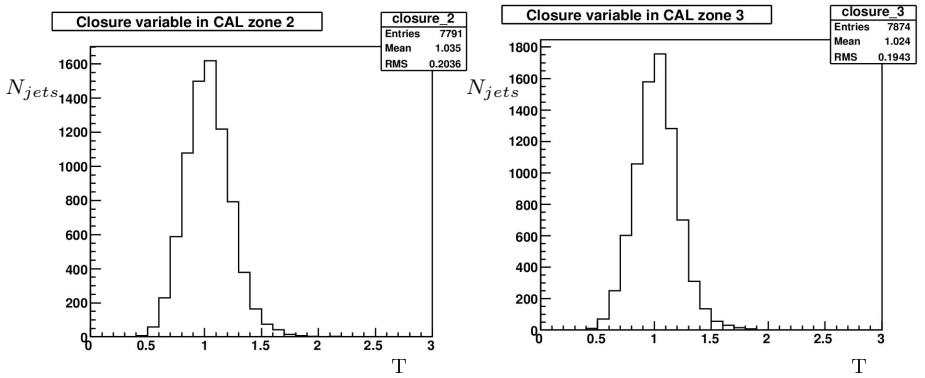
(e) $1{,}6 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 2{,}0$ (f) $2{,}0 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 2{,}5$

FIG. 4.30 – *Distribution de la variable de fermeture T dans le cas "cascade" par zones de* $|\eta_{det}^{jet}|$*, obtenue sur l'échantillon* $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$*.*



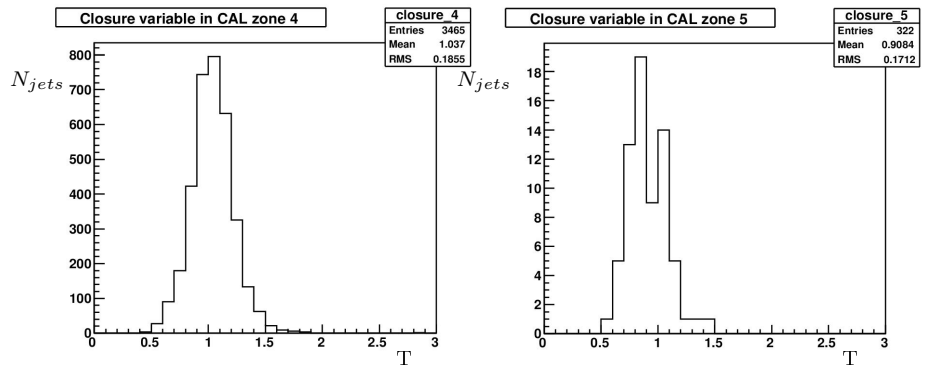
(a) $0{,}0 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 0{,}4$

(b) $0{,}4 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 0{,}8$



(c) $0{,}8 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 1{,}2$

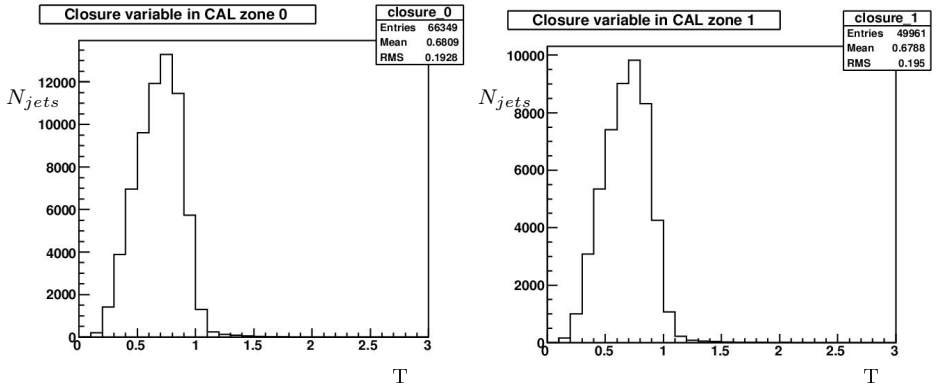
(d) $1{,}2 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 1{,}6$



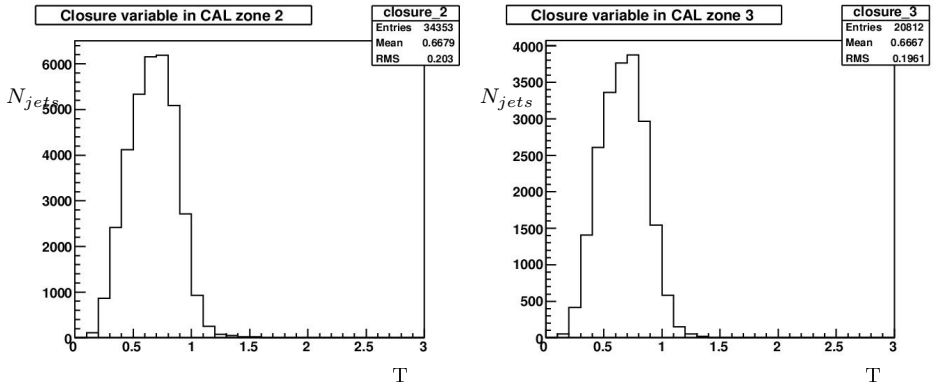
(e) $1{,}6 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 2{,}0$

(f) $2{,}0 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 2{,}5$

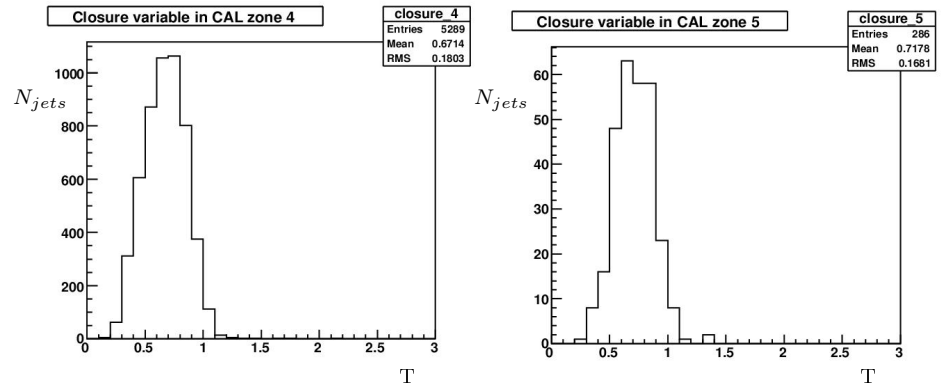
FIG. 4.31 – *Distribution de la variable de fermeture T dans le cas "inclusif" par zones de* $|\eta_{det}^{jet}|$*, obtenue sur l'échantillon* $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$.



(a) $0{,}0 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 0{,}4$ (b) $0{,}4 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 0{,}8$



(c) $0{,}8 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 1{,}2$ (d) $1{,}2 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 1{,}6$



(e) $1{,}6 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 2{,}0$ (f) $2{,}0 < |\eta_{det}^{jet}| \leq 2{,}5$

FIG. 4.32 – *Distribution de la variable de fermeture T par zones de $|\eta_{det}^{jet}|$ si la correction semi-muonique n'est pas appliquée, obtenue sur l'échantillon $t\bar{t}$.*

Zone en $\lvert\eta_{det}^{jet}\rvert$	p - pas de correction	p - ancienne correction	p - nouvelle correction	Gain par rapport au cas sans correction	Gain par rapport à l'ancienne correction
0	0,283	0,188	0,184	+33,6%	+2,1%
1	0,287	0,192	0,187	+33,1%	+2,6%
2	0,304	0,203	0,200	+33,2%	+1,5%
3	0,294	0,199	0,194	+32,3%	+2,5%
4	0,268	0,195	0,193	+27,3%	+1,0%
5	0,234	0,228	0,216	+2,6%	+5,3%

TAB. 4.6 – *Estimation de la performance de la correction à partir de la variable p, pour l'échantillon $t\bar{t}$, dans le cas inclusif. La nouvelle correction apporte un gain s'échelonnant de 1,0 à 5,3% selon la pseudo-rapidité du jet. La nouvelle correction inclut les corrections énergétique et angulaire.*

Zone en $\lvert\eta_{det}^{jet}\rvert$	p - pas de correction	p - ancienne correction	p - nouvelle correction	Gain par rapport au cas sans correction	Gain par rapport à l'ancienne correction
0	0,294	0,189	0,182	+38,1%	+3,7%
1	0,298	0,183	0,186	+37,6%	-1,6%
2	0,314	0,206	0,197	+37,3%	+4,4%
3	0,299	0,196	0,190	+36,4%	+3,1%
4	0,268	0,189	0,179	+33,3%	+5,3%
5	0,243	0,186	0,188	+22,6%	-1,1%

TAB. 4.7 – *Estimation de la performance de la correction à partir de la variable p, pour l'échantillon $Z^0 \to b\bar{b}$, dans le cas inclusif. Dans deux zones de pseudo-rapidité, on remarque une perte de l'ordre de 1-1,5%, mais le gain dans les autres zones s'étend de 3,1 à 5,3%. La nouvelle correction est globalement plus efficace que l'ancienne. La nouvelle correction inclut les corrections énergétique et angulaire.*

de la distribution de T. p est tel que

$$p = \frac{RMS}{\text{valeur moyenne}} \tag{4.38}$$

Plus p est petit, meilleure est la correction.

On voit que l'utilisation de l'ancienne correction semi-muonique apporte un gain d'environ 45% (38%) en résolution en énergie pour des jets très centraux dans l'échantillon $t\bar{t}$ ($Z^0 \to b\bar{b}$). La nouvelle correction apporte un gain supplémentaire de 2,1% (3,7%).

4.5.4 Résolution en énergie

On pourrait penser que la correction semi-muonique n'est pas si cruciale que ca pour les analyses qui comparent données et simulation, comme celle qui sera présentée au chapitre 5. En effet, si données et simulation souffrent des mêmes biais, la comparaison devrait être toujours valide. Si la correction semi-muonique se contente de déplacer la valeur moyenne de la masse de la paire $b\bar{b}$ vers la valeur de la masse du Higgs qui correspond à la simulation utilisée, alors son intêret est limité. Ce qui compte, c'est l'apport en *résolution* qui provient d'une telle correction. Nous avons montré que la correction dérivée à partir de l'échantillon $t\bar{t}$ peut être utilisée sur d'autres processus comme par exemple $Z^0 \to b\bar{b}$. Nous utilisons donc ce processus pour estimer précisément le gain en résolution que donne la correction. Pour ce faire, nous reconstruisons le pic du Z^0 à partir de la paire $b\bar{b}$, et nous comparons la résolution avec

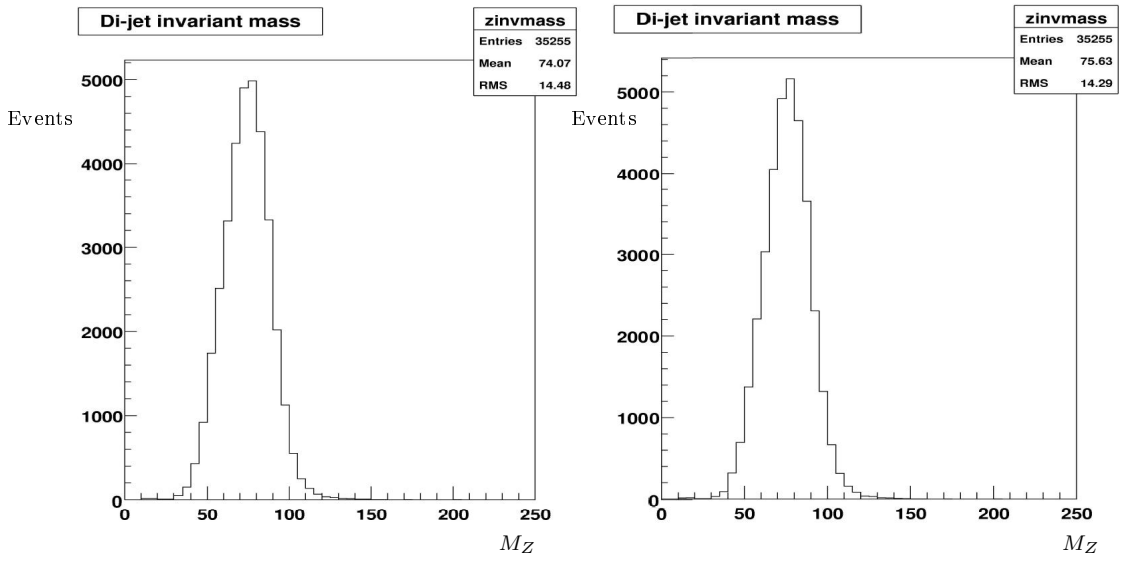
Quantité	Sans correction	Avec correction
Valeur moyenne	74,07	75,63
RMS	14,48	14,29
r	0,195	0,189
Gain en résolution		3,1%

TAB. 4.8 – *Valeur moyenne et RMS de la distribution du pic du Z^0 avec et sans correction (inclusive), et gain en résolution.*

et sans correction semi-muonique. Nous utilisons cette fois-ci un échantillon inclusif dans lequel on ne requiert pas de muon au niveau générateur. Un bon estimateur de la résolution r pour la distribution de la masse du Z^0 est le rapport

$$r = \frac{RMS}{\text{valeur moyenne}} \tag{4.39}$$

Plus r est petit, meilleure est la résolution. La figure 4.33 montre la masse du Z^0, reconstruite à partir de la paire $b\bar{b}$ avec et sans correction semi-muonique. Le tableau 4.8 résume les valeurs de la moyenne et du RMS des distributions. Comme on peut le voir, la correction semi-muonique déplace le pic du Z^0 de 74,07 GeV (sans correction) à 75,63 GeV (avec correction), soit un décalage de 2%. On remarque que la masse obtenue ne pique pas à la masse du Z^0, qui est de 91,2 GeV. Cela est dû au manque de corrections JES spécifiques aux jets de b. En outre, on a $r = 0{,}195$ sans correction et $r = 0{,}189$ avec correction, soit un gain en résolution d'environ 3,1%.



(a) sans correction (b) avec correction

FIG. 4.33 – *Distribution de la masse invariante du boson Z^0 reconstruit à partir de la paire $b\bar{b}$. L'application de la correction semi-muonique rapproche le pic du Z^0 de sa valeur nominale de 91,2 GeV. Celle-ci n'est pas atteinte car il n'existe pas de corrections JES spécifiques pour les jets de b. De plus la correction inclusive est utilisée. On constate un gain de 3,1% sur la résolution via l'estimateur r.*

4.6 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre comment l'énergie des jets mesurée est corrigée afin de prendre en compte divers effets instrumentaux et de ramener cette énergie à celle du niveau particules, c'est-à-dire l'énergie du jet avant interaction avec le calorimètre. La correction a la forme

$$E_{jet}^{particule} = \frac{E_{jet}^{détecteur} - O}{F_\eta \times R \times S} \tag{4.40}$$

où

1. O est la correction de seuil. De l'énergie provenant des interactions multiples, du bruit électronique et de la radiation résiduel de l'uranium qui consitute le calorimètre est déposée dans le cône du jet.
2. F_η et R sont les corrections de réponse relative et absolue respectivement. Le calorimètre n'a pas une réponse linéaire en énergie, et il n'est pas homogène en pseudo-rapidité, ne serait-ce qu'à cause de la région inter-cryostat qui est mal instrumentée.
3. S est la correction de gerbe. De l'énergie qui ne provient pas du jet de particules entre dans le cône calorimétrique, ou à l'inverse de l'énergie qui devrait s'y trouver en sort.

Les jets de b et c peuvent présenter une désintégration semi-muonique au cours de la fragmentation du quark initial. Lorsque c'est le cas, de l'énergie est emportée par le neutrino et n'est donc pas incluse dans le jet. Qui plus est, le muon interagit peu avec le calorimètre, ce qui ajoute à l'énergie manquante pour le jet. Afin de pallier à cet effet, une correction spécifique a été développée ; son étude et son amélioration a fait partie de ce travail de thèse. La correction semi-muonique développée s'appuie sur des données simulées et permet de se rapprocher du niveau particule. Elle permet d'améliorer la résolution angulaire du jet d'environ 22% et la résolution de la masse d'une résonance $b\bar{b}$ d'environ 3%. Sur l'échantillon $Z^0 \to b\bar{b}$, la résolution en énergie par jet s'améliore d'environ 38% pour des jets très centraux lorsqu'on applique la correction semi-muonique.

Une correction en énergie performante, dotée d'une erreur systématique très petite et apportant des gains en résolution est cruciale pour les analyses qui recherchent des états finals de type di-jet comme l'analyse WH dont la pierre d'angle est la reconstruction d'une paire $b\bar{b}$. C'est cette analyse que nous allons maintenant détailler.

Chapitre 5

Recherche du boson de Higgs dans le canal WH

Comme on l'a vu au chapitre 1, le canal dans lequel le boson de Higgs est produit en association avec un boson vecteur $W^{\pm}$ ou Z^0, et se désintègre en une paire $b\bar{b}$ est le plus sensible au Tevatron. C'est donc celui-ci qui a été retenu pour ce travail de thèse.

Ce chapitre décrit l'analyse de recherche du Higgs dans le canal WH, qui a été l'objet de notes référencées par [76] [77] [78] [79] et [80]. Elle s'appuie sur la totalité des données recueillies par DØ au cours du Run IIa, soit environ $1\,\mathrm{fb}^{-1}$. Elle a fait l'objet de présentations aux conférences Moriond et ICHEP en 2007, et va être soumise au journal *Physical Review Letter* pour publication. Elle fait suite à une analyse similaire s'appuyant sur $0{,}4\,\mathrm{fb}^{-1}$ de données du Run II [81] [82] [83].

On s'intéresse dans cette analyse aux canaux dits "leptoniques", c'est-à-dire dans lesquels le boson W se désintègre en un électron ou un muon et un neutrino. Ce travail de thèse a été effectué sur le canal $W \to \mu\nu$, conjointement avec l'analyse $WH \to e\nu b\bar{b}$. Ces deux analyses sont en effet très proches car rien *a priori* ne diffère dans la topologie ou la cinématique. Comme elles sont indépendantes elles permettent la vérification du modèle que nous avons construit.

Nous présentons d'abord l'échantillon de données et d'évènements simulés, puis nous maximisons notre acceptance en relâchant les critères de déclenchement. Ensuite, nous construisons pas-à-pas notre modèle afin de décrire les données. Le contrôle du bruit de fond passe par un traitement minutieux de la simulation qui est décrit ici. Un des bruits de fond, le bruit de fond multijet ou QCD, qui consiste en la production de jets et qui est typique des collisionneurs hadroniques, n'est pas simulé mais estimé statistiquement à partir des données. Nous présentons la technique que nous avons utilisée.

Une fois les données bien comprises, nous éliminons une grande partie du bruit de fond en étiquetant les jets selon leur saveur. Comme la signature du Higgs que l'on recherche consiste en deux jets provenant de quarks b, on sélectionne les jets de b. Le bruit de fond étant sous contrôle après étiquetage, on procède à la mise en place d'une sélection par réseau de neurones qui permet d'augmenter la sensibilité de l'analyse.

5.1 Principe de l'analyse

Le principe de l'analyse est le suivant. La signature de la topologie recherchée est

- un boson W qui se désintègre en un muon et un neutrino qui n'est pas détecté. On demande donc que nos évènements contiennent un muon isolé et de l'énergie transverse manquante
- une paire de jets de b provenant du boson de Higgs. On demande donc que nos évènements contiennent soit exactement deux jets, soit exactement trois jets. Du signal peut en effet se

trouver dans les évènements à trois jets, si le troisième jet est un "faux" jet qui provient du bruit calorimétrique ou un vrai jet provenant d'une radiation de gluon. *Dans le reste de ce chapitre, tout ce qui est décrit ou montré concerne l'échantillon à exactement deux jets, sauf mention du contraire.*

Nous avons comparé données et simulation afin de construire un modèle qui puisse décrire les données. Les mêmes sélections sont appliquées aux données et à la simulation. L'analyse qui est décrite dans ce chapitre comprend les étapes suivantes, effectuées dans l'ordre cité :

1. choix de l'échantillon de données et calcul de sa luminosité intégrée (paragraphe 5.2.1)
2. choix des échantillons simulés pertinents. On considère les processus de physique ayant la même signature que le processus recherché (paragraphe 5.2.2)
3. étude du déclenchement (section 5.3)
4. préselection des évènements afin de ne garder que ceux qui ont la topologie recherchée (section 5.4)
5. application de corrections à la simulation. Le détecteur simulé n'étant pas exactement identique au vrai détecteur, des différences d'efficacité de reconstruction et de résolution existent et doivent être prises en compte (section 5.5)
6. repondération additionnelle de la simulation afin de corriger une différence d'acceptance des muons dans la simulation, ainsi qu'une mauvaise modélisation de la cinématique des jets par ALPGEN (section 5.6)
7. estimation statistique du bruit de fond QCD qui n'est pas simulé (section 5.7)
8. contrôle des distribution obtenues. La simulation doit décrire les données (section 5.8)
9. étiquetage des b. Afin de réduire l'énorme bruit de fond $W+$ jets, on essaye d'identifier les évènements avec des jets de b et on vérifie que dans cet échantillon le bruit de fond est bien sous contrôle (section 5.9)
10. mise en oeuvre d'une technique de sélection avancée, le réseau de neurones. Un réseau de neurones permet une séparation accrue du signal et du bruit de fond ce qui apporte une plus grande sensibilité (section 5.11)
11. calcul de la limite à 95% de niveau de confiance sur la section efficace de production du boson de Higgs dans le canal WH (chapitre 6)

Comme on recherche une résonance $b\bar{b}$, la masse du système constitué par les deux jets de plus haute impulsion transverse est la variable la plus importante pour nous. La position du pic de résonance est en effet liée à la masse du Higgs qui est inconnue. On "scanne" donc la masse du système di-jet à la recherche d'un excès qui pourrait être attribué à un signal. L'utilisation d'un réseau de neurones permet d'exploiter toute l'information cinématique et topologique présente dans l'évènement. Une fois le réseau appliqué sur les données et la simulation, sa variable de sortie devient notre variable cruciale que l'on va à nouveau "scanner" à la recherche d'un excès, qui sera plus facilement détectable s'il existe car signal et bruit de fond sont séparés par le réseau.

5.2 Les données et les processus simulés

5.2.1 Les données

Les données analysées correspondent à la totalité du Run IIa, soit environ $1\,\mathrm{fb}^{-1}$. Elles sont enregistrées par le détecteur DØ puis reconstruites, transcodées au format *CAF-tree* et mises à la disposition des analystes.

Réduction du volume des données

L'ordre de grandeur de la taille de l'intégralité des données considérés est le téraoctet. Pour des raisons purement pratiques liées à l'espace disque et au temps de calcul nécessaire pour effectuer une itération de l'analyse, l'échantillon est d'abord réduit à une taille facilement manipulable. On appelle cette opération le *skimming* ou écrèmage, et l'échantillon réduit un *skim*. Nous appliquons quelques coupures très lâches aux données afin de rejeter la partie de l'espace des phases qui ne sera pas analysée. Nous demandons

- au moins un muon de qualité Medium nseg3 track medium (voir paragraphe 3.1), d'impulsion transverse supérieure à 12 GeV et dont la distance ΔR avec le jet le plus proche est supérieure à 0,5
- au moins deux bons jets d'impulsion transverse supérieure à 15 GeV après application des corrections JES. Le nombre de jets décroissant exponentiellement, cette coupure permet de rejeter la majorité des évènements présents dans l'échantillon qui seraient de toute façon rejetés par les coupures appliquées dans l'analyse proprement dite

Nous obtenons ainsi un skim qui contient environ 750 000 évènements et dont la taille est de 45 gigaoctets. Afin de réduire également le volume des évènements simulés traités, les mêmes critères sont appliqués aux échantillons simulés, mais on applique en plus la correction des différences résiduelles de JES entre données et simulation (voir paragraphe 5.5.3) et la correction de la résolution en énergie du muon (voir paragraphe 5.5.1) afin de ne pas biaiser la comparaison des données à la simulation.

Calcul de la luminosité

Il convient tout d'abord de calculer la luminosité intégrée de notre échantillon de données. Comme on le comprendra en lisant le paragraphe 5.3, la stratégie de déclenchement adoptée dans l'analyse garantit qu'en aucun cas l'ensemble de triggers considérés n'a de prescale à 0 (voir paragraphe 2.2.7 pour plus de détails sur le système de déclenchement), c'est-à-dire qu'à aucun moment l'ensemble des triggers considérés n'a une efficacité nulle. Encore plus, l'ensemble de triggers utilisés n'est même jamais soumis à un prescale car il inclut des triggers qui ne sont eux-mêmes jamais soumis à un prescale. On peut donc calculer la luminosité en utilisant n'importe quel terme de trigger qui n'est jamais soumis à un prescale tout au long du Run IIa, c'est-à-dire en mesurant simplement le volume de données qu'il a accepté. On choisit le terme JT_125TT, qui requiert au moins un jet d'énergie transverse supérieure à 125 GeV. En pratique on somme tous les blocs de luminosité correspondant aux données enregistrées (voir section 2.2.2 pour plus de détails sur le système de mesure de luminosité) pour obtenir la luminosité intégrée totale de l'échantillon. On utilise pour cela le *package* informatique `lm_access` [84] [85]. Si un bloc de luminosité n'est pas normalisable, c'est-à-dire si la mesure de la luminosité effectuée dans ce bloc n'est pas fiable, il n'est pas inclus dans le calcul et doit également être retiré de l'analyse car la luminosité des données n'est alors pas exactement connue. La luminosité est calculée dans chacune des listes ou groupes de listes de trigger dans lequel le terme JT_125TT ne subit aucune modification. Le tableau 5.1 montre la luminosité correspondant à chacune des ces périodes. La luminosité totale de l'échantillon est $1046{,}27 \pm 63{,}82\,\mathrm{pb}^{-1}$ (voir section 6.3 pour une discussion des erreurs systématiques).

Qualité des données

Toutes les données recueillies ne peuvent pas être utilisées car leur qualité peut parfois être compromise. Si le calorimètre par exemple ne fonctionne pas correctement au cours d'un run, les données

Liste de triggers	Nom du trigger	Luminosité intégrée, pb^{-1}
v8-v10.3	JT_125TT	31,77
v10,3-v12	JT_125TT	74,75
v12-v13	JT_125TT	231,21
v13-v13,2	JT_125TT	38,05
v13,2-v14	JT_125TT	337,49
v14-v14,6	JT_125TT	142,23
v14,6-v15	JT_125TT	190,77
		Total 1046,27

TAB. 5.1 – *Luminosité intégrée calculée pour chacun des groupee de listes de triggers considérés à l'aide du trigger JT_125TT. La luminosité totale de l'échantillon est de* $1046{,}27\,\mathrm{pb}^{-1}$

enregistrées seront bruitées et inutilisables. En pratique on analyse donc l'état du détecteur en fonction du temps et on rejette tous les runs dont la qualité peut être compromise. Un run est considéré comme mauvais et rejeté si les trajectographes, le calorimètre ou le système à muons présentent des problèmes [86]. Cela représente environ 14% du Run IIa. En outre, toutes les données correspondant aux blocs de luminosité non normalisables sont également rejetées.

Il existe cependant des types de bruits calorimétriques qui n'affectent que quelques évènements par run. Plutôt que de rejeter le run tout entier et perdre ainsi des données analysables, on assigne une étiquette, ou *cal-flag*, à ces évènements. On filtre ainsi ces évènements lors de l'analyse proprement dite. L'efficacité de ces coupures est de 97% [87]. Comme le calcul de la luminosité ne tient pas compte des *cal-flags*, on réduit cette dernière de 3%. La luminosité finale considérée est donc $1014{,}88\,\mathrm{fb}^{-1}$.

Une coupure de qualité est également appliquée dans la simulation. On ne simule pas de mauvais fonctionnement du détecteur, mais le *zero-bias overlay* que l'on applique aux évènements simulés provient de données enregistrées en mode de biais zéro. On rejette donc les évènements simulés dont le run qui a servi au *zero-bias overlay* est de mauvaise qualité. Sur l'échantillon de signal WH, cette coupure est efficace à 97,9%.

5.2.2 Les processus simulés

Afin de construire un modèle qui permette de décrire les données, on utilise des processus simulés. Le principe est simple : on considère tous les processus du Modèle Standard ayant une topologie susceptible d'être sélectionnée par nos sélections, puis on les simule et on compare la somme de leur contributions respectives aux données. Notons que le bruit de fond QCD n'est pas simulé mais estimé par une méthode statistique à partir des données, comme on le verra à la section 5.7. On simule également des évènements de signal que l'on incorpore à notre modèle. Comme la masse du Higgs est inconnue, on simule un signal WH pour plusieurs masses du Higgs différentes. On "scanne" ensuite la variable finale, c'est-à-dire la masse du système di-jet après étiquetage des b, à la recherche d'un excès dans les données compatible avec la présence d'un signal.

La liste suivante donne un descriptif des processus simulés. Les tableaux 5.2 à 5.5 donnent la liste exhaustive de tous les processus utilisés, du générateur qui les a produits, du nombre d'évènements produits et de la section efficace correspondante :

- production d'un W ou Z^0 et de jets légers. Un jet léger provient d'un parton léger, soit un quark u, d ou c ou un gluon. Le W se désintègre en un lepton et un neutrino et le Z^0 en deux leptons. C'est le bruit de fond dominant avant étiquetage des b.

- production d'un W ou Z^0 et de jets lourds, c'est-à-dire provenant d'un quark c ou b. Ce bruit de fond est largement dominant après étiquetage des b si l'on demande exactement deux jets dans l'évènement. *Dans la suite de ce manuscrit on entendra par V+ jets le bruit de fond constitué de la production associée d'un boson W ou Z^0 et de jets légers ou lourds.*
- production d'une paire de quarks top. C'est le bruit de fond dominant après étiquetage des b si l'on demande exactement trois jets dans l'évènement. Le quark top se désintègre presqu'exclusivement en un boson W et en un quark b. On considère deux canaux. Dans le canal dit "di-lepton", les deux W se désintègrent chacun en un lepton et un neutrino. Dans le canal "lepton+jets", l'un des W se désintègre en un lepton et un neutrino et l'autre en une paire de quarks. Le rapport d' embranchement d'un W en lepton + neutrino est environ 10,7% ; le rapport d' embranchement d'un W en hadrons est de 67,6 %.
- production di-boson. On considère la production Z^0Z^0, WW et WZ^0. Le boson Z^0 peut donner deux leptons ou deux jets. Après production d'une paire de Z^0 l'un peut donc se désintègrer en deux muons et l'autre en une paire de quarks. Si l'un des deux muons n'est pas reconstruit, son énergie est comptée dans l'énergie transverse manquante et on se retrouve dans une topologie similaire à celle que l'on recherche. Un évènement WW dans lequel un W donne deux jets et l'autre un lepton et un neutrino possède également la même signature que le signal WH. Enfin, un évènement WZ^0 peut ressembler à un évènement WH si le W se désintègre en un muon et un neutrino et le Z^0 en un paire de quarks $b\bar{b}$, ou si le W se désintègre en deux quarks et le Z^0 en deux muons dont l'un n'est pas reconstruit.
- production électro-faible d'un quark top seul, ou "single-top". Il existe deux canaux : le canal s et le canal t. Dans le canal s deux quarks fusionnent en un W qui se désintègre en un quark top et un quark b. Dans le canal t l'interaction d'un quark b provenant de la désintégration d'un gluon en paire $b\bar{b}$ et d'un quark léger par l'intermédiaire d'un boson W donne un quark $\bar{b}$, un quark léger et un quark top dans l'état final.
- signal : production associée d'un boson W et d'un boson de Higgs. Comme la masse du Higgs n'est pas connue, on génère des évènements à plusieurs points de masse. Ceux-ci s'étalent de 100 GeV à 150 GeV par pas de 5 GeV.
- production $ZH \to \mu\mu b\bar{b}$. Si l'un des deux muons n'est pas reconstruit, alors ces évènements ont la même signature que l'état final recherché. On les inclut donc dans l'analyse afin d'augmenter sa sensibilité à la présence d'un boson de Higgs. Ce processus contribue pour 12,7% à la quantité de signal qui reste après les sélections et avant étiquetage des jets de b. Les sélections étant orthogonales à celles de l'analyse $ZH \to \mu\mu b\bar{b}$ il n'y a pas de double-comptage entre les deux canaux.

Ici on considère que le terme "lepton" inclut aussi les τ car ceux-ci peuvent présenter un muon dans leur chaîne de désintégration. Les évènements générés incluent donc les trois saveurs de leptons. La contribution des évènements $WH \to \tau\nu b\bar{b}$ apporte environ 5% de signal dans l'analyse.

Les évènements simulés W+ jets, Z^0+ jets et $t\bar{t}$ sont produits avec la version 2.05_d0 d'Alpgen [50]. Alpgen est un générateur "au premier ordre" en théorie des perturbations (*leading order* ou *LO*), basé sur le jeu de fonctions de distribution des partons Cteq6l [88] [89]. On l'interface à Pythia car ce dernier fournit une meilleure modélisation de la fragmentation des quarks. Ainsi, les partons générés avec Alpgen sont hadronisés avec Pythia[49]. La version de Pythia utilisée est 6.323.

Alpgen produit des évènements avec un nombre de partons légers (quark u, d, s et gluon) donné. Ainsi, le processus total W+ jets légers, est la somme des contributions de la production d'un W plus

un certain nombre de partons légers (noté ci-dessous pl) :

$$\begin{aligned}(W \ + \ \text{partons légers})_{\text{total}} =& (W+0pl)_{excl} + (W+1pl)_{excl} + \\ & (W+2pl)_{excl} + (W+3pl)_{excl} + (W+4pl)_{excl} + (W+5pl)_{incl}\end{aligned} \tag{5.1}$$

Ces contributions sont générées séparément avec la section efficace correspondante, et additionnées au cours de l'analyse , chaque contribution étant pondérée par sa section efficace selon la prescription décrite dans [90]. L'indice *excl* signifie *exclusif*, c'est-à-dire que les évènements sont générés avec exactement le nombre de partons légers indiqué. L'indice *incl* signifie *inclusif* c'est-à-dire que les évènements correspondants ont au moins le nombre de partons légers indiqué. Ainsi, tout l'espace de phase est couvert. Le *bin* de plus haute multiplicité de partons légers de tous les processus générés par ALPGEN est toujours inclusif. En outre, les partons légers sont générés avec une impulsion transverse minimale de 8 GeV et une pseudo-rapidité absolue inférieure à 5.

Les évènements de signal et "single-top" sont produits respectivement avec PYTHIA et COMPHEP [91] qui sont eux-aussi des générateurs *leading order*. Le signal est inclusif en termes de saveur de lepton, c'est-à-dire que les évènements utilisés incluent la désintégration du W dans les trois canaux e, μ et τ.

Afin d'obtenir un modèle plus réaliste, les sections efficaces sont corrigées par un *K-facteur*. Le K-facteur Kf d'un processus donné est le rapport de sa section efficace calculée au second ordre de la théorie des perturbations (*Next-to-leading order* ou NLO) et de sa section efficace calculée au premier ordre :

$$Kf = \frac{\sigma_{NLO}}{\sigma_{LO}} \tag{5.2}$$

Le K-facteur du processus $t\bar{t}$ vaut 1,39 comme indiqué dans le tableau 5.4 et tel que calculé par MCFM[92]. MCFM est un générateur qui travaille au deuxième ordre de la théorie des perturbations. Pour $V+$ jets légers et lourds nous redéterminons le K-facteur des processus $V+$jets par une méthode expérimentale. Elle est expliquée paragraphe 5.2.3.

5.2.3 Comparaison données / simulation et normalisation

Données et simulation subissent les mêmes sélections ; ensuite, le modèle construit à partir de la simulation est comparé aux données expérimentales.

Les processus simulés sont normalisés de manière absolue à la prédiction de leur section efficace (voir tableaux 5.2 à 5.5) donnée par le Modèle Standard, à l'exception des processus $V+$ jets légers et lourds. Ceux-ci sont normalisés aux données avant étiquetage des jets de b mais après toutes les autres sélections , y compris les critères d'isolation serrés du muon (voir section 5.4.2). Le facteur de normalisation NF qui leur est appliqué est défini par

$$NF = \frac{N_{\text{observés}} - N_{\text{SM}} - N_{\text{QCD}}}{N_{\text{V+jets}}} \tag{5.3}$$

où $N_{\text{observés}}$ est le nombre d'évènements observés, N_{SM} le nombre d'évènements de processus du Modèle Standard normalisés à leur section efficace, N_{QCD} le nombre d'évènements de bruit de fond QCD et $N_{\text{V+jets}}$ le nombre d'évènements $V+$ jets que l'on obtient si l'on normalise ces processus à leur section efficace de production. NF représente le K-facteur des processus $V+$ jets légers. Sur l'échantillon à exactement deux jets, on trouve $NF = 1{,}68$ et sur l'échantillon à exactement trois jets $NF = 1{,}86$. À titre de comparaison, dans l'analyse $WH \to e\nu b\bar{b}$ on obtient un facteur 1,70 dans l'échantillon à deux jets et 1,67 dans l'échantillon à trois jets. On constate que l'on a une cohérence entre les deux

Processus		Générateur	Nombre d'évènements	$\sigma(\times\text{BR})$[pb]
$HW \to b\bar{b} + \ell\nu$	$m_H = 100\,\text{GeV}$	PYTHIA	336,7k	0,0266
	$m_H = 105\,\text{GeV}$		188,1k	0,0222
	$m_H = 110\,\text{GeV}$		333,8k	0,0183
	$m_H = 115\,\text{GeV}$		187,8k	0,0150
	$m_H = 120\,\text{GeV}$		329,3k	0,0119
	$m_H = 125\,\text{GeV}$		187,8k	0,0093
	$m_H = 130\,\text{GeV}$		334,2k	0,0069
	$m_H = 135\,\text{GeV}$		186,2k	0,0050
	$m_H = 140\,\text{GeV}$		328,1k	0,0034
	$m_H = 145\,\text{GeV}$		175,0k	0,0022
	$m_H = 150\,\text{GeV}$		329,6k	0,0013
$HZ \to b\bar{b} + \ell\ell$	$m_H = 100\,\text{GeV}$	PYTHIA	330,7k	0,0046
	$m_H = 105\,\text{GeV}$		187,3k	0,00387
	$m_H = 110\,\text{GeV}$		333,2k	0,00323
	$m_H = 115\,\text{GeV}$		187,6k	0,00266
	$m_H = 120\,\text{GeV}$		328,4k	0,00213
	$m_H = 125\,\text{GeV}$		175,9k	0,00167
	$m_H = 130\,\text{GeV}$		327,4k	0,00127
	$m_H = 135\,\text{GeV}$		187,3k	0,00091
	$m_H = 140\,\text{GeV}$		317,9k	0,000633
	$m_H = 145\,\text{GeV}$		187,5k	0,00041
	$m_H = 150\,\text{GeV}$		333,7k	0,000267

TAB. 5.2 – *Liste des évènements de signal simulés pour chaque point de masse du Higgs et de la section efficace correspondante à une saveur de lepton donnée. σ signifie section efficace et BR rapport d'embranchement ou* Branching Ratio. *ℓ signifie électron, muon ou tau.*

Processus	Générateur	Nombre d'évènements	$\sigma\times$BR[pb]
$WW \to e\nu jj$	PYTHIA	87k	$12{,}0 \times 0{,}146$
$WW \to \mu\nu jj$	PYTHIA	107k	$12{,}0 \times 0{,}146$
$WZ \to e\nu jj$	PYTHIA	96k	$3{,}68 \times 0{,}075$
$WZ \to \mu\nu jj$	PYTHIA	47k	$3{,}68 \times 0{,}075$
$WZ \to jjee$	PYTHIA	92k	$3{,}68 \times 0{,}023$
$WZ \to jj\mu\mu$	PYTHIA	96k	$3{,}68 \times 0{,}023$
ZZ inclusive	PYTHIA	95k	1,43

TAB. 5.3 – *Liste des évènements di-boson simulés et de la section efficace correspondante. σ signifie section efficace et BR rapport d'embranchement ou* Branching Ratio. *j signifie jet léger.*

Processus		Générateur	Nombre d'évènements	$K \times (\sigma \times \text{BR})$[pb]
$t\bar{t} \to b\bar{b} + \ell^+\nu\ell'^-\bar{\nu}_{\ell'}$	+ 0 parton léger	ALPGEN + PYTHIA	224k	1,39×0,3241
	+ 1 parton léger		96k	1,39×0,1348
	+ 2 partons légers		50k	1,39×0,0664
$t\bar{t} \to b\bar{b} + 2j + \ell\nu$	+ 0 parton léger	ALPGEN + PYTHIA	283k	1,39×1,2988
	+ 1 parton léger		98k	1,39×0,5407
	+ 2 partons légers		93k	1,39×0,2659
Single-top canal s ($tb \to \ell\nu b\bar{b}$)		CompHEP + PYTHIA	291k	0,0978
Single-top canal t ($tqb \to \ell\nu bqb$)		CompHEP + PYTHIA	385k	0,22

TAB. 5.4 – *Liste des évènements $t\bar{t}$ et "single-top" simulés et de la section efficace correspondante. σ signifie section efficace et BR rapport d'embranchement ou* Branching Ratio. *ℓ signifie électron, muon ou tau. La section efficace du processus "single-top" est déjà au deuxième ordre en théorie des perturbations. Nous utilisons un K-facteur K de 1,39 pour le $t\bar{t}$ ce qui donne une section efficace totale de* 6,8 pb.

analyses. Ces résultats sont résumés dans le tableau 5.6. Ce facteur est appliqué sur les processus $V+$ jets légers et lourds.

Nous calculons ensuite un facteur additionnel HF qui concerne les processus $V+$ jets lourds. On suppose en effet que le K-facteur de ces processus n'est pas le même que celui des processus $V+$ jets légers. Afin de réaliser une estimation la moins biaisée possible de HF, on se place dans une partie de l'échantillon qui n'est explicitement pas utilisée dans l'analyse finale. Il s'agit de l'échantillon dans lequel aucun jet de b n'est identifié, aussi appelé "échantillon 0 tags". Dans l'analyse finale on demande en effet au moins un jet de b identifié. On applique d'abord NF aux processus $V+$ jets, puis on définit HF par

$$HF = 1 + \frac{N^0_{\text{observés}} - N^0_{\text{attendus}}}{N^0_{V+\text{jets lourds}}} \tag{5.4}$$

où $N^0_{\text{observés}}$ est le nombre d'évènements observés dans l'échantillon 0 tags, N^0_{attendus} le nombre d'évènements prédits par le modèle construit et $N^0_{V+\text{jets lourds}}$ la contribution des processus $V+$ jets lourds. Afin d'avoir une détermination plus précise, le calcul est effectué dans les deux analyses $WH \to e\nu b\bar{b}$ et $WH \to \mu\nu b\bar{b}$ et pour quatre points d'opération de l'outil d'étiquetage des b qui sera décrit dans la section 5.9. Ces chiffres sont résumés dans le tableau 5.7. On trouve une valeur moyenne pour HF de 1,01 dans l'échantillon à exactement deux jets et 1,04 dans l'échantillon à exactement trois jets. Après avoir pris la moyenne en pondérant les chiffres de l'échantillon à trois jets par sa contribution relative à l'échantillon à deux jets, on trouve $HF = 1{,}016 \pm 0{,}254$ (voir section 6.3 pour une discussion des erreurs systématiques). Le facteur total appliqué sur les échantillons $V+$ jets lourds est le produit de NF par HF.

Chaque échantillon simulé est traité par la chaîne d'analyse. On trace ensuite les histogrammes des distributions d'intêret pour les données et on leur superpose les histogrammes correspondants construits à partir de la simulation et du bruit de fond QCD. Les histogrammes de la simulation et du bruit de fond QCD sont "empilés" les uns sur les autres afin que leur somme décrivent les données et que leur contribution relative soit connue. Le code de couleur utilisé dans les histogrammes est présenté sur la figure 5.1.

Processus		Générateur	Nombre d'évènements	$\sigma(\times\text{BR})$[pb]
$Wjj \to \ell\nu$	+ 0 parton léger	ALPGEN + PYTHIA	2,3M	4574,4
	+ 1 parton léger		2,8M	1273,9
	+ 2 partons légers		1,6M	298,6
	+ 3 partons légers		789k	70,6
	+ 4 partons légers		779k	15,8
	+ 5 partons légers		58k	5,6
$Wb\bar{b} \to \ell\nu b\bar{b}$	+ 0 parton léger	ALPGEN + PYTHIA	740k	19,2
	+ 1 parton léger		261k	7,9
	+ 2 partons légers		171k	2,6
	+ 3 partons légers		164k	1,1
$Wc\bar{c} \to \ell\nu c\bar{c}$	+ 0 parton léger	ALPGEN + PYTHIA	482k	71,1
	+ 1 parton léger		336k	29,9
	+ 2 partons légers		372k	14,1
$Zjj \to ee$	+ 0 parton léger	ALPGEN + PYTHIA	1,0M	139,2
	+ 1 parton léger		187k	41,8
	+ 2 partons légers		93k	10,3
	+ 3 partons légers		93k	5,3
$Zjj \to \mu\mu$	+ 0 parton léger	ALPGEN + PYTHIA	839k	139,5
	+ 1 parton léger		209k	41,6
	+ 2 partons légers		104k	10,3
	+ 3 partons légers		104k	5,3
$Zjj \to \tau\tau$	+ 0 parton léger	ALPGEN + PYTHIA	795k	139,4
	+ 1 parton léger		209k	41,7
	+ 2 partons légers		97k	10,3
	+ 3 partons légers		104k	5,3
$Zb\bar{b} \to \ell^+\ell^- + b\bar{b}$	+ 0 parton léger	ALPGEN + PYTHIA	604k	0,97
	+ 1 parton léger		271k	0,36
	+ 2 partons légers		144k	0,21
$Zc\bar{c} \to \ell^+\ell^- + c\bar{c}$	+ 0 parton léger	ALPGEN + PYTHIA	152k	3,0
	+ 1 parton léger		143k	1,06
	+ 2 partons légers		172k	0,6

TAB. 5.5 – *Liste des évènements W+ jets et Z^0+ jets simulés et de la section efficace correspondante. j signifie jet léger. σ signifie section efficace et BR rapport d'embranchement ou* Branching Ratio. *ℓ signifie électron, muon ou tau. Les sections efficaces données sont au premier ordre de la théorie des perturbations.*

Analyse	Canal 2 jets	Canal 3 jets
$WH \to e\nu b\bar{b}$	1.70 ± 0.01	1.67 ± 0.03
$WH \to \mu\nu b\bar{b}$	1.68 ± 0.01	1.86 ± 0.03

TAB. 5.6 – *Facteur de normalisation NF pour les analyses $WH \to e\nu b\bar{b}$ et $WH \to \mu\nu b\bar{b}$ dans les canaux à exactement deux et trois jets. Les erreurs sont statistiques. On constate une cohérence entre les canaux.*

Point d'opération	VeryTight	Tight	oldLoose	L4
$WH \to e\nu b\bar{b}$ 2 jets	0.99 ± 0.02	0.99 ± 0.02	0.97 ± 0.03	1.02 ± 0.05
$WH \to e\nu b\bar{b}$ 3 jets	1.00 ± 0.05	1.00 ± 0.05	1.00 ± 0.07	1.01 ± 0.11
$WH \to \mu\nu b\bar{b}$ 2 jets	1.02 ± 0.02	1.02 ± 0.02	1.01 ± 0.03	0.98 ± 0.04
$WH \to \mu\nu b\bar{b}$ 3 jets	1.06 ± 0.03	1.05 ± 0.04	1.10 ± 0.05	1.09 ± 0.08

TAB. 5.7 – *Facteur additionnel appliqué aux évènements V+ jets lourds, calculé pour quatre points d'opération de l'outil d'étiquetage des b et pour les deux analyses $WH \to e\nu b\bar{b}$ et $WH \to \mu\nu b\bar{b}$. Les erreurs sont statistiques. La valeur moyenne de HF vaut 1,016.*

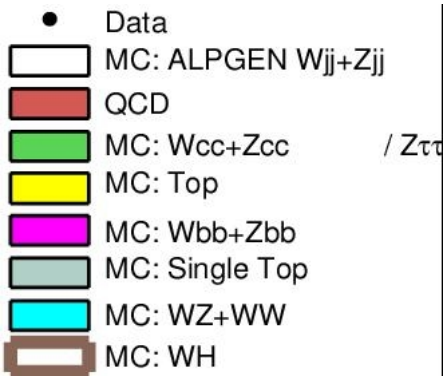


FIG. 5.1 – *Code de couleur utilisé dans les histogrammes montrés dans ce chapitre.*

5.2.4 Problèmes liés à l'utilisation d'ALPGEN interfacé avec PYTHIA

Un certain nombre de problèmes affectent nos échantillons ALPGEN. Ce paragraphe inventorie ces problèmes ainsi que les solutions retenues pour y faire face.

Traitement des double-comptages de partons lourds

Les échantillons V+ jets ALPGEN cités ci-dessus ne peuvent pas être utilisés directement pour les raisons suivantes :

- la partie d'ALPGEN qui génère les processus V+ jets légers considère que le quark c est un parton léger. Cela implique que l'échantillon V+ jets légers contient des évènements $V + c\bar{c}$. Or nous utilisons un échantillon de $V + c\bar{c}$ généré séparément. On se retrouve donc avec un double-comptage d'évènements $V + c\bar{c}$
- comme on l'a vu c'est PYTHIA qui est en charge de la fragmentation. Or ce processus peut inclure une radiation de parton lourd c'est-à-dire un quark b ou c. On a donc une contamination de partons lourds dans les évènements $V + jets$ légers, d'où double-comptage

Pour pallier cet effet on met en oeuvre une technique de traitement appelée *filtrage des saveurs lourdes* ou *heavy flavour skimming* [93]. On retire les évènements $V + c\bar{c}$ du V+ jets légers et les quarks lourds radiés par PYTHIA de V+ jets légers et de $V + b\bar{b}$ afin d'éviter le double-comptage. L'échantillon $V + c\bar{c}$ n'est pas modifié. Ainsi, tous les évènements avec deux quarks c ou plus se trouvent dans l'échantillon $V + c\bar{c}$, et tous les évènements avec deux quarks b ou plus sont dans l'échantillon $V + b\bar{b}$. La seule exception concerne les évènements $V + b\bar{b}c\bar{c}$ qui sont inclus dans l'échantillon $V + c\bar{c}$. Notons que les évènements $V + cj$, où j dénotent un quark léger, ne sont pas filtrés. Leur contribution au bruit de fond n'est en effet pas négligeable après étiquetage des b. Comme nous ne disposons pas

Échantillon	Correction de la section efficace (%)
$W+0$ partons légers	0
$W+1$ partons légers	0
$W+2$ partons légers	-1,44
$W+3$ partons légers	-2,70
$W+4$ partons légers	-3,57
$W+5$ partons légers	-3,42
$W+b\bar{b}+0$ partons légers	0
$W+b\bar{b}+1$ partons légers	0
$W+b\bar{b}+2$ partons légers	-1.10
$W+b\bar{b}+3$ partons légers	-1.81

TAB. 5.8 – *Correction de la section efficace de production des processus $W+$ jets légers et $Wb\bar{b}$ générés par* ALPGEN *après filtrage des saveurs lourdes. La correction est inférieure à 5% par échantillon. Elle est prise en compte dans l'analyse.*

d'échantillons $V+cj$ séparés, nous les incluons ainsi dans l'échantillon $V+$ jets légers. *Par la suite, toute mention de l'échantillon $V+$ jets légers sous-entendra la présence d'évènements $V+cj$.*

Comme les sections efficaces utilisés dépendent du générateur, il faut les corriger puisqu'on retire des partons. La section efficace n'est pas corrigée lorsqu'on retire une radiation de quark lourd de PYTHIA car cela n'influe pas le taux de production, mais elle l'est quand on retire un évènement $V+c\bar{c}$. Elle est donc corrigée seulement pour les échantillon $V+$ jets légers et $V+b\bar{b}$. L'ordre de grandeur de la correction est de quelques pourcents. Son amplitude exacte pour les échantillons $W+$ jets affectés est listée dans le tableau 5.8.

Tous les échantillons $V+jets$ utilisés dans cette analyse ont subi ce filtrage des saveurs lourdes. Les sections efficaces présentées dans le tableau 5.5 incluent la correction sus-mentionnée.

Section efficace des échantillons inclusifs

Les échantillons générés avec ALPGEN souffrent d'un problème qui affecte les échantillons inclusifs c'est-à-dire le *bin* de plus haute multiplicité de partons légers. La section efficace de ce *bin* est surestimée par ALPGEN et la contribution de ces processus est donc mal évaluée. Comme regénérer tous ces échantillons avec une version corrigée d'ALPGEN aurait pris un temps trop important, une correction est mise en place [94]. La section efficace est recalculée au niveau générateur et les échantillons problématiques sont renormalisés par le facteur A tel que

$$A = \frac{\text{section efficace fausse}}{\text{section efficace recalculée}} \tag{5.5}$$

La valeur de A pour les différents échantillons utilisés peut être trouvée dans le tableau 5.9.

Tous les échantillons générés avec ALPGEN utilisés dans cette analyse ont subi cette correction. Les sections efficaces présentées dans le tableau 5.5 ont déjà été divisées par A.

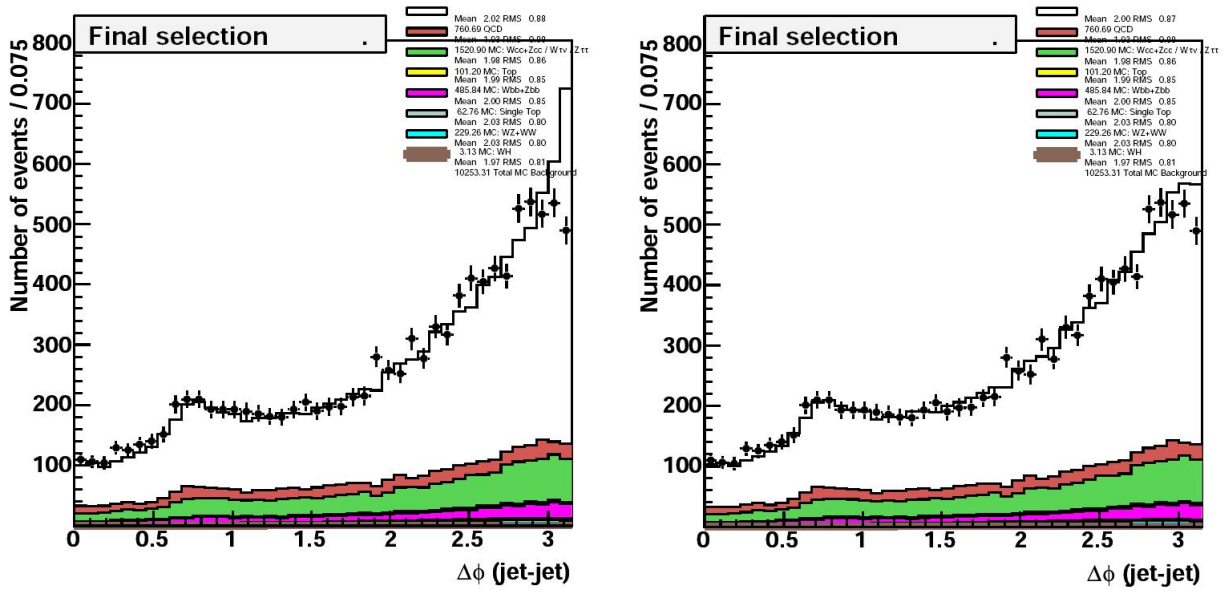
Problème de modélisation des interactions multiples

La version d' ALPGEN utilisée est affectée par un problème de modélisation des interactions multiples entre partons. ALPGEN utilise PYTHIA pour décrire l'hadronisation mais aussi ce type d'interactions. Le modèle utilisé ajoute une paire de partons QCD à l'évènement. Cette paire est cinématiquement indépendante du processus dur [95] [96].

Échantillon	Facteur de normalisation
$W+$ jets légers	2,0
$W+$ jets lourds	1,6
$Z+$ jets légers et lourds	1,5
$t\bar{t}$	1,5

TAB. 5.9 – *Facteur de correction de la section efficace de production des échantillons inclusifs générés par* ALPGEN.

Ce problème n'affecte que l'échantillon $W + 0$ parton léger. La version d'ALPGEN affectée par le problème produit un nombre non-physique de paires de jets dos-à-dos en azimut. L'effet en est particulièrement visible sur l'écart d'angle azimutal entre les deux jets de plus haute impulsion transverse. La figure 5.2 (a) montre cette distribution si l'on inclut l'échantillon $W + 0$ parton léger. Le fort excès observé dans la simulation aux alentours de π est dû à ce problème. Afin de pallier ce problème, nous retirons l'échantillon $W + 0$ partons légers de l'analyse. La figure 5.2 (b) montre la même distribution après avoir retiré cette contribution. On constate que le pic non-physique à disparu. Comme le facteur de normalisation global de la simulation aux données change de moins de 2% nous décidons de ne pas ajouter d'erreur systématique additionnelle car ces 2% sont contenus dans les autres erreurs systématiques (voir paragraphe 6.3). Des études indépendantes ont montré que cela n'introduit pas de biais dans l'analyse finale qui ne considère que les évènements à exactement deux ou trois jets. De plus, comme nous repondérons la simulation en fonction de cette variable (voir paragraphe 5.6), l'effet résiduel est bien pris en compte.



(a) avec $W + 0$ partons légers

(b) sans $W + 0$ partons légers

FIG. 5.2 – *Distribution de l'écart d'angle azimutal entre les deux jets de plus haute impulsion transverse (a) avant et (b) après prise en compte du problème d'interactions multiples entre partons dans* PYTHIA. *Pour corriger ce problème nous retirons de l'analyse l'échantillon concerné, c'est-à-dire* $W+0$ *partons légers. L'excès observé dans la simulation autour de* π *est dû au problème et disparait lorsque l'échantillon problématique est retiré de la comparaison données / simulation. La différence de normalisation globale de la simulation aux données étant inférieure à 2% et contenue dans les autres erreurs systématiques conservatives appliquées dans l'analyse, aucune erreur liée à ce problème n'est ajoutée.*

5.3 Le déclenchement

Dans la majorité des analyses de physique, on demande un ou plusieurs critères de déclenchement (se référer au paragraphe 2.2.7 pour la définition du déclenchement) ou *trigger*, car on suppose que l'efficacité du système de déclenchement n'est pas 100%. Si c'est vrai, alors on ne peut pas directement effectuer des comparaisons données / simulation car le déclenchement n'est pas simulé. La méthode habituelle est donc de demander des critères de déclenchement en choisissant des termes de triggers qui correspondent à la topologie que l'on analyse et qui maximise l'acceptance du signal recherché. On peut mettre plusieurs termes en "OU" logique afin d'augmenter la statistique recueillie. Ensuite, on modélise l'acceptance des triggers choisis par un facteur d'échelle que l'on applique à la simulation. Cela assure que données et simulation soient *a priori* normalisées. En général, demander un critère de déclenchement ne se traduit pas seulement par une diminution plate d'acceptance, cela a une influence sur la forme des distributions. Ainsi, un terme de trigger de jets aura souvent une sélection sur l'impulsion transverse des jets afin de rejeter les évènements dits "QCD" dans lesquels on trouve de nombreux jets à petit p_T qui constituent un bruit de fond pour la plupart des analyses de physique [1].

On comprend facilement la gageure que représente une bonne modélisation du déclenchement. Si l'on n'utilise qu'un seul terme de trigger, cela est relativement simple, mais lorsqu'on étudie un processus rare et que l'on veut avoir la meilleure sensibilité et la plus grande statistique possibles, cela ne suffit pas et il faut utiliser un "OU" de plusieurs triggers comme illustré figure 5.3. Dès lors qu'un grand nombre de triggers entrent en jeu, cette modélisation devient très complexe et n'est pas toujours satisfaisante.

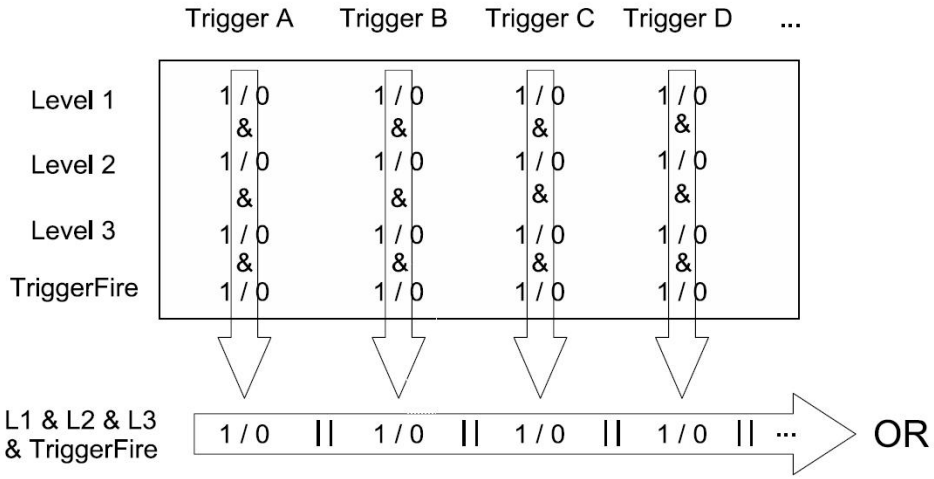


FIG. 5.3 – *Principe d'un "OU" logique d'un ensemble de termes de déclenchement. On demande que pour chaque trigger les conditions requises aux trois niveaux L1, L2 et L3 soient remplies, et qu'un évènement donné ait été sélectionné justement par ce trigger. Pour chaque trigger on obtient un booléen, 1 ou 0 selon que ces quatre conditions aient été remplies. On met ensuite en "OU" logique ces booléens, ce qui revient à dire : si l'évènement testé satisfait à au moins un des termes de triggers listés, alors on garde l'évènement.*

Nous allons montrer dans cette section que dans l'analyse $WH \to \mu\nu b\bar{b}$ il est possible de ne pas demander explicitement de critères de déclenchement. Cela revient à utiliser un "OU" logique de

1. Cela permet également de réduire la quantité de données enregistrées

v8-11/v12	v13	v14
MUW_A_L2M3_TRK10	MUH1_TK12_TLM12	MUH1_TK12_TLM12
MU_W_L2M5_TRK10	MUH1_TK12	MUH8_TK12_TLM12
MUW_W_L2M3_TRK10	MUH1_LM15	MUH1_ILM15
MU_W_L2M0_TRK3	MUH1_TK10	MUH1_ITLM10
MU_W_L2M3_TRK10	MUH2_LM3_TK12	MUH8_ILM15
MUW_W_L2M5_TRK10	MUH2_LM6_TK12	MUH8_ITLM10
MU_W_L2M0_TRK10	MUH2_LM10_TK12	MUH5_LM15
	MUH2_LM15	MUH6_TK12_TLM12
	MUH3_LM3_TK10	MUH6_LM15
	MUH3_LM6_TK12	MUH7_TK12
	MUH3_LM10_TK12	MUH7_LM15
	MUH3_LM15	
	MUH4_LM15	
	MUH4_TK10	
	MUH5_LM15	
	MUH6_TK12_TLM12	
	MUH6_LM15	
	MUH6_TK10	
	MUH7_TK12	
	MUH7_LM15	
	MUH7_TK10	

TAB. 5.10 – *Liste des trente-trois termes de déclenchement "single-muon" utilisés comme échantillon de contrôle. Les termes sont classés en fonction des listes de triggers qui constituent l'ensemble du Run IIa, de v8-11 à v14. Dans chacune de ces listes, les termes de déclenchement cités ont été mis en "OU" logique. Un terme de triggers apparaissant dans plusieurs listes n'est compté qu'une seule fois.*

l'ensemble des triggers disponibles, mais comme nous allons le voir aucune modélisation compliquée n'est nécessaire, car nous montrons que l'efficacité du système de déclenchement de DØ est proche de 100%. Cette technique permet de gagner 30% en acceptance par rapport à l'approche classique "single-muon" décrite au paragraphe suivant.

5.3.1 Le déclenchement "single-muon"

Afin de vérifier qu'aucun biais de normalisation ou de forme n'est introduit dans les distributions, l'analyse est d'abord effectuée avec un ensemble de critères de déclenchement donnés. Dans l'analyse $WH \to \mu\nu b\bar{b}$ on recherche une topologie à un muon isolé et des jets. Une stratégie de déclenchement consiste à choisir des triggers de type "single-muon", c'est à dire qui sélectionnent des évènements avec un muon isolé. Un "OU" logique de triggers single-muon a justement été développé dans la collaboration DØ[97]. Sur les quatres grandes périodes du Run IIa, un total de trente-trois triggers est retenu. Leur nom est répertorié dans le tableau 5.10.

L'analyse est effectuée dans chacune de ces grandes périodes séparément. L'efficacité totale du "OU" est calculée par une méthode "tag and probe" sur un échantillon de données $Z^0 \to \mu\mu$. Cette méthode est illustrée figure 5.4 Un muon de bonne qualité, isolé et avec $p_T > 30\,\text{GeV}$ joue le rôle de tag. On demande que ce muon satisfasse un critère de déclenchement sans prescale. Le "probe" est un muon de p_T supérieur à 20 GeV. On essaye ensuite de faire correspondre à ce muon reconstruit (ou "offline") un muon qu'on appelle "online", c'est à dire identifié par le système de déclenchement,

qui satisfasse au critère de déclenchement testé. Comme on travaille sur des évènements $Z^0 \to \mu\mu$, la correspondance devrait toujours avoir lieu ; le taux d'échec donne l'efficacité. Pour les trente-trois triggers testés, elle est d'environ 70%.

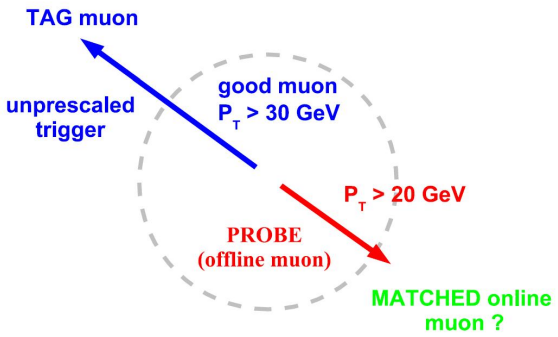


FIG. 5.4 – *Illustration de la méthode utilisée pour calculer l'efficacité du "OU" logique des triggers "single-muon". Un muon de bonne qualité de de haute impulsion transverse joue le rôle de tag. On tente ensuite de faire correspondre un muon dit "online" (voir texte) au muon qui joue le rôle de probe. Le taux d'échec permet de calculer l'efficacité.*

La modélisation du "OU" de ces trente-trois termes de triggers, décrite dans [97], est ensuite appliquée à la simulation. C'est un poids ϵ_{trig} qui est appliquée sur chaque processus simulé, évènement par évènement. Les termes de déclenchement choisis dépendent de plusieurs propriété du muon :

1. demande de critères liés à la trace associée. Le modèle dépend de sa position en z et sa pseudo-rapidité mesurée par le CFT
2. demande de critères liés au muon local. Le modèle dépend de la pseudo-rapidité η_{det} et de l'angle azimutal ϕ
3. demande de critères liés à l'isolation du muon. Le modèle dépend du nombre de jets présents dans l'évènement et de l'impulsion transverse du muon

Du fait de la statistique limitée utilisée pour dériver la paramétrisation et de la complexité de la procédure, on limite la dépendance de ϵ_{trig} aux coordonnées η_{det} et ϕ uniquement.

La stratégie évidente pour augmenter l'acceptance serait de combiner en "OU" logique les triggers "single-muon" avec les triggers de type muon+jet qui correspondent à la topologie étudiée et que l'on comprend bien [98], mais cela est complexe et ne donne pas 100% d'efficacité. Nous procédons donc de la manière suivante. L'analyse est d'abord effectuée avec ces sélections de triggers, puis ces critères sont relâchés. On ne demande plus aucun critère de déclenchement explicites dans les données, ce qui revient à utiliser un "OU" de l'ensemble du système de déclenchement de DØ. La modélisation d'une telle combinaison étant complètement impossible, nous n'appliquons aucun poids à la simulation car l'hypothèse est que le système de déclenchement est efficace à 100%. C'est ce que nous allons maintenant montrer

5.3.2 Nombre d'évènements et normalisation

Comparons tout d'abord l'analyse à exactement deux jets avec et sans critères de déclenchement. On effectue toutes les sélections, et on regarde simplement les chiffres. Si on effectue une normalisation absolue, à sa section efficace totale, de la composante V+jets, l'analyse avec déclenchement donne 6 907 évènements de données et 7 179 évènements attendus, soit un rapport $\frac{\text{observés}}{\text{attendus}}$ de 0,96. Dans la

Triggers muon+jets
MU_JT20_L2M0
MU_KT25_L2M0
MUJ2_JT25
MUJ2_JT25_LM3
MUJ1_JT25_LM3
MUJ1_JT35_LM3

TAB. 5.11 – *Les six termes de déclenchement muon+jet.*

sélection à exactement trois jets, on obtient 1 595 évènements observés pour 1 546 attendus, soit un rapport de 1,03. Les deux rapports "2 jets" et "3 jets" sont compatibles à 7% près.

Retirons maintenant le critère de déclenchement aux données et n'appliquons plus ϵ_{trig} à la simulation. On obtient, dans le canal 2 jets, 10 246 évènements observés et 10 343 attendus, et dans le canal 3 jets 2 383 observés et 2 240 attendus, soit des rapports respectifs $\frac{\text{observés}}{\text{attendus}}$ de 0,99 et 1,06. L'augmentation des nombres d'évènements, d'un facteur 1,48 (1,49) observé et 1,44 (1,45) attendu dans le canal à deux (trois) jets, est cohérente dans les deux canaux. Les rapports augmentent tous deux de 3% et sont donc toujours compatibles à 7% près. Cela suggère une différence de normalisation de 3% entre le cas avec triggers et le cas sans triggers.

5.3.3 Termes de triggers autre que les "single-muon"

Par construction, on sait qu'environ 70% de nos évènements ont été sélectionnés par au moins un trigger single-muon. Afin de s'assurer qu'aucun biais n'est introduit par la méthode que nous nous proposons d'utiliser, il nous faut vérifier quels sont les triggers qui contribuent à récupérer les 30% manquants. Nous recherchons une topologie muon+jets dans laquelle les jets sont des jets de b, donc *a priori* nous sommes sensibles à certains types de triggers que nous classons dans les catégories suivantes :

- single-muon. Ces trente-trois termes sont listés dans le tableau 5.10
- muon+jets. C'est un ensemble de triggers qui comme leur nom l'indique demandent une topologie avec un muon et des jets. Ces six termes sont listés dans le tableau 5.11
- "Higgs". C'est un ensemble de triggers développés par le groupe Higgs qui requièrent principalement des topologies muon+jets. Ces quatorze termes sont listés dans le tableau 5.12
- "b-tagging". C'est un ensemble de triggers développés par le groupe d'identification des jets de b qui sont principalement déclenchés sur des topologies à vertex secondaire et des paramètres d'impact élevés (voir section 5.9). Ces trente-cinq termes sont listés dans le tableau 5.13
- enfin, nous appelons "autres" tous les autres termes de triggers qui sont déclenchés par nos évènements sélectionnés

La figure 5.5 montre lequel de ces groupes domine. Chaque fois qu'un évènement est déclenché par un trigger appartenant à un groupe donné, le compteur correspondant est incrémenté. Si un évènement est déclenché par plusieurs triggers appartenant à des groupes différents, on incrémente le compteur de chaque groupe. Cela permet de connaître en un coup d'oeil les contributions relatives de chaque groupe de triggers.

Comme on le voit, le groupe largement dominant est le groupe des "single-muon", suivi par celui des "muon+jets" et des triggers "Higgs". Les triggers "b-tagging" et "autres" sont minoritaires.

On peut également vérifier le degré de redondance de chacun de ces groupes. L'idéal est qu'un évènement soit simultanément déclenché par un trigger "single-muon", muon+jet ou "Higgs" dont on

Triggers "Higgs"
ZBB_TLM3_2JBID_V
ZBB_TLM3_2LM0
MM1_JT15_HA_TK10
MM1_JT15_HTA_TLM
MUJ1_JT15HA_LM6V
MUJ1_JTHA_TK_LMV
MUJ2_JT14HA_LM6V
MUJ2_JTHA_LM6V
MUJ3_JT15HA
MUJ1_JT15HA_LM6
MUJ1_JT15HA_TK10
MUJ1_JT25
MUJ2_JT15HA_LM6
MUJ2_JT15HA_TK10

TAB. 5.12 – *Les quatorze termes de déclenchement "Higgs".*

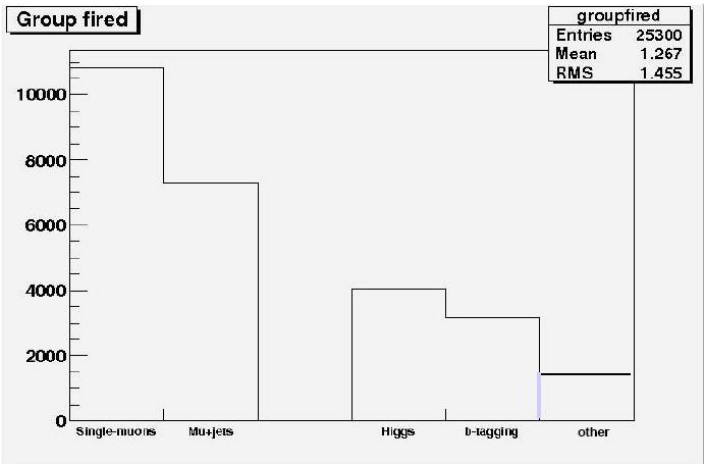


FIG. 5.5 – *Contribution des différents groupes de triggers considérés. Si un évènement est déclenché par plusieurs triggers appartenant à des groupes différents, le compteur de chacun de ces groupes est incrémenté.*

Triggers "b-tagging"	
ZB1_TLM3_2JBID_V	ZB1_JT15HA_TLM8V
E3_SHT122J12VB	ML1_TMM_2IP_IMPV
ML1_TMM_3IP_IMPV	ML1_TMM_4IP_IMPV
MM1_TMM_IMP_2IPV	MM1_TMM_IMP_3IPV
MM1_TMM_IMP_4IPV	ML2_2IPMM_IMP_V
ML2_3IPMM_IMP_V	ML2_4IPMM_IMP_V
ML3_2IPMM_IMP_V	MM1_HI_TMM_2IPV
MM1_HI_TMM_3IPV	MEB1_2IPMM_IMP_V
MEB1_3IPMM_IMP_V	ML1_TMM_IPPHI
MM1_TMM_IPPHI	ML2_MM_IPPHI
MM1_HI_TMM_IPPHI	MEB1_MM_IPPHI
MH5_TMM_2IP_IMPV	MH5_TMM_3IP_IMPV
MH5_TMM_3IP_IMPV	ML1_TLM_2IP_IMPV
ML1_TLM_3IP_IMPV	ML1_TLM_4IP_IMPV
ML1_TLM_3IP_IMPV	ML1_TLM_4IP_IMPV
MM1_HI_TMM_3PV	MM1_TLM_IMP_2IPV
MM1_TLM_IMP_3IPV	MM1_TLM_IMP_4IPV
ZB1_JT_HATKTLMVB	ZB1_TLM3_2JBID_V
MUJ1_2JT12_LMB_V	MUJ1_JTHATK_LMVB
MUJ2_2JT12_LMB_V	MUJ2_JTHATK_LMVB
MUJB_MM0_BID	MU_2T3_L2M_BIDT
MU_J20_L2M_BIDT	MU_JT10_L2M0_BIDT
MEB1_4IPMM_IMP_V	MUJB_MM0_BID
JT1_ACO_MHT_BDV	JT2_3JT15L_IP_VX
MM1_TMM_IMP_2IPV	JT7_3JT15L_IP_VX
MM1_TMM_IMP_2IPV	MUJ1_JTHATK_LMVB
MUJ2_2JT12_LMB_V	MM1_TMM_IMP_2IPV
ZBB_TLM3_2JBID_V	ZBB_JT_HATKTLMV
ZBB_JT_HATKTLMVB	ZBB_TLM3_2JBID_V
MT3_L2M0_MM3_IP	ML1_IPTMM_IMP_V
MM1_IPTMM5_IMPV	MM1_HI_IPTMM

TAB. 5.13 – *Les trente-cinq termes de déclenchement "b-tagging".*

connaît bien le comportement. La figure 5.6 montre le degré de redondance du système de déclenchement. En d'autres termes, il s'agit pour chaque évènement de repertorier les triggers qui l'ont déclenché et de compter le nombre de groupes auxquels appartiennent ces triggers. On voit que la redondance est élevée, la majorité des évènements étant déclenchée simultanément par au moins deux groupes différents. Au total, 11,5% des évènements avant étiquetage des b ne sont déclenchés ni par des triggers "single-muon", ni par des "muon+jets". Parmi ces 11,5%, 54,8% sont déclenchés par des triggers "Higgs". 3% seulement sont déclenchés par exactement un trigger. On peut donc en conclure que l'inefficacité du système de déclenchement est inférieure à 3%.

Répétons ce raisonnement après étiquetage des b. L'échantillon le plus sensible est celui dans lequel on demande exactement deux jets étiquetés. Parmi ces évènements, 9% ne sont déclenchés ni par des "single-muon", ni par des "muon+jets". 45% de ces 9% sont déclenchés par un trigger "Higgs". 1,6% des évènements sont déclenchés par exactement un seul trigger n'appartenant pas à ces deux groupes. On en conclut donc que dans l'échantillon doublement étiqueté, l'inefficacité potentielle est inférieure à 2%.

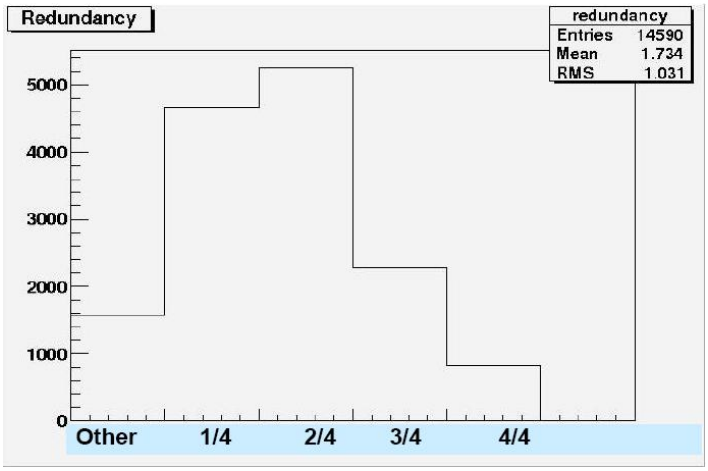


FIG. 5.6 – *Degré de redondance des groupes de triggers. Le groupe "autre" n'est pas considéré. La majorité des évènements est déclenchée simultanément par au moins deux groupes différents. 11,5% des évènements avant étiquetage des b ne sont déclenchés ni par des triggers "single-muon", ni par des muons+jets.*

Résumons. Avant étiquetage des b, 89% des évènements sont déclenchés par des "single-muon" ou des muon+jets. Après étiquetage des b, cette proportion est de 91%. Environ 7% sont récupérés par les triggers "Higgs". Au final, l'inefficacité totale est donc compatible avec 100% à 2% près après double étiquetage des b.

5.3.4 Étude des biais de forme

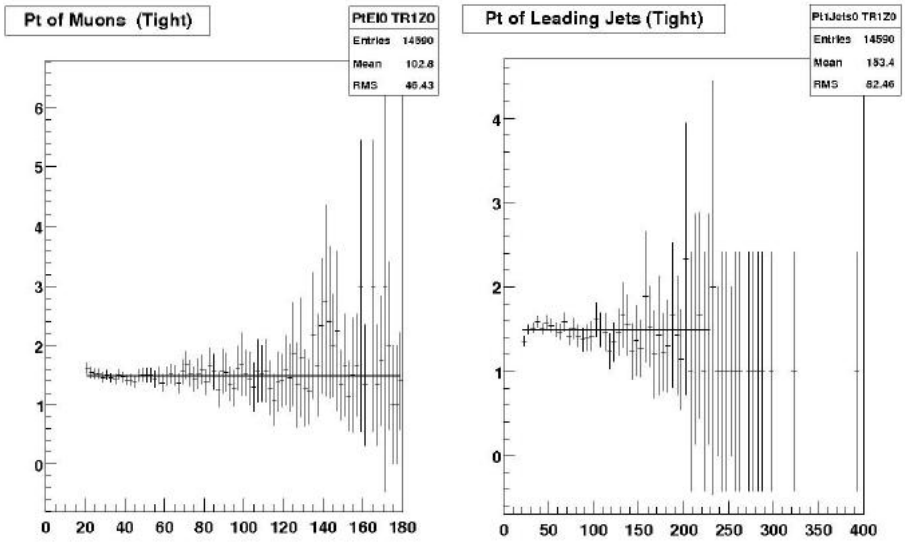
Nous venons de voir qu'en termes de normalisation et d'inefficacité, nous sommes compatibles avec 100% à 2-3% près. Il faut maintenant vérifier qu'aucun biais de forme n'est introduit par notre traitement. En effet, si l'hypothèse 100% d'efficacité est correcte, la forme des distributions de données ne devrait pas changer si l'on relâche les critères de déclenchement.

La figure 5.7 montre le rapport $\frac{\text{sans trigger}}{\text{avec trigger}}$ des distributions de l'impulsion transverse du muon et des deux jets de plus haut p_T dans les données réelles. Comme près de 90% de nos évènements sont déclenchés par des "single-muon" et des muons+jets, un biais de forme peut venir sur les coupures en p_T contenues dans la liste de critères de certains termes de triggers, tout particulièrement sur les jets.

C'est pourquoi on contrôle les distributions d'impulsion transverse. On ajuste une constante sur ces rapports. On constate qu'aucun deviation majeure n'est visible par rapport aux erreurs statistiques, ce qui conforte l'hypothèse qu'aucun biais n'est introduit.

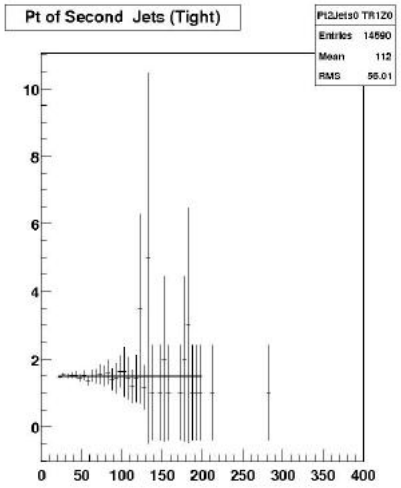
5.3.5 Comparaisons données et simulation

En dernière vérification, comparons les distributions de quelques variables dans les données et la simulation. Dans le cas avec trigger on demande que les données soient déclenchées par le "OU" des trentre-trois triggers "single-muon" listés dans le tableau 5.10, et on applique le poids correspondant à la simulation. Dans le cas sans trigger on accepte tous les évènements de données qui passent les sélections et on n'applique aucune correction à la simulation. Les figures 5.8 et 5.9 montrent les distributions de l'impulsion transverse du muon, de l'énergie transverse manquante, de la masse transverse du boson W et de la masse des deux jets de b, respectivement avec et sans critères de déclenchement pour l'échantillon avec exactement deux jets. Les figures 5.10 et 5.11 montrent ces mêmes distributions pour l'échantillon avec exactement trois jets. Le déclenchement a une faible influence sur la forme et sur la description des données par la simulation. Les distributions sont bien décrites lorque l'on relâche les critères de déclenchement.



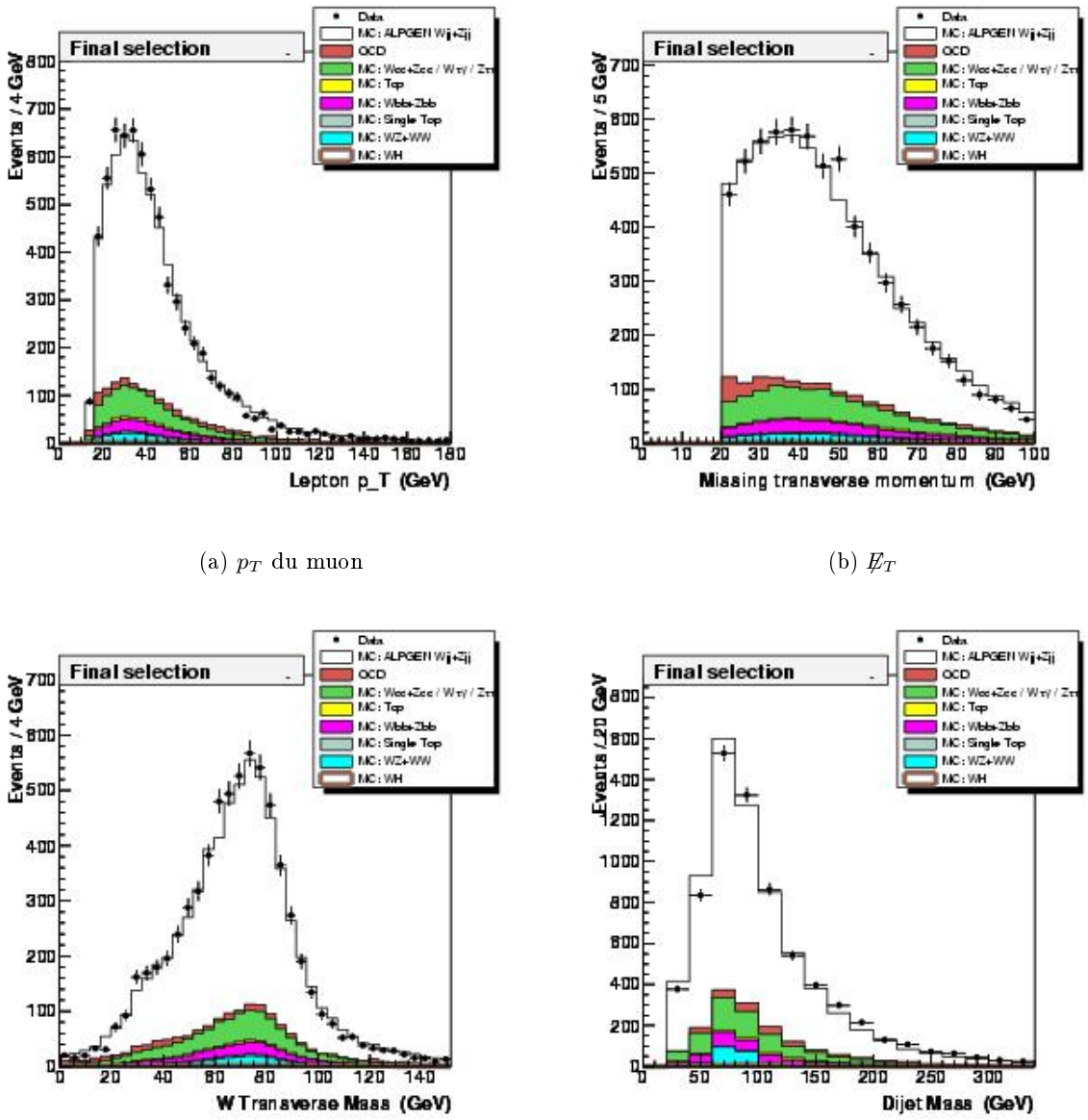
(a) p_T du muon

(b) p_T du jet de plus haut p_T



(c) p_T du deuxième jet de plus haut p_T

FIG. 5.7 – *Rapport des distributions sans trigger à celles obtenues avec trigger pour (a) l'impulsion transverse du muon, (b) l'impulsion transverse du jet de plus haut p_T et (c) l'impulsion transverse du deuxième jet de plus haut p_T, dans les données. On ajuste une constante sur ces rapports. Aucune déviation majeure n'est visible par rapport aux erreurs statistiques sur les distributions.*



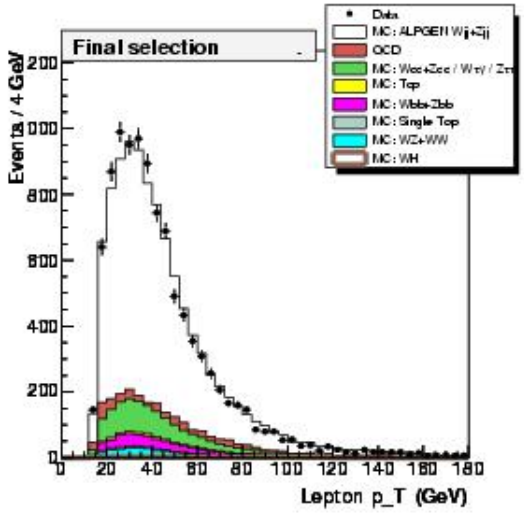
(a) p_T du muon

(b) $\not\!\!E_T$

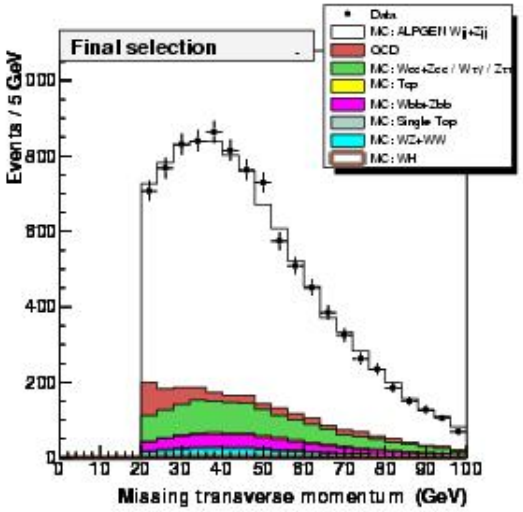
(c) masse transverse du W

(d) masse du sytème di-jet

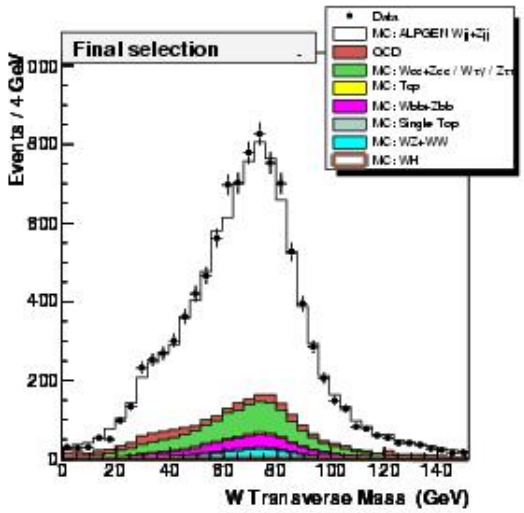
FIG. 5.8 – *Comparaison des données et de la simulation pour (a) l'impulsion transverse du muon, (b) l'énergie transverse manquante, (c) la masse transverse du boson W et (d) la masse du système di-jet avec critères de déclenchement "single-muon", pour l'échantillon à exactement deux jets.*



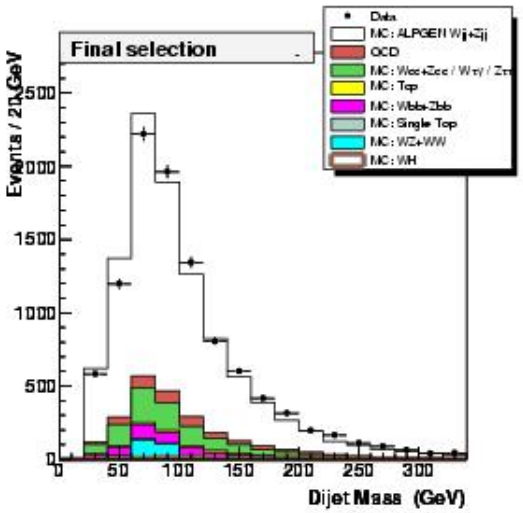
(a) p_T du muon



(b) $\not\!\!E_T$

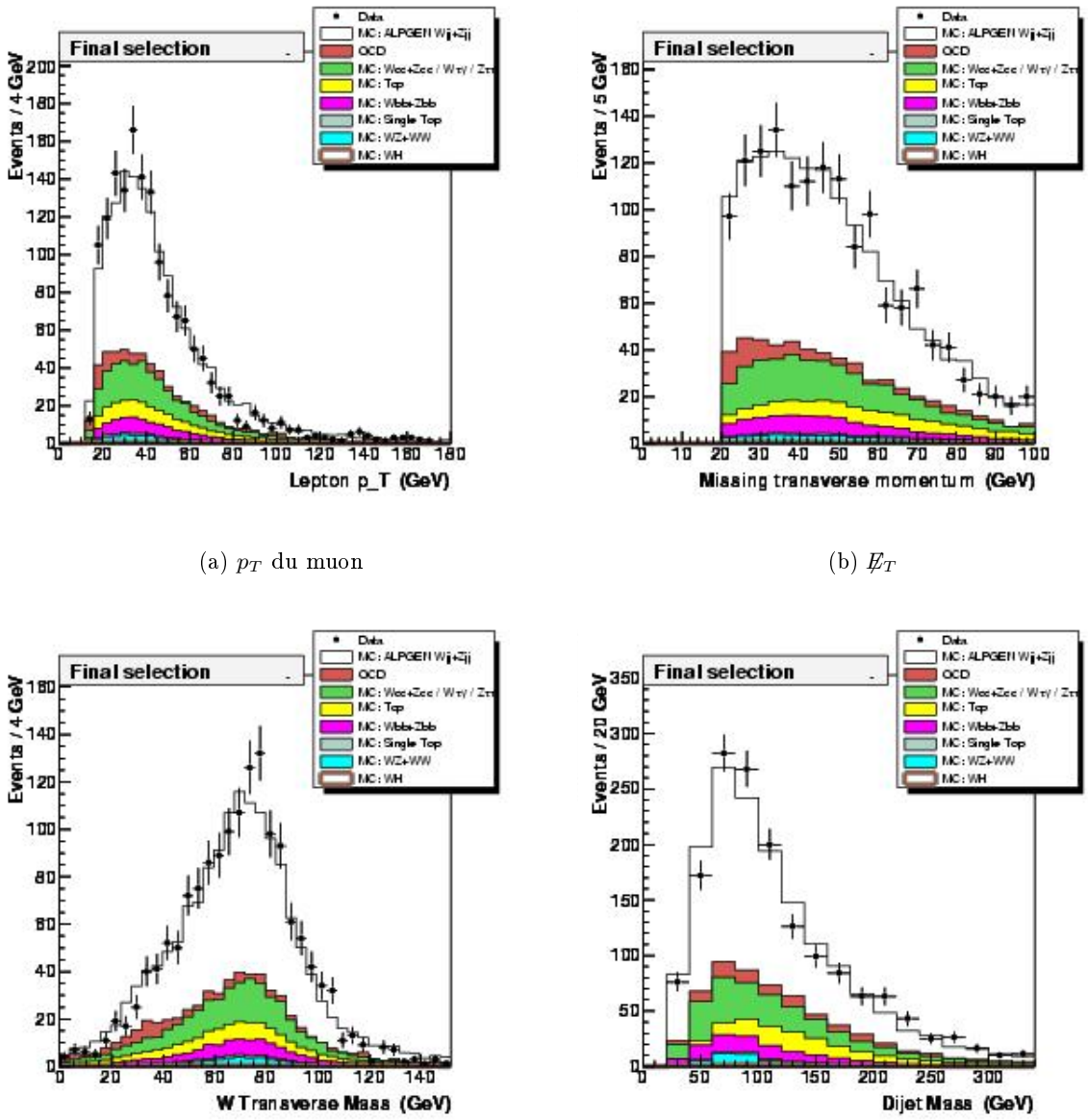


(c) masse transverse du W



(d) masse du sytème di-jet

FIG. 5.9 – *Comparaison des données et de la simulation pour (a) l'impulsion transverse du muon, (b) l'énergie transverse manquante, (c) la masse transverse du boson W et (d) la masse du système di-jet sans critères de déclenchement, pour l'échantillon à exactement deux jets.*



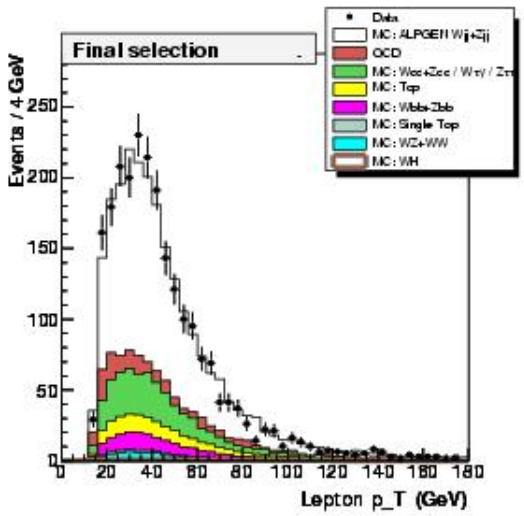
(a) p_T du muon

(b) $\not\!\!E_T$

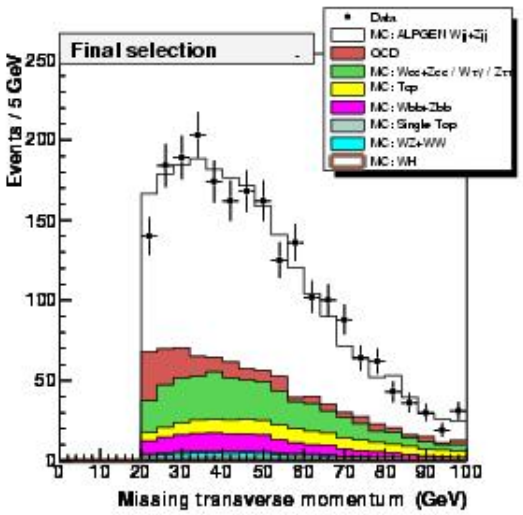
(c) masse transverse du W

(d) masse du sytème di-jet

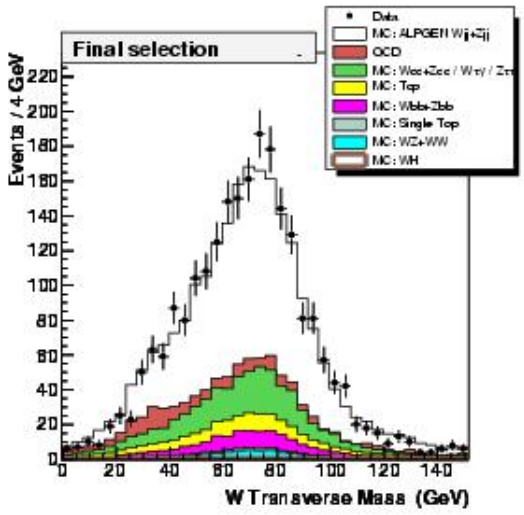
FIG. 5.10 – *Comparaison des données et de la simulation pour (a) l'impulsion transverse du muon, (b) l'énergie transverse manquante, (c) la masse transverse du boson W et (d) la masse du système di-jet avec critères de déclenchement "single-muon", pour l'échantillon à exactement trois jets.*



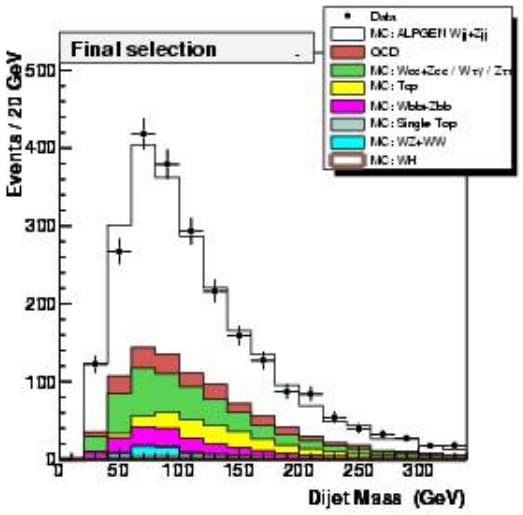
(a) p_T du muon



(b) $\not\!\!E_T$



(c) masse transverse du W



(d) masse du sytème di-jet

FIG. 5.11 – *Comparaison des données et de la simulation pour (a) l'impulsion transverse du muon, (b) l'énergie transverse manquante, (c) la masse transverse du boson W et (d) la masse du système di-jet sans critères de déclenchement, pour l'échantillon à exactement trois jets.*

5.3.6 Conclusion sur le déclenchement

Nous avons montré que ne faire aucune sélection explicite de déclenchement n'introduit aucun biais dans notre échantillon. Nous adoptons donc cette méthode qui revient en fait à faire un "OU" logique de l'ensemble des triggers de DØ. Nous avons également montré que les formes des distributions ne souffrent d'aucune distortion majeure.

Cette étude montre que le système de déclenchement de DØ est efficace à 100% à environ 3% près. De manière conservative, nous associons à cette technique une erreur systématique de 5% qui couvre ces différences de normalisation et des différences potentielles dans la forme des distributions.

Cette approche présente deux avantages majeurs :

- elle permet d'augmenter considérablement la statistique disponible pour l'analyse. Cela est particulièrement important car l'étiquetage des jets de b la réduit fortement.
- elle permet un gain important en sensibilité. On définit la significativité s par le rapport du nombre d'évènements de signal attendus par le nombre d'évènements de bruit de fond attendus :

$$s = \frac{N_{\text{signal}}}{\sqrt{N_{\text{bruit de fond}}}} \tag{5.6}$$

  Après normalisation nous obtenons 6 907 (1 595) évènements de bruit de fond contre 2,41 (0,61) de signal dans l'échantillon à deux (trois) jets avec déclenchement single-muon, soit s = 0,029 (0,015). Sans critères explicites de déclenchement on obtient 10 246 (2 383) évènements de bruit de fond contre 3,23 (0,82) de signal soit s = 0,032 (0,017). L'analyse est donc plus sensible sans critères de déclenchement explicites

5.4 Pré-sélection des évènements

Nous allons maintenant aborder la pré-sélection des évènements. Nous recherchons un état final qui contient les produits de la désintégration d'un boson W, soit un lepton isolé et de l'énergie transverse manquante qui est la manifestation de l'énergie emportée par le neutrino. Comme il y a deux jets dans l'état final recherché, nous analysons d'abord les évènements dans lesquels il y a exactement deux jets. Pour augmenter la sensibilité de l'analyse, nous analysons également séparément les évènements dans lesquels il y a exactement trois jets. C'est une nouveauté de cette analyse par rapport à ses précédentes incarnations.

5.4.1 Vertex d'interaction principal

Afin de s'électionner des évènements ayant une bonne qualité de reconstruction nous faisons les sélections suivantes sur le vertex primaire :

- coupure sur sa coordonnée z afin de s'assurer que l'on est dans la partie centrale du SMT : $|z|_{PV} < 60\,\text{cm}$
- au moins trois traces attachées
- distance en z avec le muon "lâche" (voir paragraphe 5.4.2) inférieure à 1 cm afin d'augmenter le rejet des muons cosmiques

5.4.2 Muon

Nous étudions le canal dans lequel le boson W se désintègre en un muon et un neutrino. Le rapport d'embranchement de cette désintégration est de 10,57%. Comme le W n'est pas observable

directement, nous recherchons ses produits de désintégration, dont l'un est un muon isolé. Nos critères d'identification (voir le paragraphe 3.1 pour leur définitions) sont les suivants :

- la qualité du muon est Medium nseg3
- il doit avoir une trace centrale associée dont la qualité est trackmedium
- il doit répondre au critère d'isolation

$$\Delta R(\text{muon,jet le plus proche}) > 0{,}5 \tag{5.7}$$

  Ce critère est essentiel pour rejeter les muons provenant de désintégrations semi-leptoniques qui eux se trouvent à l'intérieur du cône d'un jet, alors qu'un muon produit par un W est isolé
- il ne doit pas venir du rayonnement cosmique. Nous utilisons pour rejeter les muons cosmiques des coupures basées sur le temps que met la particule à voyager entre deux détecteurs, comme décrit au paragraphe 2.2.6
- coupure sur la pseudo-rapidité pour s'assurer que le muon est bien dans la couverture des trajectographes et du système à muons : $|\eta^{\mu}| > 2$. Cette coupure est en fait implicitement liée à la couverture du système à muons.
- coupure sur l'impulsion transverse : $p_T^{\mu} > 15\,\text{GeV}$

Nous appelons les muons qui répondent à ces critères de sélection des muons lâches ou *loose*. Nous demandons qu'exactement un et un seul muon loose soit présent dans l'évènement afin de réduire le bruit de fond $Z^0 \to \mu\mu$ et $t\bar{t}$ dans le canal di-lepton.

Le critère d'isolation demandé peut néanmoins être optimisé. Il est en effet possible qu'un muon ne soit pas "dans un jet" tout simplement parce que le jet n'a pas été reconstruit. Un tel muon passe la sélection loose, mais en réalité il n'est pas isolé et ne provient pas d'un boson W. Nous définissons alors un critère dit serré ou *tight*. Un muon tight satisfait aux conditions loose, mais en plus on demande que son isolation soit de type TopP14, c'est-à-dire

$$\begin{aligned} ScaledTrackHalo &< 0{,}06 \\ ScaledCalorimeterHalo &< 0{,}08 \end{aligned} \tag{5.8}$$

Ce faisant nous augmentons les chances que le muon soit isolé et provienne donc vraiment d'un boson W. Les évènements qui passent les coupures d'isolation mais dans lesquels le muon ne provient pas d'un W constituent le bruit de fond QCD, dont l'estimation est présentée en détail au paragraphe 5.7.

Nous avons donc au final deux échantillons. L'échantillon loose n'est pas utilisé pour l'analyse finale car il souffre d'une forte contamination de bruit de fond QCD. Il sert d'échantillon de contrôle et est utilisé dans le calcul du bruit de fond QCD. L'échantillon tight a une statistique plus réduite mais une sensibilité bien plus grande car le bruit de fond QCD y est considérablement plus petit, comme on peut le voir sur la figure 5.12.

Sur l'échantillon simulé WH, l'efficacité de la sélection lâche est de 94,4%. L'efficacité de la sélection serrée par rapport à la sélection lâche est de 77,8% sur les données et de 85,1% sur le signal simulé.

Sauf lorsque c'est explicitement mentionné, toutes les distributions montrées dans ce manuscrit sont produites à partir de l'échantillon à critères d'isolation serrés ("final selection").

5.4.3 Jets

La signature du Higgs dans le canal étudié est une paire de jets. La majeure partie de la sensibilité provient des évènements dans lesquels il y a exactement deux jets, mais on peut l'améliorer en analysant aussi les évènements avec exactement trois jets. On effectue ces analyses séparément afin de maximiser

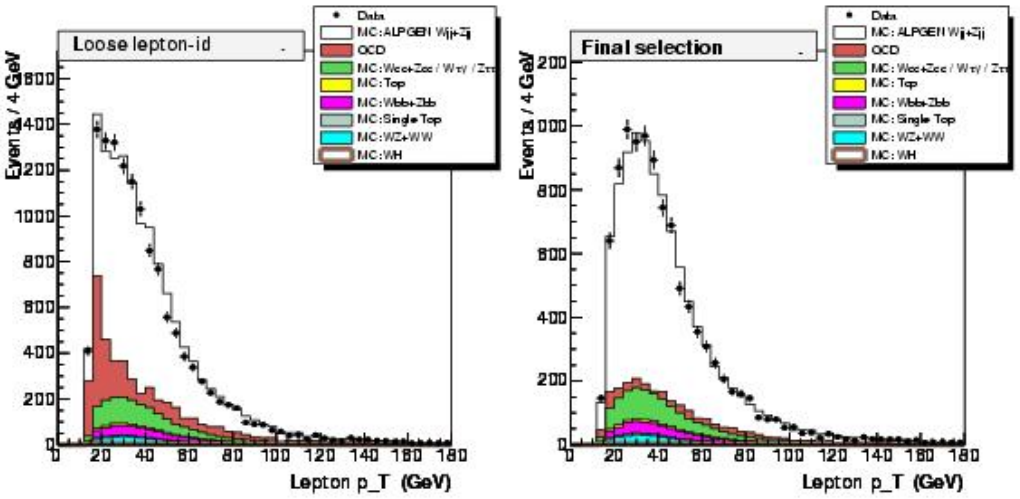


FIG. 5.12 – *Impulsion transverse du muon avec isolation lâche (à gauche) et serrée ("final selection", à droite). Le bruit de fond QCD est en rouge. Comme on le voit, il est bien plus petit dans l'échantillon avec isolation serrée. C'est donc celui-ci qu'on utilise pour l'analyse finale.*

le rapport $\frac{\text{signal}}{\sqrt{\text{bruit}}}$, et on les combine lors du calcul final de la limite sur la section efficace de production du Higgs.

On utilise des jets de rayon $R = 0{,}5$. On applique d'abord les corrections en énergie JES sur les jets présents dans l'évènement. Toutes les corrections présentées au chapitre 4 sont appliquées. La correction semi-muonique est elle aussi appliquée. La version décrite dans la section 4.5 n'étant pas encore officiellement approuvée par la collaboration, nous utilisons son ancienne version. Les muons utilisés pour la correction sont similaires aux muons lâches, mais

- on inverse le critère d'isolation. Le muon doit être à l'intérieur d'un jet, soit

$$\Delta R(\text{muon,jet le plus proche}) < 0{,}5 \tag{5.9}$$

- on ne demande aucune coupure en p_T, un muon dans un jet pouvant avoir une impulsion transverse très petite. Comme on l'a montré au paragraphe 4.5.2, c'est alors le neutrino qui emporte la majeure partie de l'énergie et la correction appliquée au jet est plus grande. Il est donc important de ne pas appliquer de coupure en p_T sur les muons qui entrent dans la correction semi-muoniques

Une fois l'énergie des jets calibrée, on requiert les critères suivants :

- exactement deux ou trois jets dans l'évènement. Ces deux échantillons sont analysés séparément
- les coupures d'identification des jets tels que citées au paragraphe 3.4.6 doivent être satisfaites
- coupure en pseudo-rapidité. On demande $|\eta_{det}^{jet}| < 2{,}5$
- nettoyage de la région inter-cryostat. Certaines zones de cette région sont très bruitées, on rejette donc les évènements contenant des jets qui sont trouvés dans cette régions. Ces coupures introduisent une inefficacité de 0,2% sur les données
- coupure sur l'impulsion transverse. Le jet de plus haut p_T doit avoir $p_T > 25\,\text{GeV}$. Le deuxième (et le troisième dans l'échantillon à exactement trois jets) doivent avoir $p_T > 20\,\text{GeV}$

Lorsque l'on demande exactement deux jets, l'efficacité de cet ensemble de sélections est de 74,2% sur l'échantillon simulé WH après skimming.

Sauf si cela est mentionné explicitement, tous les chiffres et toutes les distributions montrés dans ce document concernent l'échantillon à exactement deux jets.

5.4.4 Énergie transverse manquante

Nous demandons de l'énergie transverse manquante dans l'évènement car le neutrino qui provient du boson W ne dépose pas d'énergie dans le détecteur. La sélection de $\not\!\!E_T$ s'effectue en dernier car comme nous l'avons vu au paragraphe 3.3, l'effet des corrections JES, de la calibration en énergie des électrons et des photons et du faible dépôt d'énergie des muons dans le calorimètre doit y être propagé. Afin d'éviter une double correction, les muons qui sont utilisés dans la correction semi-muonique ne sont pas pris explicitement en compte dans la correction de $\not\!\!E_T$ pour les muons, car ils sont déjà dans la propagation des corrections JES. Après propagation, nous demandons $\not\!\!E_T > 20\,\text{GeV}$. L'efficacité de cette coupure est de 89,5% dans l'échantillon à exactement deux jets, pour les évènements simulés WH.

5.4.5 Boson W

On reconstruit le boson W à partir de ses produits de désintégration. La quadri-impulsion du W est définie comme la somme de la quadri-impulsion du muon et de l'énergie transverse manquante. On néglige les projections selon la direction z qui sont inconnues. On a donc

$$\not\!\!E_T = \sqrt{(\not\!\!E_T^x)^2 + (\not\!\!E_T^y)^2} p_T^\mu = \sqrt{(p_x^\mu)^2 + (p_x^\mu)^2} \tag{5.10}$$

On définit la masse transverse du boson W comme

$$m_T^W = \sqrt{(\not\!\!E_T + p_T^\mu)^2 - (\not\!\!E_T^x + p_x^\mu)^2 - (\not\!\!E_T^y + p_y^\mu)^2} \tag{5.11}$$

5.4.6 Masse du système di-jet

La variable la plus importante de cette analyse est la masse invariante du système di-jet. C'est elle que l'on "scanne" à la recherche d'un signal. On la définit toujours comme la masse du système constitué des deux jets de plus haute impulsion transverse jet1 et jet2, y compris dans l'échantillon à exactement trois jets. Son expression est

$$m^{(jet1,jet2)} = \sqrt{(E^{jet1} + E^{jet2})^2 - (p_x^{jet1} + p_x^{jet2})^2 - (p_y^{jet1} + p_y^{jet2})^2 - (p_z^{jet1} + p_z^{jet2})^2} \tag{5.12}$$

5.4.7 Coupures d'optimisation

Nous requérons des coupures supplémentaires afin d'optimiser la sensibilité de l'échantillon obtenu avec les coupures précédentes. Ces coupures sont au nombre de trois et sont les suivantes :

1. coupure sur la variable H_T qui est la somme scalaire de l'impulsion transverse de tous les jets dans l'évènement :

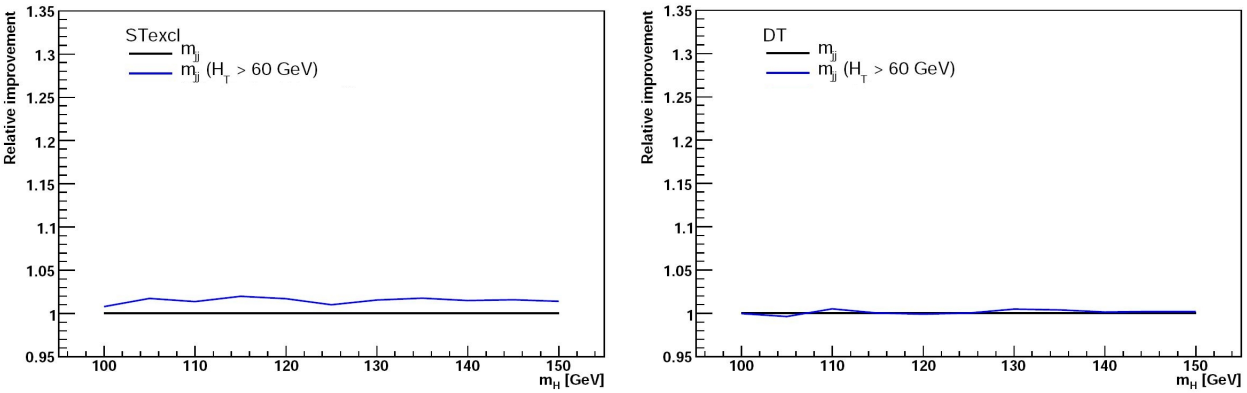
$$h_T = \sum_{\text{jets}} p_T^{\text{jet}} \tag{5.13}$$

Nous demandons $H_T > 60\,\text{GeV}$. L'efficacité de cette coupure est de 72% sur les donnés et de 95,3% sur l'échantillon WH simulé. La figure 5.13 montre le gain en sensibilité apporté par cette coupure après étiquetage des b (voir section 5.9). Il est d'environ 2% sur l'échantillon avec un jet de b identifié et nul sur l'échantillon avec deux jets de b identifiés.

2. veto sur un deuxième lepton de saveur différente. Afin de rejeter les évènements de bruit de fond de type $t\bar{t}$ di-lepton, on demande que les évènements qui passent les coupures d'identification ne contiennent pas d'électrons d'impulsion transverse supérieure à 15 GeV satisfaisant $|\eta^e_{det}| < 3$. Dans l'échantillon à exactement deux jets seuls 31 évènements de données sont rejetés par cette coupure soit environ 0,3% du total. En revanche le bruit de fond $t\bar{t}$ passe de 128,60 à 105,28 évènement soit une réduction de 18,1%. Le signal est réduit lui aussi de 0,3%. Dans l'échantillon à exactement trois jets, on perd 0,3% de données, 3% de $t\bar{t}$ et 0% de signal
3. "coupure triangulaire". Afin de réduire le bruit de fond QCD, on impose un critère qui dépend de l'énergie transverse manquante et de la masse transverse du boson W. On demande

$$m_T^W > -0{,}5\,\not\!\!E_T + 40 \tag{5.14}$$

Cela permet de rejeter la majorité du bruit de fond QCD qui s'accumule à basse masse transverse du W et à basse énergie transverse manquante. Les données sont réduites de 12% et le bruit de fond QCD de 75% alors que le signal n'est réduit que de 5%



(a) un seul jet de b

(b) deux jets de b

FIG. 5.13 – *Gain apporté par la coupure sur H_T en fonction de la masse du Higgs recherché (a) dans l'échantillon avec un seul jet de b identifié et (b) dans l'échantillon avec deux jets de b identifiés. Le gain est calculé en comparant la valeur de la limite sur la section efficace de production du Higgs en association avec un W avant et après la coupure, sans prendre en compte les erreurs systématiques. La ligne noire représente la référence sans coupure, et la ligne bleue (supérieure) le cas avec coupure. L'amélioration en pourcent est montré sur l'axe vertical. Le gain est d'environ 2% sur l'échantillon avec un seul jet de b.*

L'efficacité combinée de toutes les coupures qui viennent d'être citées est de 49,7% sur l'échantillon WH simulé.

Données	Simulation
$6{,}85 \pm 0{,}12\,\text{GeV}$	$4{,}84 \pm 0{,}03\,\text{GeV}$

TAB. 5.14 – *Largeur du pic du Z^0 dans les données et la simulation, sans correction de la résolution de la simulation. Ces chiffres correspondent à la largeur d'une double gaussienne ajustée sur le pic du Z^0. On comprend le besoin de corriger la simulation, la distribution y étant beaucoup plus étroite que dans les données.*

5.5 Traitements spéciaux appliqués à la simulation

Afin d'éviter tout biais de sélection, nous appliquons exactement les mêmes coupures aux échantillons simulés. Néanmoins, des différences de traitement apparaissent du fait que la simulation ne peut pas décrire les données telle quelle. L'efficacité de reconstruction par exemple, est souvent plus forte dans la simulation que dans les données car la présence de matériau mort est parfois mal connue ou mal modélisée, et le détecteur simulé est meilleur que le détecteur réel. Ces effets qui génèrent des différences entre la simulation et les données sont étudiés par la collaboration, et la simulation est corrigée en conséquence. Les effets suivants sont pris en compte :

- la résolution en énergie des muons simulés est trop bonne par rapport à celle des données
- l'efficacité de reconstruction du muon est différente dans la simulation et les données
- la résolution en énergie des jets simulés est trop bonne par rapport à celle des données. De plus les corrections JES ne sont pas absolument identiques dans les deux cas et il existe également certaines différences de reconstruction

Chacune de ces corrections est décrite dans cette section.

5.5.1 Résolution en énergie des muons

La résolution en énergie des muons est meilleure dans la simulation que dans les données, ce qui entraîne une mauvaise description de ces dernières si l'on ne corrige pas cet effet. Le groupe chargé de l'identification des muons (MuonID) fournit un outil qui permet d'ajuster la résolution de la simulation sur celle des données [54] [99] . On procède par étalement, ou *smearing*, de l'impulsion transverse du muon afin de dégrader sa résolution dans la simulation.

On utilise des évènements $Z^0 \to \mu\mu$ de données et simulés pour calculer l'étalement qu'il faut appliquer à la simulation. On demande que les muons aient une trace centrale associée. Le tableau 5.14 donne la largeur de la masse invariante du boson Z^0 reconstruit à partir des deux muons dans les données et la simulation, après ajustement d'une double gaussienne sur la distribution.

On transforme le rapport charge / impulsion transverse $\frac{q}{p_T^\mu}$ de la simulation de cette manière :

$$\frac{q}{p_T^\mu} \to \frac{q}{p_T^\mu} + \left(A + \frac{B}{p_T^\mu}\right) G \tag{5.15}$$

où A et B sont des paramètres et G un nombre aléatoire distribué de façon gaussienne autour de zéro. La résolution dépend de la présence de coups dans le SMT et de la pseudo-rapidité de la trace centrale détectée, donc A et B aussi. De plus, il y a eu un 2004 un arrêt du Tevatron et une intervention sur le détecteur qui a résulté en un changement de résolution, comme le montre la figure 5.14. A et B sont donc déterminés séparément pour les deux périodes, avant et après l'arrêt de 2004. Le tableau 5.15 donne les valeurs de A et B pour la période précédant l'arrêt.

Les figures 5.15 et 5.16 montrent respectivement l'impulsion transverse du muon et la masse transverse du boson W avant et après adjonction de smearing. On constate que sans smearing, les

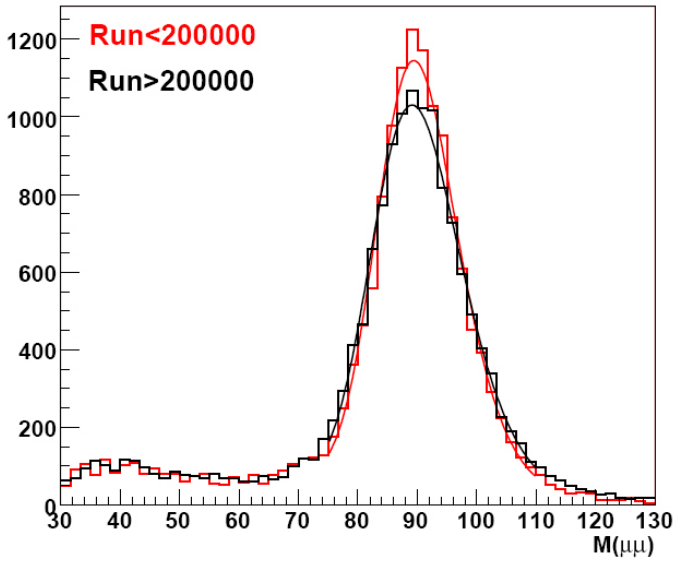
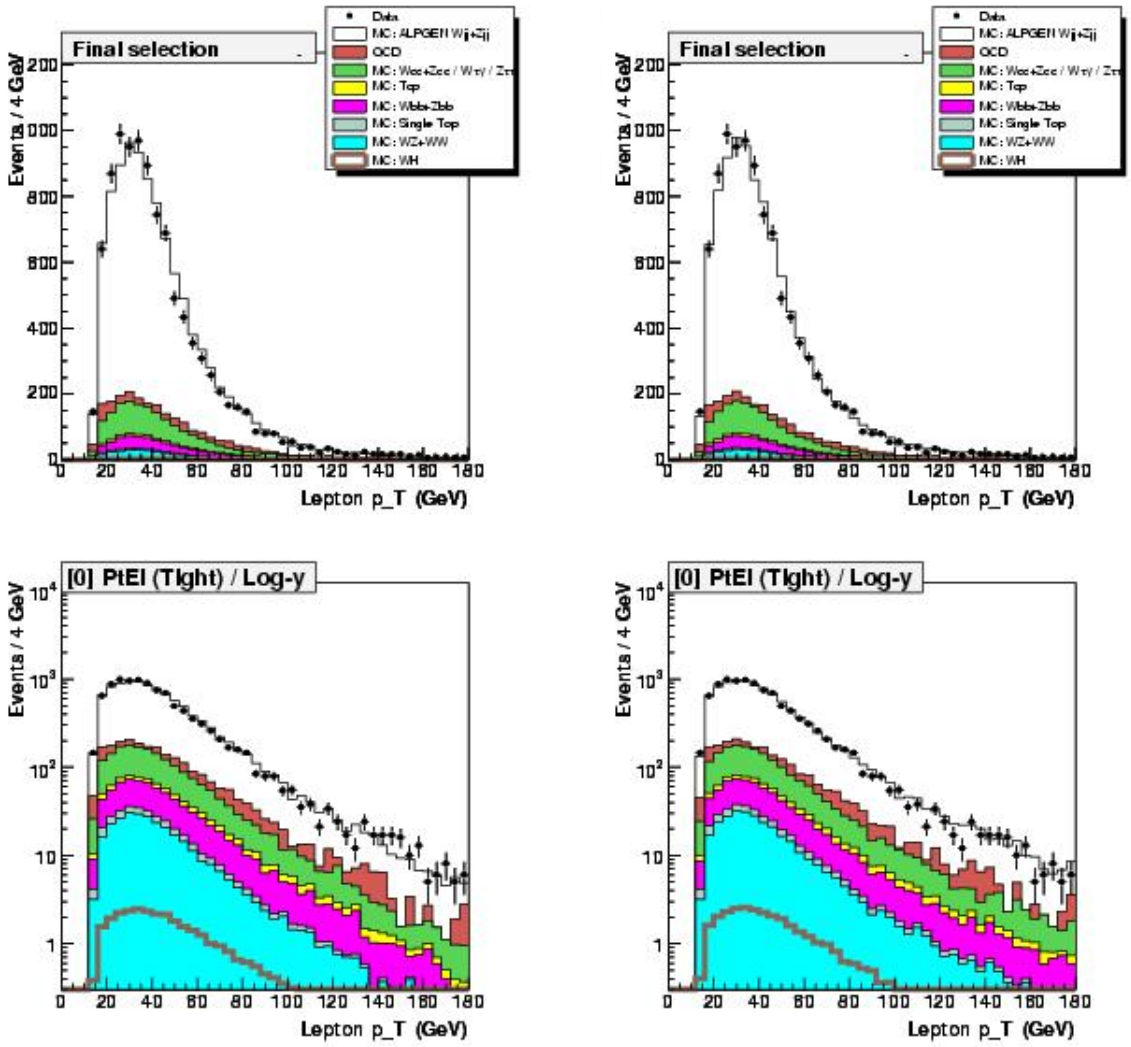


FIG. 5.14 – *Pic du Z^0 avant (courbe rouge plus piquée) et après (courbe noire plus large) intervention sur le détecteur en 2004. La résolution s'est dégradée à cause d'un mauvais réalignement des détecteurs. En conséquence, les paramètres de smearing sont déterminés avant et après cette intervention.*

Cas considéré	A	B
Coups dans le SMT et $\lvert\eta^{mu}_{CFT}\rvert < 1{,}6$	0,00313	-0,0563
Coups dans le SMT et $\lvert\eta^{mu}_{CFT}\rvert > 1{,}6$	0,00273	-0,0491
Pas de coups dans le SMT	0,00509	-0,0916

TAB. 5.15 – *Paramètres de* smearing *pour la période d'avant l'arrêt de 2004.*

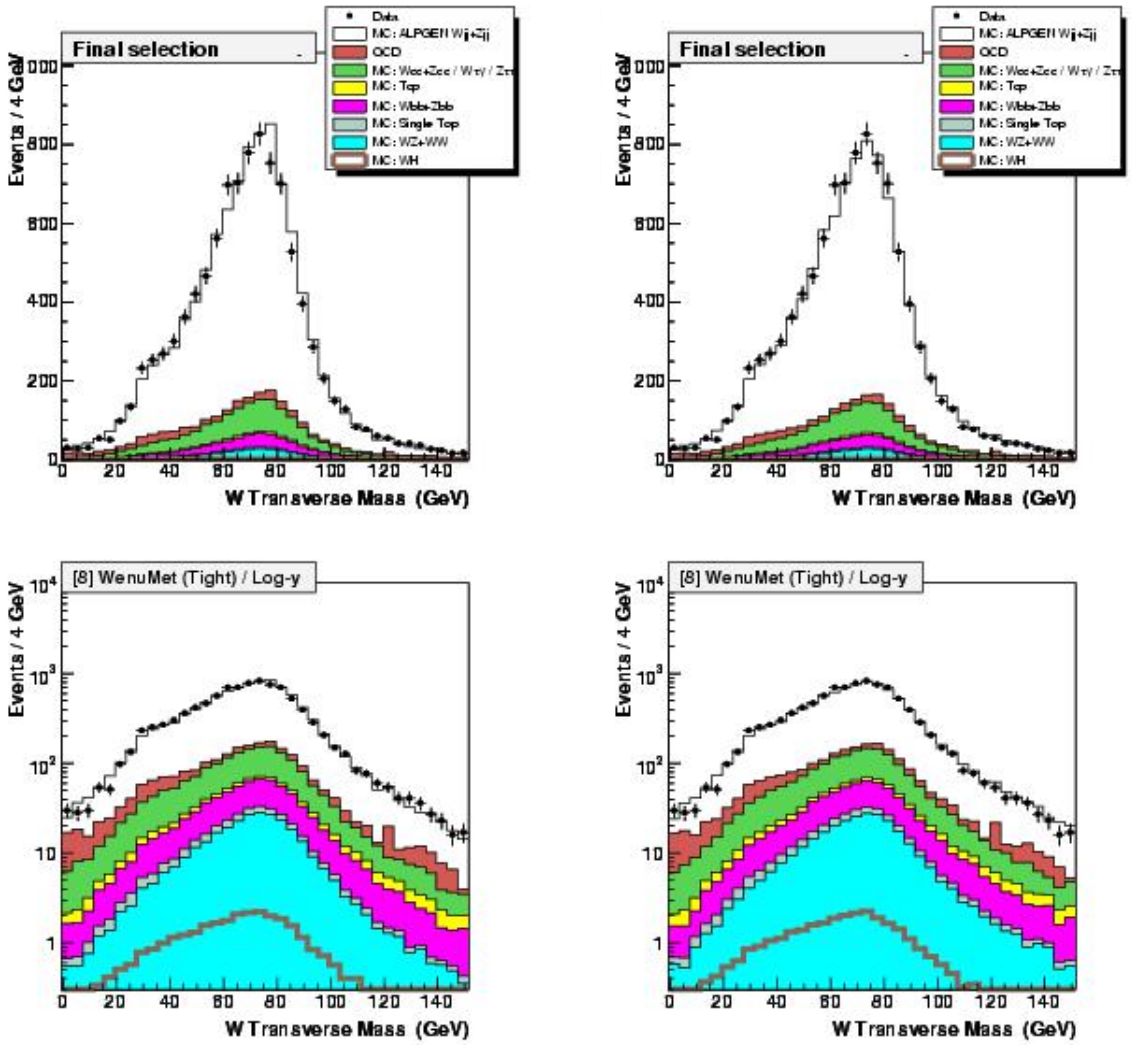
queues à haut p_T^μ sont mal décrites par la simulation car les distributions simulées sont trop étroites et il y a alors plus d'évènements observés que d'attendus dans ces queues. Un effet similaire est observé dans la masse du W, dont le pic est également mal décrit. Cela montre que la résolution des muons n'est pas la même dans les données et la simulation. L'accord s'améliore après application du smearing, ce qui montre qu'une fois corrigée la résolution de la simulation est proche de celle des données.



(a) sans smearing

(b) avec smearing

FIG. 5.15 – *Impulsion transverse du muon (a) avant et (b) après correction de la résolution de la simulation. Le graphe du haut est en échelle linéaire, celui du bas est en échelle logarithmique pour l'axe y. La simulation décrit mieux les données dans le cas avec smearing. Cela est particulièrement visible sur le graphe à l'échelle semi-logarithmique pour les points situés au-delà de* 120 GeV. *Sans smearing, la simulation est trop basse par rapport aux données ; avec smearing, l'accord est amélioré.*



(a) sans smearing

(b) avec smearing

FIG. 5.16 – *Masse transverse du W (a) avant et (b) après correction de la résolution de la simulation. Le graphe du haut est en échelle linéaire, celui du bas est en échelle logarithmique pour l'axe y. La simulation décrit mieux les données dans le cas avec smearing sur l'ensemble de la distribution.*

5.5.2 Différences d'efficacité de reconstruction

On applique des facteurs d'échelle à la simulation afin de corriger les différences d'efficacité de reconstruction entre données et simulation. Ces facteurs d'échelle se présentent sous la forme d'un poids calculé évènement par évènement. On corrige la simulation pour

- l'identification des muons de qualité Medium nseg3. Le facteur d'échelle SF_{qual} correspondant est une fonction des coordonnées ϕ^{μ} et η^{μ}_{det}
- l'identification des traces associées de qualité track medium. Le facteur d'échelle SF_{trk} correspondant est une fonction des coordonnées z et η_{CFT} de la trace.
- l'isolation des muons. On applique un facteur d'échelle SF_l qui dépend de p_T^{μ} et du nombre de jets dans l'évènement pour le critère "ΔR", et un facteur d'échelle SF_t qui dépend de η^{μ} pour le critère d'isolation serré.

Sur l'échantillon WH avec $m_H = 115\,\text{GeV}$, on a en valeur moyenne $SF_{qual} = 0{,}9758$, $SF_{trk} = 0{,}9248$, $SF_l = 1{,}028$ et $SF_t = 1{,}002$.

5.5.3 Reconstruction, calibration et résolution des jets

En plus de la différence d'efficacité de reconstruction entre les données et la simulation, les jets souffrent d'autres effets qui peuvent biaiser la comparaison finale des données à la simulation. Ainsi, la calibration et la résolution en énergie ne sont pas les mêmes dans les données et la simulation. La collaboration a donc développé une procédure de correction, appelée *JSSR* pour *Jet Smearing, Shifting and Removal* et qui est ici brièvement introduite. Elle repose sur l'analyse du comportement de la variable ΔS dans des évènements photon+jet de données et de simulation dans lesquels on demande exactement un photon et exactement un jet dos-à-dos. On utilise également des évènements Z^0+ jet avec les mêmes coupures topologiques. On définit ΔS par le déséquilibre en impulsion transverse entre le jet et le photon :

$$\Delta S = \frac{p_T^{\text{jet}} - p_T^{\gamma}}{p_T^{\gamma}} \tag{5.16}$$

La figure 5.17 montre la distribution de ΔS dans les données et la simulation, pour $70 < p_T^{\gamma} < 75\,\text{GeV}$. On ajuste une gaussienne sur ces distributions. Sa valeur centrale fournit de l'information sur la calibration en énergie des jets, et sa largeur sur leur résolution. Les corrections JSSR sont dérivés dans trois zones de pseudo-rapidité : $|\eta_{det}| \leq 0{,}8$ (calorimètre central ou "CC"), $0{,}8 < |\eta_{det}| \leq 1{,}6$ (intercryostat ou "ICR"), $1{,}6 < |\eta_{det}| \leq 2{,}4$ (à l'avant ou "EC") et $2{,}4 < |\eta_{det}|$ (très à l'avant ou "VEC").

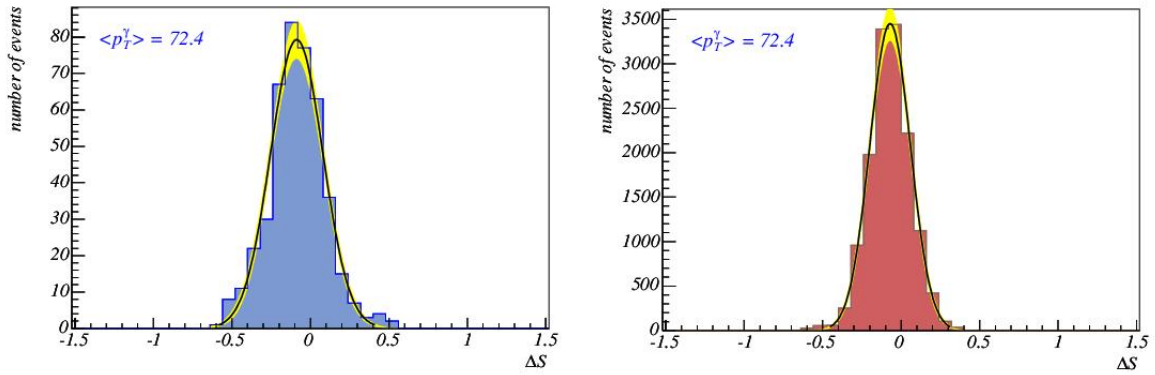
Pour plus de détails techniques sur la procédure, le lecteur est invité à consulter les références [100] et [101].

Smearing

Comme pour les muons (voir paragraphe 5.5.1), on procède par étalement pour calibrer la résolution en énergie des jets simulés sur celle des jets de données. La figure 5.18 montre le graphe de la variable

$$(\sigma_{\Delta S})_{Gauss} = \frac{\sigma_{p_T}}{p_T^{\gamma}} \tag{5.17}$$

en fonction de p_T^{γ} pour la région centrale, après ajustement par une fonction. On constate une différence entre données et simulation. Afin de corriger cet écart, on construit une fonction d'étalement de l'impulsion des jets que l'on paramétrise en fonction de p_T^{γ}. Cette fonction est montrée sur la figure 5.19



(a) données (b) simulation

FIG. 5.17 – *La variable ΔS (a) dans les données et (b) dans la simulation. Une gaussienne est ajustée sur ces distributions (ligne noire pleine). La bande jaune autour de l'ajustement représente l'erreur statistique liée à l'ajustement.*

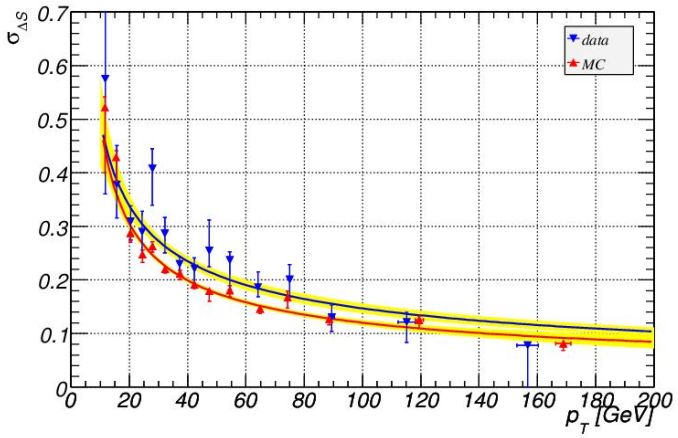


FIG. 5.18 – *La variable $(\sigma_{\Delta S})_{Gauss}$ en fonction de l'impulsion transverse du Z^0 dans la région centrale. Les points triangulaires inversés (bleus) représentent les données, les points triangulaires (rouges) la simulation. Les lignes pleines représentent le résultat de l'ajustement. Les bandes jaunes représentent l'incertitude statistique liée à l'ajustement.*

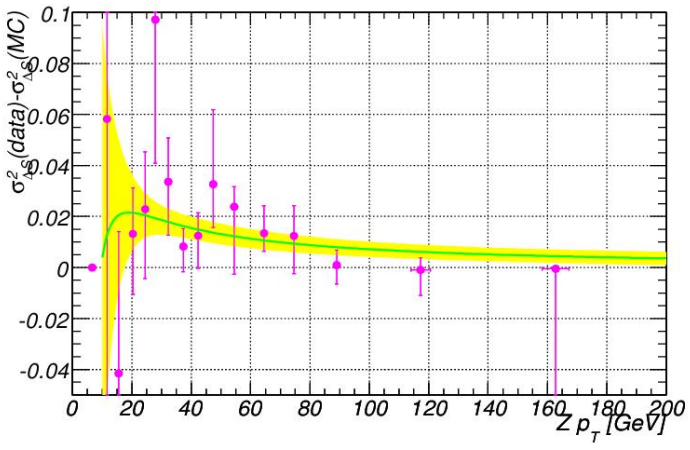


FIG. 5.19 – *Fonction d'étalement en fonction de p_T^γ dans la région centrale (courbe pleine). La bande jaune indique l'erreur par rapport à la valeur nominale.*

Shifting

Les corrections JES ne sont pas exactement les mêmes dans les données et la simulation. On estime donc un facteur de calibration en énergie relative que l'on applique ensuite à la simulation. Pour cela on utilise la valeur moyenne de la gaussienne ajustée sur ΔS, que l'on peut voir sur la figure 5.20 pour la région centrale. Elle devrait être la même dans les données et la simulation si les corrections JES étaient identiques. Comme ce n'est pas le cas, on construit une correction qui décale (*shift*) cette valeur moyenne dans la simulation. La paramétrisation de ce décalage est montrée sur la figure 5.21

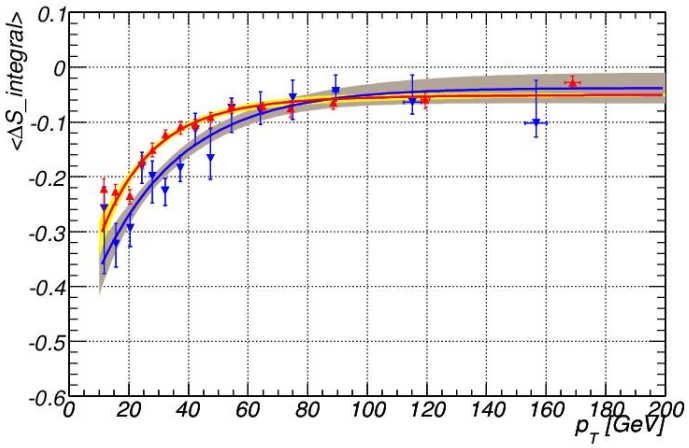


FIG. 5.20 – *Valeur moyenne de la gaussienne ajustée sur ΔS dans la région centrale. Les points triangulaires inversés (bleus) représentent les données, les points triangulaires (rouges) la simulation, les bandes colorés l'erreur statistique associée à l'ajustement. On constate un désaccord entre données et simulation.*

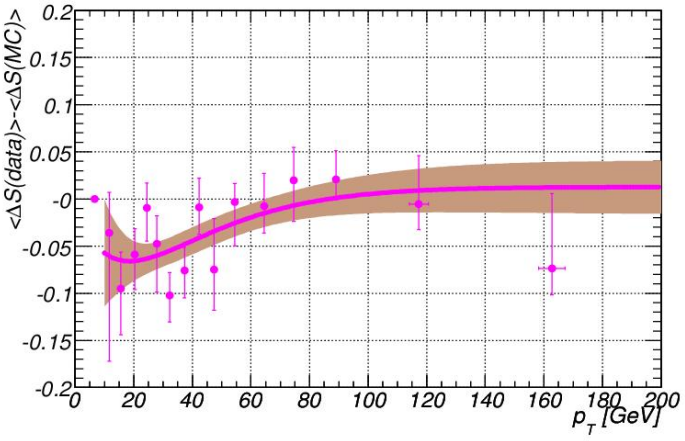


FIG. 5.21 – *Fonction de décalage de l'énergie des jets en fonction de p_T^γ dans la région centrale. Les points sont les valeurs mesurées, la courbe pleine la paramétrisation utilisée pour l'ajustement et la bande colorée les erreurs statistiques liées à l'ajustement.*

Removal

La troisième et dernière partie de l'algorithme JSSR rejette certains jets de la simulation (*removal*). La différence d'efficacité de reconstruction entre données et simulation est paramétrée sous la forme d'un facteur d'échelle SF_{jet} compris entre 0 et 1. On génère pour chaque évènement un nombre aléatoire uniforme r dans cet intervalle et on demande

$$r < SF_{jet} \tag{5.18}$$

Si la condition est remplie, le jet passe la sélection ; sinon, il est rejeté. Sur l'échantillon WH avec $m_H = 115\,\text{GeV}$ on a en valeur moyenne $SF_{jet} = 0{,}9871$.

5.6 Repondération additionnelle de la simulation

Les divers traitements présentés section 5.5 sont standards et doivent être appliqués à tous les processus simulés afin de calibrer l'efficacité de reconstruction de la simulation à celle des données. Nous constatons toutefois qu'après les sélections un désaccord entre les données et la simulation persiste dans certaines distributions. Nous attribuons ce désaccord à une mauvaise modélisation de la cinématique du muon et des jets dans la simulation et nous proposons une repondération additionnelle des processus simulés afin d'améliorer l'accord entre données et simulation.

5.6.1 Pseudo-rapidité du muon

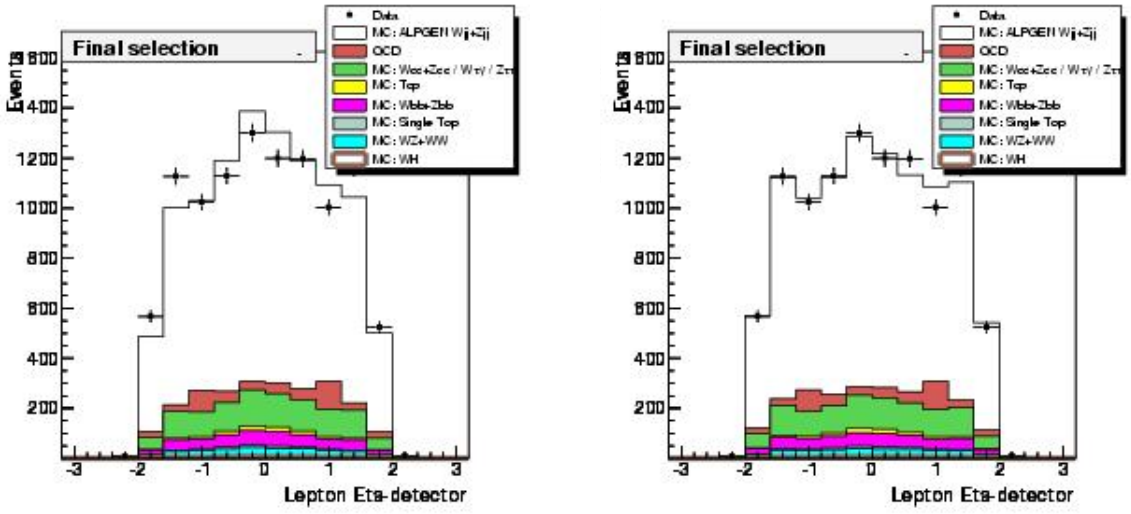
La figure 5.22 (a) montre la distribution de η^μ_{det} sans repondération additionnelle. On constate que la simulation ne décrit pas les données. On attribue ce désaccord à un problème global d'acceptance qui affecte la simulation. Nous repondérons donc tous les processus simulés. Nous voulons obtenir un poids qui dépend de η^μ_{det} et qui calibre la simulation aux données sans changer la normalisation globale de la simulation aux données. On soustrait d'abord le bruit de fond QCD aux données afin de ne pas biaiser la comparaison, puis on fait le rapport des données à la somme de tous les processus simulés. La distribution obtenue est montrée sur la figure 5.23. On ajuste une fonction sur cette distribution. On choisit un polynôme de degré 7 qui décrit le mieux les points mesurés. On utilise ensuite cet

ajustement comme courbe du poids $R^{\mu}_{\eta_{det}}$ qui est appliqué à la simulation évènement par évènement. La paramétrisation favorisée par l'ajustement est

$$\begin{aligned} R^{\mu}_{\eta_{det}} =& 0{,}926092 + 2{,}11648 \cdot 10^{-2} \cdot \eta^{\mu}_{det} + 2{,}82787 \cdot 10^{-2} \cdot (\eta^{\mu}_{det})^2 - 3{,}60742 \cdot 10^{-2} \cdot (\eta^{\mu}_{det})^3 \\ &+ 5{,}78749 \cdot 10^{-2} \cdot (\eta^{\mu}_{det})^4 + 6{,}50366 \cdot 10^{-3} \cdot (\eta^{\mu}_{det})^6 \\ &- 1{,}43274 \cdot 10^{-2} \cdot (\eta^{\mu}_{det})^7 \end{aligned} \tag{5.19}$$

La figure 5.22 (b) montre la distribution de η^{μ}_{det} après repondération. Nous utilisons la même fonction dans l'échantillon à exactement trois jets. On peut voir les distributions correspondantes sur la figure 5.24.

Bien que la pseudo-rapidité du muon soit mal décrite sans repondération la masse du système di-jet est peu affectée, comme on peut le voir sur la figure 5.25. La cinématique du muon influence peu celle des jets dans cette topologie.



(a) avant repondération (b) après repondération

FIG. 5.22 – *La variable η^{μ}_{det} (a) avant et (b) après repondération de la simulation.*

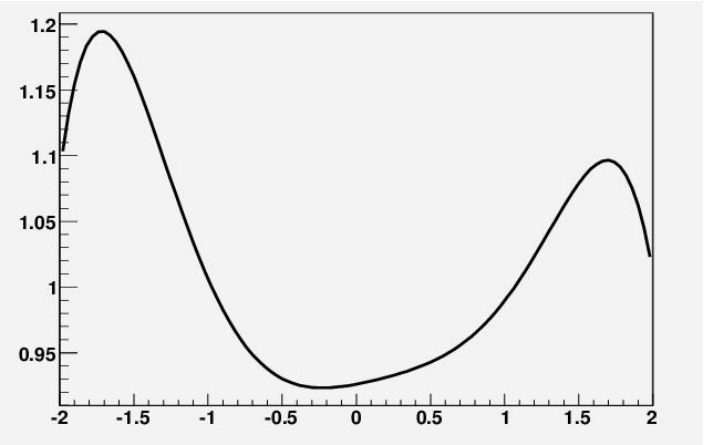
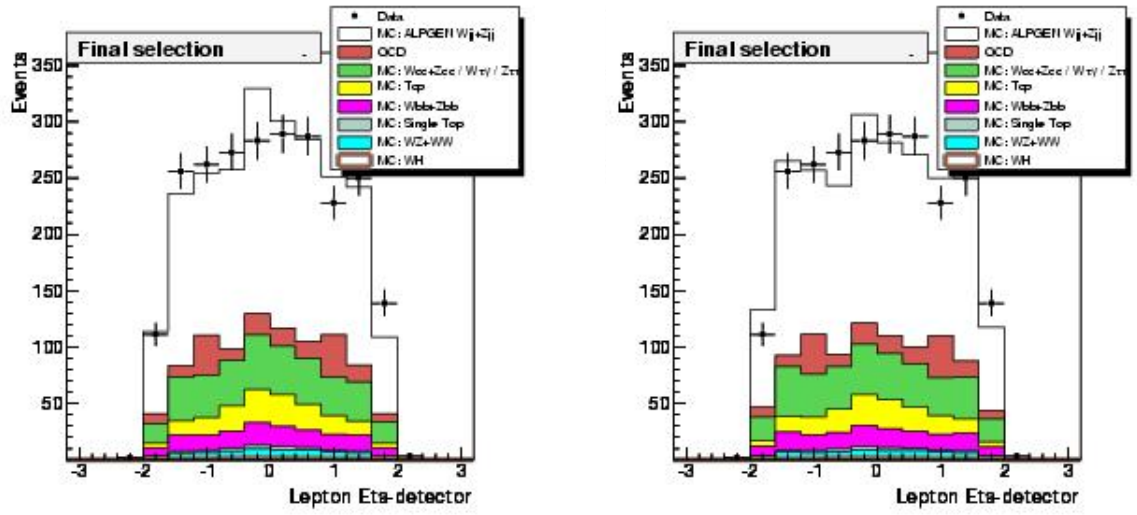
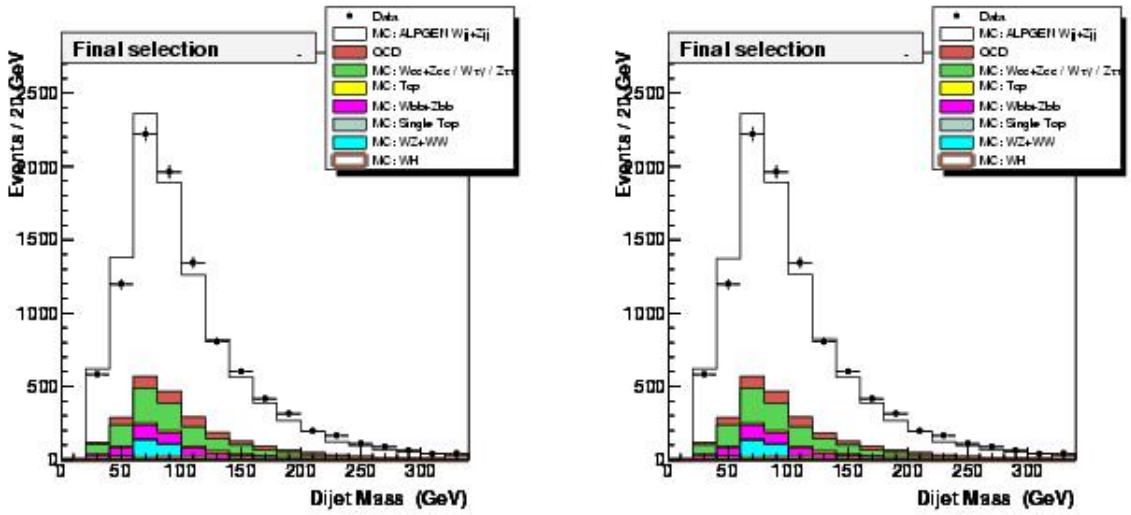


FIG. 5.23 – *Poids utilisé pour repondérer la simulation en fonction de* η^{μ}_{det}.



(a) avant repondération (b) après repondération

FIG. 5.24 – *La variable* η^{μ}_{det} *(a) avant et (b) après repondération de la simulation, dans l'échantillon* $W + 3$ *jets.*



(a) avant repondération (b) après repondération

FIG. 5.25 – *Masse du système di-jet (a) avant et (b) après repondération de η^{μ}_{det} dans la simulation. On constate que la qualité de la description de la pseudo-rapidité du muon influence peu la cinématique des jets.*

5.6.2 Cinématique des jets

La compréhension de la cinématique des jets est cruciale lorsqu'on étudie un état final constitué d'une paire de jets, la masse du système $b\bar{b}$ étant la variable principale dans l'analyse WH car c'est elle que l'on "scanne" à la recherche d'un signal. La description de la masse $b\bar{b}$ doit donc être la meilleure possible.

Comme on va le voir, la cinématique des jets n'est pas bien décrite par notre simulation. On observe des désaccords notamment dans la distribution de pseudo-rapidité des deux jets de plus haut p_T. Comme l'accord données / simulation est dominé par la qualité de la modélisation W et Z^0+ jets, nous attribuons ce désaccord à une mauvaise modélisation de la cinématique des jets par ALPGEN. Nous proposons donc une repondération des évènements W et Z^0+ jets générés par ALPGEN afin d'améliorer la description des données. Cette repondération doit changer la forme de la simulation, mais pas sa normalisation aux données.

Nous corrigeons d'abord la modélisation de la pseudo-rapidité des deux jets de plus haut p_T, notée respectivement η_{det}^{jet1} et η_{det}^{jet2}. Comme la description des données peut ensuite être encore améliorée, nous corrigeons également la distribution des deux quantités suivantes :

$$\begin{aligned} \Delta\eta(jet1,jet2) &= \sqrt{\eta_{jet_1}^2 + \eta_{jet_2}^2} \\ \Delta\phi(jet1,jet2) &= \sqrt{\phi_{jet_1}^2 + \eta_{phi_2}^2} \end{aligned} \tag{5.20}$$

Nous corrigeons ainsi des variables cinématiques simples et comme nous allons le voir cette stratégie améliore grandement l'accord données / simulation.

En pratique, le poids de repondération est calculé à partir la distribution que l'on veut corriger, puis il est appliqué évènement par évènement aux processus simulés W et Z^0+ jets. Pour calculer le poids, on procède de la façon suivante :

1. on soustrait aux données les contributions de tous les processus simulés qui ne sont ni du W+ jets, ni du Z^0+ jets. On soustrait également le bruit de fond QCD.
2. on fait le rapport de la distribution obtenue à celle qui correspond à la contribution W et Z^0+ jets. Ce rapport représente l'écart entre simulation et données, écart que l'on cherche à corriger. Par construction les deux distributions dont on fait le rapport sont normalisées, donc la repondération ne change que la forme, pas la normalisation
3. on ajuste sur ce rapport une fonction de la quantité l'on est en train de corriger, par exemple $f(\Delta\eta(jet1,jet2))$
4. on applique ce poids évènement par évènement à tous les processus W et Z^0+ jets

On corrige chaque quantité une à une, c'est-à-dire que l'on calcule d'abord le poids pour la quantité 1, puis on applique ce poids à la simulation et on mesure l'écart résiduel entre simulation et données sur la quantité 2, etc. Les quatre quantités mentionnées sont corrigées dans l'ordre suivant :

1. η_{det}^{jet2}
2. η_{det}^{jet1}
3. $\Delta\eta(jet1,jet2)$
4. $\Delta\phi(jet1,jet2)$

Pseudo-rapidité des jets

Les distributions de pseudo-rapidité des jets présentent un désaccord entre simulation et données, comme on peut le voir sur les figures 5.26 (a) et (c). Suivant la procédure qui vient d'être décrite, nous calculons un poids dont la distribution pour η_{det}^{jet1} et η_{det}^{jet2} est montrée sur la figure 5.27. Comme l'hypothèse de l'origine du désaccord est une mauvaise modélisation d'ALPGEN, la distribution du poids doit être symétrique par rapport à $\eta_{det} = 0$. On ne veut en effet corriger aucun effet lié au détecteur, mais seulement à la simulation. Pour ce faire on utilise comme fonction d'ajustement un polynôme du quatrième degré sans termes asymétriques. On obtient après ajustement les fonctions $W_{\eta_{det}}^{jet1}$ et $W_{\eta_{det}}^{jet2}$, corrigeant respectivement η_{det}^{jet1} et η_{det}^{jet2} :

$$\begin{aligned} W_{\eta_{det}}^{jet1} &= 0{,}920 + 0{,}0341 \cdot (\eta_{det}^{jet1})^2 + 0{,}0147 \cdot (\eta_{det}^{jet1})^4 \\ W_{\eta_{det}}^{jet2} &= 0{,}939 - 0{,}0251 \cdot (\eta_{det}^{jet2})^2 + 0{,}0234 \cdot (\eta_{det}^{jet2})^4 \end{aligned} \tag{5.21}$$

Comme le montrent les figures 5.26 (b) et (d), les distributions de η_{det}^{jet1} et η_{det}^{jet2} s'améliorent grandement après repondération, par construction. Mais le plus intéressant est l'impact de cette meilleure modélisation sur d'autres distributions. En effet, si la pseudo-rapidité des jets est mieux décrite, d'autres quantités le sont aussi. Les figures 5.28, 5.29, 5.30 et 5.31 montrent respectivement les distributions de l'impulsion transverse du jet de plus haut p_T, de l'impulsion transverse du deuxième jet de plus haut p_T, de la distance angulaire entre les jets $\Delta R(jet1,jet2)$ et de la masse du système di-jet $m^{(jet1,jet2)}$, avant et après repondération. Si le changement est peu visible sur les distributions de p_T, elle est claire sur celles de $\Delta R(jet1,jet2)$ et $m^{(jet1,jet2)}$. La description de la queue à haut $\Delta R(jet1,jet2)$ s'améliore ainsi que celle des points situés entre 0,5 et 2. La queue à haute masse est elle aussi mieux décrite comme on peut le voir sur le graphe à l'échelle semi-logarithmique, ainsi que la "montée" entre 50 et 100 GeV.

L'effet est plus frappant sur des variables plus complexes qui dépendent de l'impulsion des jets et qui sont donc particulièrement sensibles à leur cinématique. Soit H la somme scalaire de l'impulsion des jets ; on appelle la *centralité* la quantité $Cent$ telle que

$$Cent = \frac{H_T + p_T^{\mu}}{H + p^{\mu}} \tag{5.22}$$

On peut également construire une variable qu'on appelle *sphéricité* et qu'on note Sph, qui est un estimateur de la répartition de l'énergie dans un évènement. Soit le tenseur symétrique S défini par

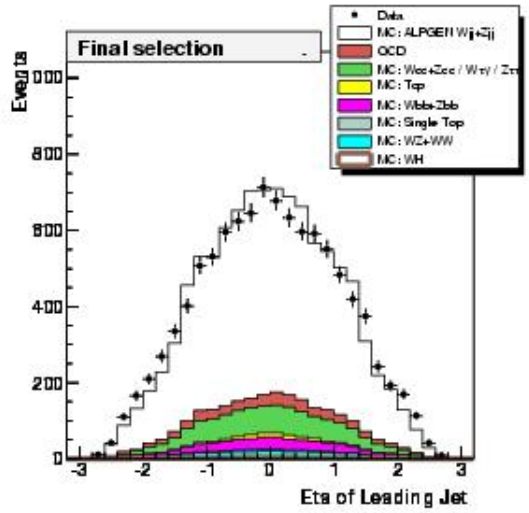
$$S^{\alpha\beta} = \frac{\sum_i^{\text{jets,lepton}} p_i^{\alpha} p_i^{\beta}}{\sum_i^{\text{jets,lepton}} |p_i|^2} \tag{5.23}$$

où α et $\beta = 0, 1, 2$ représentent les coordonnées x y et z et $|p_i|$ est l'impulsion de la particule i. Ce tenseur possède trois valeurs propres λ_1, λ_2 et λ_3 telles que $\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1$. On pose alors [49]

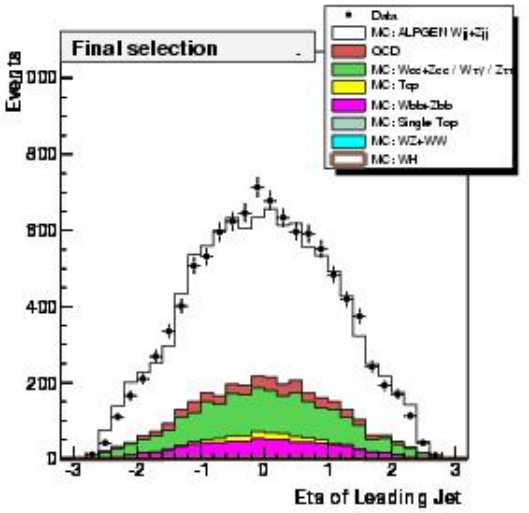
$$Sph = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3) \tag{5.24}$$

La figure 5.32 montre les distributions de la centralité et de la sphéricité avant et après correction de la pseudo-rapidité des jets. L'amélioration est nette : alors qu'aucune de ces quantités n'est bien décrite pas la simulation avant repondération, l'accord est bon après repondération.

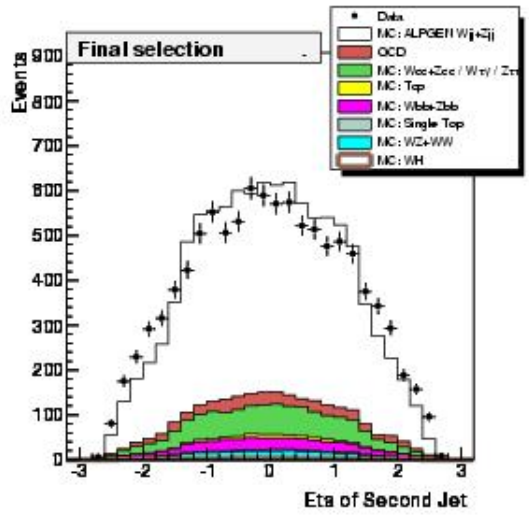
Enfin, la figure 5.33 montre les distributions des variables $\Delta\eta(jet1,jet2)$ et $\Delta\phi(jet1,jet2)$ avant et après repondération. On constate une amélioration de leur description après repondération, particulièrement visible sur la distribution de $\Delta\eta(jet1,jet2)$.



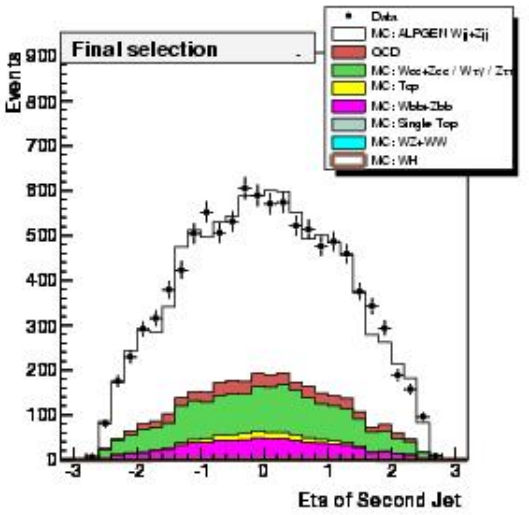
(a) jet de plus haut p_T, avant repondération



(b) jet de plus haut p_T, après repondération

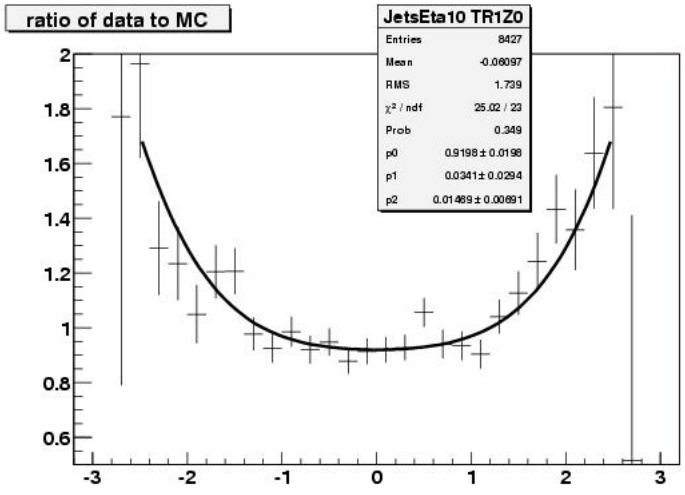


(c) deuxième jet de plus haut p_T, avant repondération

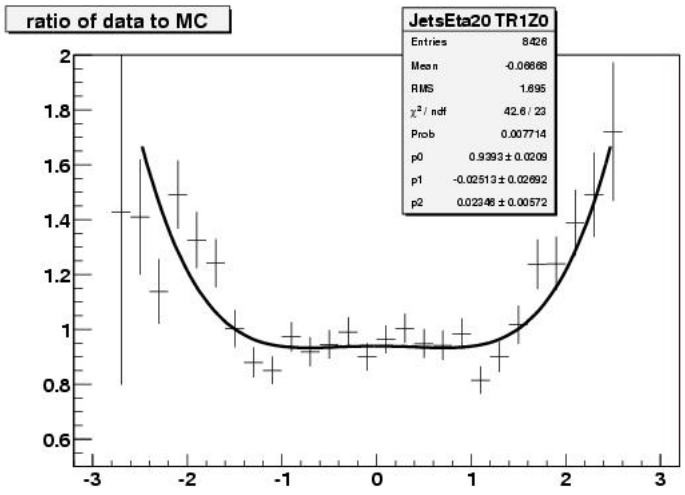


(d) deuxième jet de plus haut p_T, après repondération

FIG. 5.26 – *Distribution de la pseudo-rapidité "détecteur" du jet de plus haut p_T et du deuxième jet de plus haut p_T (a) et (c) avant repondération et (b) et (d) après repondération. Le désaccord entre la simulation et les données est considérablement réduit par la repondération.*

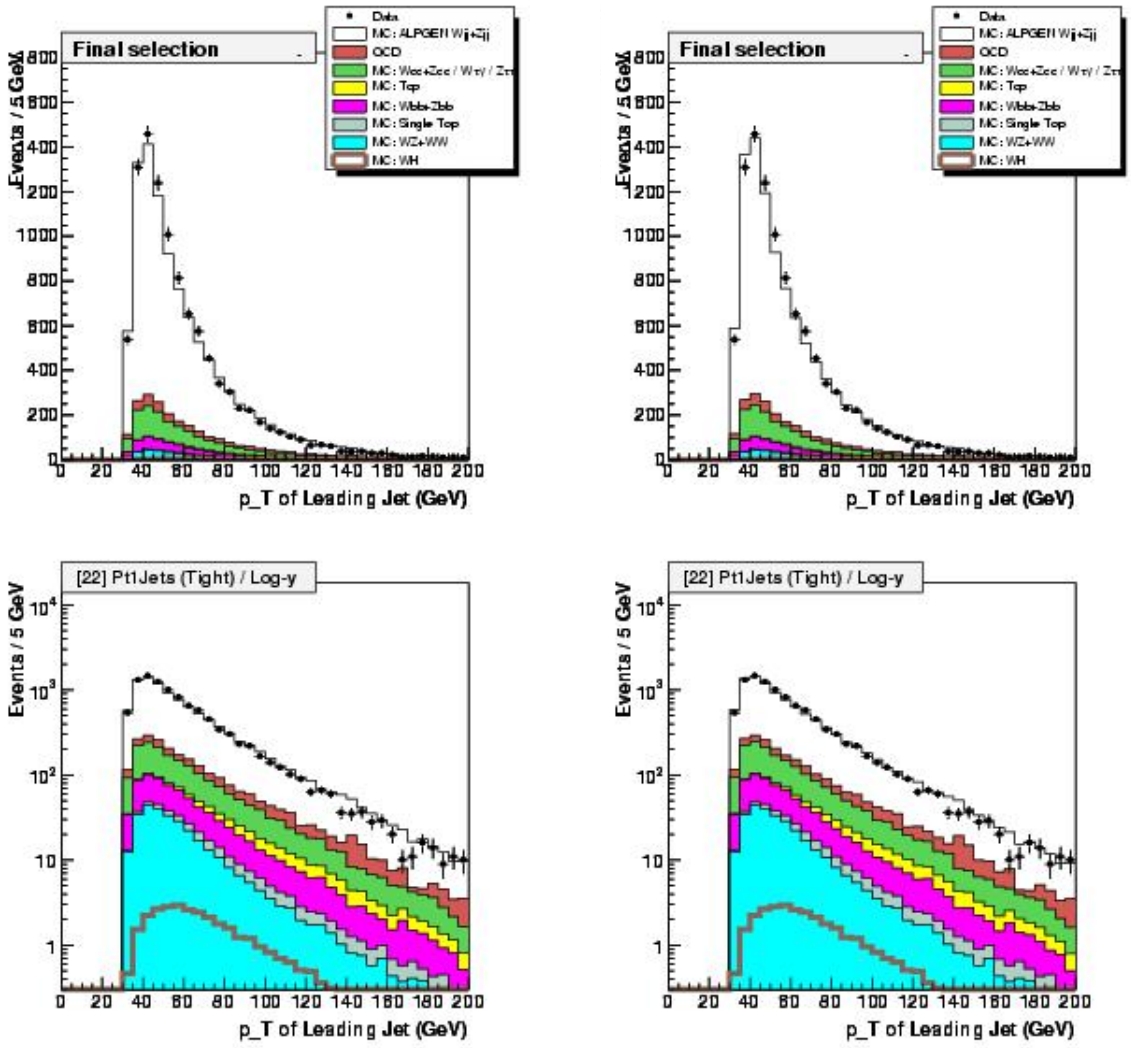


(a) η_{det}^{jet1}



(b) η_{det}^{jet2}

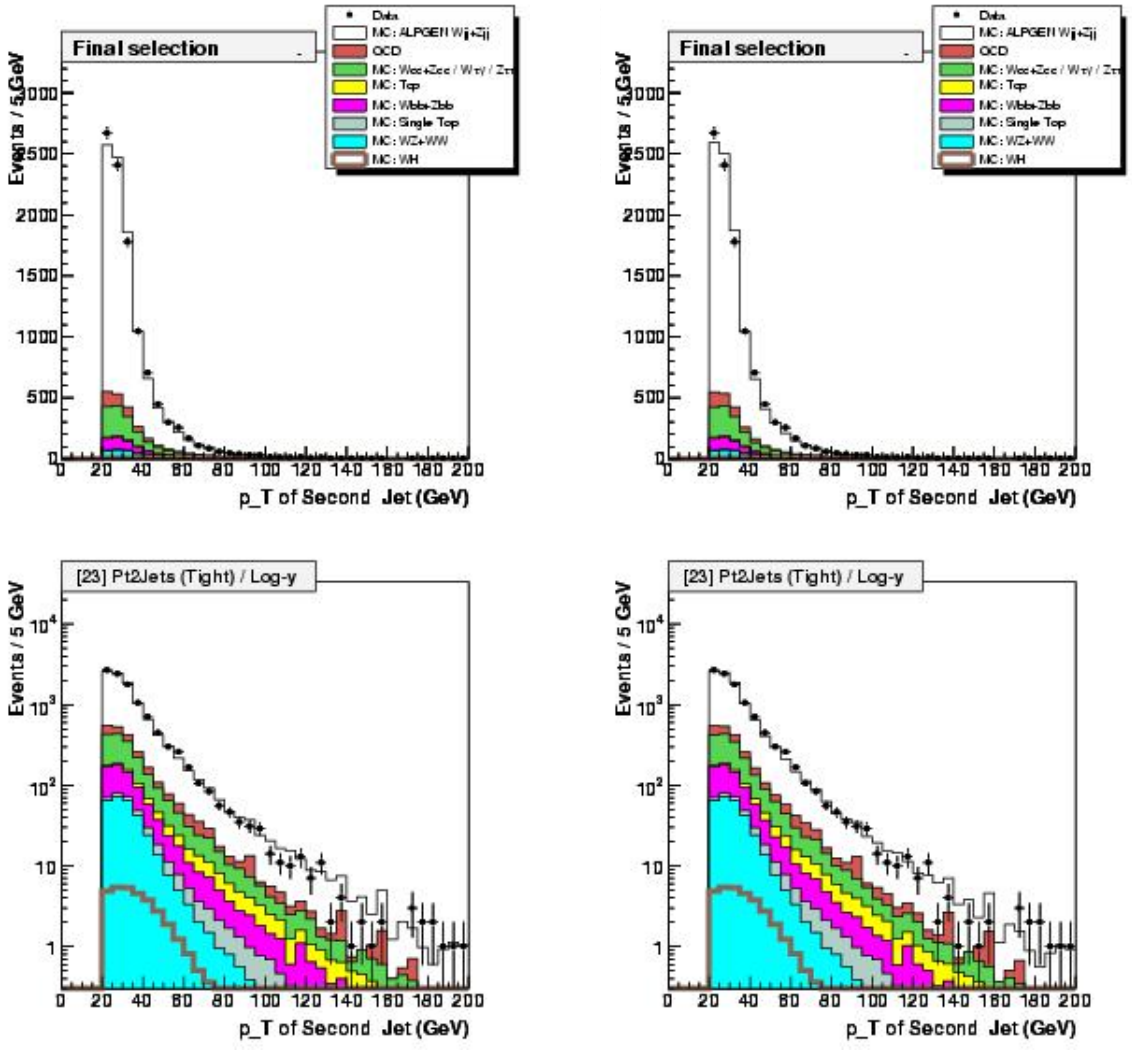
FIG. 5.27 – *Repondération de la simulation par rapport à (a) η_{det}^{jet1} et (b) η_{det}^{jet2}. Les points représentent le rapport des données à la simulation après soustraction des processus autres que W et Z^0+ jets (voir texte). La courbe représente l'ajustement d'un polynôme sur ces points. C'est cette courbe qui donne la distribution du poids qui est ensuite appliqué à la simulation.*



(a) avant repondération

(b) après repondération

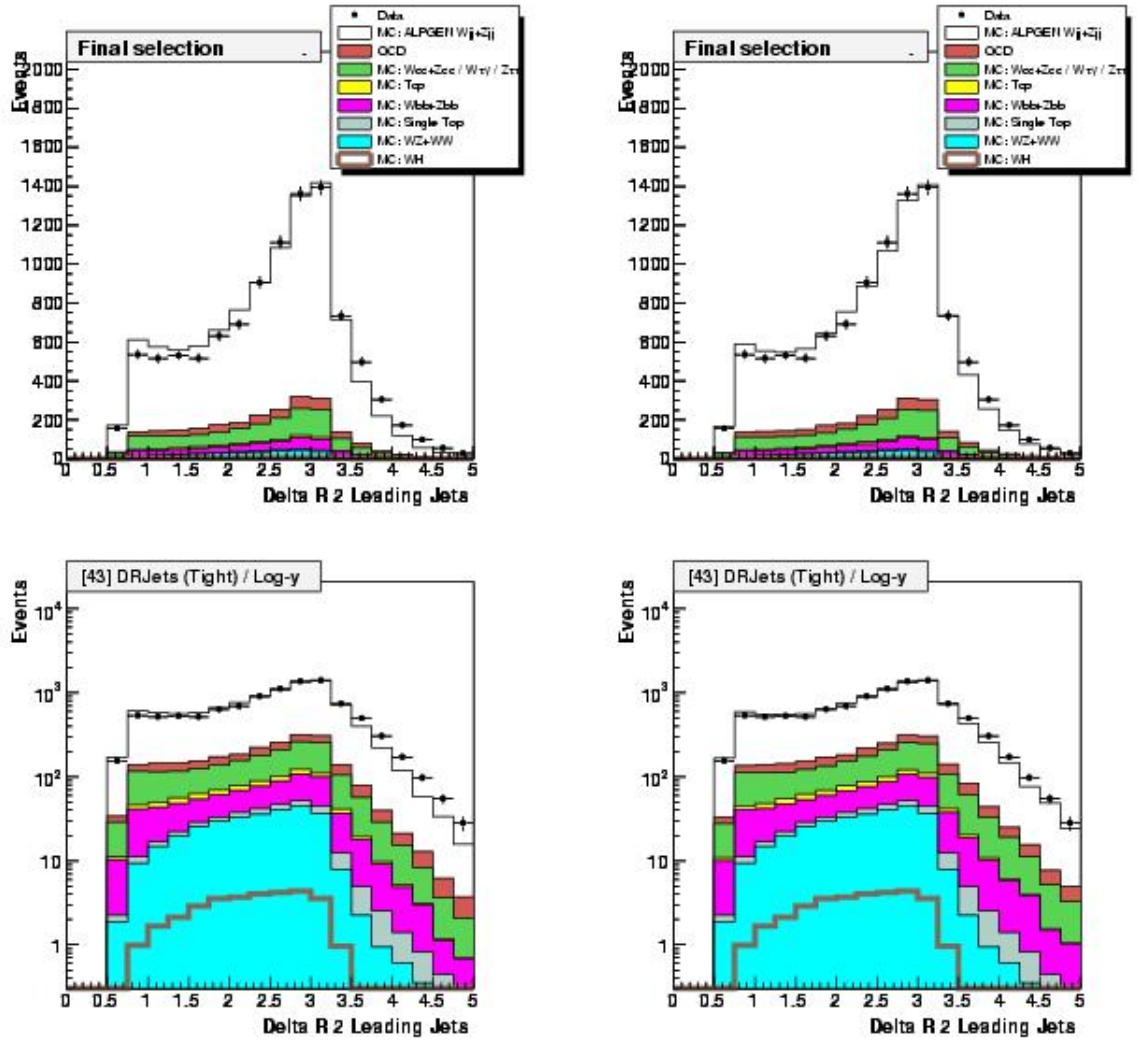
FIG. 5.28 – *Impulsion transverse du jet de plus haut p_T (a) avant et (b) après correction de η_{det}^{jet1} et η_{det}^{jet2}. Les graphes du bas ont l'axe y en échelle logarithmique.*



(a) avant repondération

(b) après repondération

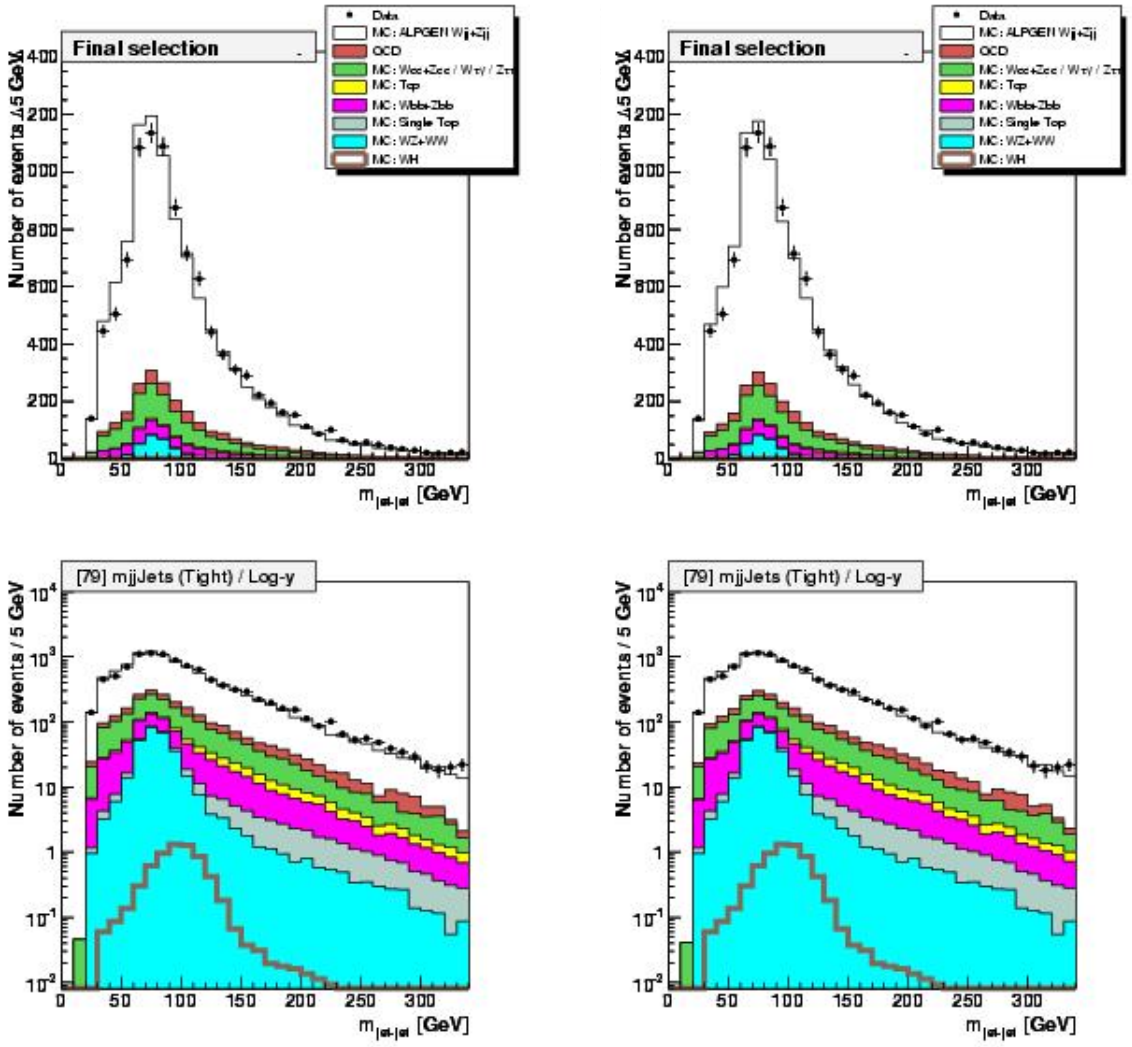
FIG. 5.29 – *Impulsion transverse du deuxième jet de plus haut p_T (a) avant et (b) après correction de η_{det}^{jet1} et η_{det}^{jet2}. Les graphes du bas ont l'axe y en échelle logarithmique.*



(a) avant repondération

(b) après repondération

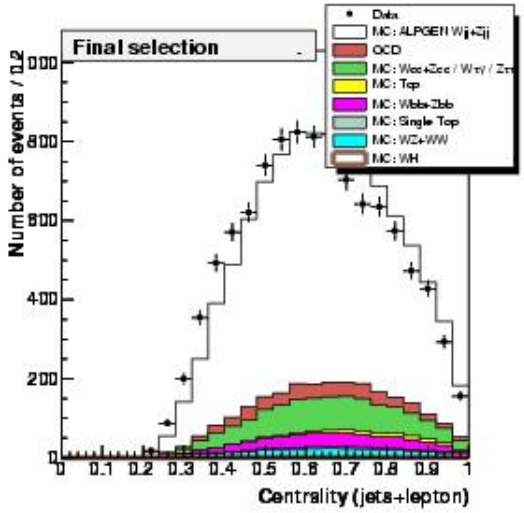
FIG. 5.30 – $\Delta R(jet1,jet2)$ *(a) avant et (b) après correction de* η_{det}^{jet1} *et* η_{det}^{jet2}*. Les graphes du bas ont l'axe y en échelle logarithmique. La description de la queue à haut* $\Delta R(jet1,jet2)$ *s'améliore ainsi que celle des points situés entre 0,5 et 2.*



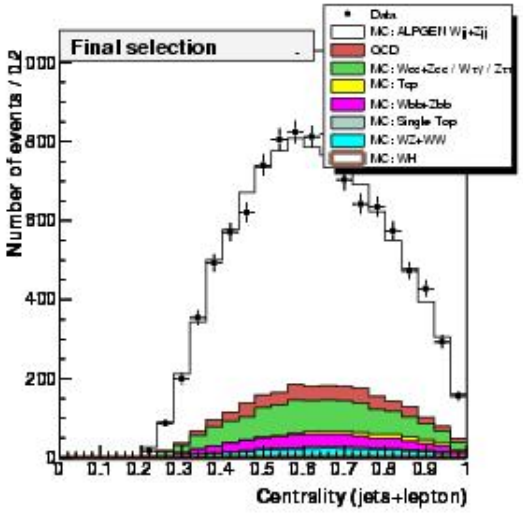
(a) avant repondération

(b) après repondération

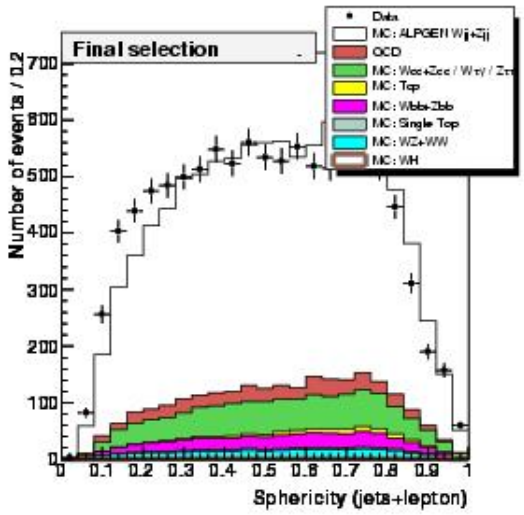
FIG. 5.31 – *Masse du système di-jet (a) avant et (b) après correction de* η_{det}^{jet1} *et* η_{det}^{jet2}. *Les graphes du bas ont l'axe y en échelle logarithmique. La queue à haute masse est elle aussi mieux décrite comme on peut le voir sur le graphe à l'échelle semi-logarithmique, ainsi que la "montée" entre 50 et 100* GeV.



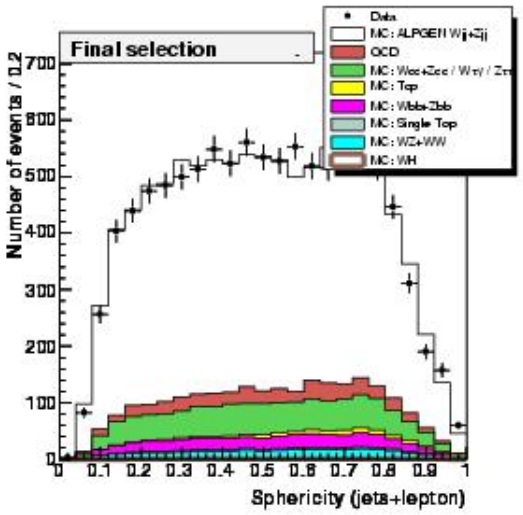
(a) centralité, avant repondération



(b) centralité, après repondération

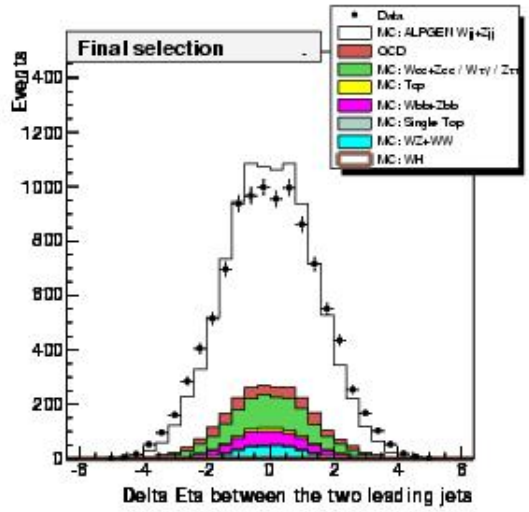


(c) sphéricité, avant repondération

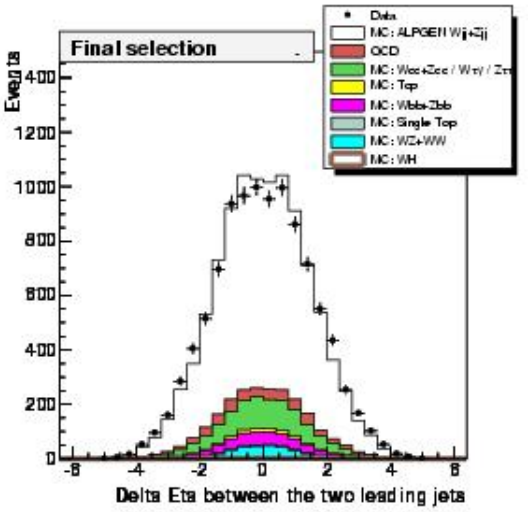


(d) sphéricité, après repondération

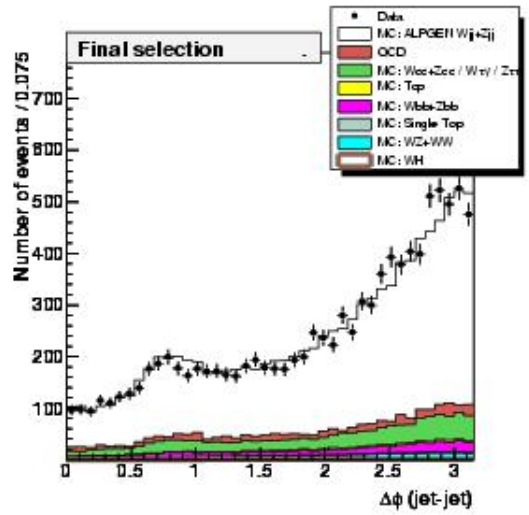
FIG. 5.32 – *Distributions de la centralité et de la sphéricité (a), (c) avant et (b), (d) après correction de* η_{det}^{jet1} *et* η_{det}^{jet2}*. L'amélioration est nette. Les données ne sont pas décrites par la simulation avant repondération. L'accord est bon après repondération.*



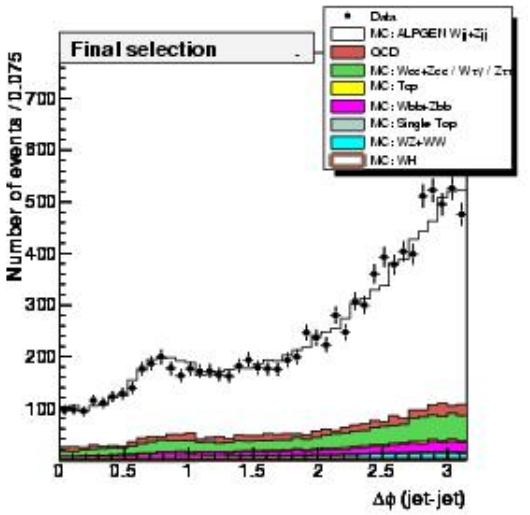
(a) $\Delta\eta(jet1,jet2)$, avant repondération



(b) $\Delta\eta(jet1,jet2)$, après repondération



(c) $\Delta\phi(jet1,jet2)$, avant repondération



(d) $\Delta\phi(jet1,jet2)$, après repondération

FIG. 5.33 – *Distributions de* $\Delta\eta(jet1,jet2)$ *et* $\Delta\phi(jet1,jet2)$ *(a), (c) avant et (b), (d) après correction de* η_{det}^{jet1} *et* η_{det}^{jet2}.

$\Delta\eta(jet,jet)$ et $\Delta\phi(jet,jet)$

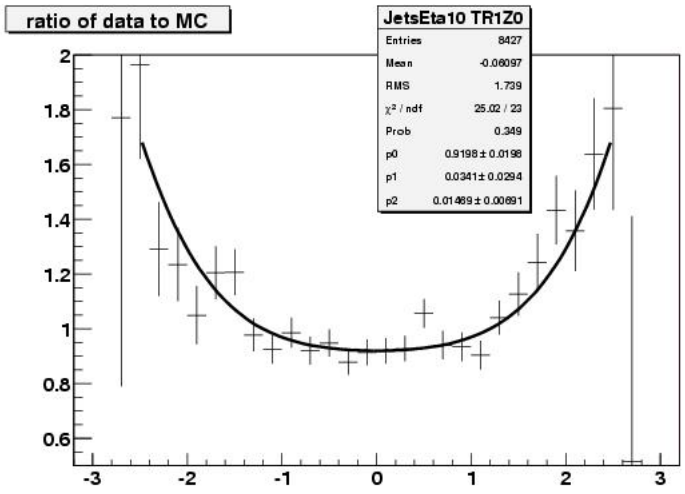
On pourrait se contenter de la correction des pseudo-rapidités des deux jets de plus haute impulsion transverse, mais comme on l'a dit une bonne description de la masse des deux jets est cruciale pour cette analyse. Les figures 5.30 et 5.31 montrent que le modèle peut encore être amélioré. Le pic de la masse du système di-jet ainsi que les parties hautes et basses de $\Delta R(jet1,jet2)$ en particulier, souffrent encore d'une modélisation imparfaite.

Comme on le voit sur la figure 5.33, les quantités cinématiques des jets ne sont pas parfaitement décrites après correction des pseudo-rapidités. On corrige donc le désaccord résiduel en effectuant une repondération additionnelle basée sur $\Delta\eta(jet1,jet2)$ et $\Delta\phi(jet1,jet2)$, en utilisant la même méthode que précédemment. La totalité de la cinématique des jets est ainsi corrigée.

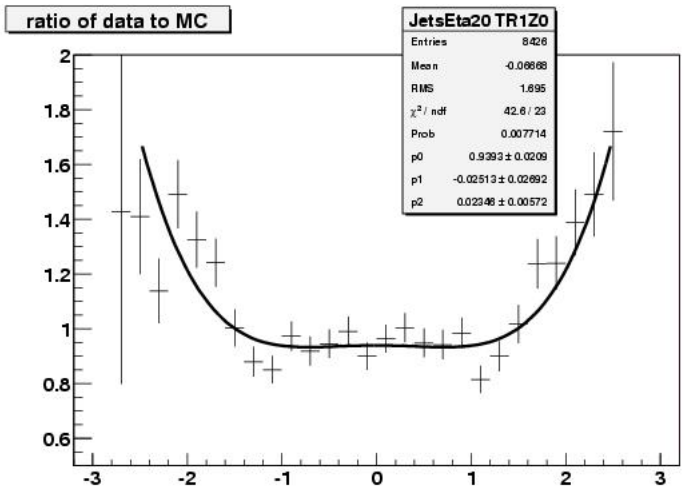
On ajuste sur les points obtenus un polynôme du second degré, pour chacune des variables. L'ajustement donne les paramétrisations

$$\begin{aligned} W_{\Delta\eta(jj)} &= 0{,}953 - 0{,}0022 \cdot \Delta\eta(jj) + 0{,}021 \cdot (\Delta\eta(jj))^2 \\ W_{\Delta\phi(jj)} &= 1{,}114 - 0{,}287 \cdot \Delta\phi(jj) + 0{,}0101 \cdot (\Delta\eta(jj))^2 \end{aligned} \tag{5.25}$$

On applique ensuite le poids donné par ces fonctions à chaque évènement, en plus du poids qui correspond à la correction de la pseudo-rapidité des jets. Les figures 5.35, 5.36, 5.37 montrent les distributions de $\Delta\eta(jet1,jet2)$, $\Delta\phi(jet1,jet2)$, $\Delta R(jet1,jet2)$ et $m^{(jet1,jet2)}$ avant et après repondération de $\Delta\eta(jet1,jet2)$ et $\Delta\phi(jet1,jet2)$. La pseudo-rapidité des jets est déjà corrigée comme décrit au paragraphe précédent. On constate une amélioration de l'accord données / simulation dans toutes ces distributions. En particulier, les queues de $\Delta R(jet1,jet2)$ sont maintenant parfaitement décrites, et la "montée" du pic de $m^{(jet1,jet2)}$ s'améliore notablement.

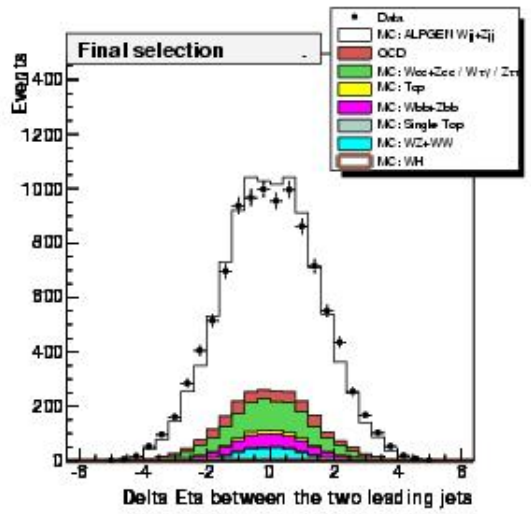


(a) $\Delta\eta(jet1,jet2)$

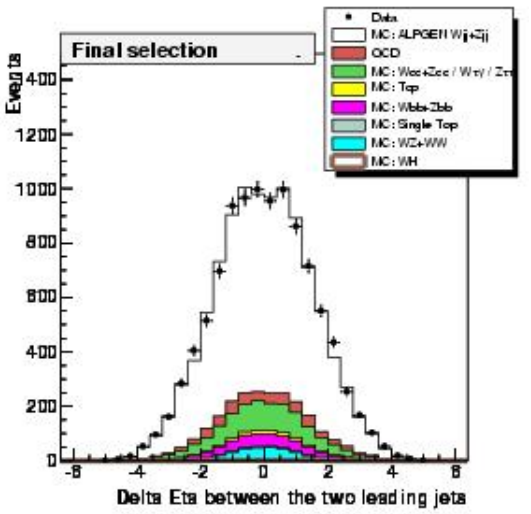


(b) $\Delta\phi(jet1,jet2)$

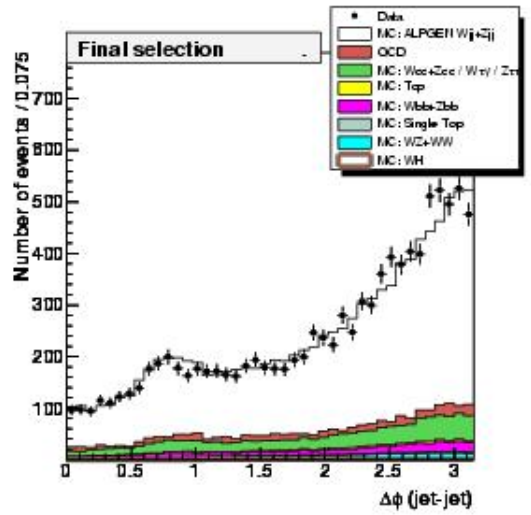
FIG. 5.34 – *Repondération de la simulation par rapport à (a) $\Delta\eta(jet1,jet2)$ et (b) $\Delta\phi(jet1,jet2)$. Les points représentent le rapport des données à la simulation après soustraction des processus autres que W et Z^0+ jets (voir texte). La courbe représente l'ajustement d'un polynôme sur ces points. C'est cette courbe qui donne la distribution du poids qui est ensuite appliqué à la simulation.*



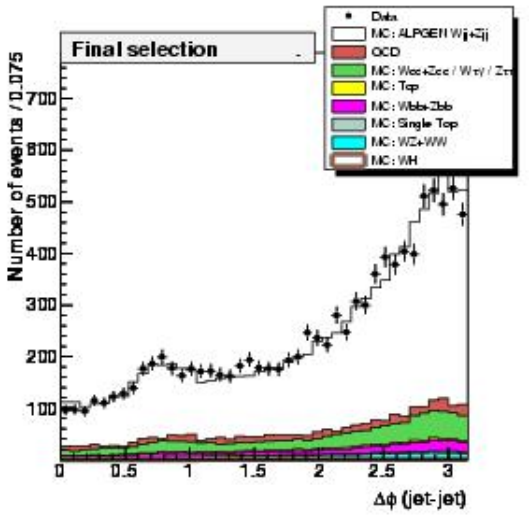
(a) $\Delta\eta(jet1,jet2)$, avant repondération



(b) $\Delta\eta(jet1,jet2)$, après repondération

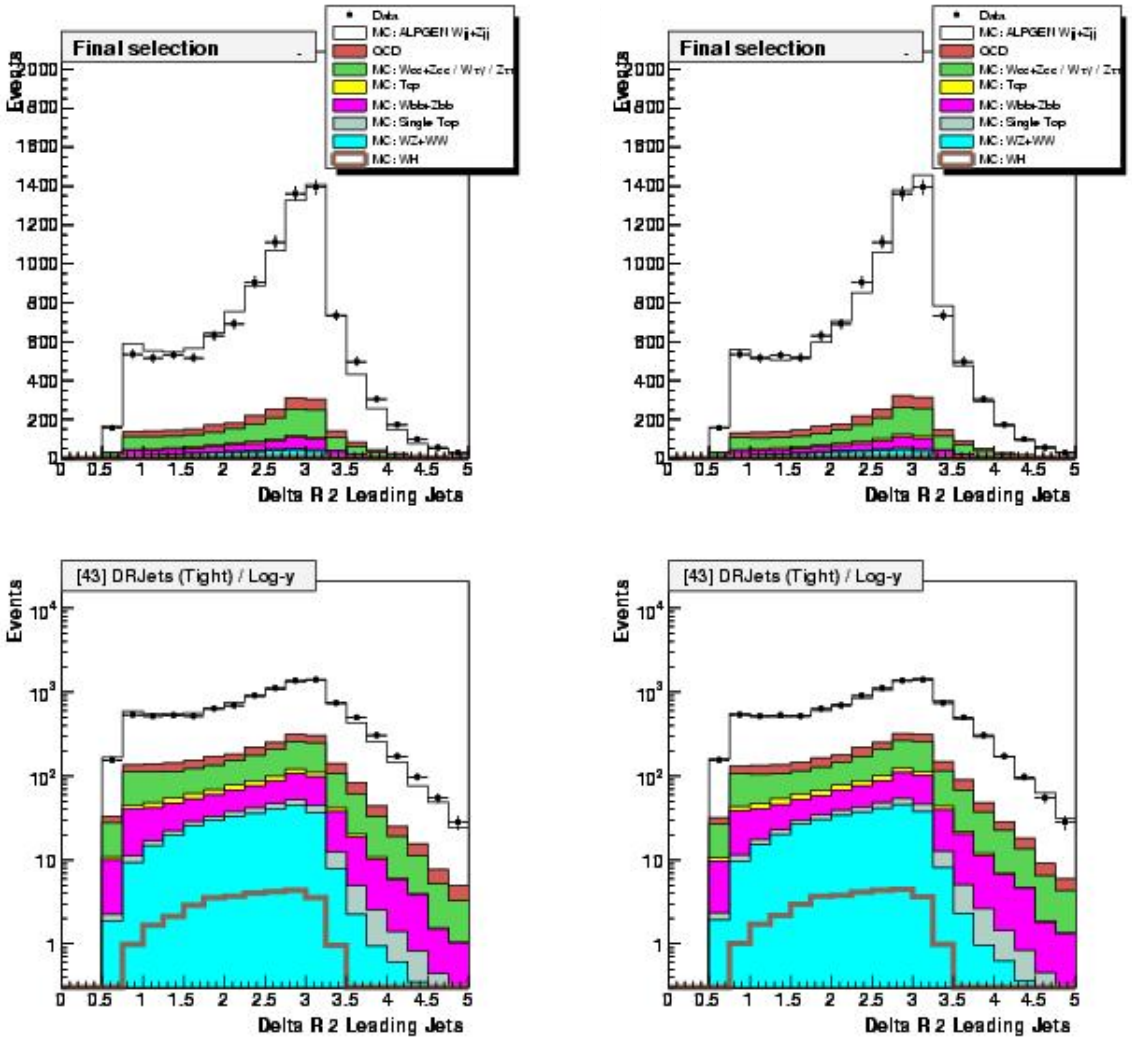


(c) $\Delta\phi(jet1,jet2)$, avant repondération



(d) $\Delta\phi(jet1,jet2)$, après repondération

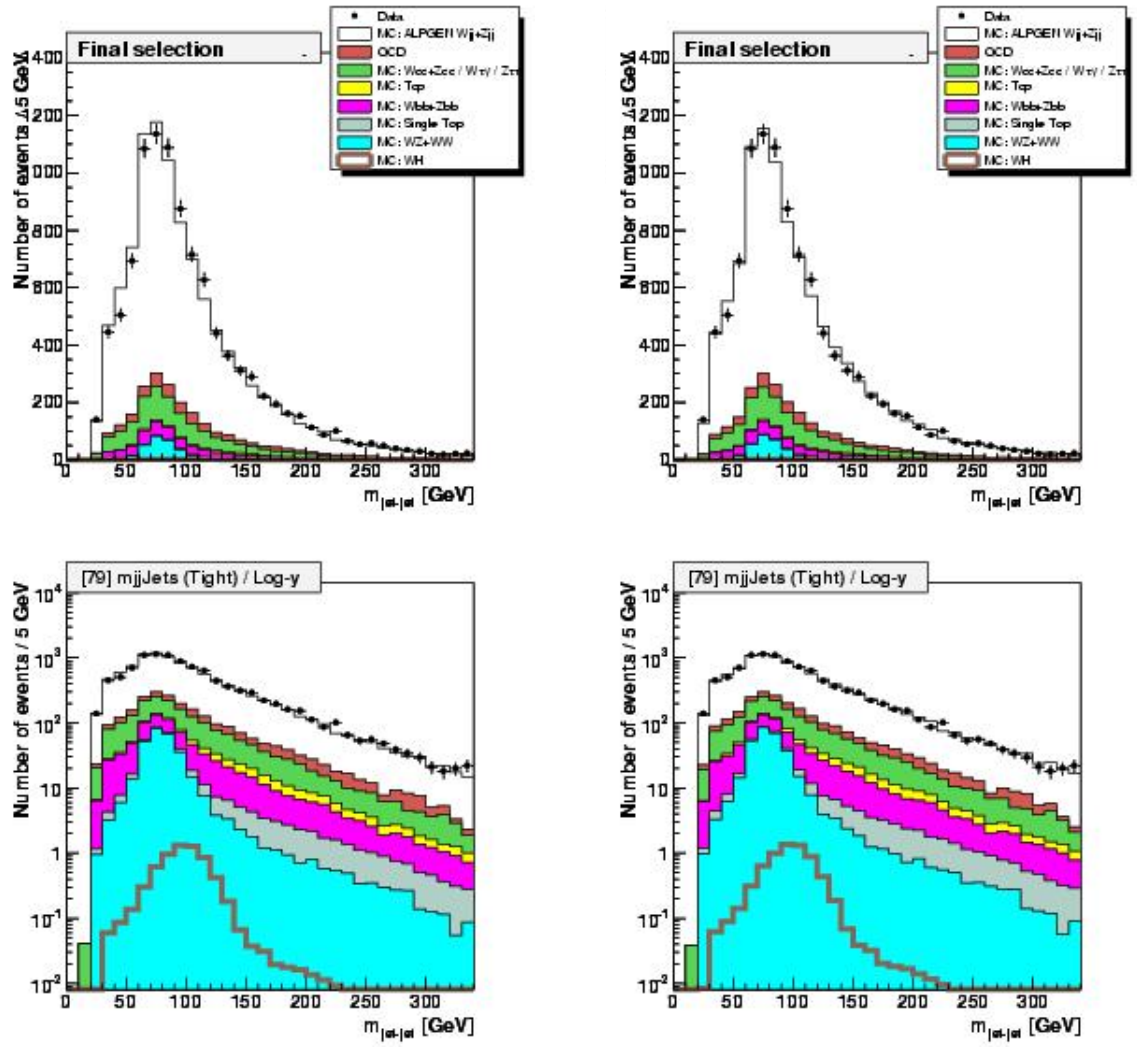
FIG. 5.35 – *Distributions de $\Delta\eta(jet1,jet2)$ et $\Delta\phi(jet1,jet2)$ (a), (c) avant et (b), (d) après leur repondération. La pseudo-rapidité des jets est déjà corrigée.*



(a) avant repondération

(b) après repondération

FIG. 5.36 – $\Delta R(jet1,jet2)$ *(a) avant et (b) après correction de* $\Delta\eta(jet1,jet2)$ *et* $\Delta\phi(jet1,jet2)$. *Les graphes du bas ont l'axe y en échelle logarithmique. La pseudo-rapidité des jets est déjà corrigée.*



(a) avant repondération

(b) après repondération

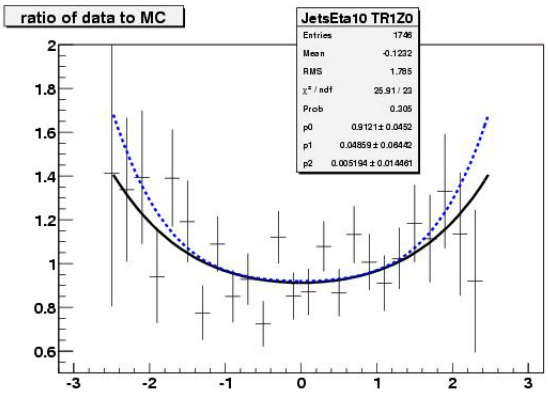
FIG. 5.37 – *Masse du système di-jet (a) avant et (b) après correction de* $\Delta\eta(jet1,jet2)$ *et* $\Delta\phi(jet1,jet2)$. *Les graphes du bas ont l'axe y en échelle logarithmique. La pseudo-rapidité des jets est déjà corrigée.*

L'échantillon à exactement trois jets

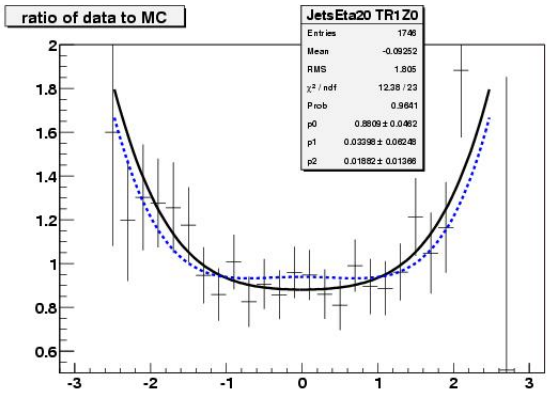
La repondération est calculée sur l'échantillon à exactement deux jets. Nous avons vu qu'elle fonctionne bien et améliore la description des jets dans cette échantillon. Nous vérifions maintenant que le poids obtenu peut êre appliqué sur l'échantillon à exactement trois jets. Pour ce faire nous dérivons les fonctions de repondération à partir de l'échantillon à trois jets et nous les comparons à celles obtenues à partir de l'échantillon à deux jets. Les fonctions obtenues sur l'échantillon à exactement trois jets sont

$$\begin{aligned}
W_{\eta_{det}}^{jet1,3j} &= 0{,}912 + 0{,}0486 \cdot (\eta_{det}^{jet1})^2 + 0{,}0052 \cdot (\eta_{det}^{jet1})^4 \\
W_{\eta_{det}}^{jet2,3j} &= 0{,}881 - 0{,}0034 \cdot (\eta_{det}^{jet2})^2 + 0{,}0188 \cdot (\eta_{det}^{jet2})^4 \\
W_{\Delta\eta(jet1,jet2),3j} &= 0{,}943 - 0{,}0103 \cdot \Delta\eta(jet1,jet2) + 0{,}0223 \cdot 10^{-2} \cdot (\Delta\eta(jet1,jet2))^2 \\
W_{\Delta\phi(jet1,jet2),3j} &= 0{,}943 - 0{,}085 \cdot \Delta\phi(jet1,jet2) + 0{,}0487 \cdot (\Delta\eta(jet1,jet2))^2
\end{aligned} \tag{5.26}$$

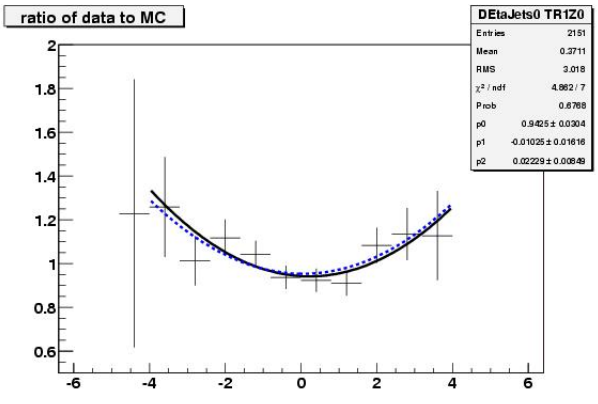
La figure 5.38 montre les fonctions obtenues sur l'échantillon à trois jets pour chacune des variables que l'on corrige. Les fonctions obtenues sur l'échantillon à deux jets y sont superposées à titre de comparaison. On constate que les fonctions obtenues sur l'échantillon à deux jets sont compatibles avec celles obtenues sur l'échantillon à trois jets. On utilise donc les fonctions de l'échantillon deux jets qui ont été déterminées à partir d'une statistique plus importante. Les figures 5.39 à 5.44 montrent les distributions de la pseudo-rapidité des deux jets de plus haut p_T, de $\Delta\eta(jet1,jet2)$ et $\Delta\phi(jet1,jet2)$, de la pseudo-rapidité des deux jets de plus haut p_T, de $\Delta R(jet1,jet2)$ et de $m^{(jet1,jet2)}$ avant aucune repondération et après application de toutes les repondérations (pseudo-rapidité du muon, pseudo-rapidité des jets, $\Delta\eta(jet1,jet2)$ et $\Delta\phi(jet1,jet2)$). On constate que l'accord des données et de la simulation s'améliore de façon similaire à ce qui observé dans l'échantillon à exactement deux jets. Cela valide l'utilisation des fonctions obtenues sur l'échantillon à deux jets pour l'échantillon à trois jets.



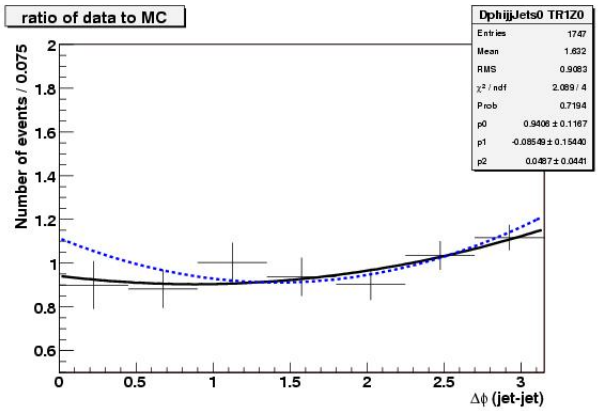
(a) η_{det}^{jet1}



(b) η_{det}^{jet2}

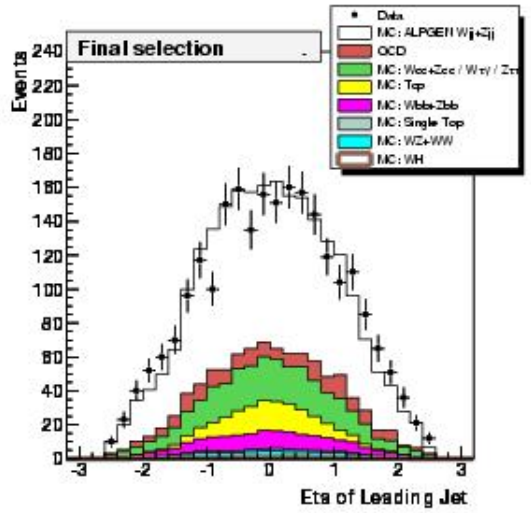


(c) $\Delta\eta(jet1,jet2)$

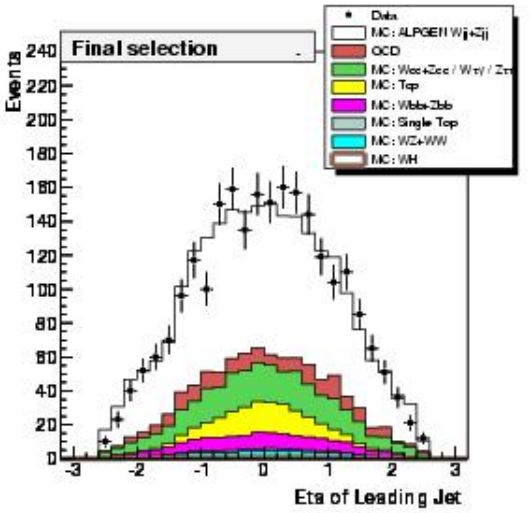


(d) $\Delta\phi(jet1,jet2)$

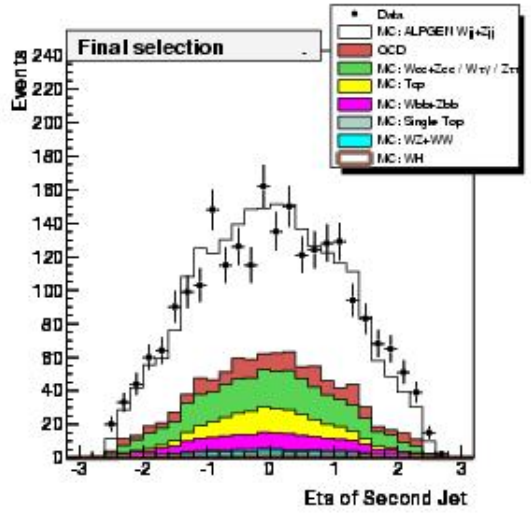
FIG. 5.38 – *Comparaison des fonction de repondération entre l'échantillon à exactement deux jets et l'échantillon à exactement trois jets pour (a) η_{det}^{jet1}, (b) η_{det}^{jet2}, (c) $\Delta\eta(jet1,jet2)$ et (d) $\Delta\phi(jet1,jet2)$. Sur les points expérimentaux obtenus sur l'échantillon à trois jets on ajuste les fonctions listées dans l'expression 5.26 (trait plein noir). La courbe en pointillés bleue représente les fonctions obtenues sur l'échantillon à exactement deux jets. On constate que les deux types de fonctions sont compatibles dans l'erreur statistique. On utilise donc les fonctions de l'échantillon deux jets qui ont été déterminées à partir d'une statistique plus importante.*



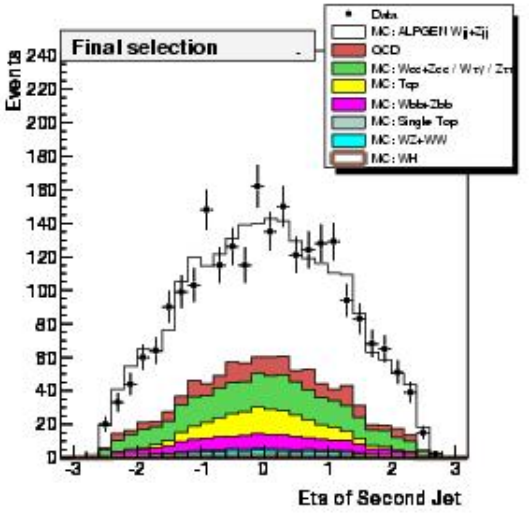
(a) jet de plus haut p_T, avant repondération



(b) jet de plus haut p_T, après repondération

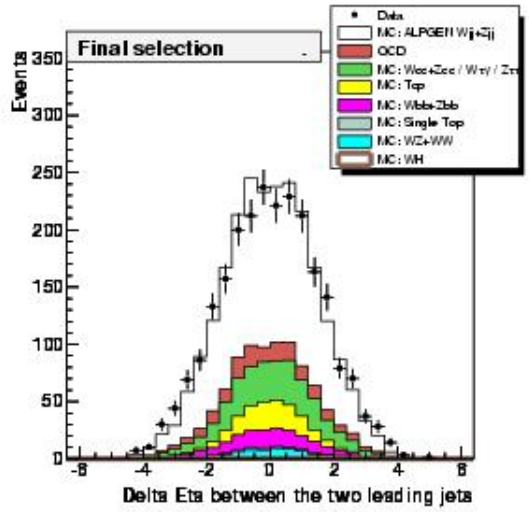


(c) deuxième jet de plus haut p_T, avant repondération

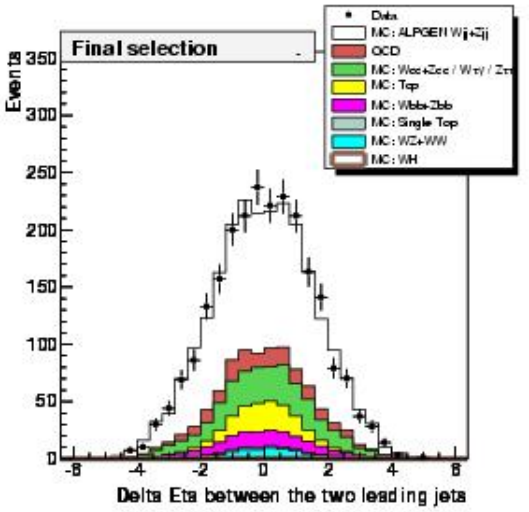


(d) deuxième jet de plus haut p_T, après repondération

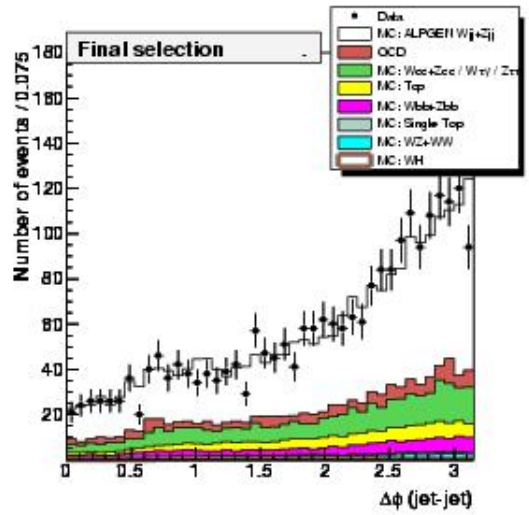
FIG. 5.39 – *Distribution de la pseudo-rapidité "détecteur" du jet de plus haut p_T et du deuxième jet de plus haut p_T (a) et (c) avant repondération et (b) et (d) après repondération. Le désaccord entre la simulation et les données est considérablement réduit par la repondération.*



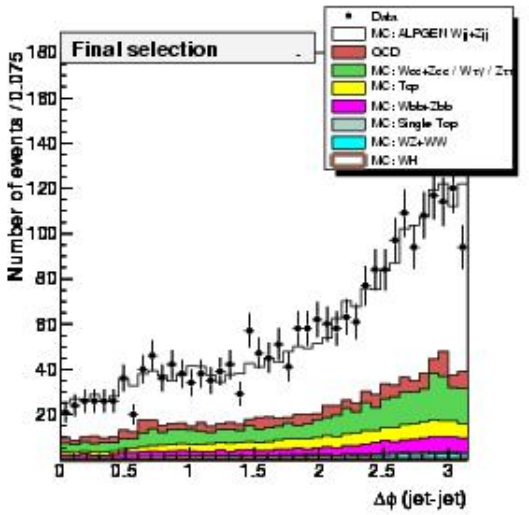
(a) $\Delta\eta(jet1,jet2)$, avant repondération



(b) $\Delta\eta(jet1,jet2)$, après repondération

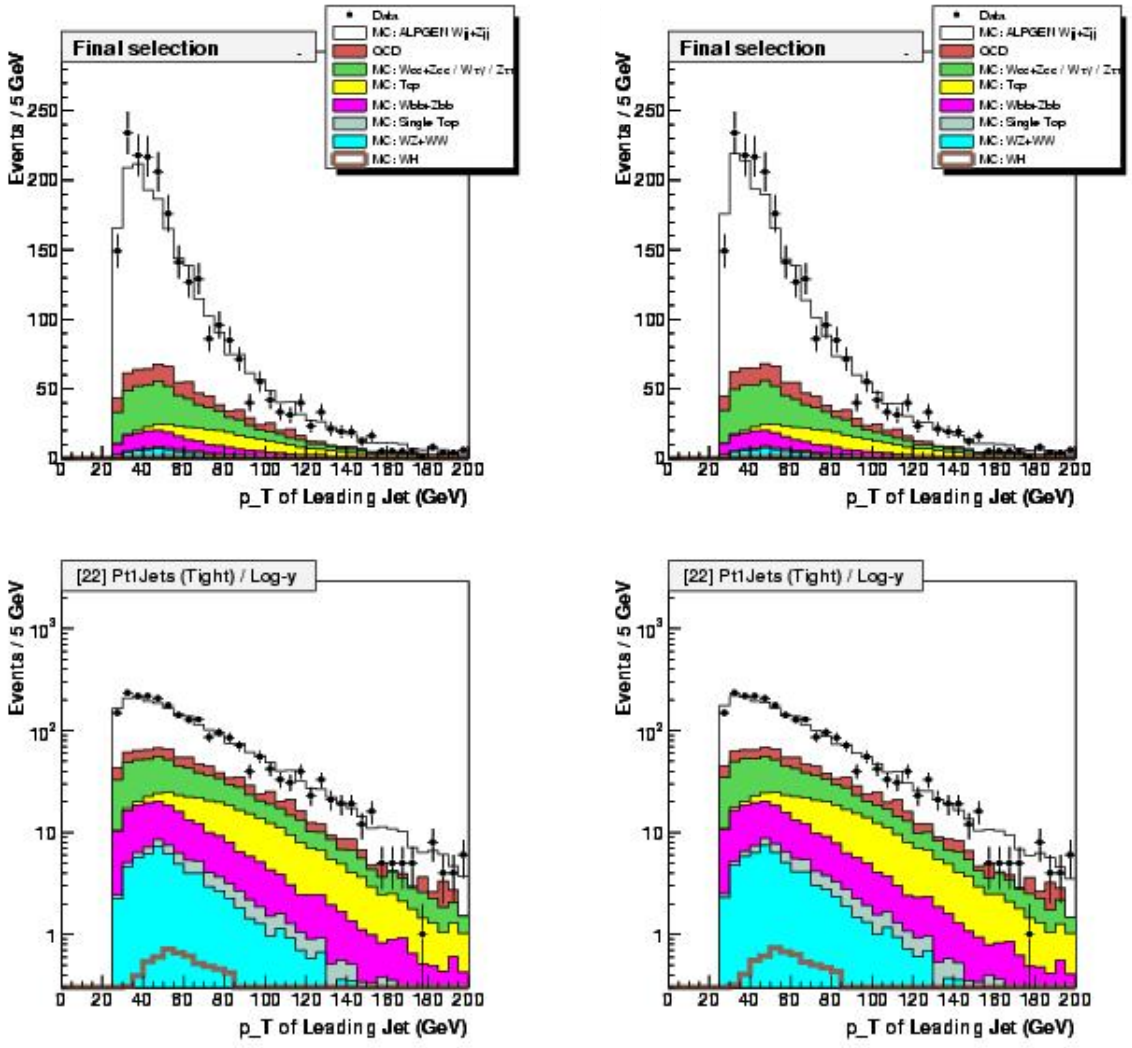


(c) $\Delta\phi(jet1,jet2)$, avant repondération



(d) $\Delta\phi(jet1,jet2)$, après repondération

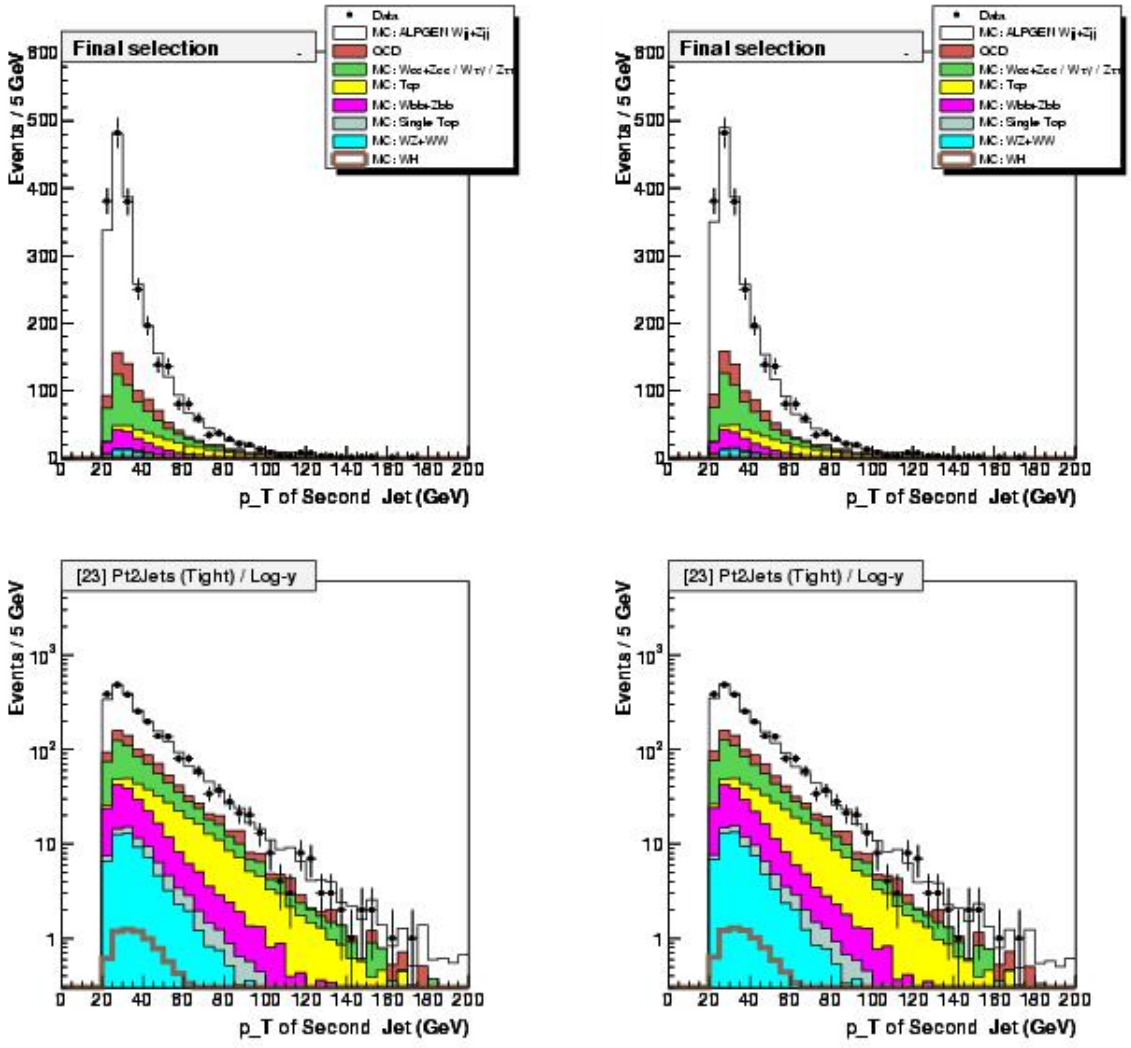
FIG. 5.40 – *Distributions de* $\Delta\eta(jet1,jet2)$ *et* $\Delta\phi(jet1,jet2)$ *(a), (c) avant et (b), (d) après correction de* η_{det}^{jet1} *et* η_{det}^{jet2}.



(a) avant repondération

(b) après repondération

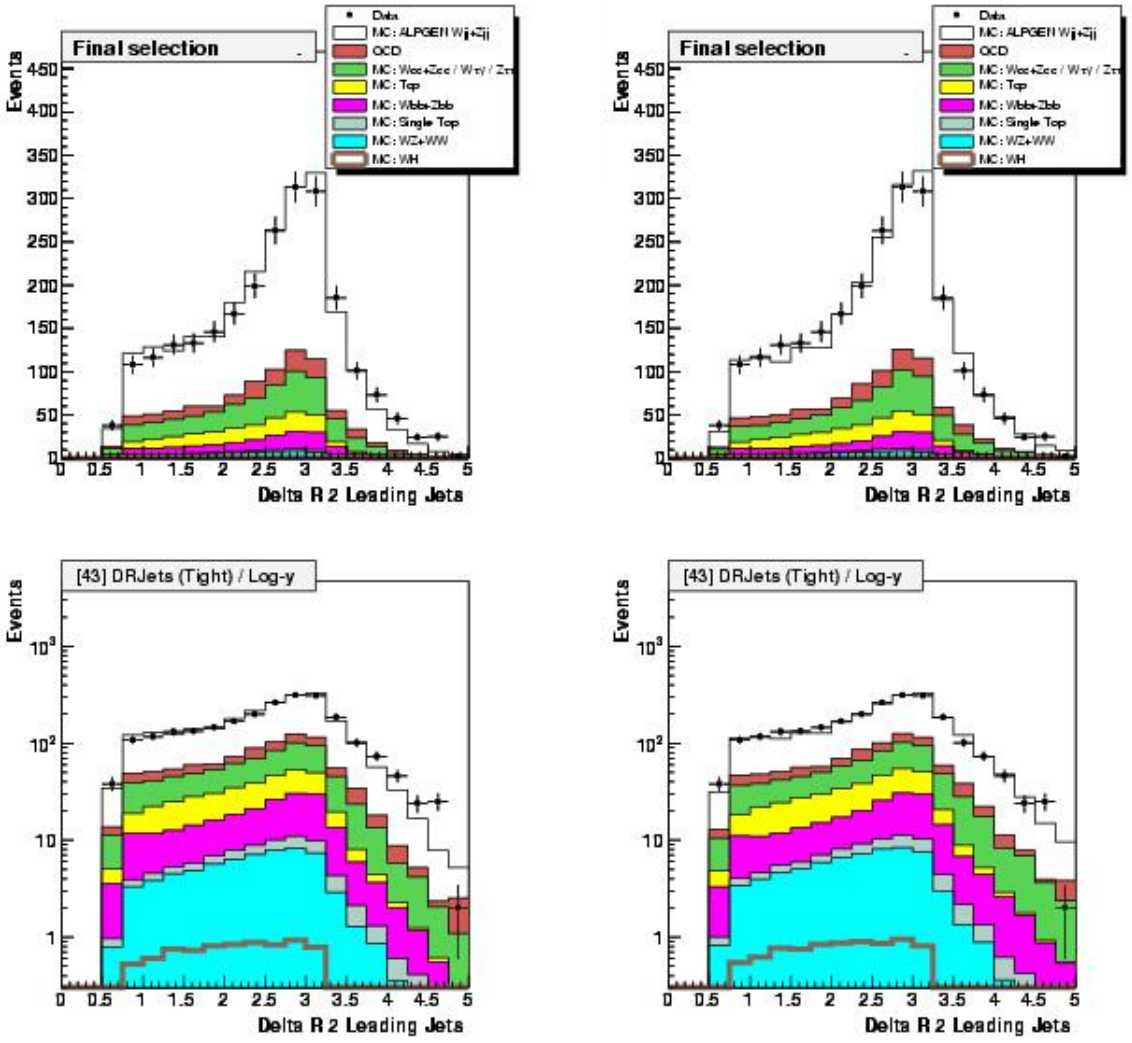
FIG. 5.41 – *Impulsion transverse du jet de plus haut p_T (a) avant et (b) après repondération dans l'échantillon à exactement trois jets. Les graphes du bas ont l'axe y en échelle logarithmique.*



(a) avant repondération

(b) après repondération

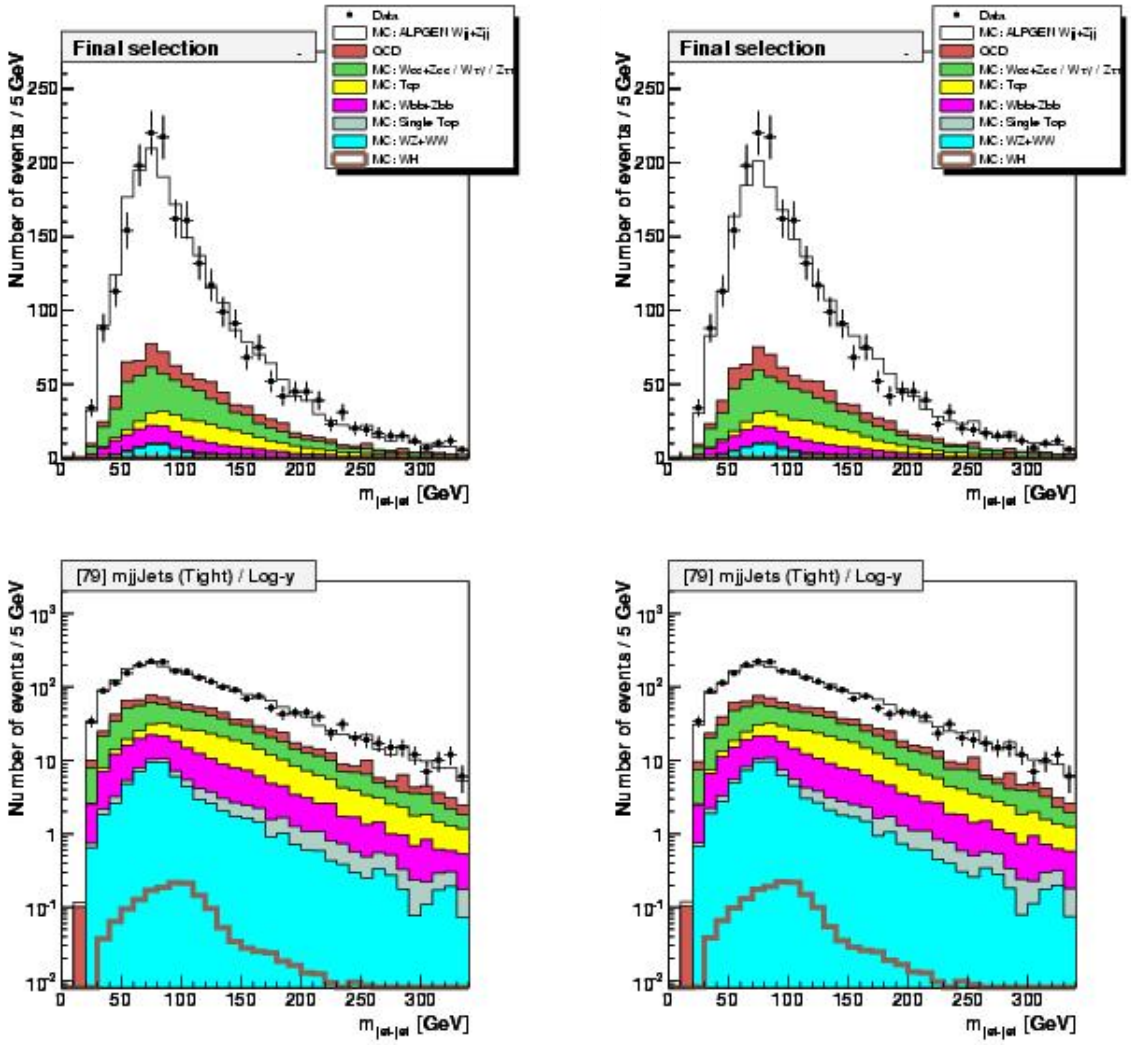
FIG. 5.42 – *Impulsion transverse du deuxième jet de plus haut p_T (a) avant et (b) après repondération dans l'échantillon à exactement trois jets. Les graphes du bas ont l'axe y en échelle logarithmique.*



(a) avant repondération

(b) après repondération

FIG. 5.43 – $\Delta R(jet1,jet2)$ *(a) avant et (b) après repondération dans l'échantillon à exactement trois jets. Les graphes du bas ont l'axe y en échelle logarithmique.*



(a) avant repondération

(b) après repondération

FIG. 5.44 – *Masse du système di-jet (a) avant et (b) après repondération dans l'échantillon à exactement trois jets.. Les graphes du bas ont l'axe y en échelle logarithmique.*

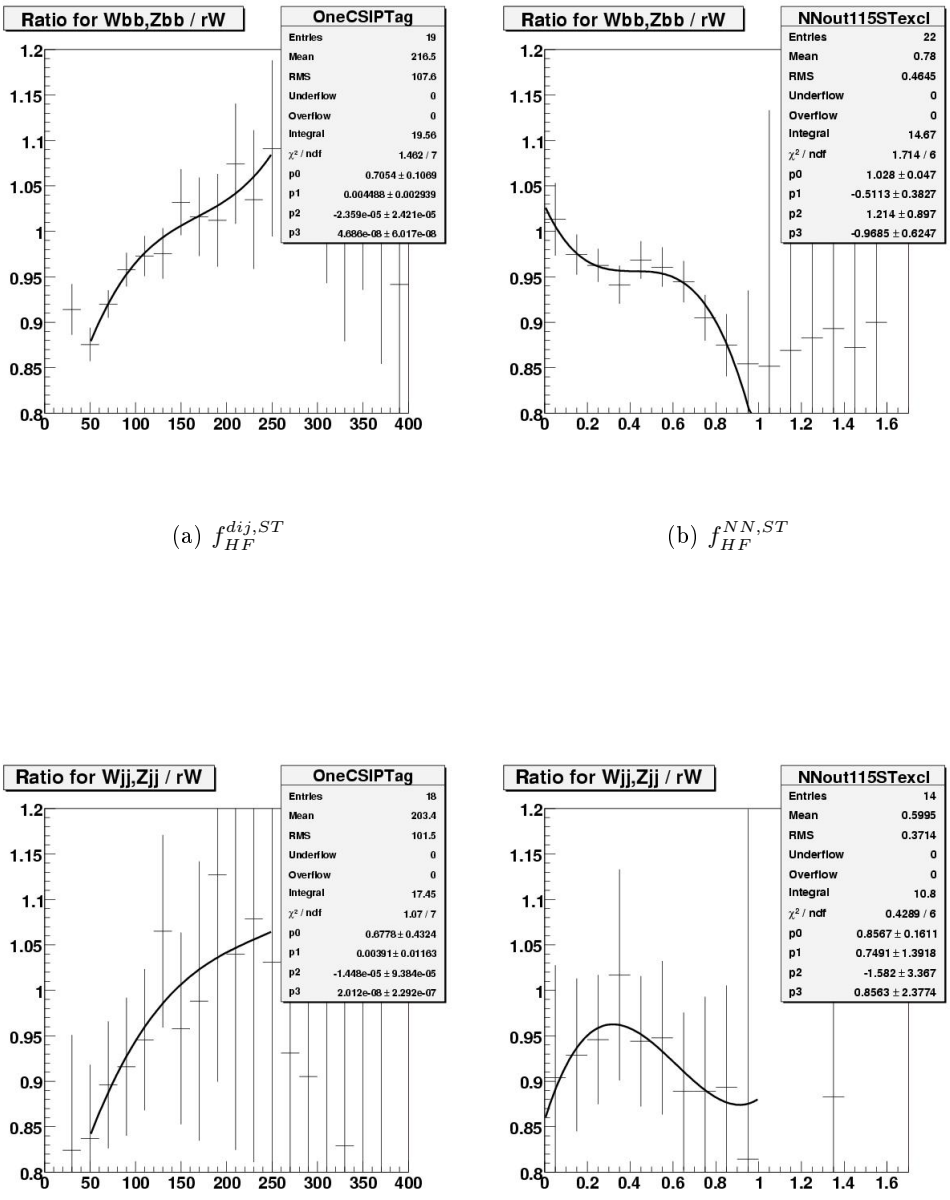
Erreur systématique

Nous assignons une erreur systématique associée à la procédure qui vient d'être décrite. Comme la repondération modifie la forme des distributions, l'erreur systématique est évaluée sur la distribution finale qui va servir à calculer les limites sur la section efficace de production du Higgs. Il s'agit de la masse du système di-jet dans un premier temps, puis de la variable de sortie du réseau de neurones (voir section 5.11). Pour estimer l'erreur, on fait le rapport de la distribution non repondérée à la distribution repondérée. On y ajuste ensuite une fonction dont la moitié de la valeur estimée à un point donné de la distribution est utilisée comme erreur. Nous admettons que cela correspond à une fluctuation de 1 σ de la repondération. On considère que les fluctuations à $+1\sigma$ et -1σ sont identiques. On procède de cette manière après simple et double étiquetage des b séparément (voir section 5.9). Comme on corrige les processus $V+$ jets légers et $V+$ jets lourds, on mesure l'effet de la repondération sur chacun de ces processus et l'erreur systématique correspondante est ensuite assignée à chacun.

On ajuste un polynôme de degré 3 sur les rapports obtenus r_{dij} et r_{NN}. Soit $f_P^{D,TAG}$ la fonction obtenue pour la distribution D (masse du système di-jet dij ou variable de sortie du réseau de neurones NN), dans le canal simplement (ST) ou doublement (DT) étiqueté, pour le processus P (HF signifie $V+$ jets lourds, LF signifie $V+$ jets légers). La statistique présente dans l'échantillon $V+$ jets légers après étiquetage des b étant très faible, il est impossible d'effectuer un ajustement avec la même fonctionnelle. On utilise alors une valeur constante. Les paramétrisations favorisées par l'ajustement sont :

$$\begin{aligned}
f_{HF}^{dij,ST} &= 0{,}7054 + 0{,}004488 r_{dij} - 2{,}359 \cdot 10^{-5} (r_{dij})^2 + 4{,}686 \cdot 10^{-8} (r_{dij})^3 \\
f_{HF}^{dij,DT} &= 0{,}7056 + 0{,}003997 r_{dij} - 2{,}373 \cdot 10^{-5} (r_{dij})^2 + 4{,}926 \cdot 10^{-8} (r_{dij})^3 \\
f_{HF}^{NN,ST} &= 1{,}028 - 0{,}5113 r_{NN} + 1{,}214 (r_{NN})^2 - 0{,}9685 (r_{NN})^3 \\
f_{HF}^{NN,DT} &= 0{,}9261 - 0{,}5725 r_{NN} + 1{,}905 (r_{NN})^2 - 1{,}554 (r_{NN})^3 \\
f_{LF}^{dij,ST} &= 0{,}6778 + 0{,}00391 r_{dij} - 1{,}448 \cdot 10^{-5} (r_{dij})^2 + 2{,}012 \cdot 10^{-8} (r_{dij})^3 \\
f_{LF}^{dij,DT} &= 0{,}9205 \\
f_{LF}^{NN,ST} &= 0{,}8567 + 0{,}7491 r_{NN} - 1{,}582 (r_{NN})^2 + 0{,}8563 (r_{NN})^3 \\
f_{LF}^{NN,DT} &= 0{,}949
\end{aligned} \tag{5.27}$$

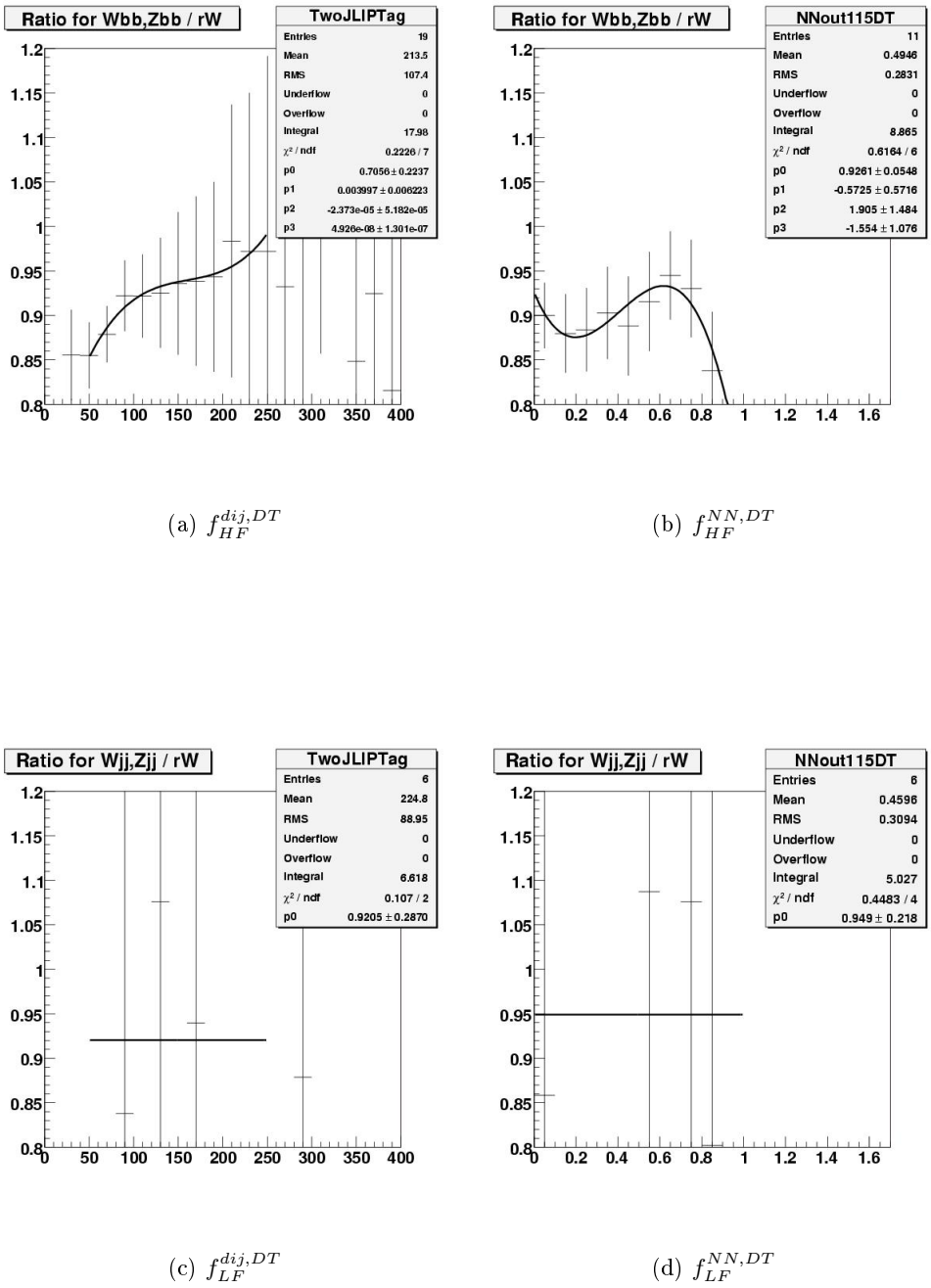
En pratique on utilise comme erreur $erreur = \frac{f_P^{D,TAG}}{2}$. On peut voir les rapports ainsi que les fonctions ajustées sur les figures 5.45 et 5.46 pour les canaux simplement et doublement étiquetés.



(a) $f_{HF}^{dij,ST}$ (b) $f_{HF}^{NN,ST}$

(c) $f_{LF}^{dij,ST}$ (d) $f_{LF}^{NN,ST}$

FIG. 5.45 – *Erreur systématique associée à la repondération additionnelle de la simulation après simple étiquetage. Les points représentent le rapport de la distribution après repondération à celle prise avant repondération. La courbe noire superposée représente l'ajustement des fonctions* $f_P^{D,TAG}$ *(voir texte). L'amplitude de la courbe ajustée représente deux fois la taille de l'erreur finale utilisée. L'ajustement est montré après simple étiquetage des b pour le processus* $V+$ *jets lourds pour (a) la masse du système di-jet, (b) la variable de sortie du réseau de neurones dans le canal simplement étiqueté et pour le processus* $V+$ *jets légers pour (c) la masse du système di-jet et (d) la variable de sortie du réseau de neurones. On ajuste un polynôme de degré 3 sur chacune des distributions.*



(a) $f_{HF}^{dij,DT}$ (b) $f_{HF}^{NN,DT}$

(c) $f_{LF}^{dij,DT}$ (d) $f_{LF}^{NN,DT}$

FIG. 5.46 – *Erreur systématique associée à la repondération additionnelle de la simulation après double ètiquetage. Les points représentent le rapport de la distribution après repondération à celle prise avant repondération. La courbe noire superposée représente l'ajustement des fonctions* $f_P^{D,TAG}$ *(voir texte). L'amplitude de la courbe ajustée représente deux fois la taille de l'erreur finale utilisée. L'ajustement est montré après double étiquetage des b pour le processus* $V+$ *jets lourds pour (a) la masse du système di-jet, (b) la variable de sortie du réseau de neurones dans le canal simplement étiqueté et pour le processus* $V+$ *jets légers pour (c) la masse du système di-jet et (d) la variable de sortie du réseau de neurones. On ajuste un polynôme de degré 3 sur les distributions correspondant au processus* $V+$ *jets lourds. La statistique nétant pas suffisante pour faire de même avec les distributions de* $V+$ *jets légers, on y ajuste une constante.*

Nous vérifions ensuite que cette erreur systématique est suffisament grande. Pour ce faire, nous utilisons le rapport des données à la simulation $V + b\bar{b}$ dans la variable finale physique, soit la masse du système di-jet, après repondération d'Alpgen. La figure 5.47 montre ce rapport dans le canal simplement étiqueté sur lequel est superposée l'erreur systématique que nous venons de décrire. Les deux distributions données et simulation sont normalisées à 1 avant le rapport car seules les différences de forme sont considérées. Aux alentours de 100 GeV, l'erreur est de l'ordre du pourcent et ne couvre pas la dispersion des points qui représentent le rapport. Comme on le remarque sur la figure **??** (a), cela est dû au fait que c'est précisément vers 100 GeV que la tendance s'inverse : à basse masse, la prédiction d'Alpgen est trop grande par rapport aux données, alors que c'est l'inverse à haute masse. Le facteur de repondération est proche de 1 dans cette région, et son erreur associée est donc petite, comme le montrent les figures 5.45 (a) et (c). Afin de couvrir la dispersion du rapport, nous ajustons une fonction sur celui-ci. C'est un polynôme de degré 3 qui décrit le mieux les points :

$$P = 0{,}9394 + 0{,}001733 r_{dij} - 1{,}23 \cdot 10^{-5} (r_{dij})^2 + 2{,}135 \cdot 10^{-8} (r_{dij})^3 \tag{5.28}$$

L'ajustement est montré figure 5.48. Nous utilisons cette fonction comme un poids supplémentaire que nous appliquons à la simulation Alpgen. Afin de maximiser la distortion à 100 GeV, valeur proche du pic d'un signal à 115 GeV, nous y injectons un facteur additif (*offset*) de 5%. Nous vérifions ensuite l'impact de cette déformation de la masse du système di-jet sur la variable de sortie du réseau de neurones qui est la variable finale que nous utilisons pour calculer la limite sur la section efficace de production du Higgs. La figure 5.49 (a) montre la variable de sortie du réseau après double étiquetage, avant et après déformation. Le rapport de ces distributions, montré figure 5.49 (b), fournit une erreur systématique additionnelle. Nous y ajustons une polynôme d'ordre 2, forme fonctionnelle qui décrit le mieux les points :

$$g^{NN,DT} = 0{,}928 + 0{,}209 r_{NN} - 0{,}072 (r_{NN})^2 \tag{5.29}$$

Cette erreur systématique additionnelle, dont l'amplitude varie entre -6% et 2% et qui est donc une forme, est finalement appliquée sur l'échantillon simulé $V + b\bar{b}$. La procédure est répétée pour tous les cas considérés (masse du système di-jet, réseau de neurones, simple et double étiquetage). Sur la masse du système di-jet, un polynôme d'ordre 3 donne un meilleur χ^2 par degrés de liberté. Nous utilisons la même paramétrisation pour les cas simplement et doublement étiquetés. Les fonctions utilisées sont

$$\begin{aligned} g^{NN,ST} &= 1{,}009 + 0{,}296 r_{NN} - 0{,}434 (r_{NN})^2 \\ g^{dij,ST} &= 0{,}940 + 0{,}0017 r_{dij} - 1{,}23 \cdot 10^{-5} (r_{dij})^2 + 2{,}13 \cdot 10^{-8} (r_{dij})^3 \\ g^{dij,DT} &= 0{,}940 + 0{,}0017 r_{dij} - 1{,}23 \cdot 10^{-5} (r_{dij})^2 + 2{,}13 \cdot 10^{-8} (r_{dij})^3 \end{aligned} \tag{5.30}$$

Conclusion sur la repondération additionnelle de la simulation

Afin de corriger une mauvaise modélisation de la cinématique des jets par le générateur Alpgen, nous proposons une repondération additionnelle de la simulation $V+$ jets qui permet d'améliorer l'accord avec les données. Les quantités η_{det}^{jet1}, η_{det}^{jet2}, $\Delta\eta(jet1,jet2)$ et $\Delta\phi(jet1,jet2)$ sont corrigées, et cette correction est propagée à tout l'évènement sous la forme d'un poids. Cela améliore l'accord global entre données et simulation. En particulier, l'accord dans la masse du système di-jet est notablement amélioré. On utilise les mêmes poids dans les échantillons à deux et trois jets. Ces poids sont déterminés

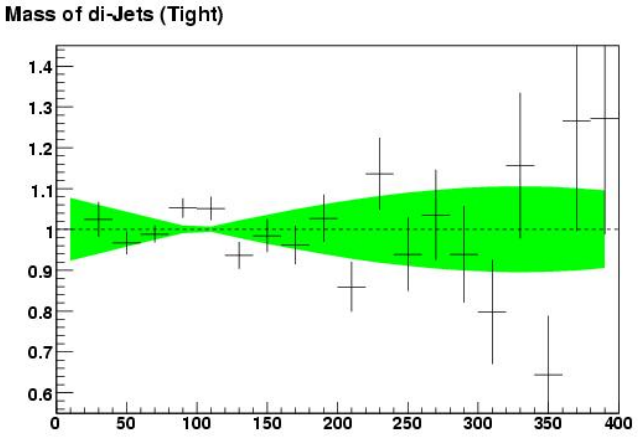


FIG. 5.47 – *Erreur systématique associée (bande verte) à la repondération d'*ALPGEN *superposée au rapport des données à la simulation dans la masse du système di-jet (points), dans le canal simplement étiqueté. On constate qu'aux alentours de* 110 GeV, *masse proche du pic d'un Higgs de* 115 GeV, *la dispersion des points n'est pas couverte par l'erreur systématique.*

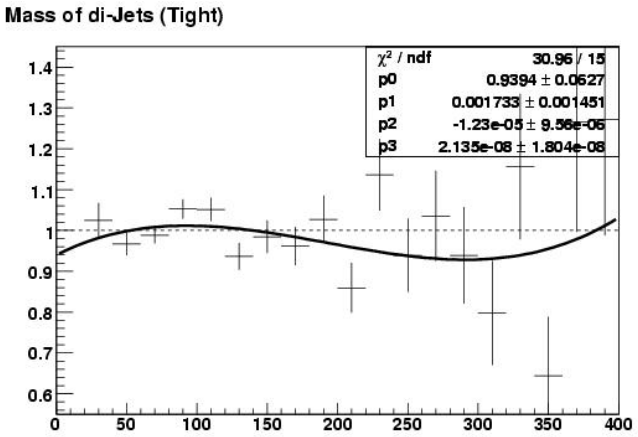
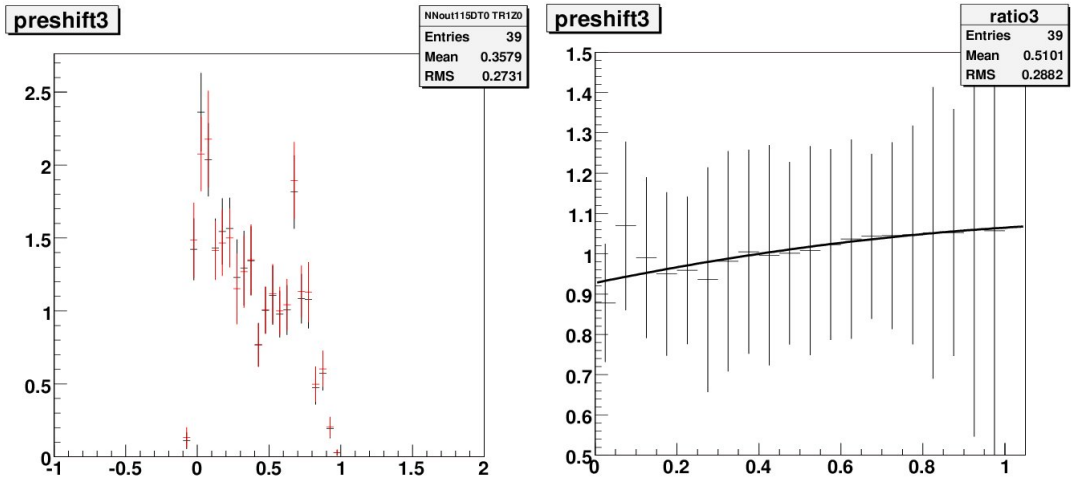


FIG. 5.48 – *Rapport des données à la simulation dans la masse du système di-jet, dans le canal simplement étiqueté, après ajustement par un polynôme. On utilise un polynôme de degré 3 qui décrit le mieux les points. On utilise ensuite les valeurs de l'ajustement en fonction de la masse du système di-jet comme poids additionnel pour la simulation* ALPGEN $V + b\bar{b}$, *après y avoir injecté un facteur additionnel (*offset*) de 5% afin de maximiser la distortion aux alentours de* 100 GeV.



(a) (b)

FIG. 5.49 – *Impact du poids supplémentaire sur la variable de sortie du réseau de neurones. (a) Variable de sortie dans la simulation avant (noir) et après (rouge) la repondération additionnelle ; (b) rapport de la variable de sortie après repondération additionnelle à celle obtenue sans repondération additionnelle, après ajustement par un polynôme de degré 2.*

à partir de l'échantillon à deux jets et sont donnés par les fonctions

$$\begin{aligned} W^{jet1}_{\eta_{det}} &= 0{,}920 + 0{,}0341 \cdot (\eta^{jet1}_{det})^2 + 0{,}0147 \cdot (\eta^{jet1}_{det})^4 \\ W^{jet2}_{\eta_{det}} &= 0{,}939 - 0{,}0251 \cdot (\eta^{jet2}_{det})^2 + 0{,}0234 \cdot (\eta^{jet2}_{det})^4 \\ W_{\Delta\eta(jj)} &= 0{,}953 - 0{,}0022 \cdot \Delta\eta(jj) + 0{,}021 \cdot (\Delta\eta(jj))^2 \\ W_{\Delta\phi(jj)} &= 1{,}114 - 0{,}287 \cdot \Delta\phi(jj) + 0{,}0101 \cdot (\Delta\eta(jj))^2 \end{aligned} \tag{5.31}$$

À la suite de cette procédure nous assignons une erreur systématique sur les processus corrigés, soit $V+$ jets légers et $V+$ jets lourds. Cette erreur prend en compte l'amplitude de la repondération par rapport à la forme de la distribution considérée. C'est donc une forme dérivée à partir des distributions finales de la masse du système di-jet et de la variable de sortie du réseau de neurones, après étiquetage des b. L'amplitude de cette erreur varie entre et 2 et 10%.

Un contrôle montre qu'aux alentours de 100 GeV dans la masse du système di-jet, cette erreur n'est pas suffisament grande. Nous appliquons donc une erreur systématique sur le processus simulé $V + b\bar{b}$ qui couvre ce déficit et dont l'amplitude varie entre -6% et 2%.

5.7 Le bruit de fond QCD

Comme il a été mentionné, les évènements de bruit de fond et de signal utilisés dans la comparaison des données à notre modèle sont simulés, à l'exception du bruit fond dit QCD. Il est appelé ainsi car il est lié à la présence de jets (potentiellement de bas p_T) dans l'évènement, ce qui est typique des collisionneurs hadroniques.

Le bruit de fond QCD est un bruit de fond dont l'origine est physique mais dont la présence s'explique par des effets instrumentaux[2]. Comme il a été discuté en détail dans la section 4.5, des désintégrations semi-muoniques peuvent survenir dans les jets de b. Le muon ainsi produit est *a priori* rejeté par la sélection lâche de l'analyse WH, puisqu'on demande que le muon ne soit pas dans un jet. Le détecteur DØ n'étant pas parfait, le jet qui contient le muon peut ne pas être reconstruit, surtout si son impulsion transverse est faible. C'est la raison pour laquelle les critères d'isolation serrés sont introduits. Comme ils reposent sur l'activité autour du muon dans le trajectographe et le calorimètre et non sur les jets reconstruits, ils permettent de rejeter beaucoup plus de bruit de fond QCD. Bien sûr ces critères d'isolation ne sont pas parfaits, et du bruit de fond QCD, c'est-à-dire des muons qui ne proviennent pas de la désintégration d'un W, subsiste encore.

Comme c'est un effet de détection qui contamine notre échantillon, il est très difficile, voire impossible de simuler le bruit de fond QCD. On a donc recourt à une technique d'estimation statistique appelée *méthode de la matrice*, que l'on applique sur les données.

5.7.1 La méthode de la matrice

Soit N_{loose} et N_{tight} le nombre de muons observés avec les critères d'isolation lâche et serrés respectivement. N_{loose} est la somme du nombre de muons provenant d'un W, N_μ et du nombre de muons provenant d'un jet N_{QCD} :

$$N_{\text{loose}} = N_\mu + N_{\text{QCD}} \tag{5.32}$$

On peut écrire l'expression de N_{tight} de façon similaire, mais

1. il faut pondérer N_μ par l'efficacité des critères d'isolation serrés sur des muons vraiment isolés, notée ϵ_{tight}
2. il faut pondérer N_{QCD} par la probabilité qu'un muon provenant d'un jet passe les critères d'isolation serrés, notée $p_{\mu\text{jet}}$. On l'appelle aussi *fake rate*

On obtient donc l'équation

$$N_{\text{tight}} = \epsilon_{\text{tight}} N_\mu + p_{\mu\text{jet}} N_{\text{QCD}} \tag{5.33}$$

ϵ_{tight} et $p_{\mu\text{jet}}$ sont des paramètres que l'on mesure sur les données en fonction de l'impulsion transverse du muon, comme on va le voir au paragraphe 5.7.2. Dès lors qu'on les connait, on peut résoudre le système constitué des équations 5.32 et 5.33 :

$$\begin{aligned} N_\mu &= \frac{N_{\text{tight}} - p_{\mu\text{jet}} N_{\text{loose}}}{\epsilon_{\text{tight}} - p_{\mu\text{jet}}} \\ N_{\text{QCD}} &= \frac{\epsilon_{\text{tight}} N_{\text{loose}} - N_{\text{tight}}}{\epsilon_{\text{tight}} - p_{\mu\text{jet}}} \end{aligned} \tag{5.34}$$

En plus de N_{QCD} il faut aussi obtenir la forme de la distribution du bruit de fond QCD. Pour cela, on procède de la manière suivante :

1. comme les critères d'isolation serrés dépendent de p_T^μ, on applique la méthode de la matrice dans huit plages de p_T^μ, listées dans le tableau 5.16. Pour chaque zone, la valeur centrale est choisie pour estimer ϵ_{tight} et $p_{\mu\text{jet}}$

2. Notons que dans le canal $WH \to e\nu b\bar{b}$, des jets mal identifiés comme des électrons constituent le bruit de fond QCD

Zone	p_T^μ
1	15 - 20 GeV
2	20 - 25 GeV
3	25 - 30 GeV
4	30 - 40 GeV
5	40 - 50 GeV
6	50 - 60 GeV
7	60 - 70 GeV
8	$>$ 70 GeV

TAB. 5.16 – *Zones de p_T^μ dans lesquelles on applique la méthode de la matrice.*

2. afin d'obtenir la forme du bruit de fond QCD dans chaque distribution, la méthode de la matrice est appliquée sur chacun des histogrammes que la chaîne d'analyse produit. Dans chacun de ces histogrammes, la méthode de la matrice est appliquée *bin à bin*. Ainsi on connait la contribution du bruit de fond QCD dans chaque *bin* et on obtient donc sa distribution
3. lorsque l'on veut comparer données et simulation, on resomme toutes les zones en p_T^μ

5.7.2 Estimation de ϵ_{tight} et $p_{\mu\text{jet}}$

Il est nécessaire de connaître ϵ_{tight} et $p_{\mu\text{jet}}$ pour pouvoir résoudre l'équation 5.34 et calculer la contribution du bruit de fond QCD dans les échantillons lâche et serré. Ces quantités sont des paramètres que l'on estime à partir des données.

Rappelons que nous utilisons les critères d'isolation serrés appelés TopP14 (voir section 3.1), qui sont

$$\begin{aligned} &\sum_{\Delta R(traces,\mu)<0,5}^{traces} \frac{p_T^{trace}}{p_T^{muon}} < 0{,}06 \\ &\sum_{0,1<\Delta R(cellules,\mu)<0,4}^{cellules} \frac{E_T^{cellule}}{p_T^{muon}} < 0{,}08 \\ &\Delta R(jet,\mu) > 0{,}5 \end{aligned} \tag{5.35}$$

Les deux premières coupures dépendent de l'impulsion transverse du muon ; par conséquent, nous estimons ϵ_{tight} et $p_{\mu\text{jet}}$ en fonction de p_T^μ.

ϵ_{tight}

ϵ_{tight} est l'efficacité des critères d'isolation serrés sur des muons qui proviennent vraiment d'un boson vecteur W ou Z^0. Autrement dit, il s'agit simplement de l'efficacité de la coupure serrée par rapport à la coupure lâche. Elle est montrée sur la figure 5.50. ϵ_{tight} est estimé sur des données $Z^0 \to \mu\mu$. On constate que la dépendance en p_T^μ n'est pas du tout négligeable. L'efficacité moyenne des critères TopP14 est de 89%.

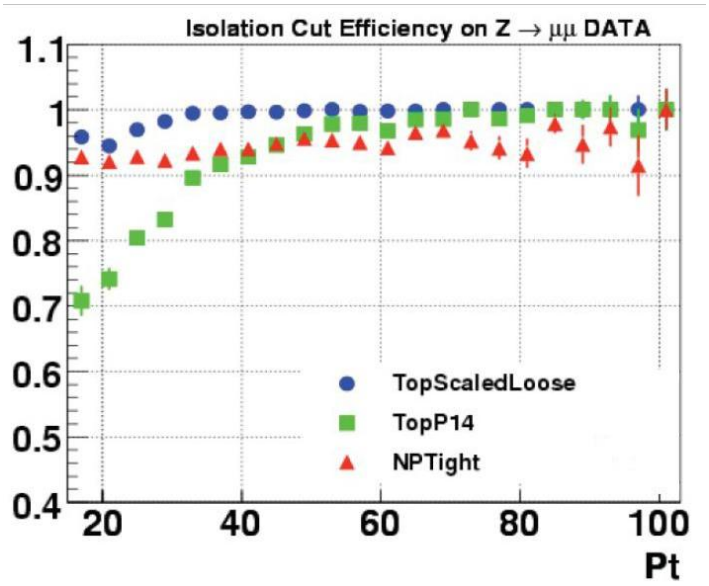


FIG. 5.50 – *Le paramètre ϵ_{tight} en fonction de l'impulsion transverse du muon. Les carrés verts représentent l'efficacité des critères TopP14. À titre de comparaison, la courbe d'efficacité est également montrée pour les isolations TopScaledLoose (cercles bleus) et NPTight (triangles rouges). L'efficacité moyenne de la coupure TopP14 est de 89%.*

$p_{\mu\text{jet}}$

L'estimation de $p_{\mu\text{jet}}$ est faite à partir des données qui sont utilisées dans l'analyse. La question à laquelle on veut répondre est simple : si l'on se place dans une zone de l'espace des phases de notre échantillon qui ne contient que des évènements QCD, quelle proportion passera les critères d'isolation serrés? Afin de se retrouver dans cette zone de l'espace des phases nous effectuons les mêmes sélections que dans l'analyse proprement dite, à deux exceptions près:

1. on demande une énergie transverse manquante petite afin d'exclure les vrais évènements $W+$ jets. Si $\not\!\!E_T$ est petite, alors on devrait rejeter les évènements avec un neutrino, donc réduire la contamination provenant des W. On demande $\not\!\!E_T < 10\,\text{GeV}$
2. on n'applique pas la coupure triangulaire. Celle-ci est en effet pensée pour tuer le bruit de fond QCD ; si on l'applique avec $\not\!\!E_T < 10\,\text{GeV}$, la statistique obtenue est trop faible pour pouvoir en tirer une conclusion

En outre, on utilise dans l'échantillon à trois jets l'estimation obtenue dans les évènements à deux jets.

Comme la contamination par des muons provenant d'un W ou d'un Z^0 est toujours possible, on utilise les processus simulés pour évaluer cette contribution. On applique le même ensemble de coupures aux processus simulés, puis on soustrait leur contribution normalisée à leur section efficace respective, en tenant compte du facteur de normalisation pour les processus W et Z^0+ jets.

L'analyse est effectuée sur l'échantillon avec isolation lâche et sur celui avec isolation serrée. $p_{\mu\text{jet}}$ étant la probabilité qu'un muon QCD passe les coupures d'isolation serrées , on définit $p_{\mu\text{jet}}$ comme le rapport du nombre de muons serrés à celui de muons lâches, après soustraction de la contamination

W et Z^0 :

$$p_{\mu\text{jet}} = \frac{N^{\mu,\text{tight}}_{\text{data}} - N^{\mu,\text{tight}}_{\text{simu}}}{N^{\mu,\text{loose}}_{\text{data}} - N^{\mu,\text{loose}}_{\text{simu}}} \tag{5.36}$$

On ajuste ensuite une fonction de p^{μ}_{T} sur le rapport obtenu. Les points expérimentaux ainsi que le résultat de l'ajustement sont montrés sur la figure 5.51. La fonction retenue est un polynône de premier degré. Après ajustement, on a

$$p_{\mu\text{jet}} = -0{,}0271 + 0{,}00664 \cdot p^{\mu}_{T} \tag{5.37}$$

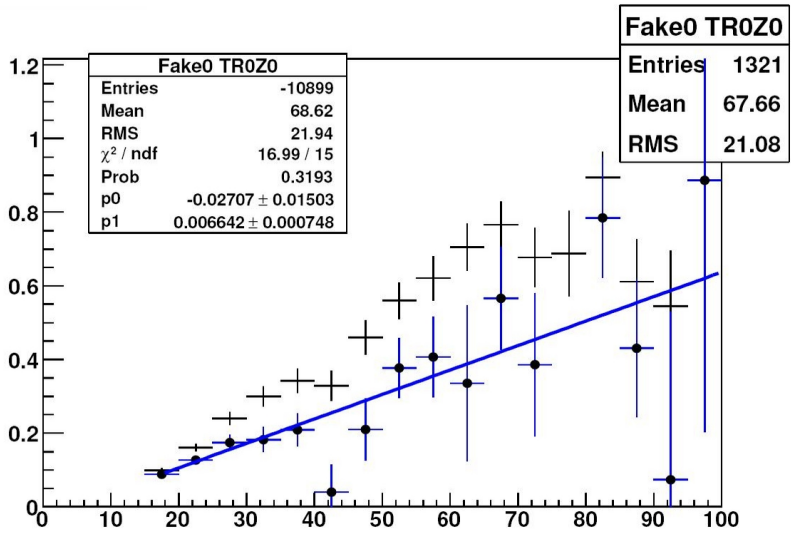


FIG. 5.51 – *Le paramètre $p_{\mu\text{jet}}$ en fonction de l'impulsion transverse du muon. Les points noirs (bleus) représentent les valeurs de $p_{\mu\text{jet}}$ sans (avec) soustraction de la contamination W et Z^0. Après soustraction, on ajuste un polynôme de premier degré sur les points expérimentaux.*

Processus	2 jets	3 jets
$WH + ZH$	3,23 ± 0,68	0,82 ± 0,17
WZ	303,8 ± 63,8	65,8 ± 13,8
$Wb\bar{b}$	403,1 ± 100,8	135,0 ± 33,8
$t\bar{t}$	105,3 ± 22,1	166,4 ± 34,9
Single-top	57,6 ± 12,1	18,4 ± 3,9
QCD Multijet	465,5 ± 102,4	173,6 ± 38,2
$W + jj + W + cj + W + cc$	8 910 ± 1 425	1 823 ± 291
Total attendu	10 246 (n.a.d.)	2 383 (n.a.d.)
Total observé	10 246	2 383

TAB. 5.17 – *Nombre d'évènements attendus, par processus, pour* $m_H = 115\,\text{GeV}$*, et nombre d'évènements observés avant étiquetage des jets de b. Le signal n'est pas compté dans la normalisation. Sont montrés les chiffres correspondants aux échantillons à exactement deux ou trois jets. n.a.d signifie normalisé aux données ; par construction, le nombre d'évènements attendus est donc égal au nombre d'évènements observés.*

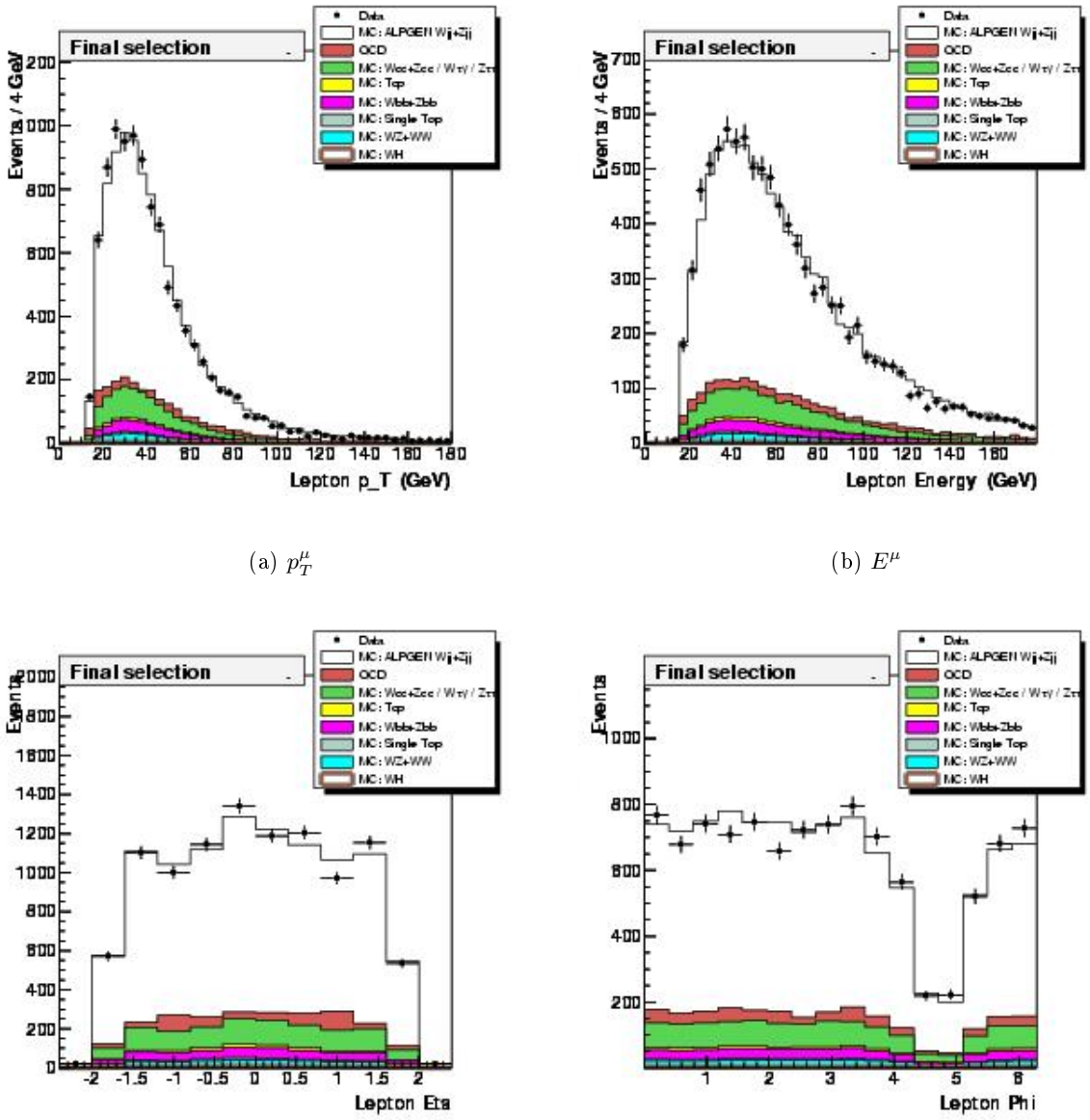
5.8 Distributions de contrôle avant étiquetage des jets de b

Après avoir appliqué toutes les sélections (section 5.4), corrigé la simulation afin qu'elle décrive mieux les données (sections 5.5 et 5.6) et calculé le bruit de fond QCD (section 5.7), nous avons tous les éléments en main pour comparer les données à notre modèle.

Les figures 5.52 à 5.59 montrent les distributions de contrôle de l'échantillon à exactement deux jets. La figure 5.52 montre les quantités relatives au muon : son impulsion transverse, son énergie et ses coordonnées angulaires η et ϕ. La figure 5.53 montre les distributions liées à l'énergie transverse manquante : l'énergie transverse manquante elle-même, sa projection sur les axes x et y du plan transverse, et la distance en ϕ entre $\not\!\!E_T$ et le muon. La figure 5.54 montre la masse transverse du boson W ainsi que son impulsion transverse. Les figures 5.55 et 5.56 montrent l'impulsion transverse et les coordonnées angulaires du jet de plus haut p_T et du deuxième jet de plus haut p_T. La variable H_T est montrée sur la figure 5.57. Des variables relatives à la distance entre les jets, $\Delta R(jet1,jet2)$, $\Delta\eta(jet1,jet2)$ et $\Delta\phi(jet1,jet2)$, sont montrées sur la figure 5.58. Enfin, la masse du système constitué par les deux jets est montrée sur la figure 5.59. Le modèle construit décrit bien les données dans toutes ces distributions, notamment sur celle de $m^{(jet1,jet2)}$. Aucun biais significatif n'est observé.

Les distributions correspondantes pour l'échantillon à exactement trois jets sont montrées sur les figures 5.60 à 5.68. Les distributions relatives au troisième jet de plus haut p_T sont en plus montrées figure 5.65. Là encore, le modèle construit décrit bien les données.

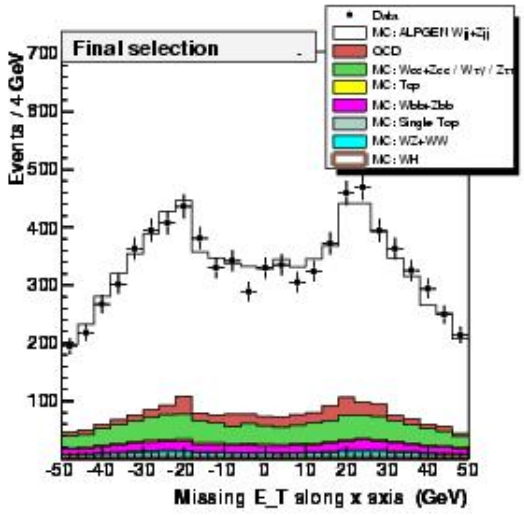
Le tableau 5.17 résume la contribution relative de chacun des processus au nombre d'évènements total observés.



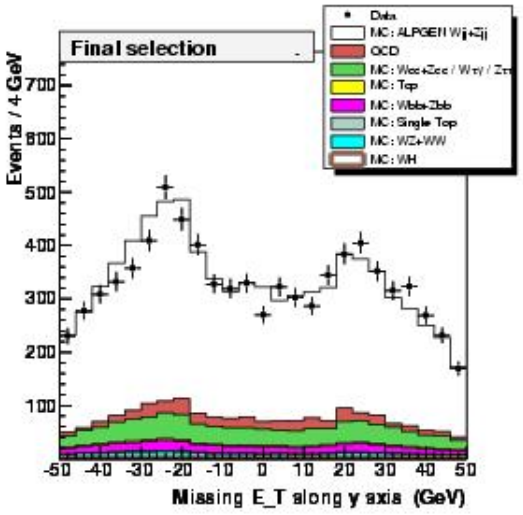
(a) p_T^μ (b) E^μ

(c) η^μ (d) ϕ^μ

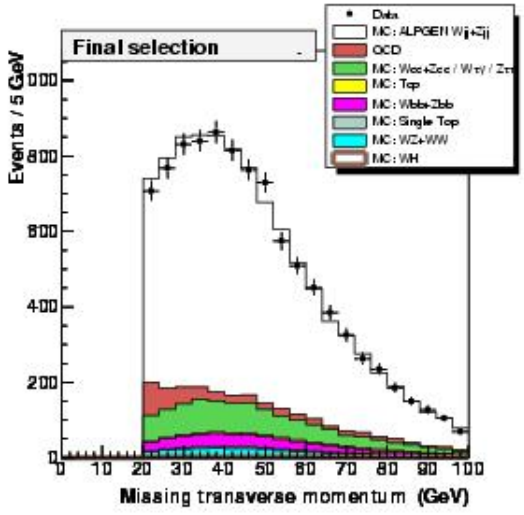
FIG. 5.52 – *Distributions (a) de l'impulsion transverse, (b) de l'énergie, et des coordonnées angulaires (c) η et (d) ϕ du muon. Les données sont bien décrites par la simulation.*



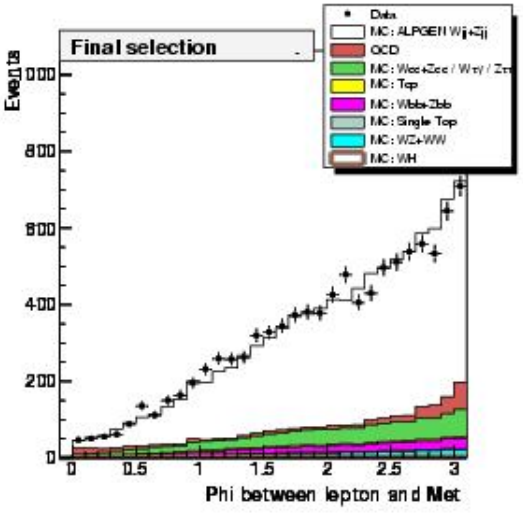
(a) $\not\!\!E_T^x$



(b) $\not\!\!E_T^y$

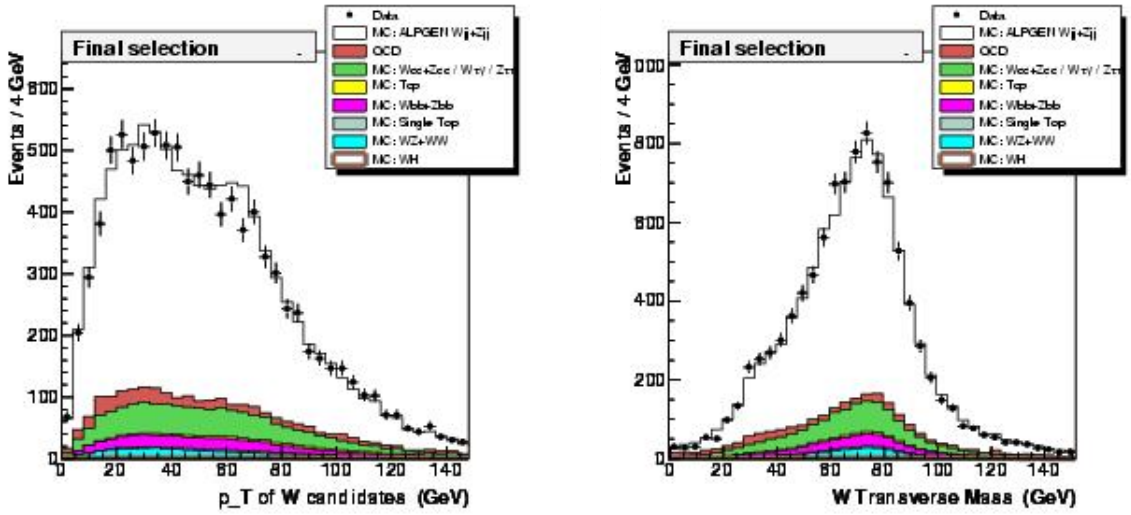


(c) $\not\!\!E_T$



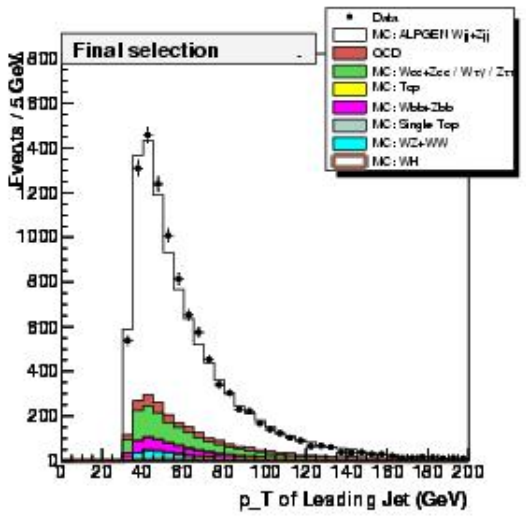
(d) $\Delta\phi(\mu, \not\!\!E_T)$

FIG. 5.53 – *Distributions de la projection sur les axes (a) x et (b) y de l'énergie transverse manquante, (c) de l'énergie transverse manquante totale et (d) de* $\Delta\phi(\mu, \not\!\!E_T)$. *Les données sont bien décrites par la simulation.*

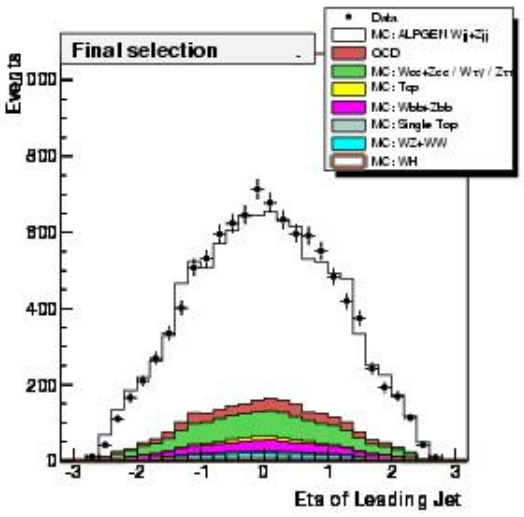


(a) p_T^W (b) m_T^W

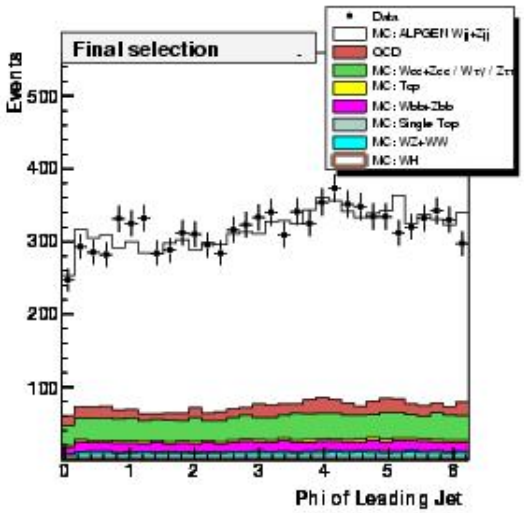
FIG. 5.54 – *Distributions (a) de l'impulsion transverse et (b) de la masse transverse du boson W. Les données sont moins bien décrites dans cette dernières aux alentours de* 70 GeV *car* ALPGEN *décrit mal les impulsions transverses des bosons W et Z^0.*



(a) p_T^{jet1}

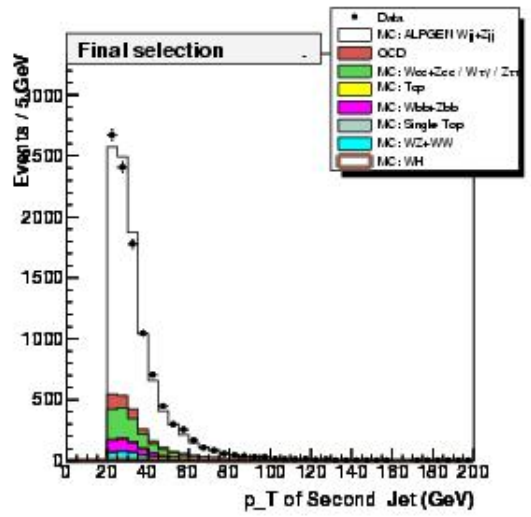


(b) η^{jet1}

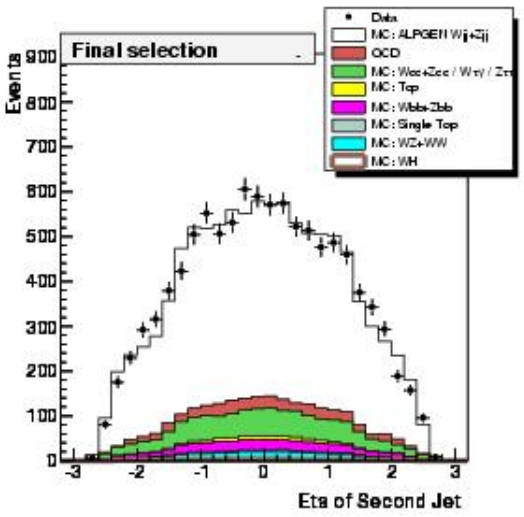


(c) ϕ^{jet1}

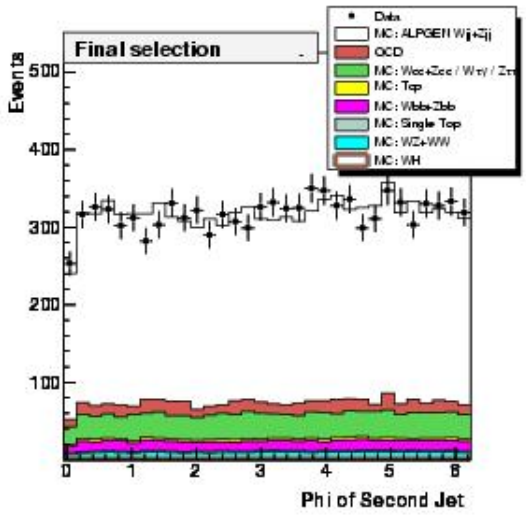
FIG. 5.55 – *Distributions (a) de l'impulsion transverse et de (b) η et (c) ϕ du jet de plus haut p_T. Les données sont bien décrites par la simulation.*



(a) p_T^{jet2}



(b) η^{jet2}



(c) ϕ^{jet2}

FIG. 5.56 – *Distributions (a) de l'impulsion transverse et de (b) η et (c) ϕ du deuxième jet de plus haut p_T. Les données sont bien décrites par la simulation.*

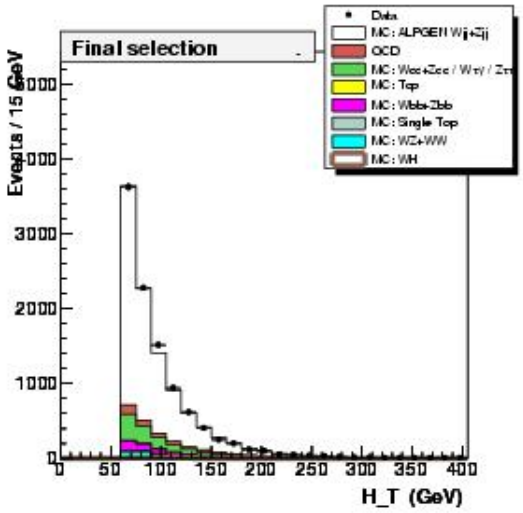
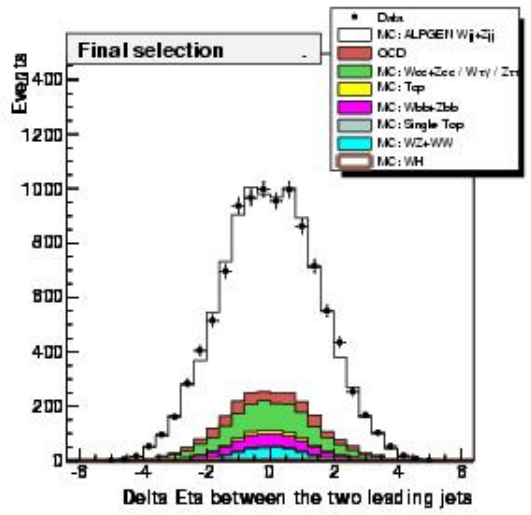
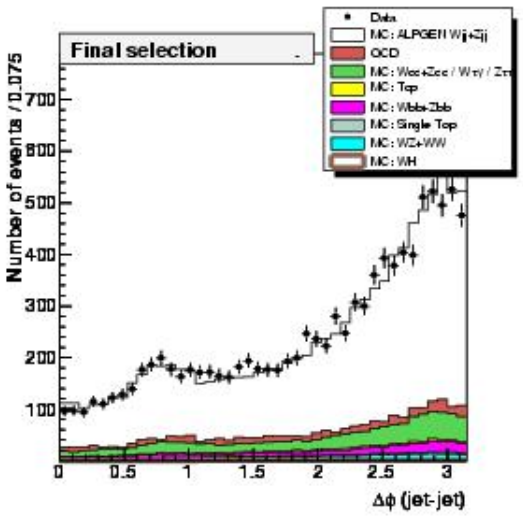


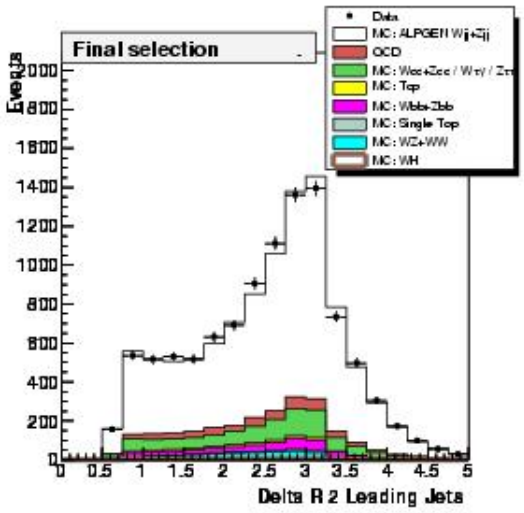
FIG. 5.57 – *Distribution de la variable H_T. Les données sont bien décrites par la simulation.*



(a) $\Delta\eta(jet1,jet2)$



(b) $\Delta\phi(jet1,jet2)$



(c) $\Delta R(jet1,jet2)$

FIG. 5.58 – *Distributions des variables (a) $\Delta\eta(jet1,jet2)$, (b) $\Delta\phi(jet1,jet2)$ et (c) $\Delta R(jet1,jet2)$. Les données sont bien décrites par la simulation.*

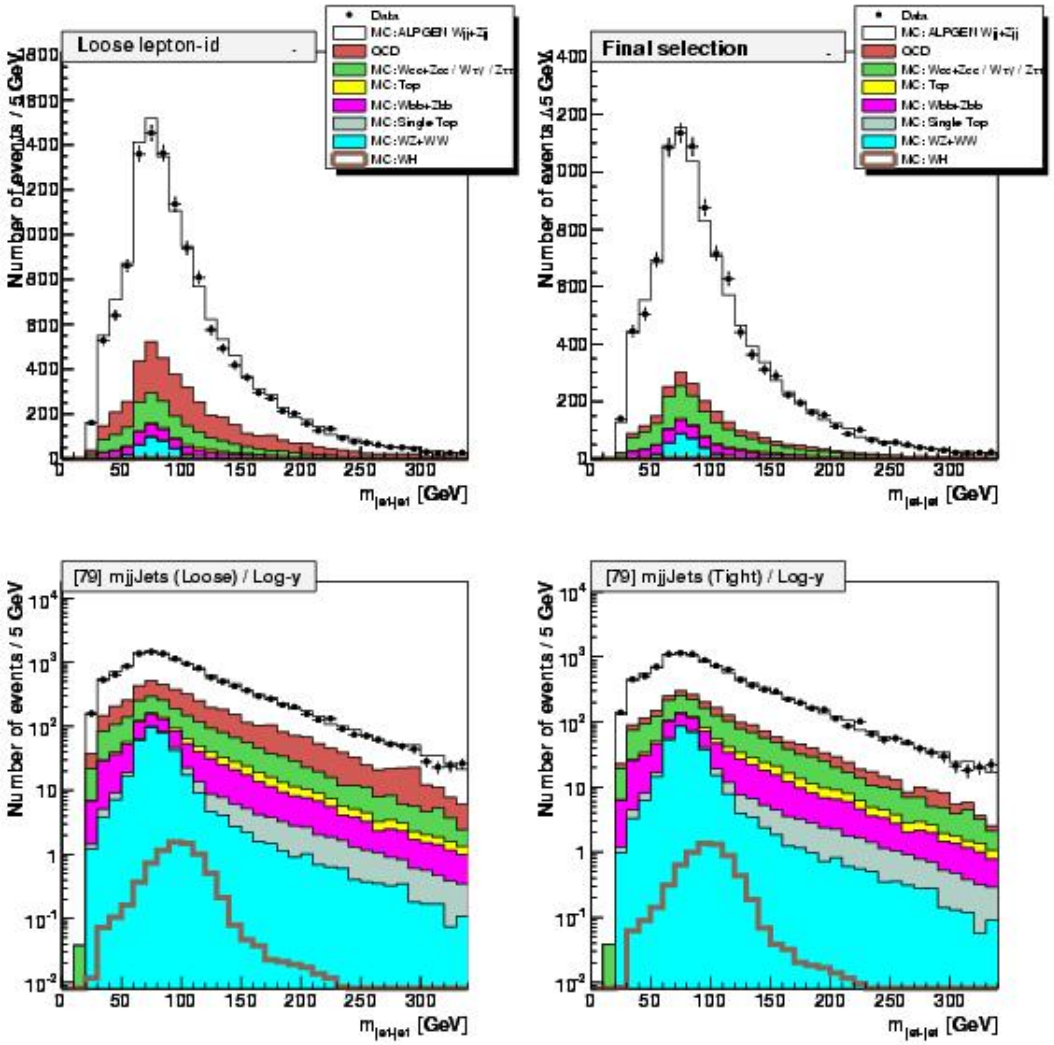
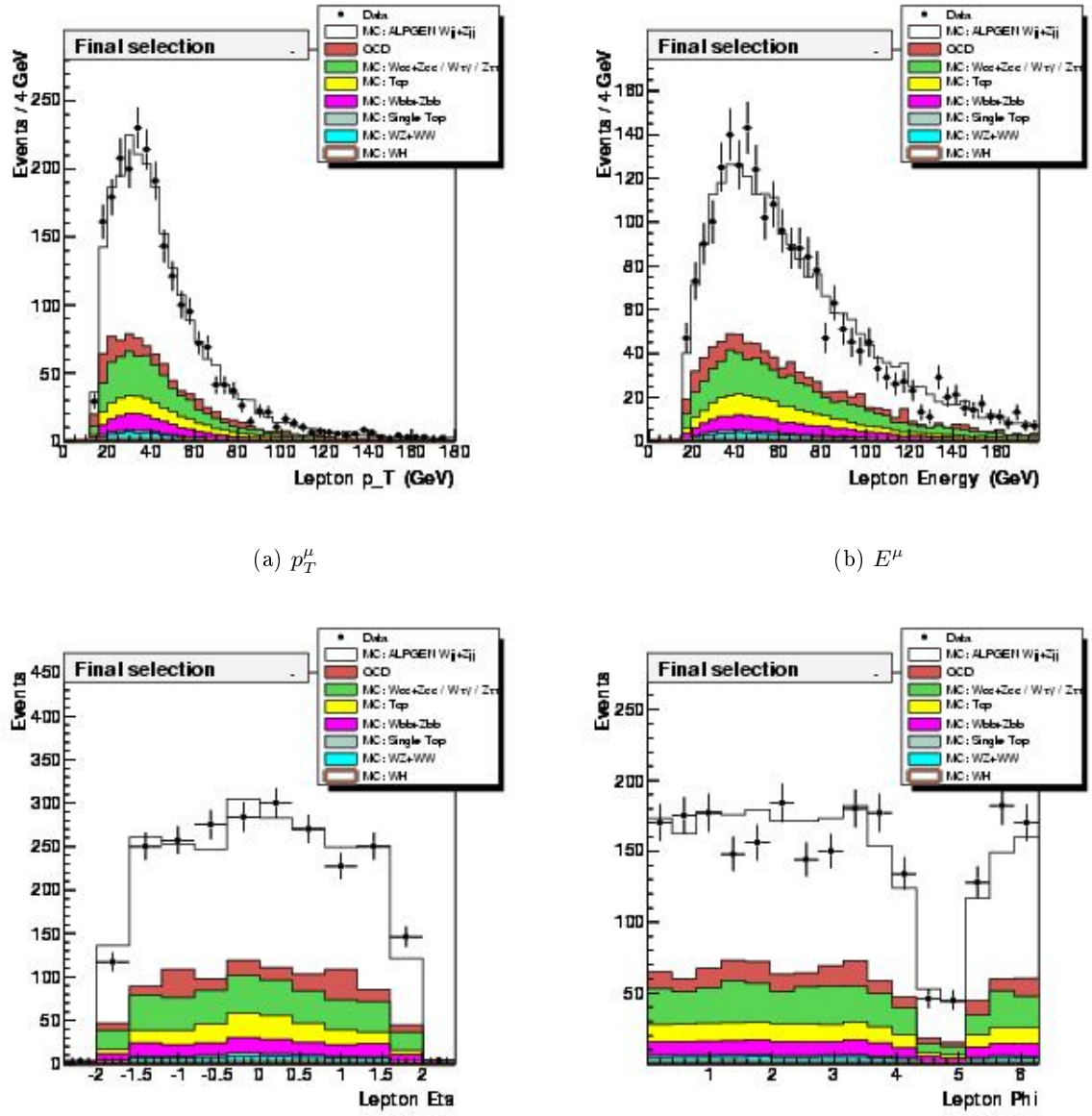


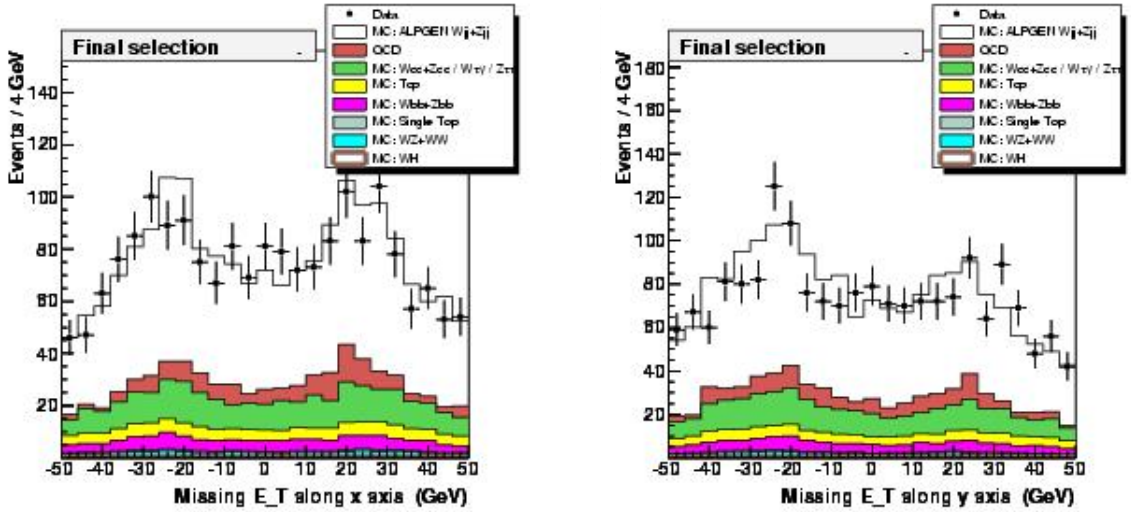
FIG. 5.59 – *Distribution de la masse du système di-jet. La colonne de gauche correspond à l'échantillon à isolation lâche tandis que la colonne de droite correspond à l'échantillon à isolation serrée. Les graphes du bas ont l'axe vertical en échelle logarithmique. Les données dans cette variable cruciale sont bien décrites par la simulation.*



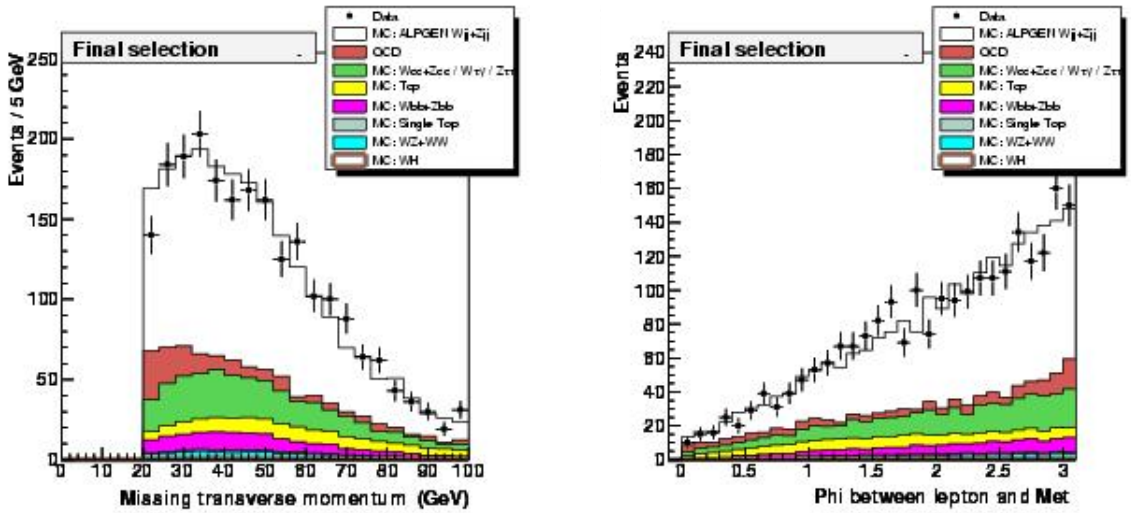
(a) p_T^μ (b) E^μ

(c) η^μ (d) ϕ^μ

FIG. 5.60 – *Distributions (a) de l'impulsion transverse, (b) de l'énergie, et des coordonnées angulaires (c) η et (d) ϕ du muon dans l'échantillon $W+3$ jets. Les données sont bien décrites par la simulation.*

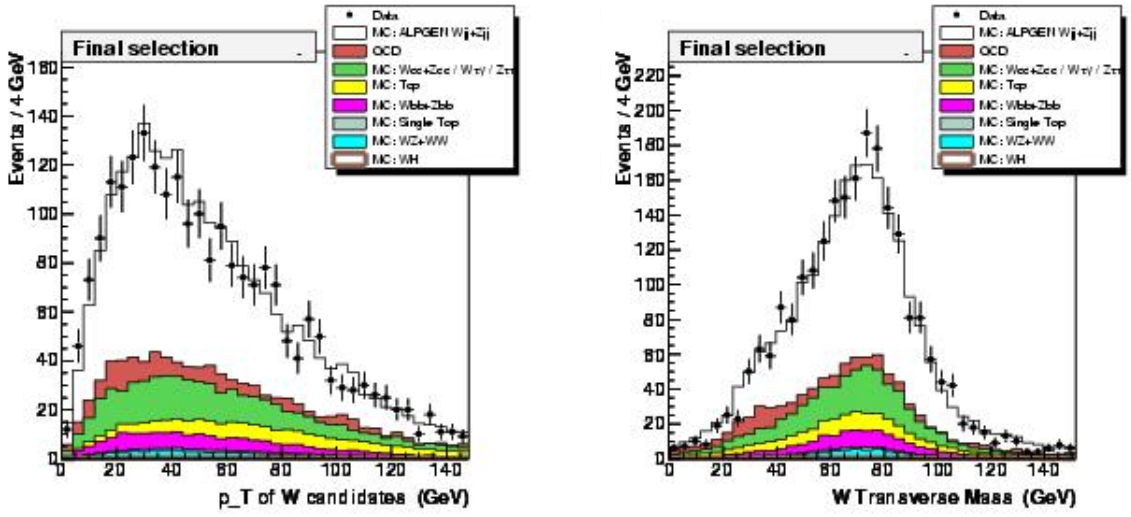


(a) $\not\!\!E_T^x$ (b) $\not\!\!E_T^y$



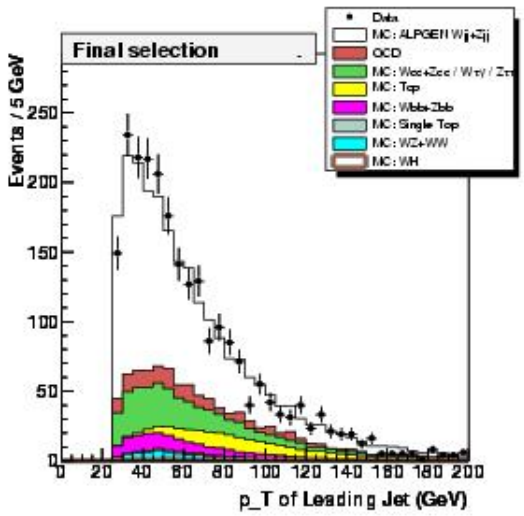
(c) $\not\!\!E_T$ (d) $\Delta\phi(\mu, \not\!\!E_T)$

FIG. 5.61 – *Distributions des projections sur les axes (a) x et (b) y de l'énergie transverse manquante, (c) de l'énergie transverse manquante totale et (d) de* $\Delta\phi(\mu, \not\!\!E_T)$ *dans l'échantillon* $W + 3$ *jets. Les données sont bien décrites par la simulation.*

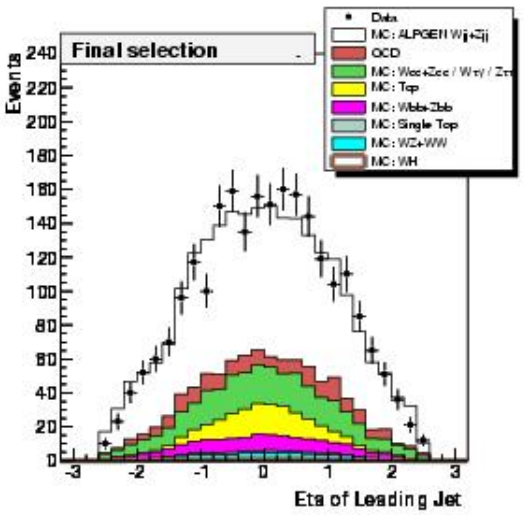


(a) p_T^W (b) m_T^W

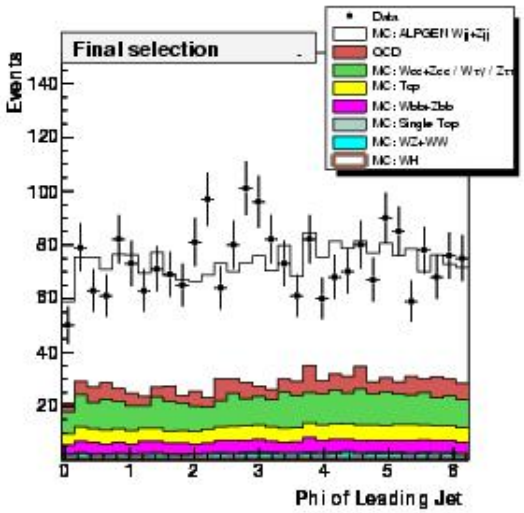
FIG. 5.62 – *Distributions (a) de l'impulsion transverse et (b) de la masse transverse du boson W dans l'échantillon $W + 3$ jets.*



(a) p_T^{jet1}

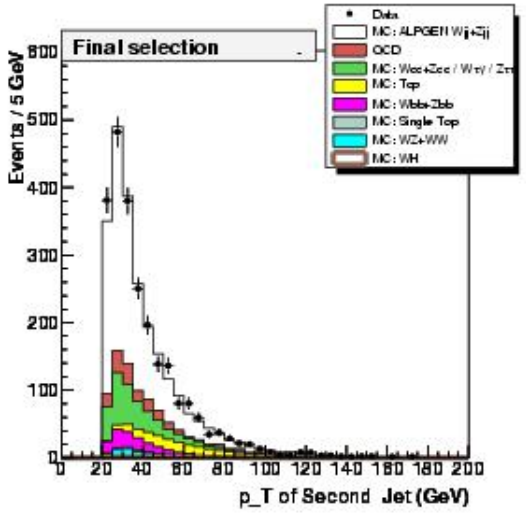


(b) η^{jet1}

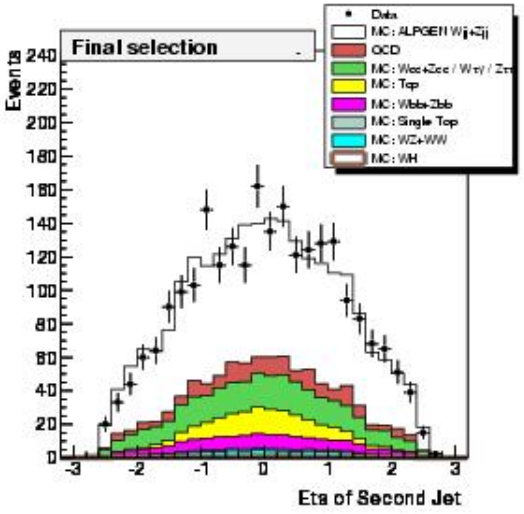


(c) ϕ^{jet1}

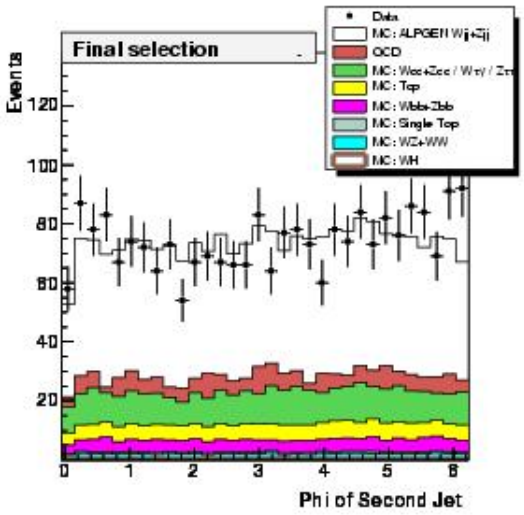
FIG. 5.63 – *Distributions (a) de l'impulsion transverse et de (b) η et (c) ϕ du jet de plus haut p_T dans l'échantillon $W + 3$ jets. Les données sont bien décrites par la simulation.*



(a) p_T^{jet2}

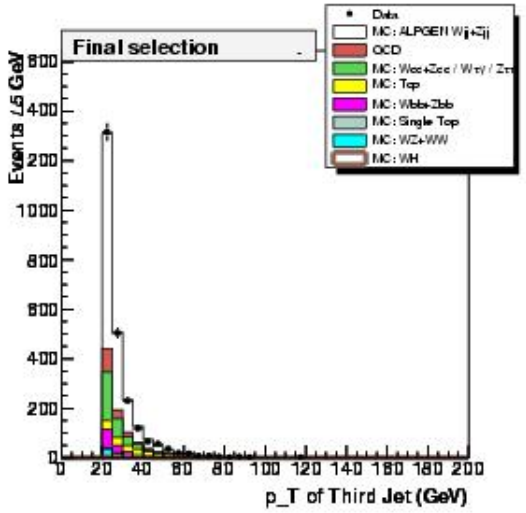


(b) η^{jet2}

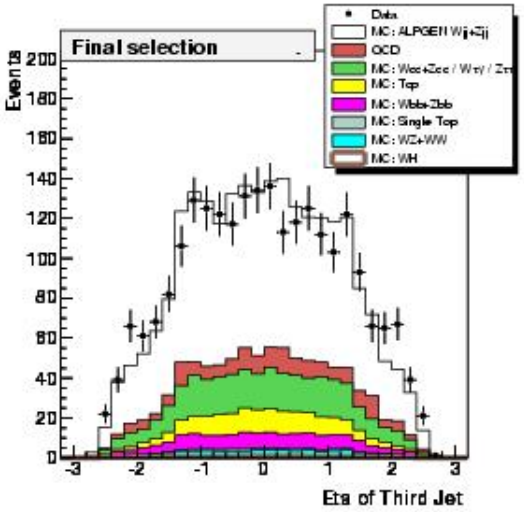


(c) ϕ^{jet2}

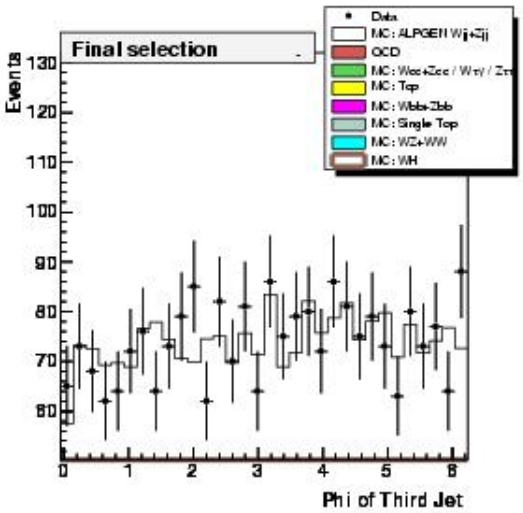
FIG. 5.64 – *Distributions (a) de l'impulsion transverse et de (b) η et (c) ϕ du deuxième jet de plus haut p_T dans l'échantillon $W + 3$ jets. Les données sont bien décrites par la simulation.*



(a) p_T^{jet3}



(b) η^{jet3}



(c) ϕ^{jet3}

FIG. 5.65 – *Distributions (a) de l'impulsion transverse et de (b) η et (c) ϕ du troisième jet de plus haut p_T dans l'échantillon $W + 3$ jets. Les données sont bien décrites par la simulation.*

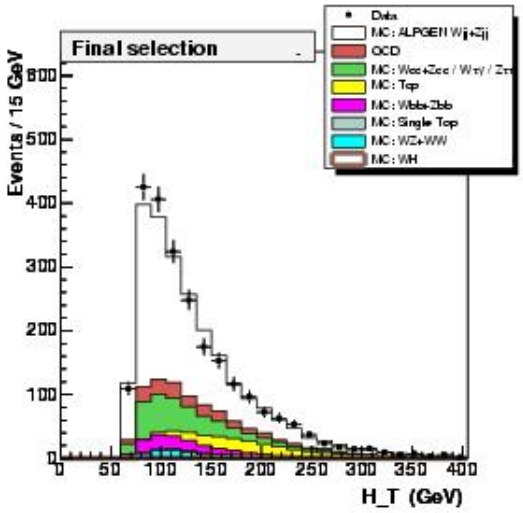
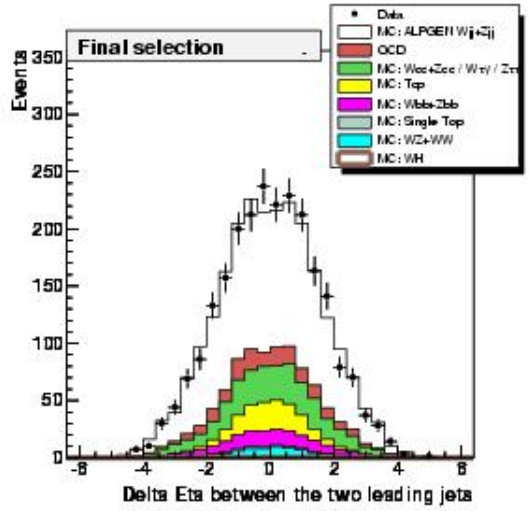
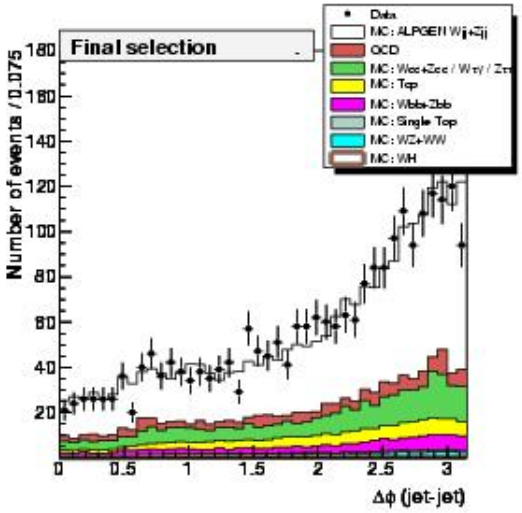


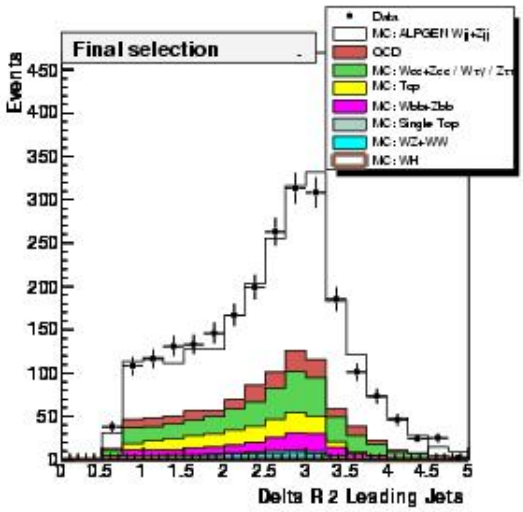
FIG. 5.66 – *Distribution de la variable H_T dans l'échantillon $W+3$ jets. Les données sont bien décrites par la simulation.*



(a) $\Delta\eta(jet1,jet2)$



(b) $\Delta\phi(jet1,jet2)$



(c) $\Delta R(jet1,jet2)$

FIG. 5.67 – *Distributions des variables (a) $\Delta\eta(jet1,jet2)$, (b) $\Delta\phi(jet1,jet2)$ et (c) $\Delta R(jet1,jet2)$ dans l'échantillon $W+3$ jets. Les données sont bien décrites par la simulation.*

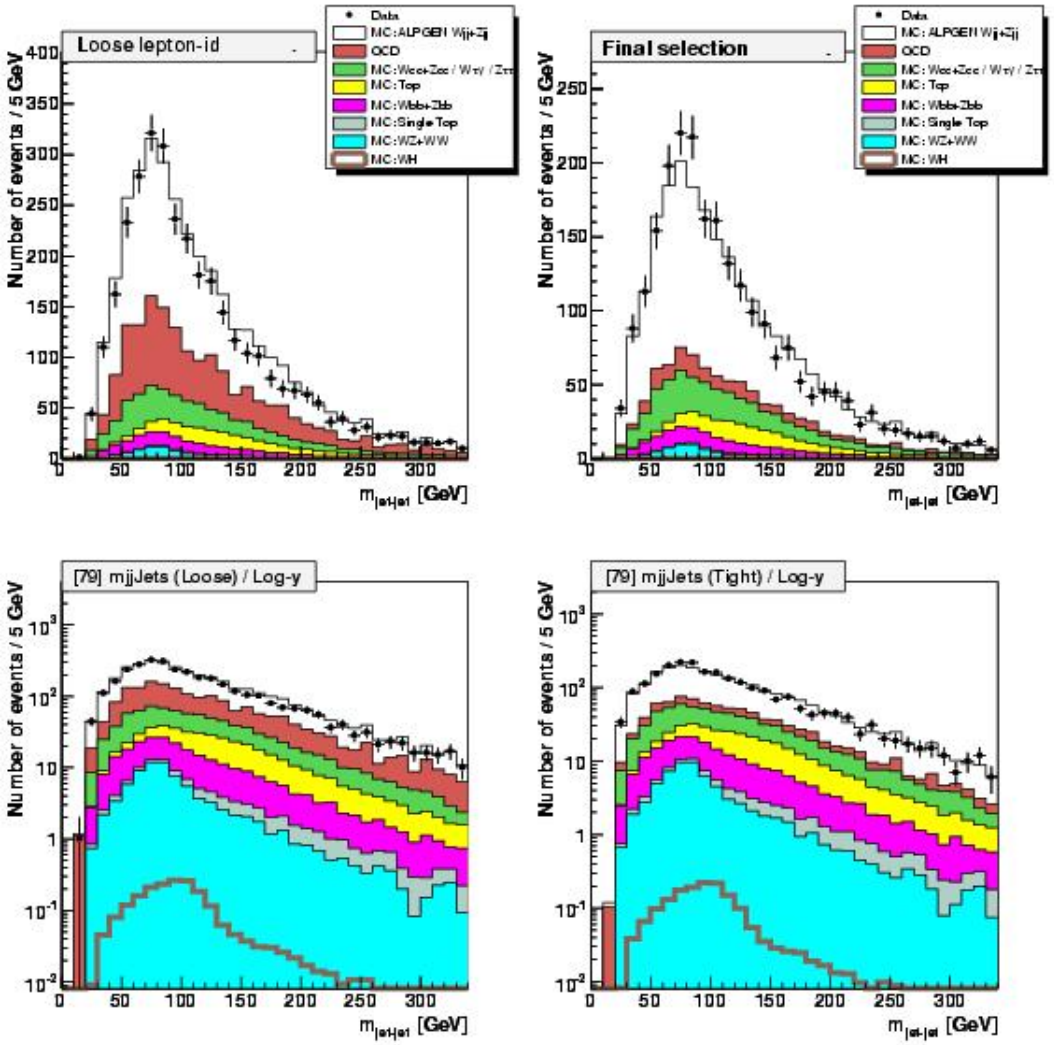


FIG. 5.68 – *Distribution de la masse du système di-jet dans l'échantillon $W + 3$ jets. La colonne de gauche correspond à l'échantillon à isolation lâche tandis que la colonne de droite correspond à l'échantillon à isolation serrée. Les graphes du bas ont l'axe vertical en échelle logarithmique. Les données dans cette variable cruciale sont bien décrites par la simulation.*

5.9 L'étiquetage des jets de b

Jusqu'ici les évènements qui ont été sélectionnés ont une topologie $W+$ jets simple ; on ne demande aucun critère sur la saveur des jets. On pourrait *a priori* se contenter d'un tel échantillon, mais la sensibilité que l'on aurait vis-à-vis d'un signal serait très mauvaise. On obtient en effet 3,23 évènements de signal attendus contre 10 246 évènements observés, soit près de 3 200 fois plus. Le bruit de fond est largement dominé par la contributions $V+$ jets légers avec 7,886 évènements soit environ 77% du total. Or, il est possible de rejeter la quasi-totalité de ce bruit de fond en demandant qu'au moins un jet soit un jet de b. Pour cela nous utilisons un procédé appelé *étiquetage des b* ou *b-tagging*. Cette section rappelle d'abord les principales caractéristiques des jets de saveur lourde, puis elle décrit l'outil d'étiquetage des b mis en oeuvre dans cette analyse. Il s'agit d'un réseau de neurones qui exploite le résultat de plusieurs algorithmes utilisant certaines propriétés des jets de b.

5.9.1 Principales caractéristiques des jets de b et principe de l'étiquetage des b

Les jets provenant de la fragmentation d'un quark b possèdent certaines caractéristiques physiques qui permettent de les identifier. Le temps de vie d'un hadron de type b est d'environ 1,6 ps, ce qui équivaut à une distance de vol de l'ordre de 3 mm si le b a une impulsion de 40 GeV. Les traces provenant de la désintégration d'un hadron B ont donc leur origine non au vertex d'interaction principal mais à un autre vertex appelé vertex secondaire, comme on peut le voir sur la figure 5.69. De plus, comme on l'a vu à la section 4.5, dans près de 11% des cas ces jets présentent une désintégration semi-muonique. On dispose donc de trois moyens d'identifier un jet de b :

- reconstruction du vertex secondaire à partir des traces chargées
- identification des particules chargées ayant un paramètre d'impact élevé par rapport au vertex primaire. Le paramètre d'impact est la distance d'approche minimale entre la trace chargée et le vertex principal
- identification d'un muon dans un jet

À DØ, quatre outils indépendants exploitent ces propriétés :

- *CSIP* ou *Counting Signed Impact Parameters*. Cet algorithme compte le nombre de traces appartenant à un jet qui ont un paramètre d'impact élevé par rapport au vertex primaire. Une trace appartient à un jet si $\Delta R(\text{trace,jet}) < 0{,}5$
- *SVT* ou *Secondary Vertex Tagger*. Cet algorithme reconstruit des vertices secondaires à partir de traces chargées. On mesure ensuite la distance ΔR d'un tel vertex au jet le plus proche. Si elle est inférieure à 0,5, le jet est considéré comme étiqueté
- *JLIP* ou *Jet LIfetime Probability Tagger*. Cet algorithme combine l'information relative au paramètre d'impact de toutes les traces identifiées dans un jet dans une variable finale appelée "probabilité JLIP" ou JLIP-proba. JLIP-proba est la probabilité que toutes les traces proviennent du vertex primaire. Plus elle est proche de 0, plus le jet a de chances d'être un jet de b
- *SLT* ou *Soft Lepton Tagger*. Un jet est étiqueté s'il contient un muon

Ces quatre algorithmes sont certifiés par la collaboration et peuvent être utilisés tels quels, mais il est possible d'augmenter l'efficacité d'étiquetage. Ces outils ne sont en pas en effet 100% corrélés et on peut récupérer de l'information en combinant leur sortie dans une seule variable finale qui fournira une discrimination maximale entre jets de b et jets légers. On utilise pour cela un réseau de neurones. Comme on le verra au paragraphe 5.9.3, cet outil augmente très fortement l'efficacité d'étiquetabilité ; mais décrivons tout d'abord brièvement les algorithmes qui lui fournissent ses variables d'entrées.

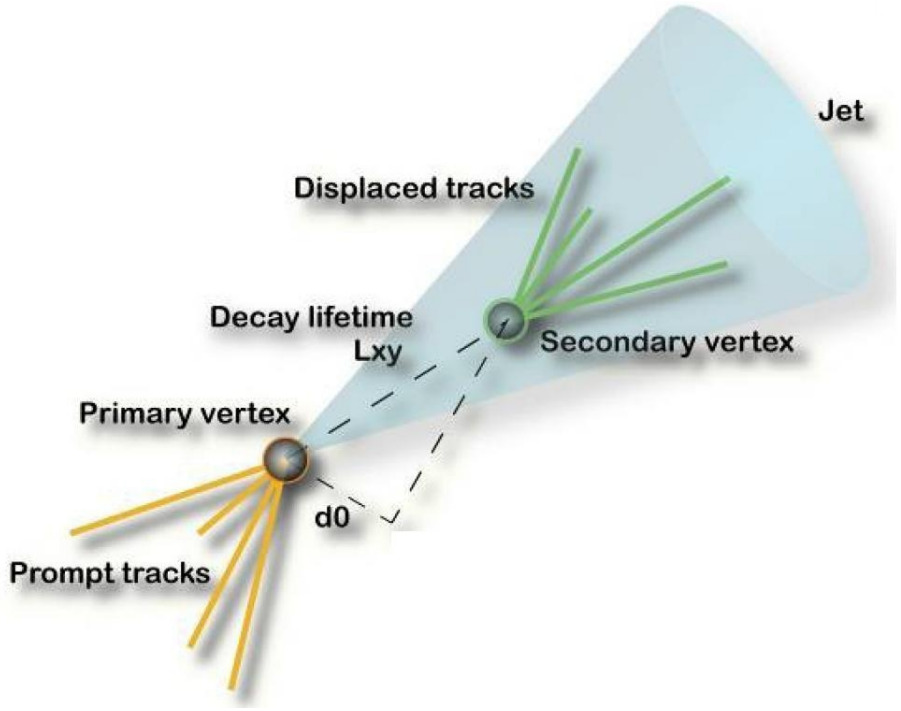


FIG. 5.69 – *Schéma des propriétés caractéristiques d'un jet de b. Comme les hadrons b ont un temps de vie relativement long, ils volent sur une distance* L_{xy} *avant de se désintégrer. Les traces des produits de cette désintégration mènent donc à un vertex secondaire (*secondary vertex*) et non au vertex d'interaction principal (*primary vertex*). On peut identifier un jet comme un jet de b si l'on reconstruit le vertex secondaire, ou en mesurant le paramètre d'impact d0, c'est-à-dire la distance d'approche minimale des traces au vertex primaire.*

5.9.2 Les algorithmes indépendants

Le réseau de neurones d'étiquetage des b fait usage de la sortie de trois des quatre algorithmes indépendants : CSIP, JLIP et SVT. Le SLT n'est pas utilisé du fait de son efficacité relativement faible et du rapport d'embranchement assez petit des désintégrations semi-muoniques ; une variable qui vaut 0 pour la majorité des jets n'apporte pas de gain significatif à la discrimination entre jets de b et jets légers. Cet algorithme ne sera donc pas décrit ici.

CSIP

L'algorithme CSIP [102], [103] est basé sur la mesure du paramètre d'impact des traces par rapport au vertex primaire. Le signe de la projection du paramètre d'impact d0 (voir figure 5.69) sur l'axe du jet (déterminé par le calorimètre par rapport au vertex primaire) peut être positif ou négatif. On définit le paramètre d'impact signé IP_s par

$$IP_s = signe \times \mathrm{d0} \tag{5.38}$$

Cette quantité est à la base du fonctionnement de CSIP, ainsi que la *significativité* du paramètre d'impact SIP définie par

$$SIP = \frac{IP_s}{\sigma(IP_S)} \tag{5.39}$$

où $\sigma(IP_S)$ est l'erreur sur IP_S. La distribution de SIP pour des jets de b et pour des jets provenant de quarks u et d est montrée sur la figure 5.70. On constate une queue importante pour les jets de b à haut SIP.

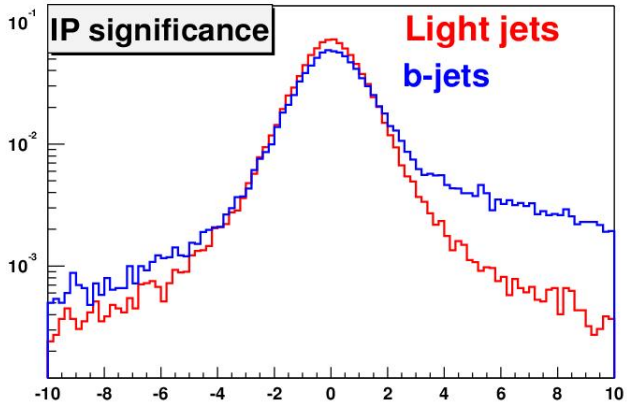


FIG. 5.70 – *Significativité du paramètre d'impact pour des jets de b (en bleu avec une queue à haut SIP) et des jets légers (provenant de quark u et d, en rouge). On constate une queue importante à haut SIP pour les jets de b. Cetta variable possède donc un pouvoir discriminant entre jets de b et jets légers.*

L'algorithme procède de la manière suivante :

1. sélection des jets avec une énergie transverse supérieure à 15 GeV
2. les traces à l'intérieur du jet, c'est-à-dire avec $\Delta R(\text{trace,jet}) < 0{,}5$, et avec au moins deux coups dans le SMT sont considérées. On demande aussi que l'impulsion transverse d'une trace soit supérieure à un seuil p_T^{min} dont la valeur par défaut est fixée à 1 GeV

3. calcul du paramètre d'impact et de son erreur et assignation de son signe. Les traces à haut paramètre d'impact $d0 > 2\,\text{mm}$ sont rejetées
4. calcul de SIP et de la significativité renormalisée, notée RS. RS est définie comme

$$RS = \frac{SIP}{a} \tag{5.40}$$

où $a \geq 1$. On choisit a = 1,2

5. un jet est identifié comme un jet de b s'il contient au moins deux traces ayant chacune $RS > 3$ ou au moins trois traces ayant chacune $RS > 2$

Bien évidemment l'algorithme n'est pas parfait et il arrive que des jets légers soient identifiés comme jets de b. Même si les traces d'un jet léger ont un paramètre d'impact bien plus proche de 0, des effets de détection suivant perturbent la mesure :

- la résolution du SMT est finie
- des coups dans le SMT peuvent être associés à une trace différente de celle à laquelle ils appartiennent
- présence de diffusions multiples dans le détecteur
- intéractions secondaires dans le matériau constituant le détecteur

De plus, des désintégrations en vol, principalement $K_s^0 \to \pi^+\pi_-$, créent des traces à vertex déplacé qui ne sont pas associées à un jet de b.

On doit alors faire un compromis entre pureté de l'échantillon étiqueté et efficacité d'étiquetage. On définit alors un *point d'opération* qui est une coupure sur la variable de sortie de l'algorithme ou un changement dans l'ensemble de coupures qui entrent dans l'algorithme. Pour CSIP on choisit un point d'opération en faisant varier les paramètres p_T^{min} et a. CSIP fournit une efficacité d'étiquetage moyenne de 44% et 31% pour des taux de mauvais étiquetage respectifs de 1,2% et 0,2%.

SVT

Le principe du SVT [104] [105] est basé sur la reconstruction des vertices secondaires. La méthode utilisée est la suivante :

1. identification du vertex primaire
2. reconstruction des vertices secondaires
3. reconstruction de "track-jets", c'est-à-dire des jets dont les composants ne sont pas des tours calorimétriques mais des traces, avec un algorithme de cône ($R = 0{,}5$). On demande que les traces aient au moins deux coups dans le SMT, une impulsion transverse supérieure à $p_T^{min} = 0{,}5\,\text{GeV}$, une valeur absolue du paramètre d'impact inférieure à 0,15 cm et la valeur absolue de la coordonnée z du paramètre d'impact inférieure à 0,4 cm
4. sélection des traces de haut paramètre d'impact à l'intérieur des track-jets. On demande également une significativité du paramètre d'impact minimale $SIP^{min} > 3$
5. recherche de vertices "graines" d'où peuvent provenir les traces sélectionnées à l'étape précédente. À chaque vertex sont attachées deux traces au minimum
6. assignation des autres traces aux vertices graines selon leur contribution en χ^2 au vertex
7. sélection des vertices selon leur longueur de désintégration et leur χ^2 associé. Filtrage des vertices compatibles avec la désintégration d'un K^0 ou d'un Λ ou la conversion d'un photon en d'autres particules

8. association des vertices avec les jets calorimétriques. Le critère d'association est comme d'habitude $\Delta R(\text{vertex,jet}) < 0{,}5$
9. un jet calorimétrique est identifié comme jet de b s'il est associé à au moins un vertex secondaire de significativité de longueur de désintégration supérieure à 5.

Six points d'opération pour lesquels sont calculés efficacité et taux de mauvaise identification sont définis. Ils sont obtenus en faisant varier p_T^{min}, SIP^{min}.

Pour un taux de mauvaise identification de 0,28%, l'efficacité d'étiquetage est d'environ 36%.

JLIP

L'algorithme JLIP [106] [107] [108] combine les paramètres d'impact de toutes les traces à l'intérieur d'un jet en une seule variable appelée JLIP-proba. Elle représente la probabilité qu'un jet provienne du vertex d'interaction principal ; plus elle est petite, plus le jet testé a de chances d'être un jet de b. Cette technique est similaire à celle qui a été employée par la collaboration ALEPH [109] et son fonctionnement est basé sur la significativité du paramètre d'impact SIP (voir la description de l'algorithme CSIP).

La partie négative de la distribution de SIP est appelée fonction de résolution du paramètre d'impact $R(SIP)$. On lui ajuste une fonction qui est la somme de quatre gaussiennes. Pour les traces avec $SIP > 0$ on peut convertir cette fonction en une probabilité $P_{trk}(SIP)$ que la trace provienne du vertex d'interaction primaire

$$P_{trk}(SIP) = \frac{\int_{-50}^{-|SIP|} R(s)ds}{\int_{-50}^{0} R(s)ds} \tag{5.41}$$

où seules les traces avec $|SIP| < 50$ sont incluses. On peut ensuite combiner la probabilité de toutes les traces N_+ qui ont $SIP > 0$ et celle des traces N_- qui ont $SIP < 0$ pour calculer la probabilité $\text{JLIP} - proba$ que le jet provienne du vertex primaire :

$$\begin{aligned} \text{JLIP} - proba^{\pm} &= \prod^{\pm} \times \sum_{j=0}^{N^{\pm}-1} \frac{(-\log \prod^{\pm})^j}{j!} \\ \text{avec} \prod^{\pm} &= \prod_{i=1}^{N^{\pm}} P_{trk}(SIP_{<0}^{>0}) \end{aligned} \tag{5.42}$$

On définit six points d'opération qui correspondent chacun à un couple efficacité d'étiquetage / taux de mauvaise identification. La performance de l'algorithme est montrée sur la figure 5.71 pour des jets d'énergie transverse comprise entre 35 et 55 GeV et avec $|\eta_{det}^{jet}| < 1{,}2$. Cette courbe a été obtenue sur des données de type production QCD, c'est-à-dire qui satisfont des critères de déclenchement requérant des jets. Le point d'opération qui donne le taux de mauvaise identification le plus bas, soit environ 0,15%, a une efficacité d'étiquetage de 33%.

5.9.3 Le réseau de neurones d'étiquetage des b ou "NN-tagger"

Si l'on utilise un des algorithmes détaillés ci-dessus on obtient une performance de l'ordre de 33-36% pour un taux de mauvaise identification d'environ 0,3%. On peut toutefois améliorer l'efficacité obtenue pour un taux de mauvaise identification donné en utilisant le résultat de ces divers algorithmes comme variables d'entrée d'un réseau de neurones.

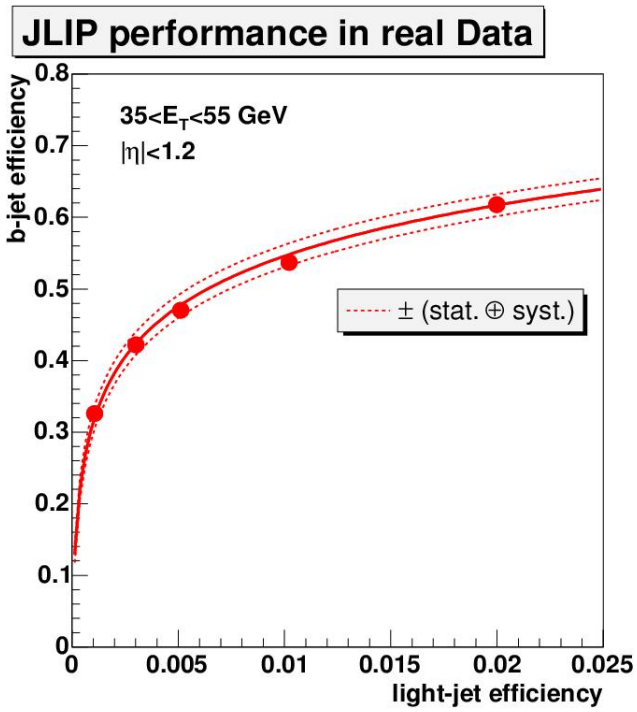


FIG. 5.71 – *Efficacité d'étiquetage en fonction du taux de mauvaise identification pour l'algorithme* JLIP*, obtenue sur des données QCD. Les points représentent les points d'opération définis, la courbe en trait plein un ajustement sur ces points. Les courbes en trait pointillé représentent l'erreur totale statistique et systématique sur l'efficacité. Pour un taux de mauvaise identification de 0,15%, l'efficacité d'étiquetage est d'environ 33%.*

Principe d'un réseau de neurones

Un réseau de neurones est un modèle de calcul qui combine de manière statistique plusieurs variables d'entrée dans une variable de sortie. On l'utilise en général pour construire un discriminant qui permet une séparation entre par exemple un signal et un bruit de fond. Un réseau de neurones convenablement entraîné est capable de récolter l'information non-corrélée entre les différentes variables d'entrées et de la combiner en une seule seule variable qui contient toute l'information. C'est un classificateur qui connaît deux catégories, "signal" et "bruit de fond", et qui tente de placer chaque évènement qu'on lui fournit dans l'une de ces catégories.

Un réseau de type perceptron possède la structure suivante :

1. une couche dite d'entrée, qui reçoit les variables qui entrent dans le réseau
2. une ou plusieurs couches intermédiaires, parfois aussi appelées couches cachées. Ces couches sont constituées d'un ou plusieurs "neurones", c'est-à-dire de noeuds effectuant une opération sur les variables d'entrée. On peut choisir de connecter ou non chaque variable d'entrée à tel ou tel neurone
3. une couche dite de sortie qui contient généralement un seul neurone dont la fonction est de combiner la sortie des neurones de la dernière couche cachée

Chaque neurone est connecté à un ou plusieurs neurones de la couche consécutive à celle dans laquelle il se trouve par des liens appelés synapses. À chaque synapse reliant deux neurones i et j on associe un poids w_{ij}, et à chaque neurone i on associe un seuil w_{0i} qui représente la force du signal transmis entre les neurones connectés.

Soit un neurone j présent sur une couche donnée x. Ce neurone effectue une combinaison linéaire x_j de ses entrées, c'est-à-dire des sorties des neurones de la couche précédente y qui lui sont connectés :

$$x_j = w_{0j} + \sum_{i}^{\text{neurones}} w_{ij} y_i \tag{5.43}$$

La sortie s_j du neurone j est une fonction de x_j. Cette fonction dépend de la couche sur laquelle se trouve sur le neurone :

- si j est sur la couche d'entrée, alors la fonction est linéaire de type

$$s_j = x_j \tag{5.44}$$

  s_j est envoyé aux neurones de la première couche cachée.
- si j est sur une couche cachée, la fonction utilisée est une sigmoïde :

$$s_j = \frac{1}{1 + e^{-x_j}} \tag{5.45}$$

- si s_j est sur la couche de sortie, la fonction est une combinaison linéaire de la sortie des neurones de la dernière couche cachée. La variable obtenue est la variable de sortie du réseau de neurones

Ce fonctionnement repose sur deux théorèmes de base :

1. une combinaison linéaire de sigmoïdes peut approximer n'importe quelle fonction continue [110]
2. si la variable de sortie du réseau de neurones est normalisée entre 0 et 1, alors elle représente la probabilité d'avoir un signal selon l'information contenue dans les entrées du réseau [111]

Ainsi, le réseau de neurones est capable de fournir une réponse qui permet de discriminer entre deux catégories, pour nous un signal et un bruit de fond. Dans ce cas précis un signal est un jet de b et un bruit de fond un jet léger ou un jet de c.

Le choix des variables d'entrée est souvent difficile. Il s'agit de trouver des quantités qui possèdent un certain pouvoir de discrimination entre signal et bruit de fond. En général, ajouter des variables augmente la quantité d'information disponible pour le réseau et augmente donc ses performances. En pratique on préfère toutefois utiliser un petit nombre de variables pour des raisons de simplicité et de rapidité de mise en oeuvre. On classe donc souvent les variables d'entrée potentielles par ordre de pouvoir discriminant en les ajoutant une à une au réseau et en testant sa performance.

Afin d'établir la discrimination le réseau doit être entraîné à reconnaître signal et bruit de fond. L'entraînement est une procédure qui consiste à ajuster les poids w_{ij} de chaque synapse qui relie deux neurones i et j. Soit o_p la sortie du réseau et t_p la réponse que l'on cherche à obtenir pour un ensemble p d'évènements. Typiquement t_p vaut 1 pour du signal et 0 pour du bruit de fond. La procédure d'entraînement est la suivante :

0 les "conditions initiales" sont fixées. À chaque w_{ij} est assignée une valeur aléatoire distribuée uniformément entre $-0{,}5$ et $0{,}5$

1 la réponse o_p est calculée sur l'ensemble p

2 l'erreur totale E entre o_p et la réponse désirée t_p est calculée :

$$E = \frac{1}{2}\sum_p w_p(o_p - t_p)^2 \tag{5.46}$$

où w_p est un poids par évènement (par exemple pondération par la section efficace ou efficacité de reconstruction).

3 la dérivée au premier ordre de l'erreur par rapport aux poids est calculée :

$$\frac{dE}{dw_{ij}} = \sum_p \frac{e}{dw_{ij}} \tag{5.47}$$

où e est l'erreur sur chaque évènement

4 les poids sont ajustés de façon à minimiser E. Il existe plusieurs algorithmes d'entraînement mais tous utilisent la dérivée de l'erreur calculée en 3

5 retour à l'étape 1. Chaque cycle est appelé une *époque*

Cette procédure est mise en oeuvre sur un échantillon de signal puis sur un autre de bruit de fond afin de construire la réponse du réseau à chaque catégorie. Afin de couvrir la plus grande partie possible de l'espace de phase correspondant au signal et au bruit de fond, il est préférable que les échantillons d'entraînement aient une statistique importante. Le but d'un réseau de neurones est de construire une réponse adaptée *à une certaine catégorie d'évènements*. En d'autres termes, un réseau bien entraîné ne doit pas être sensible aux caractéristiques *particulières* des évènements d'entrée. Il doit pouvoir classer un évènement i ne faisant pas partie de l'échantillon d'entraînement soit dans la catégorie "signal", soit dans la catégorie "bruit de fond". Un réseau biaisé par les caractéristiques particulières de l'échantillon d'entraînement est dit *sur-entraîné* : le nombre d'époques utilisées pour l'entraînement est trop grand et les propriétés globales des évènements sont occultées au profit de leurs propriétés particulières. Afin de s'assurer qu'un réseau n'est pas sur-entraîné, on utilise un échantillon test de même catégorie et de même taille que l'échantillon d'entraînement et on teste ses performances en fonction du nombre d'époques utilisées. On calcule l'erreur entre la sortie obtenue sur l'échantillon test et la sortie désirée selon la nature (signal ou bruit de fond) de cet échantillon. Lorsqu'un minimum est atteint, le réseau a été entraîné de manière optimale.

Le réseau de neurones d'étiquetage des b et sa performance

Le réseau de neurones d'étiquetage des b de DØ, aussi appelé "NN-tagger" [112] [113] [114] possède les caractéristiques suivantes :

- implémenté à partir de la classe TMultiLayerPeceptron [115] du logiciel d'analyse ROOT
- l'algorithme d'entraînement utilisé est appelé BFGS (du nom de ses auteurs, Bryden, Fletcher, Goldfarb et Shanno) [116]
- 7 variables d'entrée
- 24 neurones sur la première couche cachée
- 1 neurone sur la deuxième couche cachée. On ajoute cette couche car sans elle la réponse du réseau de neurones n'est pas contrainte dans l'intervalle [0−1] et ne peut donc plus être considéré comme une probabilité
- 1 neurone de sortie
- 400 époques d'entraînement

Les variables d'entrée sélectionnées sont les suivantes, classées par ordre décroissant de pouvoir discriminant :

1. significativité de la longueur de désintégration du vertex secondaire (DLS) fournie par le SVT. Une version du SVT ayant des critères plus lâches que les défauts décrits au paragraphe 5.9.2 est utilisée afin de maximiser la quantité d'information présente dans DLS [112]. Les critères utilisés sont comparés aux critères par défaut dans le tableau 5.18. On fera référence à cette algorithme par "algorithme SVT modifié"
2. combinaison CSIP ou CSIP-comb. Soit CSIP3s le nombre de traces avec une significativité de paramètre d'impact supérieure à 3 et CSIP2s le nombre de traces avec une significativité de longueur de désintégration supérieure à 2. Soit CSIP3w et CSIP2w les quantités équivalentes avec le critère supplémentaire $\Delta\phi(\text{trace,jet}) < 1{,}15$. Alors $\text{CSIP} - comb$ est définie par

$$\text{CSIP} - comb = 6 \times \text{CSIP3}s + 4 \times \text{CSIP2}s + 3 \times \text{CSIP3}w + 2 \times \text{CSIP2}w \tag{5.48}$$

   Les variables qui entrent dans cette combinaison sont entières alors que CSIP-comb est continue, donc mieux adaptée à être utilisée dans un réseau de neurones, et elle regroupe plus d'information que les quatre variables prises indépendemment
3. JLIP-proba, soit la probabilité que le jet provienne du vertex primaire
4. $\frac{\chi^2}{\text{degrés de liberté}}$ du vertex secondaire donné par l'algorithme SVT modifié.
5. nombre de traces utilisées pour reconstruire le vertex secondaire donné par le SVT standard
6. masse du vertex secondaire donné par l'algorithme SVT modifié
7. nombre de vertices secondaires trouvés dans le jet donné par l'algorithme SVT modifié

Le lecteur est invité à se reporter aux références [112] et [114] pour plus de détails sur le choix de la structure du réseau, des caractéristiques de l'entraînement et des variables d'entrée.

Le réseau est entraîné et testé sur des échantillons simulés $t\bar{t}$, Z^0, QCD-jets légers et QCD-$b\bar{b}$, et sur des échantillons de données qui sont des sous-ensembles des données enregistrées entre juillet 2002 et février 2006. On utilise en particulier un échantillon dit QCD qui est sélectionné par des critères de déclenchement requérant des jets.

La figure 5.73 montre la variable de sortie du réseau de neurones obtenue sur les echantillons QCD-quarks légers et QCD-$b\bar{b}$. On constate que le réseau de neurones fait correctement son travail :

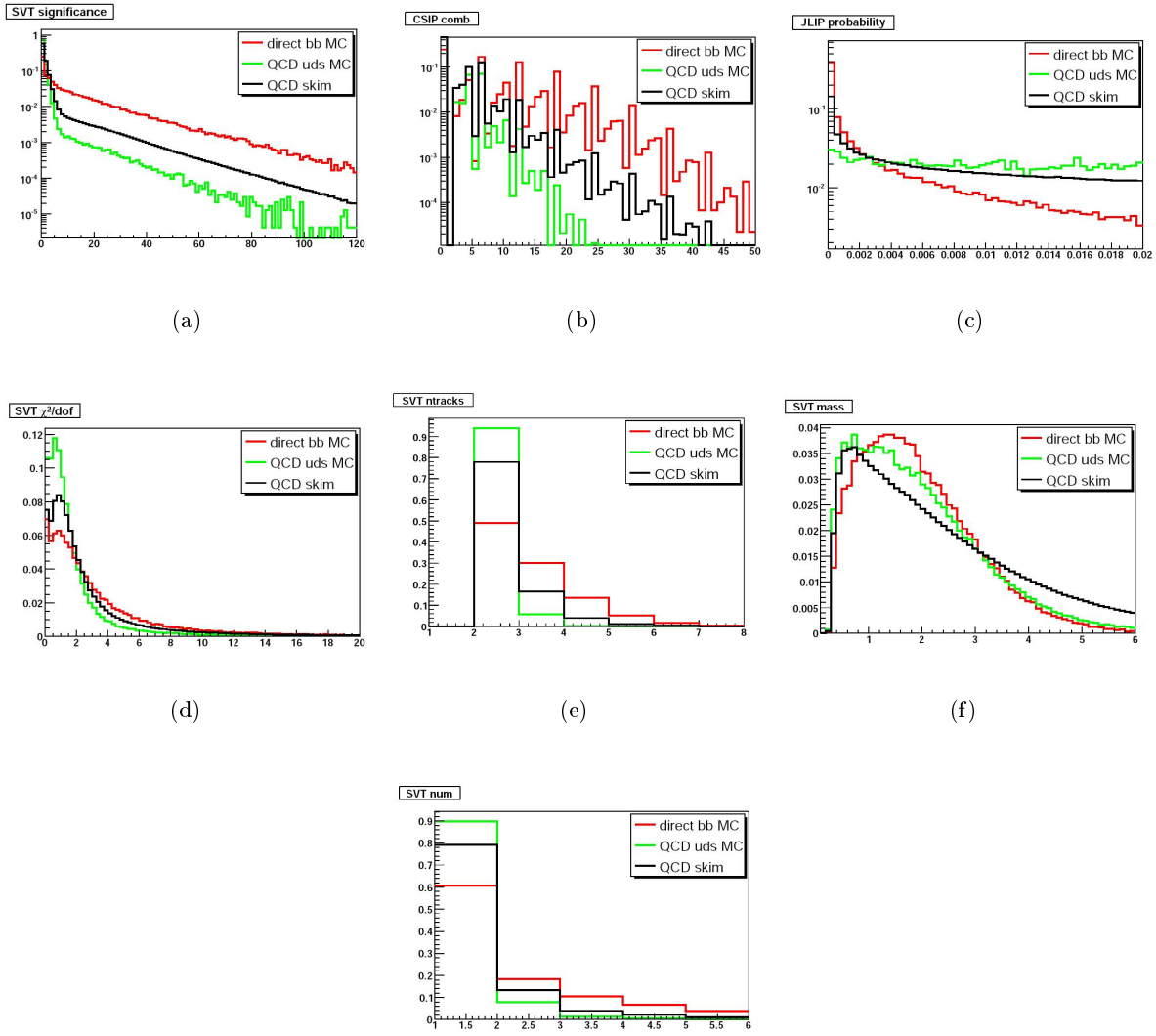


FIG. 5.72 – *Les variables d'entrées du "NN-tagger": (a) significativité de longueur de désintégration (DLS), (b)* CSIP*-comb, (c)* JLIP*-proba, (d)* $\frac{\chi^2}{\text{degrés de liberté}}$ *du vertex secondaire, (e) nombre de traces utilisées pour reconstruire le vertex secondaire, (f) masse du vertex secondaire et (g) nombre de vertices secondaires dans le jet. La distribution obtenue sur l'échantillon simulé QCD-*$b\bar{b}$ *est en rouge, celle obtenue sur l'échantillon simulé QCD-jets légers est en vert et celle obtenue sur l'échantillon de données QCd est en noir. Le pouvoir discriminant de ces variables entre jets légers et jets de b est clairement visible sur les figures.*

Coupures sur les traces	SVT standard	SVT modifié
χ^2	10	15
SIP_{min}	3	0
p_T^{min}	1,0	0,5

TAB. 5.18 – *Différences entre l'algorithme* SVT *standard et l'algorithme* SVT *modifié. Les coupures minimales sur les traces ont été relâchées afin de mettre plus d'information à disposition du réseau de neurones.*

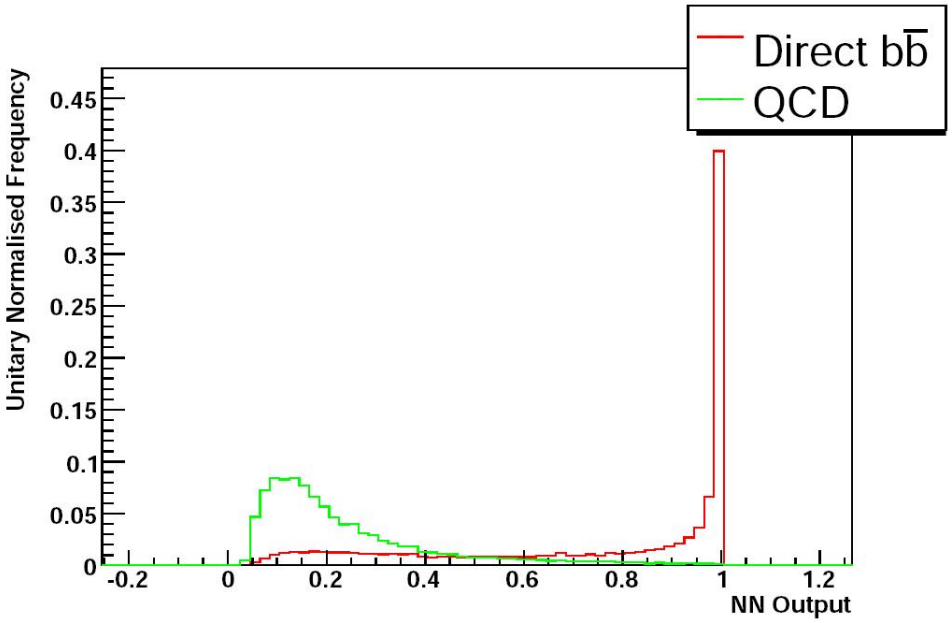


FIG. 5.73 – *Variable de sortie du "NN-tagger" pour des jets légers et pour des jets de b, obtenue sur la simulation. La courbe verte qui pique à 0 est la réponse obtenue sur l'échantillon QCD-jets légers ; la courbe rouge qui pique à 1 représente la réponse obtenue sur l'échantillon QCD-$b\bar{b}$. La réponse du réseau de neurones est normalisée entre 0 et 1, elle est donc assimilable à la probabilité qu'un jet soit un jet de b. La discrimination entre jets de b et jets légers est très clairement visible.*

sa réponse est proche de 1 pour des évènements $b\bar{b}$ et proche de 0 pour des évènements contenant des jets légers.

On définit des points d'opération, c'est-à-dire une valeur requise de la variable discriminante conduisant à un couple efficacité d'étiquetage / taux de mauvaise identification lorsque le réseau de neurones est appliqué à un échantillon donné. Plus on coupe près de 1, plus la pureté de l'échantillon augmente mais plus l'efficacité d'étiquetage est faible. Le NN-tagger possède douze points d'opération. Le tableau 5.19 liste les caractéristiques de ces douze points. L'efficacité d'étiquetage et le taux de mauvaise identification sont donnés pour une région centrale du calorimètre, soit $0 < |\eta_{det}^{jet}| < 1{,}2$.

Point d'opération	**L6**	**L5**	**L4**	**L3**	**L2**	**Loose**
Sortie NN	$> 0{,}1$	$> 0{,}15$	$> 0{,}2$	$> 0{,}25$	$> 0{,}325$	$> 0{,}45$
Efficacité	77%	74.9%	72.2%	69.6%	65.9%	60.8%
Erreur systématique	1.67%	1.58%	1.47%	1.31%	1.29%	1.37%
MID "CC"	11.1%	8.16%	6.06%	4.66%	3.28%	2.02%
Point d'opération	**oldLoose**	**Medium**	**Tight**	**VeryTight**	**UltraTight**	**MegaTight**
Sortie NN	$> 0{,}5$	$> 0{,}65$	$> 0{,}775$	$> 0{,}85$	$> 0{,}9$	$> 0{,}925$
Efficacité	59.3%	53.7%	47.6%	43.3%	39.5%	37.1%
Erreur systématique	1.45%	1.34%	1.52%	1.51%	1.33%	1.43%
MID "CC"	1.68%	0.958%	0.546%	0.343%	0.226%	0.169%

TAB. 5.19 – *Les différents points d'opération du NN-tagger, la coupure correspondante sur la sortie du réseau de neurones, l'efficacité d'étiquetage associée, l'erreur systématique associée et le taux de mauvaise identification (MID) pour une région centrale du calorimètre* ($0 < |\eta_{det}^{jet}| < 1{,}2$).

La figure 5.74 montre le gain en performance du réseau de neurones par rapport à l'algorithme JLIP sur la simulation. Il s'agit de la courbe d'efficacité d'étiquetage en fonction du taux de mauvaise identification. Comme on peut le voir le gain associé à l'utilisation du réseau est substantiel, de l'ordre de 30%. Pour une efficacité donnée le taux de mauvaise identification est réduit typiquement de 25-33%. C'est donc le NN-tagger qui est utilisé dans l'analyse WH.

Notons enfin que le rôle des différents algorithmes implémentés à DØ est d'étiqueter des jets provenant de quarks b. Il y a donc deux catégories de jets, les jets de b et les autres, les "jets légers". Mais le quark c a des propriétés similaires au quark b. Les hadrons D ont eux-aussi un temps de vie relativement long et leur désintégration produit des traces à paramètre d'impact élevé, typiquement entre 100 μm et 300 μm contre environ 400 μm pour un jet de b. Le taux de mauvaise identification des jets de b est ainsi dominé par la contamination de jets de c. L'efficacité d'étiquetage des quarks c est de l'ordre de 10 à 15%. Un effort est actuellement mis en oeuvre pour améliorer le rejet des jets de c. Un outil de discrimination jets de b / jets de c existe déjà dans la collaboration CDF [117] : deux réseaux de neurones filtrent les jets satisfaisant les critères d'un algorithme similaire au SVT. L'un des réseau est entraîné contre les jets légers, et l'autre contre les jets de c. 65% des jets légers et 50% des jets de c sont rejetés alors que 90% des jets de b sont conservés.

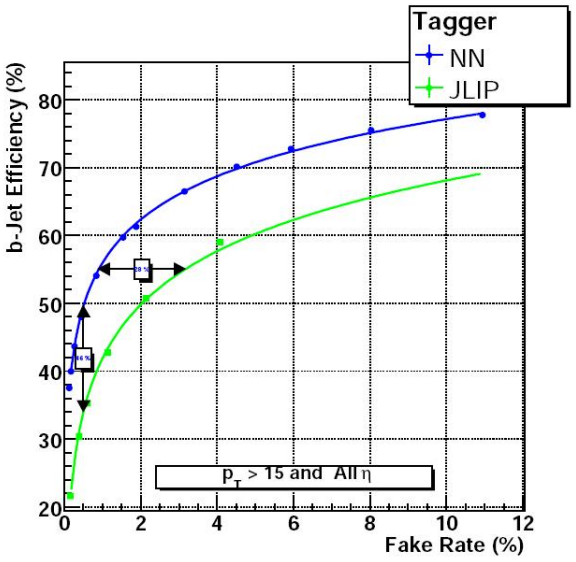


FIG. 5.74 – *Gain en performance du NN-tagger par rapport à l'algorithme* JLIP. *Le graphe montre les courbes d'efficacité d'étiquetage en fonction du taux de mauvais identification (*Fake rate*) pour l'algorithme* JLIP *(en vert, courbe du bas) et pour le réseau de neurones (en bleu, courbe du haut). Le gain apporté par le réseau de neurones est de 46% pour un taux de mauvaise identification d'environ 0,4%. Le taux de mauvaise identification est 28% plus bas pour le réseau de neurones pour une efficacité d'étiquetage de 55%.*

5.10 L'étiquetage des b dans l'analyse WH

Dans les évènements WH, nous attendons une résonance dans la masse invariante du système $b\bar{b}$. Nous demandons donc deux jets de b étiquetés. Cette sélection dite *double-tag* permet comme on va le voir de rejeter la quasi-totalité du bruit de fond $V+$ jets légers et $V + cj$ et presque tout le bruit de fond QCD. Le bruit de fond dominant devient la production $V + b\bar{b}$.

Les évènements ayant exactement deux jets de b sont "propres" dans le sens où ils ont exactement la topologie du signal recherché, mais tous les jets de b ne sont pas étiquetés en tant que tels. Le point d'opération le plus lâche du NN-tagger, le point L6, a une efficacité d'étiquetage de 77% par jet. On peut donc récupérer du signal dans le canal qui ne contient qu'un et un seul jet étiqueté, soit le canal appelé *single-tag*. Les bruits de fond $V + b\bar{b}$, $V + c\bar{c}$ et $t\bar{t}$ sont alors plus importants, mais on récupère surtout beaucoup d'évènements $V+$ jets légers et $V + cj$ car la probabilité d'étiqueter un jet de c est plus grande que celle d'étiqueter un jet léger. Les deux canaux single-tag et double-tag sont indépendants et sont analysés séparément. La sensibilité du canal single-tag est moindre que celle du canal double-tag. Le canal single-tag représente environ 15% de la sensibilité totale.

Afin de maximiser la sensibilité, nous adoptons une stratégie d'*étiquetage asymétrique*. Comme dans le canal double-tag le bruit de fond $V+$ jets légers et $V + cj$ est presqu'inexistant, mais que la proportion de signal est plus importante, on décide d'utiliser un point d'opération relativement lâche. Le point oldLoose a été choisi car il optimise la sensibilité de l'analyse. Le canal single-tag est plus sensible au taux de mauvaise identification et on choisit donc un point plus contraignant, le point Tight. On comprend facilement que les évènements contenant deux jets de b, comme les évènements de signal, auront plus de chance d'avoir un jet étiqueté que ceux ne contenant pas de jets de b ou un seul jets de c. Nous procédons donc de la manière suivante :

1. l'algorithme d'étiquetage des b est appliqué à l'identique sur les données et la simulation
2. y a-t-il deux jets de b étiquetés chacun avec le point d'opération oldLoose? Si oui, l'évènement entre dans le canal double-tag et n'est pas considéré par l'analyse single-tag; si non, aller à l'étape 3
3. y a-t-il un jet de b étiqueté avec le point d'opération Tight? Si oui, l'évènement entre dans le canal single-tag ; si non, il est rejeté et n'est plus considéré par la suite

Avant de pouvoir comparer données et simulation, nous devons d'abord considérer qu'il y a des différences entre données et simulation. Il est donc nécessaire d'appliquer des facteurs de correction à la simulation. Cela concerne trois problèmes distincts :

- l'*étiquetabilité*. Afin de pouvoir être étiqueté par les algorithmes d'étiquetage un jet doit être étiquetable, c'est-à-dire que ses traces associées doivent remplir certaines conditions. Le nombre de jets étiquetables n'est pas le même dans les données et la simulation car l'efficacité de la trajectographie est meilleure dans la simulation
- l'efficacité d'étiquetage des b n'est pas la même dans les données et la simulation
- le taux de mauvaise identification n'est pas le même dans les données et la simulation

Nous décrivons ci-dessous les solutions adoptées dans l'analyse WH.

5.10.1 L'étiquetabilité

Comme on l'a vu au paragraphe 5.9.2, l'étiquetage des b s'appuie très fortement sur le trajectographe (d'où l'avantage d'une bonne trajectographie à DØ et l'insertion de la couche zéro au début du Run IIb). On définit un ensemble de critères qui détermine si un jet peut être étiqueté, c'est-à-dire s'il peut être traité par les algorithmes qui ont été passés en revue plus haut. On appelle ces critères

les critères d'étiquetabilité ou *taggability* [118] [119]. Un jet est étiquetable si son impulsion transverse est supérieure à 15 GeV, si $|\eta^{jet} < 2{,}5|$, et si une correspondance spatiale peut être effectuée entre le jet calorimétrique et un track-jet, c'est-à-dire un jet dont les composants ne sont pas des tours calorimétriques mais des traces. On demande $\Delta R(\text{jet,track} - \text{jet}) < 0{,}5$. Le track-jet est reconstruit avec un algorithme de cône simple. Pour qu'un jet calorimétrique soit étiquetable le track-jet associé doit remplir les conditions suivantes :

- au moins une trace graine d'impulsion transverse supérieure à 1 GeV
- au moins une trace non-graine d'impulsion transverse supérieure à 0,5 GeV
- les traces ont au moins un coup dans le SMT (partie centrale ou disques F)
- paramètre d'impact des traces dans le plan transverse inférieur à 0,2 cm
- paramètre d'impact des traces le long de l'axe du faisceau inférieur à 0,4 cm
- les traces inclues dans le track-jet doivent avoir $\Delta z(\text{trace,axe du track} - \text{jet}) < 0{,}2\,\text{cm}$

On définit alors le taux d'étiquetabilité par le rapport

$$T = \frac{\text{Nombre de jets étiquetables}}{\text{Nombre total de jets}} \tag{5.49}$$

Dans le détecteur simulé la prise en compte du matériau mort et du bruit dans les trajectographes n'est pas parfaite. Il existe donc une différence d'efficacité de trajectographie entre données et simulation, l'efficacité étant plus élevée dans la simulation. On définit un facteur d'échelle $Tagga$ que l'on applique à la simulation pour que l'étiquetabilité ait la même valeur que dans les données. $Tagga$ est tel que

$$Tagga = \frac{T^{\text{données}}}{T^{\text{simulation}}} \tag{5.50}$$

$Tagga$ dépend de l'impulsion transverse du jet car les critères d'étiquetabilité incluent des coupures sur l'impulsion transverse des traces du track-jet associé. $Tagga$ dépend aussi de la pseudo-rapidité du jet et de la position z du vertex primaire z_{PV} ; ceci est illustré sur la figure 5.75. On a donc $Tagga = Tagga(p_T^{jet},\eta^{jet})$

Ces dépendances sont prises en compte dans l'analyse WH. Nous procédons de la façon suivante :

1. mesure de $Tagga(p_T^{jet})$ intégré en η^{jet}
2. mesure de $Tagga(\eta^{jet})$ intégré en p_T^{jet}
3. application du facteur de correction total dont l'amplitude est normalisée à la valeur moyenne de $Tagga(p_T^{jet})$:

$$Tagga(p_T^{jet},\eta^{jet}) = \frac{Tagga(p_T^{jet}) \times Tagga(\eta^{jet})}{< Tagga(p_T^{jet}) >} \tag{5.51}$$

Afin de considérer la dépendance en z_{PV}, ces étapes sont répétées dans deux zones indépendantes de z_{PV}, $0 < |z_{PV}| \leq 30$ et $30 < |z_{PV}| \leq 60$. Tous les échantillons simulés listés dans le paragraphe 5.2.2 sont utilisés. Tous sont normalisés à leur section efficace respective, sauf les processus $V+$ jets auxquels on applique le facteur de normalisation de 1,68 (voir 5.2.3). On applique en plus le facteur 1,116 aux processus $V+$ jets lourds. Le facteur d'échelle d'étiquetabilité est mesuré sur l'échantillon à exactement deux jets, et appliqué dans les échantillons à exactement deux et trois jets

La figure 5.76 montrent les rapports $Tagga(p_T^{jet})$ et $Tagga(\eta^{jet})$ obtenus dans les deux zones de z_{PC} considérées. Le facteur d'échelle augmente avec p_T^{jet} jusqu'à atteindre un plateau qui est proche de 1 dans la zone $0 < |z_{PV}| \leq 30$. Il chute à grandes pseudo-rapidités dans la zone $0 < |z_{PV}| \leq 30$

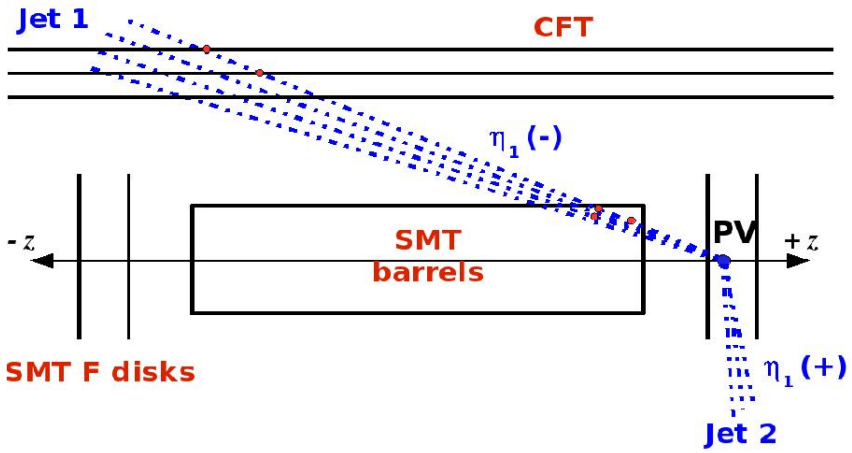


FIG. 5.75 – *Illustration de la dépendance en pseudo-rapidité de l'étiquetabilité. Soit deux track-jets jet1 et jet2 provenant d'un vertex primaire PV dont la position z est en-dehors de la zone de couverture de la partie centrale du* SMT. *La combinaison de la position de PV et de la pseudo-rapidité de jet1 fait qu'il a plus de chances d'avoir au moins un coup dans le* SMT *et donc dêtre étiquetable. En revanche jet2 a peu de chances d'être étiquetable car du fait de sa pseudo-rapidité il ne peut qu'éventuellement avoir des coups dans un disque F. En conséquence, l'étiquetabilité et donc le facteur d'échelle associé Tagga dépendent de la position en z du vertex primaire et de la pseudo-rapidité du jet considéré.*

et reste à peu près constant autour de 1 dans la zone $30 < |z_{PV}| \leq 60$. On ajuste sur les points expérimentaux les fonctions

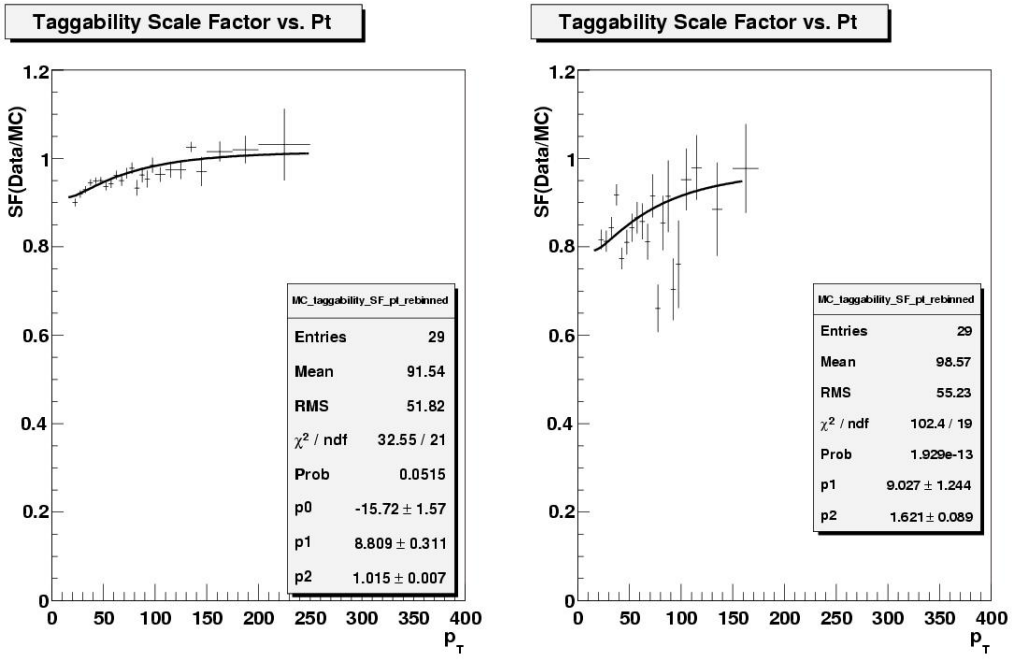
$$\begin{aligned} Tagga(p_T^{jet}) &= 0{,}5p_2(1 + Erf\left(\frac{p_T^{jet} - p_0}{\sqrt{p_T^{jet} \times p_1}}\right) \\ Tagga(\eta^{jet}) &= q_0 + q_1|\eta^{jet}|^2 + q_2|\eta^{jet}|^3 + q_3|\eta^{jet}|^4 \end{aligned} \tag{5.52}$$

où les p_i et q_i sont des paramètres déterminés par l'ajustement et Erf une "error function". La valeur des p_i et q_i est donnée dans le tableau 5.20 pour chacune des zones en z_{PV} considérées.

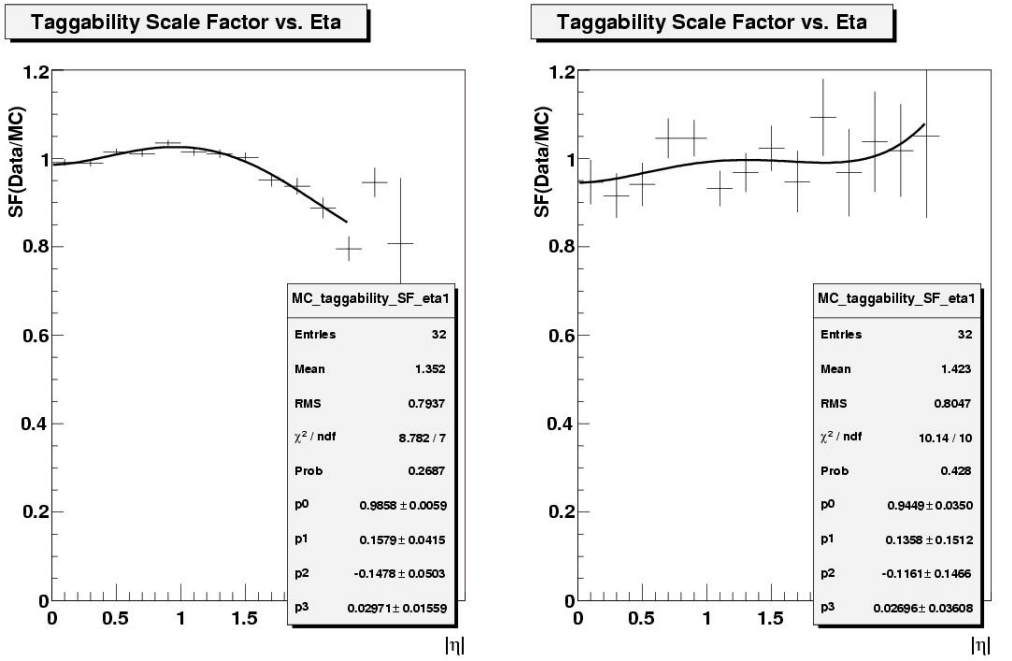
On applique ensuite le facteur $Tagga((p_T^{jet},\eta^{jet})$ à la simulation tel que décrit par les fonctions ajustées. On peut réaliser un test de fermeture pour vérifier que l'étiquetabilité de la simulation est

Paramètre	$0 < \|z_{PV}\| \leq 30$	$30 < \|z_{PV}\| \leq 60$
p_0	-15,7	-15,1
p_1	8,81	9,03
p_2	1,01	1,62
q_0	0,985	0,945
q_1	0,157	0,135
q_2	-0,147	-0,161
q_3	0,030	0,027

TAB. 5.20 – *Valeurs des paramètres p_i et q_i déterminés par l'ajustement.*



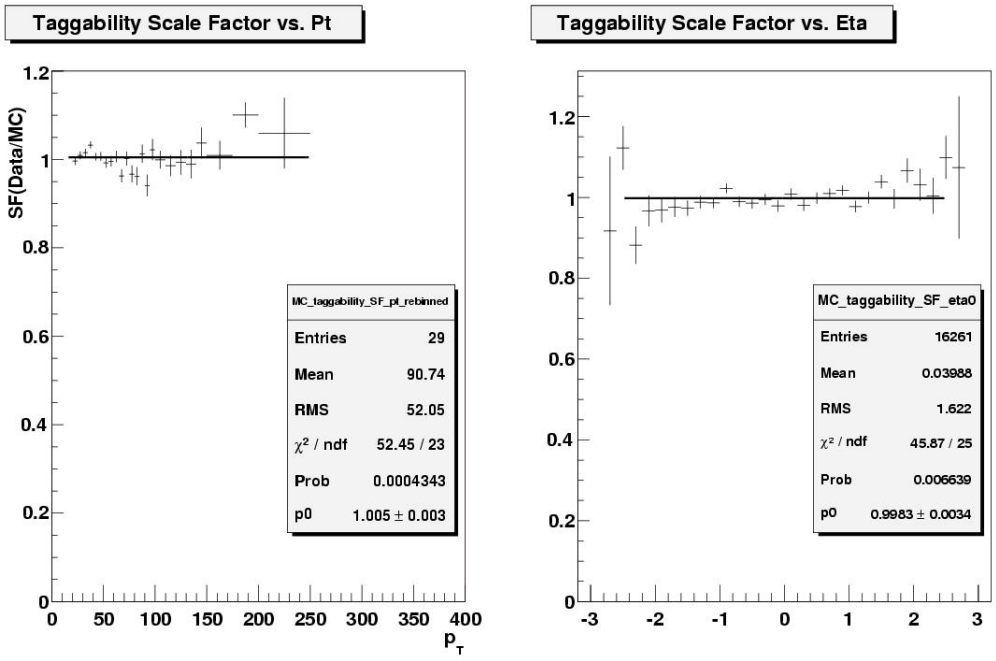
(a) $0 < |z_{PV}| \leq 30$ (b) $30 < |z_{PV}| \leq 60$



(c) $0 < |z_{PV}| \leq 30$ (d) $30 < |z_{PV}| \leq 60$

FIG. 5.76 – *Facteur d'échelle d'étiquetabilité appliqué à la simulation. Facteur d'échelle en fonction de l'impulsion transverse du jet pour (a)* $0 < |z_{PV}| \leq 30$ *et (b)* $30 < |z_{PV}| \leq 60$*; facteur d'échelle en fonction de la pseudo-rapditié du jet pour (c)* $0 < |z_{PV}| \leq 30$ *et (d)* $30 < |z_{PV}| \leq 60$*. Les points repreśentent les rapports* $Tagga(p_T^{jet})$ *et* $Tagga(\eta^{jet})$ *(voir texte). Les courbes représentent l'ajustement sur ces points qui est utilisé dans l'analyse.*

maintenant égale à celle des données. Pour cela on reproduit les graphes de $Tagga(p_T^{jet})$ et $Tagga(\eta^{jet})$ après avoir appliqué $Tagga((p_T^{jet},\eta^{jet})$ à la simulation. Si la description est correcte, alors ces deux quantités doivent valoir 1 sur l'ensemble des spectres en p_T^{jet} et η^{jet}. La figure 5.77 montre ces graphes. Ils sont obtenus pour tout z_{PV} compris entre 0 et 60 cm. On ajuste une constante sur les points expérimentaux. La valeur obtenue est 1,005 en fonction de p_T^{jet} et 0,9983 en fonction de η^{jet} soit une déviation moyenne par rapport à 1 inférieure au pourcent, compatible avec l'erreur provenant de l'ajustement.



(a) en fonction de p_T^{jet} (b) en fonction de η^{jet}

FIG. 5.77 – *Test de fermeture sur le facteur d'échelle d'étiquetabilité en fonction de (a) p_T^{jet} et (b) η^{jet}. La droite représente l'ajustement d'une constante sur les points. On constate que le test est concluant car l'ajustement en fonction de p_T^{jet} donne 1,005 et celui en fonction de η^{jet} donne 0,9983 soit une déviation moyenne par rapport à 1 inférieure au pourcent.*

5.10.2 Facteur d'échelle lié à l'efficacité d'étiquetage

L'efficacité d'étiquetage, c'est-à-dire la performance du NN-tagger n'est pas identique dans les données et la simulation et ce même après application du facteur d'échelle d'étiquetabilité. Pour un taux de mauvaise identification donné, l'algorithme tend à être plus efficace sur la simulation. On doit donc déterminer l'efficacité du NN-tagger sur données et simulation, puis appliquer à la simulation le facteur d'échelle TSF ou *Tagging Scale Factor* tel que

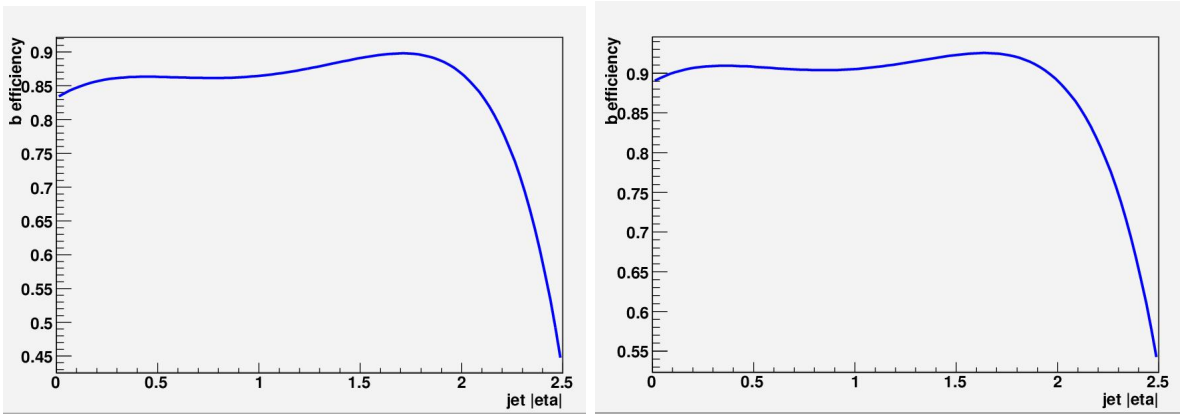
$$TSF = \frac{\text{efficacité données}}{\text{efficacité simulation}} \tag{5.53}$$

Un moyen non-biaisé de mesurer l'efficacité d'un algorithme d'étiquetage est la méthode *System8* [120].

En utilisant des échantillons dont la composition en b est différente et des algorithmes d'étiquetage non corrélés d'efficacité différente, un système de huit équations à huit inconnues peut être construit et résolu. Dans ce cas précis on utilise le SLT comme deuxième algorithme. Les détails du calcul sont donnés dans [114]. L'efficacité dépend bien sûr du point d'opération choisi. Elle est déterminée par le groupe d'identification des b de DØ.

Dans l'analyse WH, ce facteur d'échelle est appliqué en fonction de la pseudo-rapidité du jet. Comme l'efficacité mesurée est une efficacité *par jet*, on utilise $TSF(|\eta^{jet}|)$ pour le canal single-tag et $TSF(|\eta^{jet1}|) \times TSF(|\eta^{jet2}|$ pour les évènements doublement étiquetés. Ce facteur d'échelle est appliqué comme un poids sur les évènements étiquetés. Il est appliqué seulement lorsque le jet au niveau générateur est un jet lourd (on connaît cette information dans la simulation). Notons que les jets provenant de quarks c sont traités comme les jets de b ce qui est accepable en première approximation. On applique donc ce facteur d'échelle également sur les jets de c.

La figure 5.78 montrent la courbe de $TSF(|\eta^{jet}|)$ pour les points d'opération oldLoose et Tight qui sont utilisés dans l'analyse.



(a) Tight (b) oldLoose

FIG. 5.78 – *Facteur d'échelle d'efficacité d'étiquetage des b pour les points d'opération (a) Tight et (b) oldLoose.*

5.10.3 Traitement des jets légers

Comme on vient de le voir, on prend en compte le fait que l'efficacité d'étiquetage des b est plus élévée dans la simulation en appliquant un poids aux évènements contenant au moins un jet identifié comme un jet de b par le NN-tagger. Il est faux d'appliquer ce poids aux jets légers car l'efficacité de mauvaise identification est différente de l'efficacité d'étiquetage des b. Le taux de mauvaise identification croît de façon linéaire lorsque l'on relâche le point d'opération alors que l'efficacité d'étiquetage tend à plafonner comme le montre la figure 5.74. Comme dans le canal simplement étiqueté la contribution des jets légers n'est pas négligeable, il nous faut établir un traitement adéquat de ces jets.

Il existe deux méthodes d'étiquetage des b. La première est celle que nous utilisons, c'est-à-dire que l'on applique l'algorithme d'étiquetage de manière identique sur les données et la simulation et que l'on applique ensuite un facteur d'échelle à la simulation pour prendre en compte la différence d'efficacité d'étiquetage entre données et simulation. L'identification des jets de b est alors considérée

tout simplement comme une coupure d'identification. Cette technique est robuste et simple, elle permet un traitement identique des données et de la simulation, ce qui évite les biais de sélection et donne une bonne description des données. L'inconvénient de cette technique est qu'elle retire de l'analyse les évènements simulés qui n'ont pas de jets étiquetés. Après étiquetage, on a donc réduit la statistique disponible dans la simulation.

La deuxième méthode consiste à étiqueter les jets directement dans les données et à traiter la simulation différemment. Pour un jet de saveur donnée, saveur qui est connue grâce à l'information générateur disponible, on calcule la probabilité ϵ que ce jet soit étiqueté et on pondère sa contribution par cette probabilité. Un jet léger par exemple, a peu de probabilité d'être étiqueté, et ϵ est typiquement de l'ordre du pourcent. Un jet de b en revanche a une forte probabilité d'être étiqueté. Bien évidemment, ces probabilités dépendent du point d'opération du NN-tagger choisi. L'étiquetage des b n'est donc plus considéré comme une coupure de sélection, et aucun évènement n'est rejeté au moment de l'étiquetage. La statistique disponible dans la simulation après étiquetage est donc plus importante. On appelle les probabilités calculées des *Tag Rate Functions* (fonctions de taux d'étiquetage) ou *TRF*. Soit un évènement contenant deux jets $jet1$ et $jet2$; la probabilité $proba^{1t}$ qu'un évènement soit simplement étiqueté est

$$proba^{1t} = TRF(jet1)(1 - TRF(jet2)) + TRF(jet2)(1 - TRF(jet1)) \tag{5.54}$$

et celle $proba^{2t}$ qu'un évènement soit doublement étiqueté est

$$proba^{2t} = TRF(jet1) \times TRF(jet2) \tag{5.55}$$

Afin de déterminer un facteur d'échelle données / simulation qui puisse être appliqué aux jets légers, nous procédons de la manière suivante. Les évènements Wcj sont retirés de l'échantillon $W+$ jets légers afin d'éviter la contamination par les jets de c. On applique ensuite le NN-tagger en utilisant les deux méthodes, *TRF* et facteur d'échelle. Comme le facteur d'échelle pour les jets légers est ce que l'on veut déterminer, on le fixe d'abord à 1. Soit N_{TRF} le nombre d'évènements obtenus dans le cas "*TRF*" et N_{SF} le nombre d'évènements obtenus dans le cas "facteur d'échelle = 1" ; alors le facteur d'échelle pour les jets légers SF_{light} est défini par

$$SF_{light} = \frac{N_{TRF}}{N_{SF}} \tag{5.56}$$

Ainsi, nous normalisons le cas "*TRF*" au cas "facteur d'échelle = 1", et nous obtenons un facteur d'échelle constant pour les jets légers. Ce facteur est déterminé pour chaque point d'opération car le taux de mauvaise identification dépend bien sûr du point d'opération. Pour le point d'opération Tight (canal simplement étiqueté) on trouve $N_{SF} = 1{,}26$ et pour le point oldLoose (canal doublement étiqueté) $N_{SF} = 1{,}36$. Ce facteur est appliqué, puis l'accord entre données et simulation est vérifié dans les analyses $WH \to \mu\nu b\bar{b}$ et $WH \to e\nu b\bar{b}$. Afin d'améliorer l'accord global sur la distribution de la masse invariante du système di-jet quand au moins un évènement est simplement étiqueté, et ce dans les deux analyses, les facteurs sont majorés de 15%. Ainsi, les valeurs finales sont $N_{SF} = 1{,}45$ pour le point Tight et $N_{SF} = 1{,}56$ pour le point oldLoose. On constate *a posteriori* que cette correction permet d'avoir un K-facteur pour les processus $V+$ saveurs lourdes qui ne dépend pas du point d'opération

5.10.4 Résultats après étiquetage

Une fois l'étiquetage des b effectué et les corrections sus-mentionnées apportées à la simulation, on peut comparer le modèle construit avec la simulation et l'estimation du bruit de fond QCD aux

données[3]. Toutes les corrections discutées dans ce chapitre sont appliquées à la simulation. Les processus $V+$ jets légers et lourds sont normalisés aux données avant étiquetage prenant en compte les autres bruits de fond, selon la procédure décrite au paragraphe 5.2.3. Le facteur HF supplémentaire est appliqué aux processus $V+$ jets lourds.

La figure 5.79 (5.80) montre les distributions de l'impulsion transverse des deux jets de plus haut p_T, de H_T et de la distance angulaire $\Delta R(jet1,jet2)$ dans le canal simplement (doublement) étiqueté, pour l'échantillon à exactement deux jets. Le modèle construit décrit adéquatement les données. On constate qu'après étiquetage les bruits de fond $V+$ jets légers et QCD sont très fortement supprimés. Le bruit de fond dominant après double étiquetage est la production $Wb\bar{b}$.

Les figures 5.81 et 5.82 montrent les mêmes distributions pour l'échantillon à exactement trois jets. Là encore les données sont bien décrites par le modèle. Contrairement à l'échantillon à exactement deux jets, le bruit de fond dominant est la production de paires $t\bar{t}$, principalement dans le canal lepton+jets dans lequel il y a deux jets de b venant de la désintégration du top et également deux jets provenant de la désintégration d'un W. Plus d'évènements ont donc de probabilité de passer les sélections à exactement trois jets et d'avoir ensuite un ou deux jets étiquetés.

Les figures 5.83 et 5.84 montrent la variable finale avant application du réseau de neurones (voir section 5.11), soit la masse du système di-jet, pour un Higgs de 115 GeV, dans l'échantillon à exactement deux (trois) jets. La distribution de cette variable est visible sur un graphe semi-logarithmique ce qui permet de visualiser le signal.

Le tableau 5.21 liste le nombre d'évènements observés et attendus après étiquetage, dans les canaux simplement et doublement étiquetés et dans les échantillons à exactement deux ou trois jets. La contribution de chaque processus est détaillée, ainsi que l'erreur associée. L'erreur contient une composante statistique et une composante systématique. La composante systématique est la somme quadratique de toutes les erreurs systématiques indépendantes (voir section 6.3). On constate que le nombre d'évènements attendus est compatible avec le nombre d'évènements observés dans tous les cas ; le modèle construit fonctionne donc bien. On peut constater sur les tableaux 5.21 et 5.22 que le canal muon et le canal électron se comportent de manière similaire en termes d'accord données / simulation et de composition du bruit de fond.

Remarquons par ailleurs l'intêret d'étiqueter les jets de b dans une telle analyse. Avant étiquetage dans l'échantillon à exactement deux jets nous avions 3,23 évènements de signal à 115 GeV contre 10 246 évènements attendus soit un rapport $\frac{\text{bruit de fond}}{signal}$ proche de 3 200. Après double étiquetage nous obtenons maintenant 0,77 évènements de signal contre 65,1 évènements attendus soit un rapport $\frac{\text{bruit de fond}}{signal}$ d'environ 85. Le bruit de fond à été réduit d'un facteur d'environ 50 et le signal d'un facteur 4,3 seulement.

Avant étiquetage, la significativité de l'échantillon à exactement deux jets vaut 0,032 ; après double étiquetage elle vaut 0,094, et il faut encore lui ajouter celle du canal single-tag qui vaut 0,066. L'échantillon étiqueté est donc bien plus sensible que l'échantillon non-étiqueté.

Aucun excès dans les données compatible avec un signal n'est observé. Nous calculons donc à partir de ces distributions une limite supérieure sur la section efficace de production du boson de Higgs. Cette procédure sera détaillée au chapitre 6.

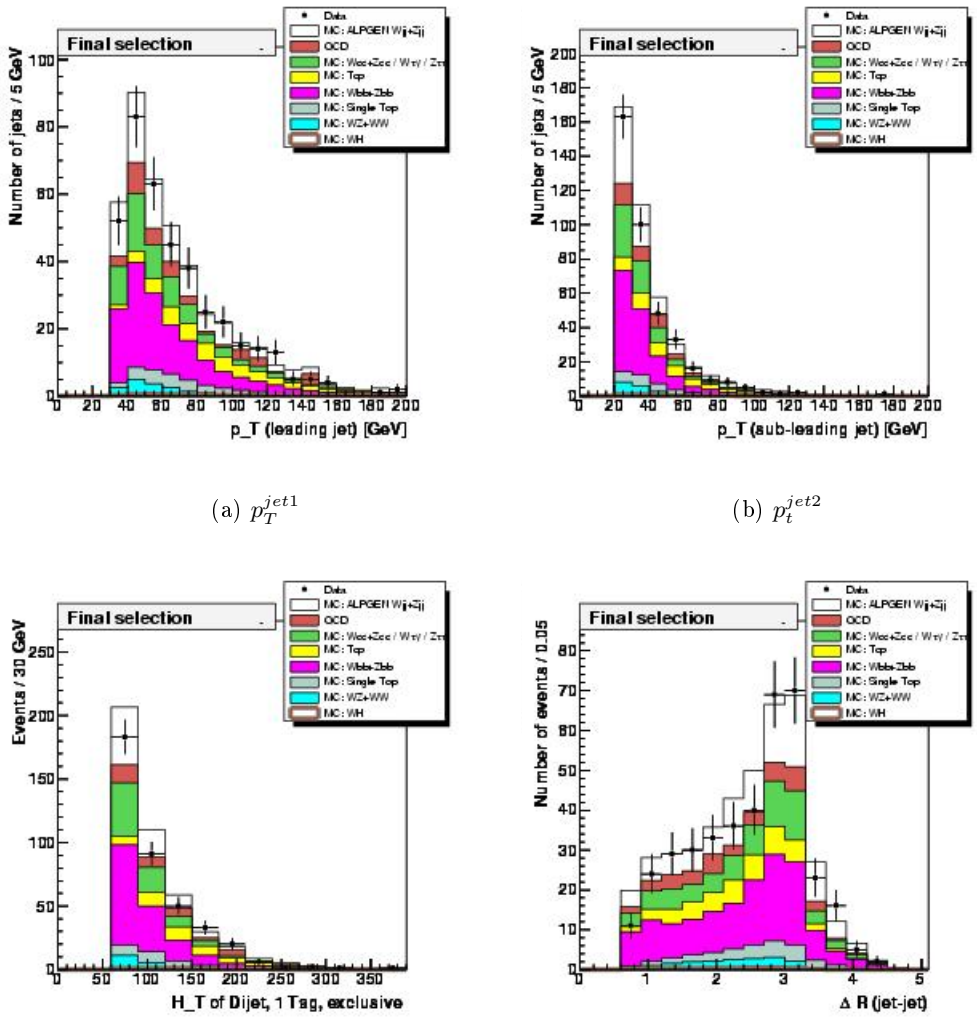
3. Rappelons que le bruit de fond QCD est estimé statistiquement à partir des données sur tous les histogrammes, avant et après étiquetage.

Processus	électron, single-tag	électron, double-tag	muon, single-tag	muon, double-tag
$WH + ZH$	1,43 ± 0,17	0,77 ± 0,09	1,36 ± 0,16	0,75 ± 0,09
WZ	16,7 ± 1,8	2,4 ± 0,27	17,8 ± 1,9	2,9 ± 0,3
$Wb\bar{b}$	136,2 ± 34,1	27,6 ± 6,9	131,3 ± 32,8	26,8 ± 6,8
$t\bar{t}$	51,7 ± 9,5	19,8 ± 3,7	42,9 ± 7,9	17,6 ± 3,3
Single-top	25,3 ± 4,6	6,2 ± 1,2	24,1 ± 4,4	6,2 ± 1,2
QCD Multijet	67,5 ± 18,8	5,8 ± 1,4	36,0 ± 10,0	3,1 ± 0,7
$W + jj$, $W + cj$, $W + cc$	181,5 ± 45,4	6,9 ± 2,2	165,3 ± 41,3	7,1 ± 2,2
Total attendu	478,8 ± 92,5	68,7 ± 13,6	417,5 ± 84,5	63,6 ± 13,1
Total observé	496	74	389	62

TAB. 5.21 – *Nombre d'évènements attendus, par processus, pour $m_H = 115\,\text{GeV}$, et nombre d'évènements observés après étiquetage des jets de b. Sont montrés les chiffres correspondants à l'échantillon à exactement deux jets et aux canaux simplement et doublement étiquetés, pour les deux analyses électron et muon. Le signal n'est pas compté dans le total attendu. On constate que le nombre total d'évènements attendus est compatible avec le nombre d'évènements observés.*

Processus	électron, single-tag	électron, double-tag	muon, single-tag	muon, double-tag
WH	0,35 ± 0,04	0,21 ± 0,03	0,35 ± 0,04	0,20 ± 0,02
WZ	4,6 ± 0,5	0,8 ± 0,09	4,5 ± 0,5	0,9 ± 0,1
$Wb\bar{b}$	43,6 ± 10,9	11,0 ± 2,8	43,0 ± 10,8	11,7 ± 2,9
$t\bar{t}$	86,7 ± 16,0	44,4 ± 8,3	69,2 ± 12,7	36,6 ± 6,9
Single-top	8,0 ± 1,5	3,3 ± 0,6	7,7 ± 1,4	3,3 ± 0,6
QCD Multijet	35,2 ± 9,8	5,0 ± 1,2	19,2 ± 5,3	3,7 ± 0,9
$W + jj$, $W + cj$, $W + cc$	54,2 ± 13,6	4,1 ± 1,3	42,0 ± 10,5	4,4 ± 1,4
Total attendu	232,2 ± 41,4	68,7 ± 12,5	185,7 ± 34,5	60,6 ± 11,3
Total observé	218	70	167	52

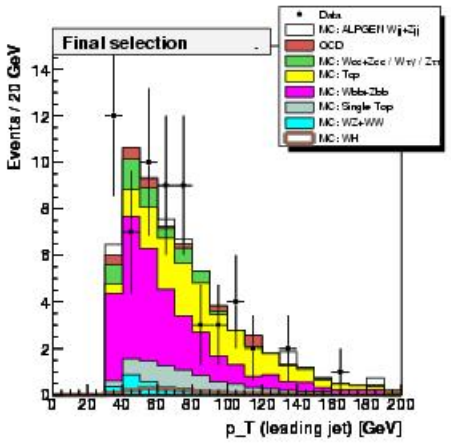
TAB. 5.22 – *Nombre d'évènements attendus, par processus, pour $m_H = 115\,\text{GeV}$, et nombre d'évènements observés après étiquetage des jets de b. Sont montrés les chiffres correspondants à l'échantillon à exactement trois jets et aux canaux simplement et doublement étiquetés, pour les deux analyses électron et muon. Le signal n'est pas compté dans le total attendu. On constate que le nombre total d'évènements attendus est compatible avec le nombre d'évènements observés.*



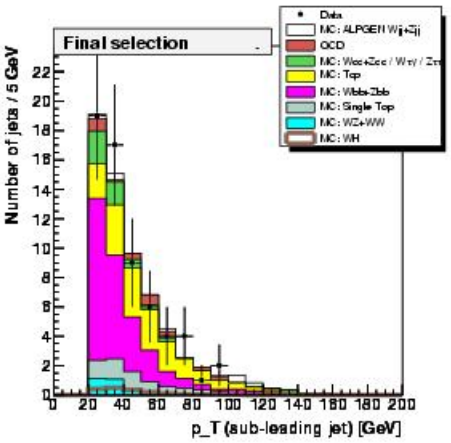
(a) p_T^{jet1} (b) p_t^{jet2}

(c) H_T (d) $\Delta R(jet1,jet2)$

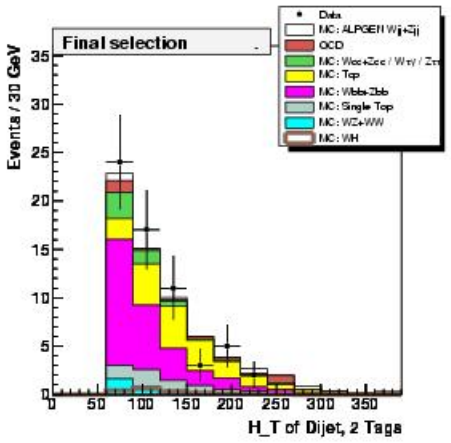
FIG. 5.79 – *Distributions après étiquetage des b dans le canal simplement étiqueté de (a) l'impulsion transverse du jet de plus haut p_T, (b) H_T, (c) $\Delta R(jet1,jet2)$ et (d) la masse du système di-jet. La masse du Higgs considérée est* 115 GeV. *Tous les processus sont normalisés à leur section efficace respective, sauf $V+$ jets légers et lourds qui sont normalisés aux données avant étiquetage prenant en compte les autres bruits de fond. Les données sont bien décrites par la simulation.*



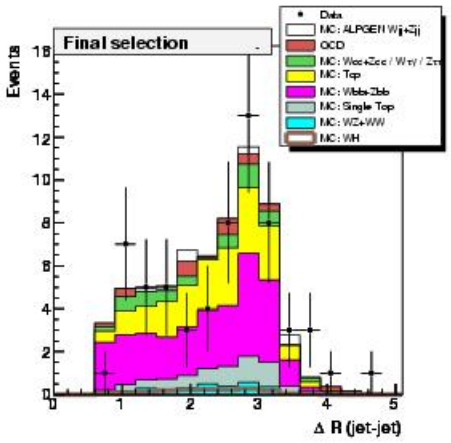
(a) p_T^{jet1}



(b) p_t^{jet2}

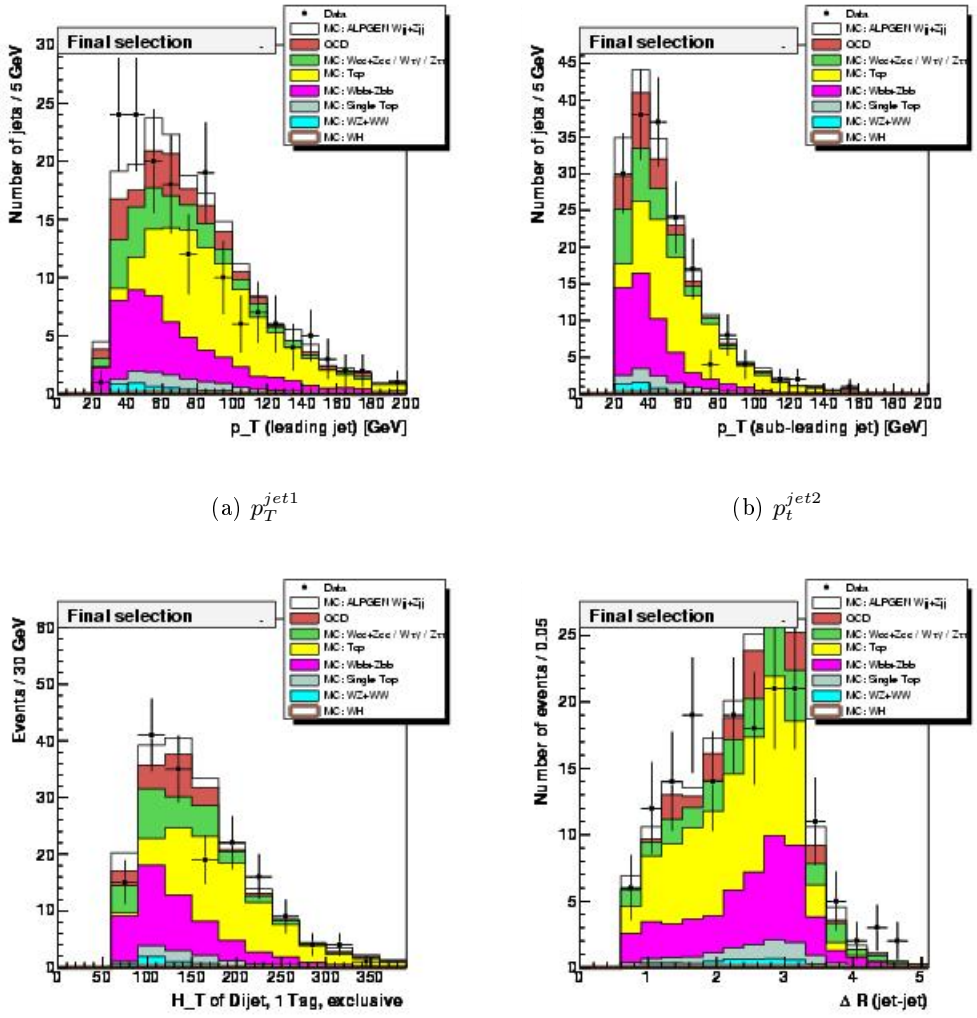


(c) H_T



(d) $\Delta R(jet1,jet2)$

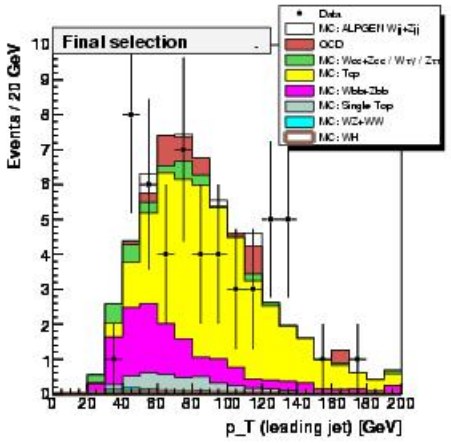
FIG. 5.80 – *Distributions après étiquetage des b dans le canal doublement étiqueté de (a) l'impulsion transverse du jet de plus haut p_T, (b) H_T, (c) $\Delta R(jet1,jet2)$ et (d) la masse du système di-jet. La masse du Higgs considérée est* 155 GeV. *Tous les processus sont normalisés à leur section efficace respective, sauf $V+$ jets légers et lourds qui sont normalisés aux données avant étiquetage prenant en compte les autres bruits de fond. Les données sont bien décrites par la simulation. On constate que le bruit de fond $V+$ jets légers a presque totalement disparu et que le bruit de fond dominant est $V+b\bar{b}$.*



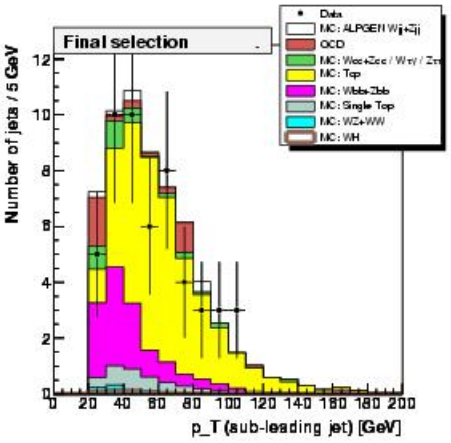
(a) p_T^{jet1} (b) p_t^{jet2}

(c) H_T (d) $\Delta R(jet1,jet2)$

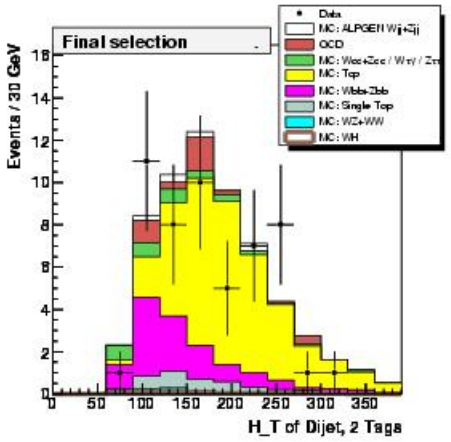
FIG. 5.81 – *Distributions après étiquetage des b dans l'échantillon $W+3$ jets dans le canal simplement étiqueté de (a) l'impulsion transverse du jet de plus haut p_T, (b) H_T, (c) $\Delta R(jet1,jet2)$ et (d) la masse du système di-jet. La masse du Higgs considérée est* 155 GeV. *Tous les processus sont normalisés à leur section efficace respective, sauf $V+$ jets légers et lourds qui sont normalisés aux données avant étiquetage prenant en compte les autres bruits de fond. Les données sont bien décrites par la simulation.*



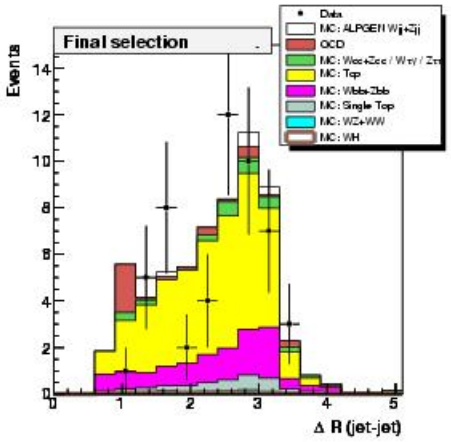
(a) p_T^{jet1}



(b) p_T^{jet2}

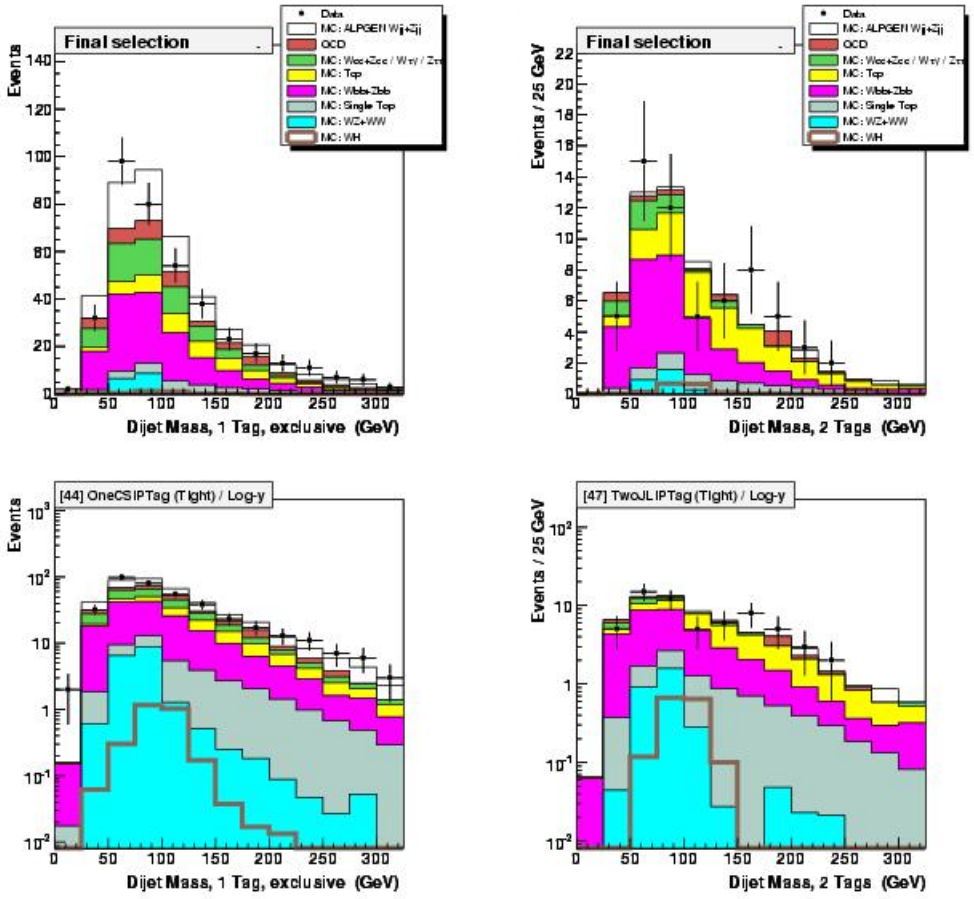


(c) H_T



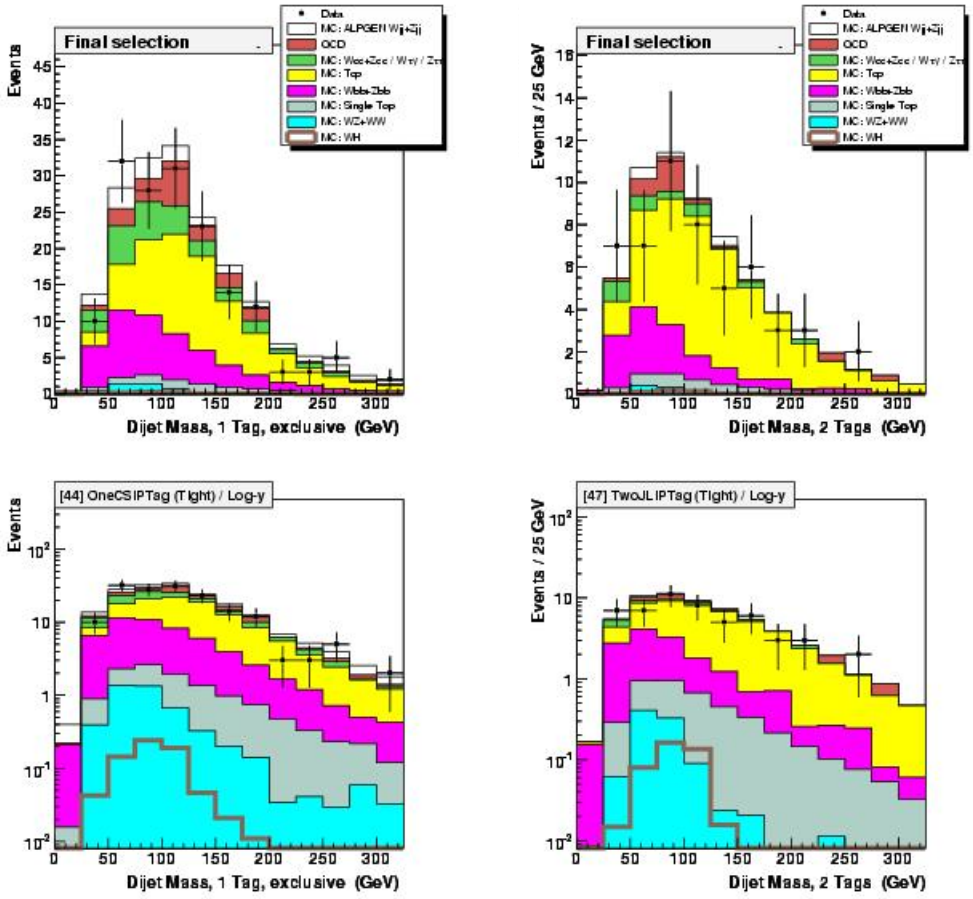
(d) $\Delta R(jet1,jet2)$

FIG. 5.82 – *Distributions après étiquetage des b dans l'échantillon $W+3$ jets dans le canal doublement étiqueté de (a) l'impulsion transverse du jet de plus haut p_T, (b) H_T, (c) $\Delta R(jet1,jet2)$ et (d) la masse du système di-jet. La masse du Higgs considérée est* 155 GeV. *Tous les processus sont normalisés à leur section efficace respective, sauf $V+$ jets légers et lourds qui sont normalisés aux données avant étiquetage prenant en compte les autres bruits de fond. Les données sont bien décrites par la simulation. On constate que le bruit de fond $V+$ jets légers a presque totalement disparu et que contrairement à l'échantillon $W+2$ jets le bruit de fond dominant est $t\bar{t}$.*



(a) single-tag (b) double-tag

FIG. 5.83 – *Masse du système di-jet dans l'échantillon à exactement deux jets (a) dans le canal simplement étiqueté et (b) dans le canal doublement étiqueté, pour un Higgs de* 115 GeV. *L'échelle des graphes du bas est semi-logarithmique.*



(a) single-tag (b) double-tag

FIG. 5.84 – *Masse du système di-jet dans l'échantillon à exactement trois jets (a) dans le canal simplement étiqueté et (b) dans le canal doublement étiqueté, pour un Higgs de* 115 GeV. *L'échelle des graphes du bas est semi-logarithmique.*

5.11 Gain en sensibilité à l'aide d'un réseau de neurones

Nous venons de décrire en détail l'analyse de recherche du boson de Higgs dans le canal $WH \to \mu\nu b\bar{b}$. Les distributions principales avant étiquetage des b ont été vérifiées et l'accord de la simulation avec les données est bon. Les bruits de fond restent sous contrôle après étiquetage des b et l'analyse a été optimisée pour donner le maximum de sensibilité. Les distributions de la masse du système di-jet après étiquetage des b montrent que le modèle construit décrit convenablement les données. On peut donc dès lors calculer la limite sur la section efficace de production du boson de Higgs en association avec un W à partir de ces distributions, mais on peut faire encore mieux en implémentant une *sélection par réseau de neurones*. Suivant le principe décrit à la section 5.9.3, on peut construire un discriminant entre signal, c'est-à-dire évènements WH, et bruit de fond, et l'utiliser afin de gagner en sensibilité.

5.11.1 Échantillons utilisés pour l'entraînement

Dans l'idéal, un réseau de neurones permet la discrimination entre un signal et tous les autres processus qui contaminent l'échantillon et que l'on regroupe sous le terme générique "bruit de fond". Dans le cas de l'analyse WH ce n'est pas si simple, car le bruit de fond global se compose de plusieurs processus qui ont des topologies différentes. Entraîner un réseau de neurones sur la somme de tous les bruits de fond n'est donc pas forcément optimal et donne dans notre cas de mauvaises performances. Nous décidons donc d'entraîner le réseau à séparer le signal et le bruit de fond dominant après étiquetage des b dans l'échantillon à exactement deux jets, soit la production $Wb\bar{b}$. Le bruit de fond $Wb\bar{b}$ est important surtout dans l'échantillon avec deux jets étiquetés, qui est celui qui apporte le plus de sensibilité à l'analyse et que l'on veut donc optimiser prioritairement. Le bruit de fond $Wb\bar{b}$ étant bien plus faible dans l'échantillon à exactement trois jets, le réseau n'y apporte aucun gain de sensibilité. On l'utilise donc seulement sur l'échantillon à exactement deux jets.

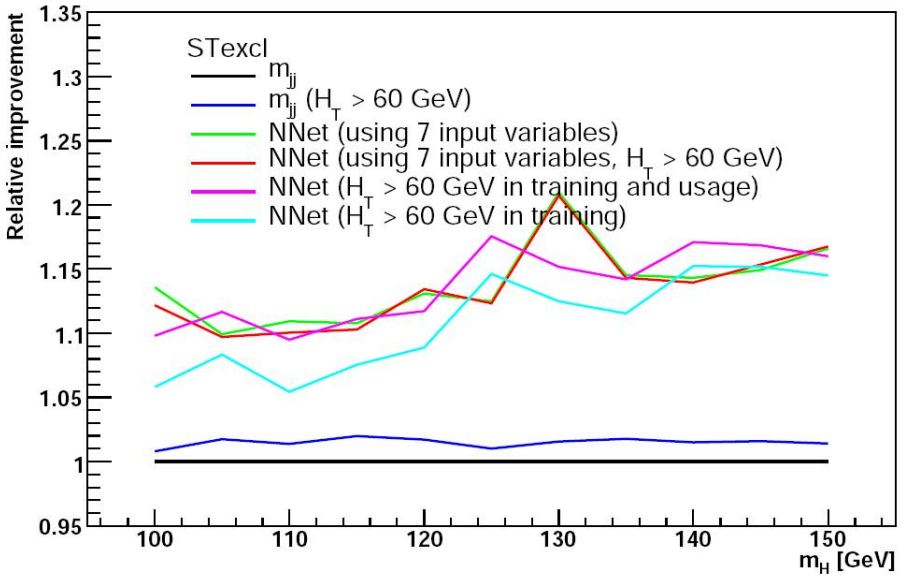
En outre, et même si le réseau n'est entraîné que sur le bruit de fond $Wb\bar{b}$, on l'applique ensuite à tous les bruits de fond. On obtient donc une discrimination globale "signal" contre "bruit de fond" sachant que le bruit de fond contre lequel le réseau est le plus efficace est celui sur lequel il a été entraîné, soit $Wb\bar{b}$.

Pour l'entraînement on utilise les échantillons WH et $Wb\bar{b}$ présentés au paragraphe 5.2.2. L'échantillon ZH n'est pas utilisé pour l'entraînement. Ces évènements sont traités de manière presqu'identique à l'analyse proprement dite : les mêmes coupures sont effectuées et les mêmes facteurs de corrections appliqués à la simulation. À la différence de l'analyse la coupure sur H_T et la coupure triangulaire ne sont pas appliquées. Elles ont en effet un impact mineure sur l'entraînement, mais elles réduisent la statistique disponible pour celui-ci. La coupure triangulaire affecte principalement les données et le bruit de fond QCD, et peu le signal ou le $Wb\bar{b}$. L'impact de la coupure sur H_T est montré sur la figure 5.85.

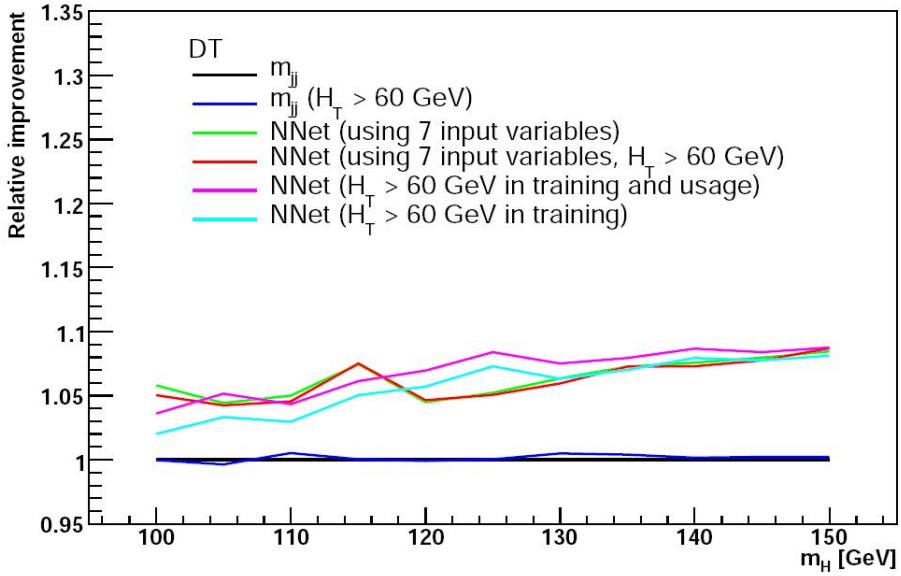
Le réseau est entraîné sur les évènements qui passent les sélections et qui sont étiquetés. Comme la composition, et donc la topologie des canaux single-tag et double-tag est différente, le réseau est entraîné séparément sur ces deux canaux. De plus, un réseau de neurones est entraîné sur chaque point de masse du Higgs testé, car la position du pic du Higgs varie évidemment avec sa masse et sa distribution change par rapport à celle du bruit de fond.

5.11.2 Choix des variables d'entrée

Le choix des variables d'entrée est primordial pour obtenir une bonne discrimination. Elles doivent décrire la cinématique de l'évènement le plus complètement possible afin d'apporter de l'information potentielle au réseau, et elles doivent aussi avoir un certain pouvoir discriminant entre signal et bruit



(a) single-tag



(b) double-tag

FIG. 5.85 – *Impact de la coupure sur H_T sur la performance du réseau de neurones (a) dans le canal simplement étiqueté et (b) dans le canal doublement étiqueté. L'impact sur la performance est mesuré en comparant la limite obtenue sur la section efficace de production du Higgs dans le canal WH pour différents cas : pas de coupure (ligne verte), pas de coupure dans l'entraînement mais coupure dans l'analyse (ligne rouge, cas retenu), coupure dans l'entraînement et l'analyse (ligne magenta) et coupure dans l'entraînement seulement (ligne cyan). Pour référence, le résultat obtenu avec la masse du système di-jet est montré sans coupure sur H_T (ligne noire plate) et avec coupure sur H_T (ligne bleue). Si on applique la coupure dans l'entraînement mais pas dans l'analyse, on dégrade la performance du réseau. Dans les autres cas la performance est similaire. Afin de maximiser la statistique disponible pour l'entraînement, on n'applique pas la coupure sur H_T dans l'entraînement mais on l'applique toujours dans l'analyse car cela apporte un gain en sensiblité.*

de fond. La liste de variables suivantes est établie suivant ces critères :

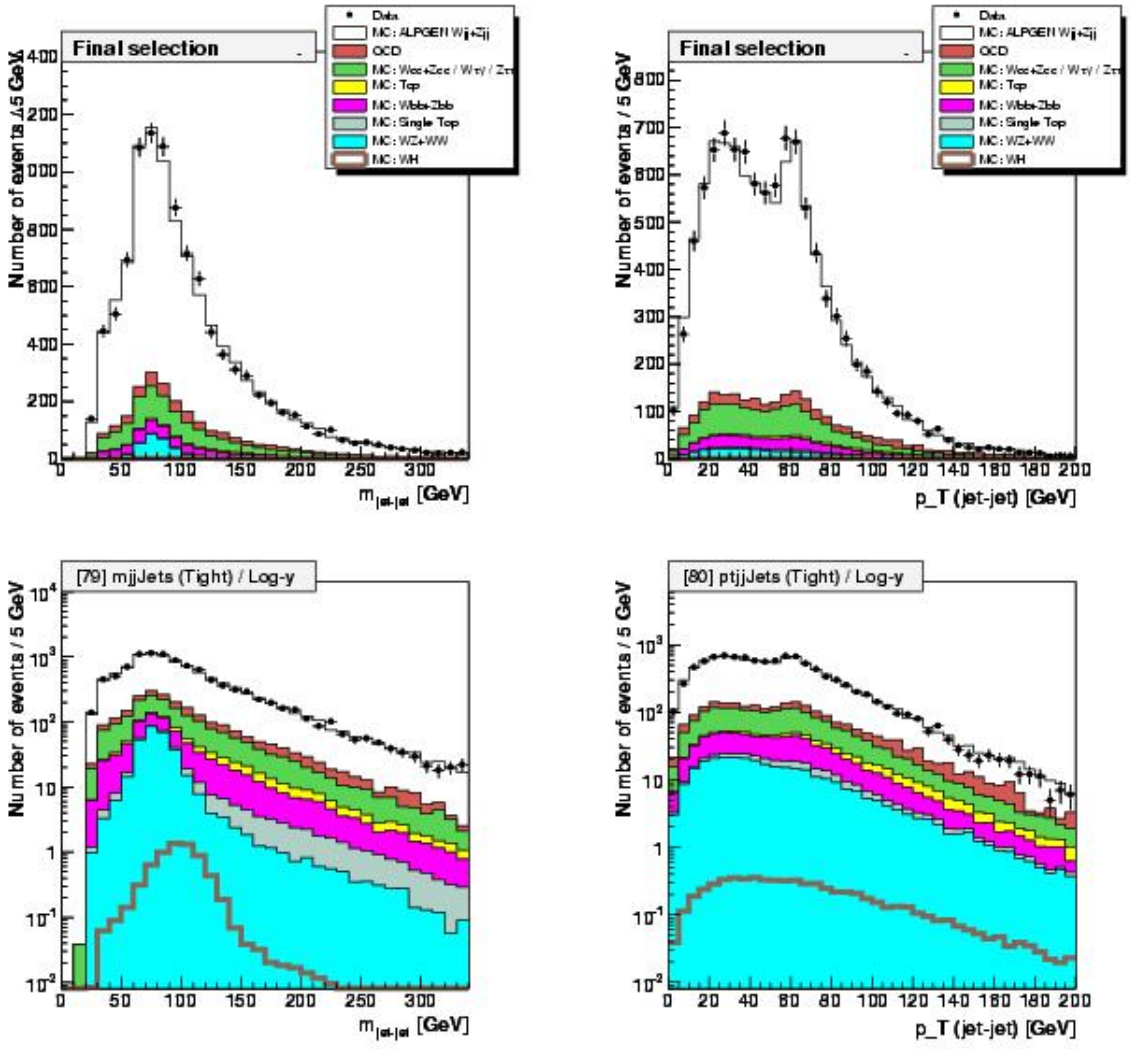
- masse du système di-jet (voir figure 5.86). C'est la variable la plus discriminante que l'on "scanne" habituellement à la recherche d'un signal. En effet le Higgs est une résonance $b\bar{b}$ qui pique à une certaine masse, alors que la paire de jets provenant du bruit de fond ne provient pas d'une résonance. Le bruit de fond est donc beaucoup plus étalé que le signal
- impulsion transverse du système di-jet (voir figure 5.86)
- pseudo-rapidité des jets (voir figure 5.87). Les évènements WH tendent à être plus centraux que les évènements $Wb\bar{b}$
- impulsion transverse des jets (voir figure 5.88). Le spectre en p_T des jets provenant du Higgs tend à être moins piqué que celui du bruit de fond
- $\Delta\phi(jet1,jet2)$ (voir figure 5.89). Les jets de bruit de fond présentent une remontée entre 0,5 et 1
- $\Delta R(jet1,jet2)$ (voir figure 5.89). Les jets du bruit de fond s'étalent sur un spectre plus large, en particulier dans les queues de la distributions
- impulsion et masse transverse du boson W (voir figure 5.90). La cinématique du boson W n'est pas la même dans le signal et le bruit de fond. En particulier, le pic du W a une forme différente
- sphéricité et centralité (voir figure 5.91). Ces variables dépendent de l'impulsion transverse des jets et du muon et contiennent donc beaucoup d'information sur la cinématique globale de l'évènement.
- produit de la charge q du muon et de sa pseudo-rapidité (voir figure 5.92). Le bruit de fond a une contribution plus importante que le signal à haut $q \times \eta^{\mu}$

Toutes ces variables prises séparément ont un certain pouvoir discriminant entre signal et bruit de fond. Vérifions maintenant quelle influence elles ont sur la performance du réseau de neurones. Pour cela on utilise un test implémenté dans la classe TMLPAnalyzer de ROOT. Soit un ensemble de n variables d'entrée x_1, x_2, etc. Pour tester le pouvoir discriminant contenu dans une variable x_i on procède de la façon suivante. Pour chaque évènement appartenant à l'ensemble sur lequel on entraîne, on fait subir à x_i une variation de 10% du RMS de x_i lorsqu'on trace sa distribution sur l'ensemble des évènements utilisés pour l'entraînement. Les autres variables ne sont pas modifiées, on utilise la valeur correspondante à chaque évènement. On compare ensuite le résultat obtenu avec le résultat sans variation ; plus la différence est grande, plus la variable a de pouvoir discriminant.

La figure 5.93 montre le pouvoir discriminant des différentes variables énumérées plus haut, pour le canal double-tag, pour trois scnenarii différents :

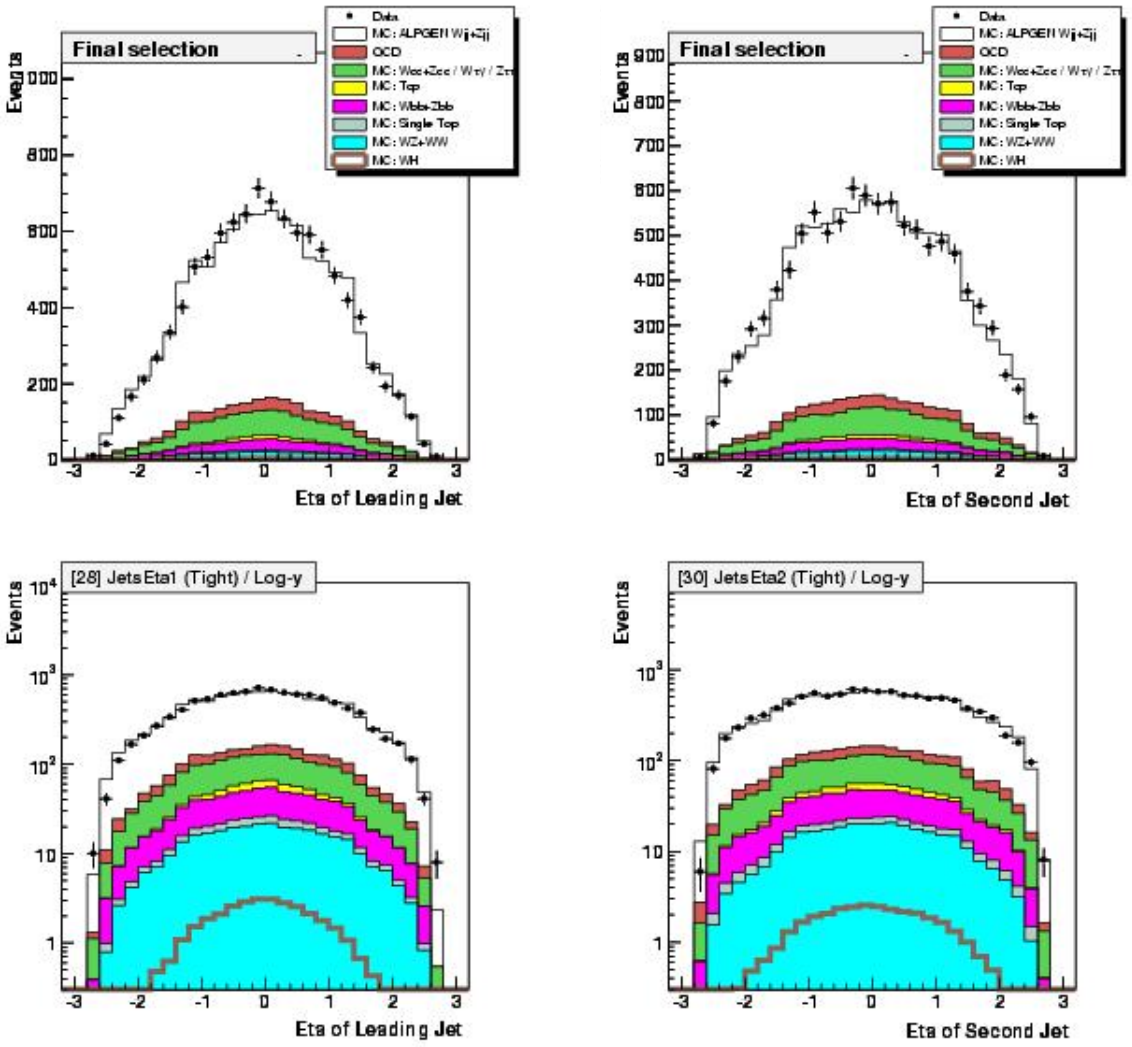
- cas 1 : neuf variables d'entrée. Les variables choisies sont l'impulsion transverse et la pseudo-rapidité des deux jets, $\Delta R(jet1,jet2)$ et $\Delta\phi(jet1,jet2)$, l'impulsion transverse du système di-jet, la masse transverse et l'impulsion du boson W
- cas 2 : sept variables d'entrée. Les variables choisies sont l'impulsion transverse des deux jets, $\Delta R(jet1,jet2)$ et $\Delta\phi(jet1,jet2)$, la masse et l'impulsion transverses du système di-jet et l'impulsion du boson W
- cas 3 : dix variables d'entrée. Identique au cas 2 mais on ajoute en plus la sphéricité, la centralité et $q \times \eta^{\mu}$

Comme on le voit avec le cas 1, la masse transverse du boson W ainsi que la pseudo-rapidité des jets ont peu d'influence sur la performance du réseau de neurones. Elles sont donc retirées de la liste. On ajoute ensuite la masse du système di-jet (cas 2). On constate que cette variable a un très fort pouvoir discriminant du point de vue du réseau de neurones. On abandonne donc le cas 1 pour le cas 2. On peut en plus y ajouter la sphéricité, la centralité et $q \times \eta^{\mu}$ (cas 3). On constate que le pouvoir



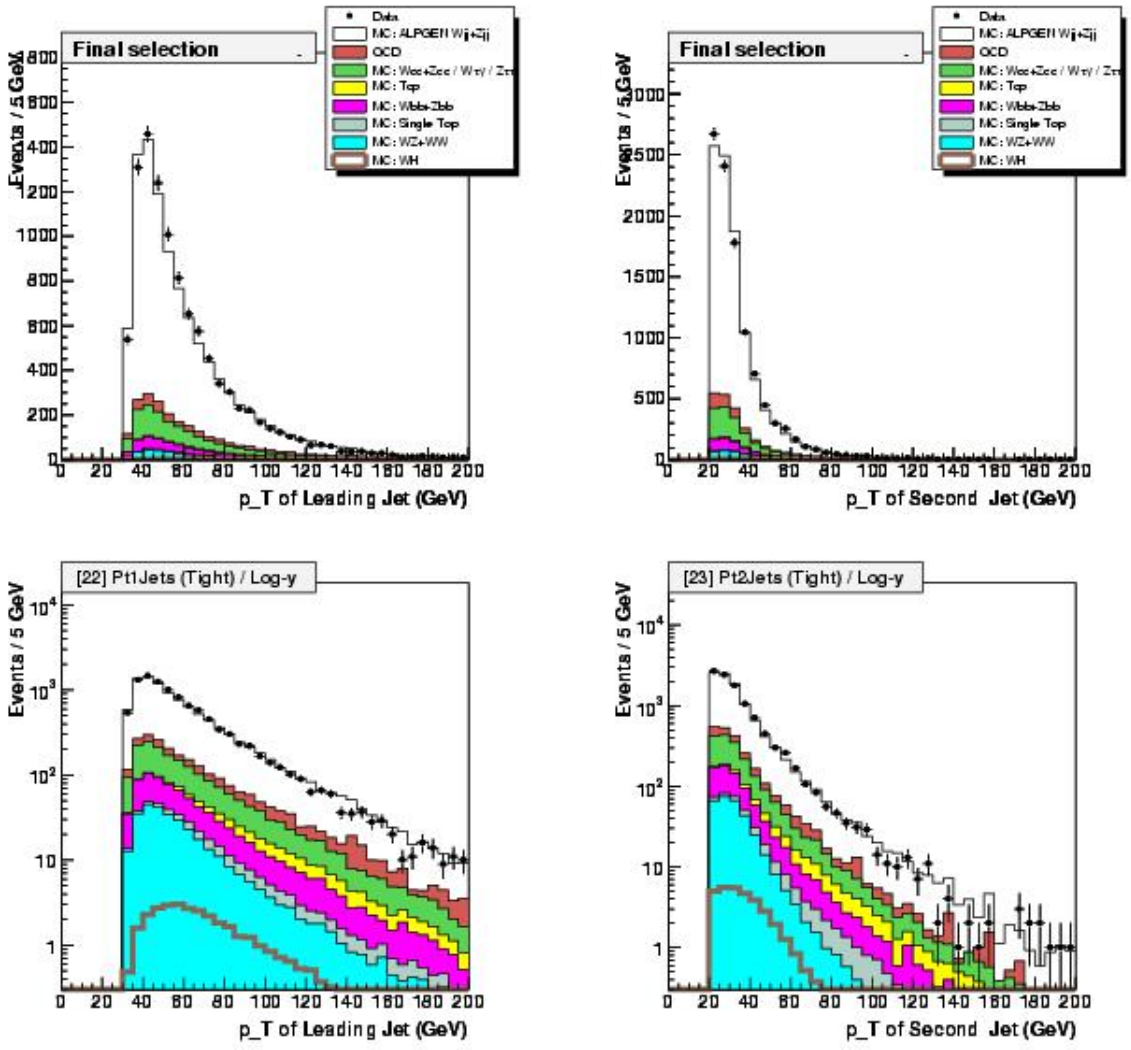
(a) $m^{(jet1,jet2)}$ (b) $p_T^{(jet1,jet2)}$

FIG. 5.86 – *Variables d'entrée potentielles pour le réseau de neurones : (a)* $m^{(jet1,jet2)}$ *et (b)* $p_T^{(jet1,jet2)}$. *Les graphes du bas ont l'axe vertical en échelle logarithmique. Comme le Higgs est une résonance* $b\bar{b}$ *elle pique à une masse précise (ici* 115 GeV*), alors que le bruit de fond a des queues beaucoup plus étendues. Le RMS de la distribution de signal est de 27,3 mais il vaut 48,4 pour* $Wb\bar{b}$. *On constate également que le signal est plat aux alentours de* $p_T^{(jet1,jet2)} = 80\,\text{GeV}$ *alors que le bruit de fond remonte brusquement. Le RMS de la distribution de signal vaut 41,6 et sa valeur moyenne 68,6. Pour* $Wb\bar{b}$ *ces valeurs sont 34,4 et 55,2.*



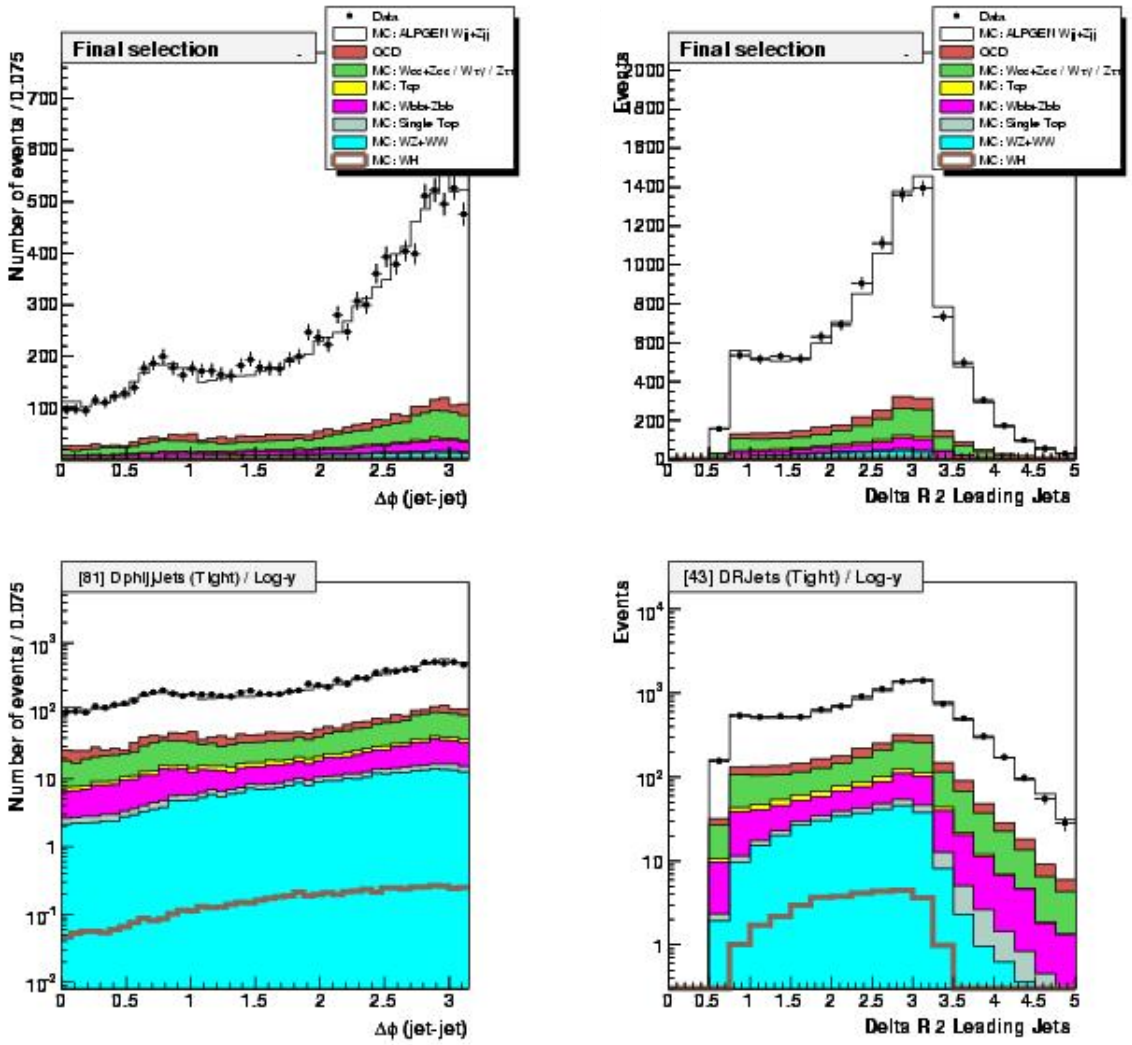
(a) η^{jet1} (b) η^{jet2}

FIG. 5.87 – *Variables d'entrée potentielles pour le réseau de neurones : pseudo-rapidité (a) du jet de plus haut p_T et (b) du deuxième jet de plus haut p_T. Les graphes du bas ont l'axe vertical en échelle logarithmique. On constate que le signal est plus central que le bruit de fond. Le RMS de la distribution du signal pour η^{jet1} vaut 0,85, il vaut 1,07 pour $Wb\bar{b}$. Pour η^{jet1} on a $RMS = 0{,}98$ pour le signal et $RMS = 1{,}14$ pour $Wb\bar{b}$.*



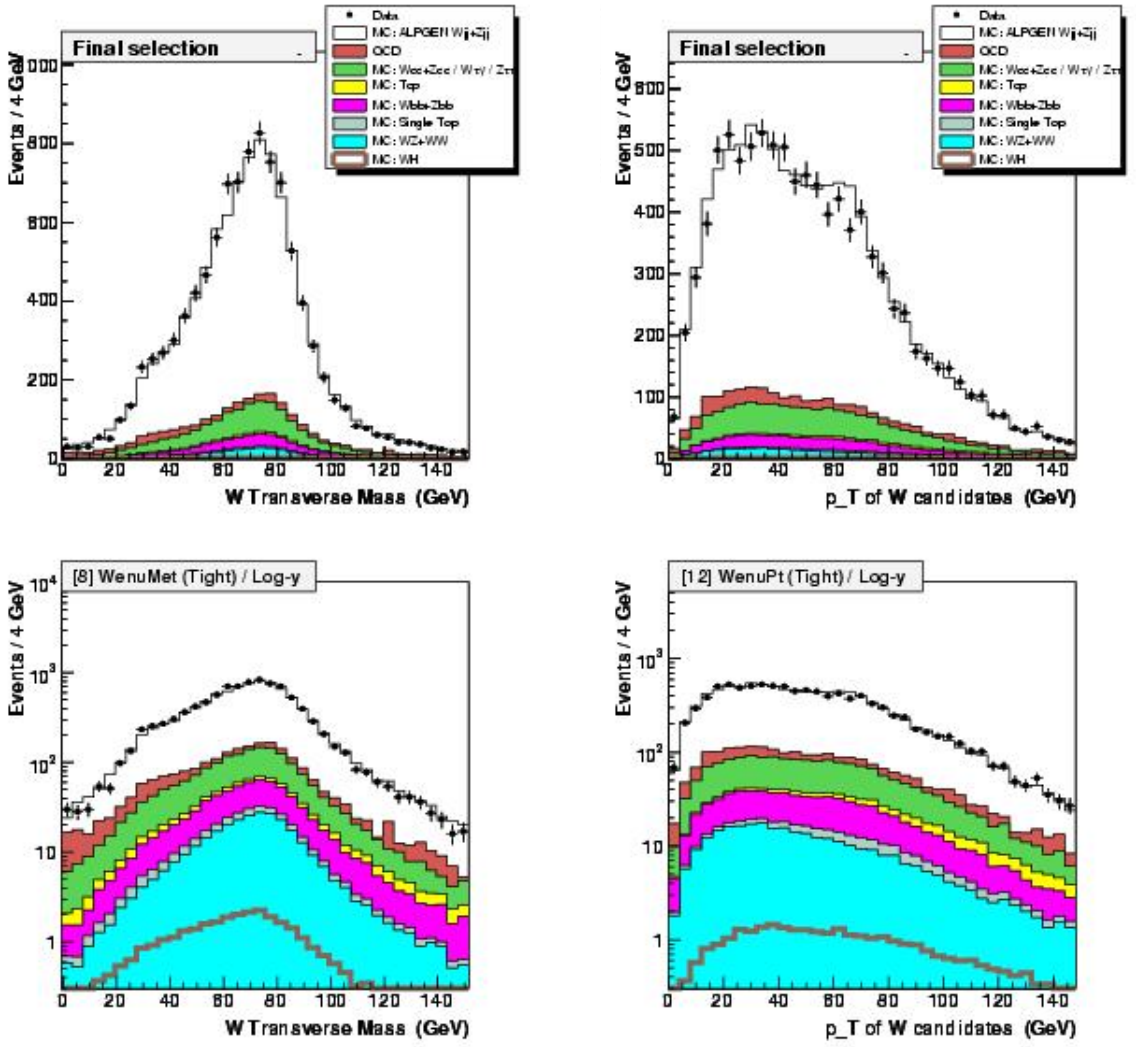
(a) p_T^{jet1} (b) p_T^{jet2}

FIG. 5.88 – *Variables d'entrée potentielles pour le réseau de neurones: impulsion transverse (a) du jet de plus haut p_T et (b) du deuxième jet de plus haut p_T. Les graphes du bas ont l'axe vertical en échelle logarithmique. Le spectre des jets provenant du Higgs tend à être moins piqué que celui des jets provenant du bruit de fond. Ainsi, la valeur moyenne de la distribution de signal vaut 73,8 pour le jet de plus haut p_T contre 62,5 pour $Wb\bar{b}$.*



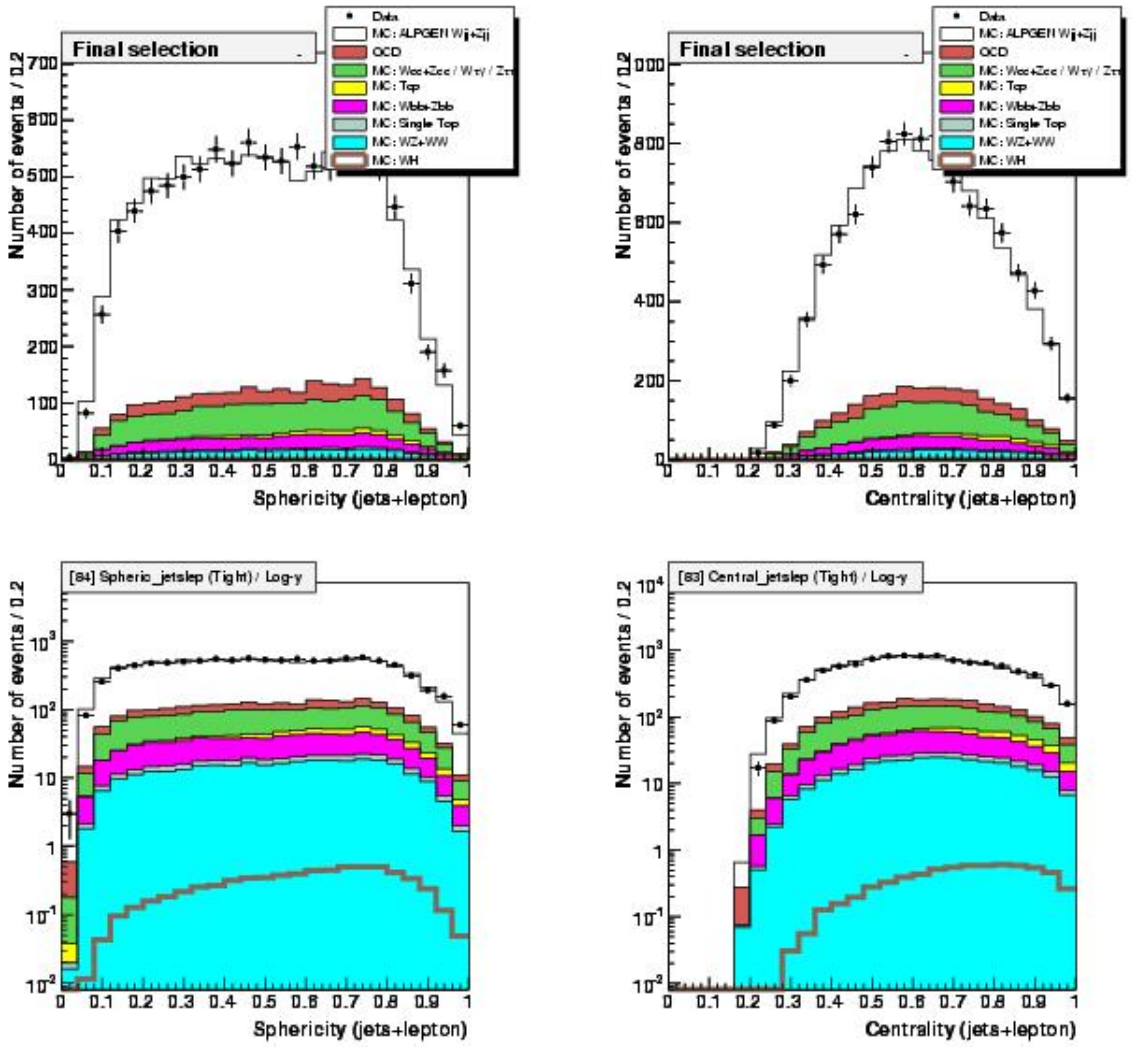
(a) $\Delta\phi(jet1,jet2)$ (b) $\Delta R(jet1,jet2)$

FIG. 5.89 – *Variables d'entrée potentielles pour le réseau de neurones : (a)* $\Delta\phi(jet1,jet2)$ *et (b)* $\Delta R(jet1,jet2)$. *Les graphes du bas ont l'axe vertical en échelle logarithmique. On constate que la remontée de* $\Delta\phi(jet1,jet2)$ *entre 0,5 et 1 est surtout due au bruit de fond. La remontée de* $\Delta R(jet1,jet2)$ *aux alentours de 1 est due au bruit de fond, le signal n'a pas la même forme. De plus le bruit de fond s'étend à plus haut* $\Delta R(jet1,jet2)$ *que le signal.*



(a) m_T^W (b) p_T^W

FIG. 5.90 – *Variables d'entrée potentielles pour le réseau de neurones : (a) masse et (b) impulsion transverse du W. Les graphes du bas ont l'axe vertical en échelle logarithmique. La montée du pic du W est plus douce pour le signal. La distribution du signal est plus large pour le signal dans la distribution de m_T^W : son RMS vaut 27,5 contre 23,7 pour $Wb\bar{b}$.*



(a) sphéricité (b) centralité

FIG. 5.91 – *Variables d'entrée potentielles pour le réseau de neurones : (a) sphéricité et (b) centralité. Les graphes du bas ont l'axe vertical en échelle logarithmique. La valeur moyenne de la sphéricité du bruit de fond tend à piquer plus bas que celle du signal : 0,59 pour WH alors que $Wb\bar{b}$ pique à 0,52.*

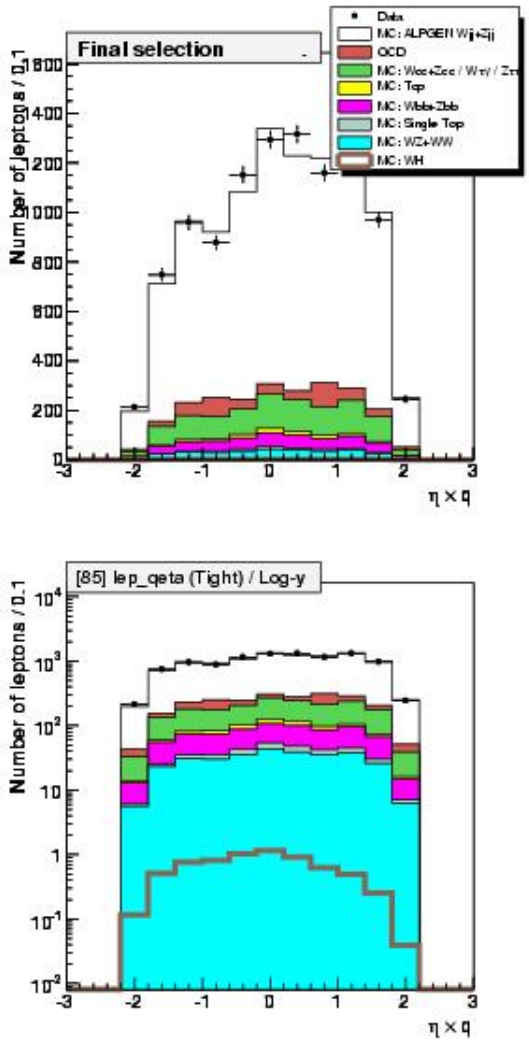
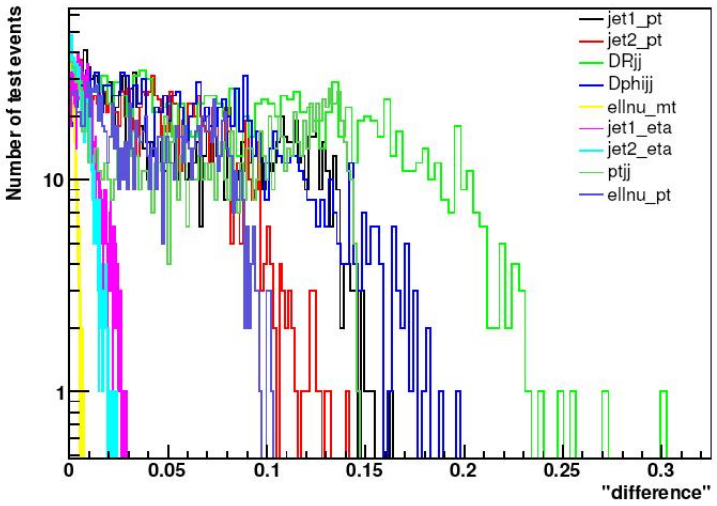
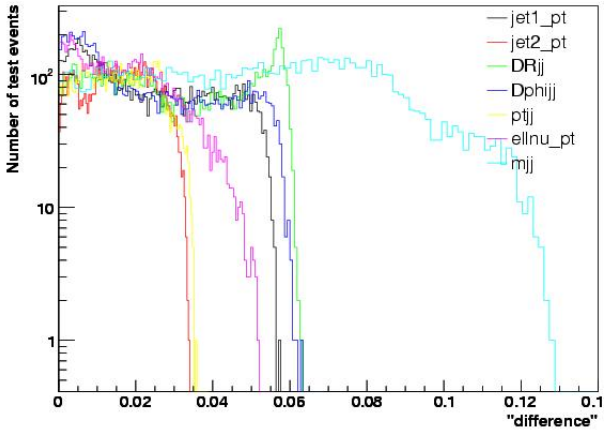


FIG. 5.92 – *Variable d'entrée potentielle pour le réseau de neurones : produit de la charge et de la pseudo-rapidité du muon. Le graphe du bas a l'axe vertical en échelle logarithmique. La forme à haut $q \times \eta^{\mu}$ est complètement différente pour le signal. Celui-ci pique à -0,16 avec un RMS de 0,86 alors que $Wb\bar{b}$ pique à 0,09 avec un RMS de 1,01.*

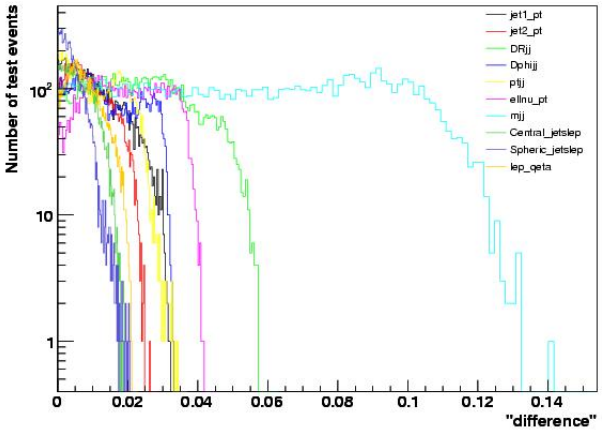
discriminant de ces variables est faible. En conséquence, et afin d'avoir un réseau de neurones le plus simple possible, le cas 2 à sept variables est retenu. Les figures 5.94 et 5.95 montrent les distributions des sept variables retenus après simple et double étiquetage. Les données étant bien décrites par la simulation dans chacune de ces distributions, on peut donc les utiliser comme entrées de notre réseau.



(a) cas 1

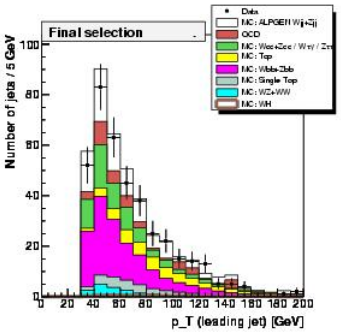


(b) cas 2

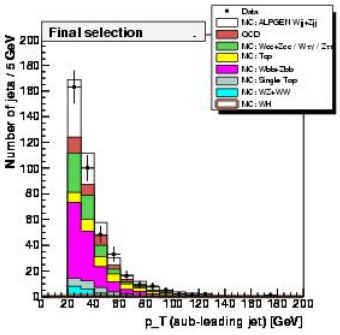


(c) cas 3

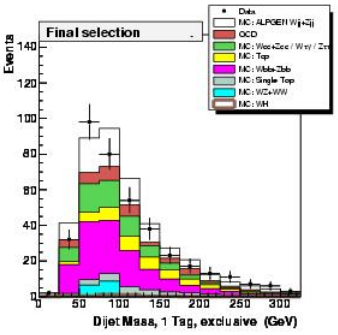
FIG. 5.93 – *Influence de chaque variable d'entrée sur la performance du réseau de neurones pour (a) le cas 1, (b) le cas 2 et (c) le cas 3 (voir texte). Les courbes représentent l'influence de chaque variable sur la variable de sortie du réseau sur le bruit de fond $Wb\bar{b}$. Plus la valeur de "difference" atteinte est élevée, plus la variable a de pouvoir discriminant. On constate que la pseudo-rapidité des jets et la masse transverse du boson W ont peu d'influence sur les performances du réseau. En revanche la masse du système di-jet a un très fort pouvoir discriminant par rapport aux autres variables testées. Un changement marginal en performance est obtenu en ajoutant la sphéricité, la centralité et $q \times \eta^{\mu}$. Afin de garder le réseau le plus simple possible, ces variables ne sont pas utilisées actuellement et c'est le cas 2 qui est retenu.*



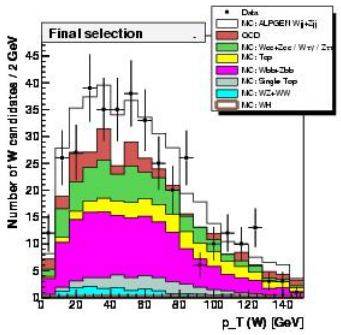
(a) p_T^{jet1}



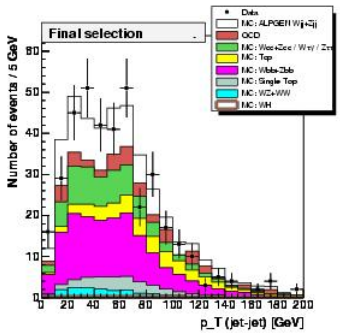
(b) p_T^{jet2}



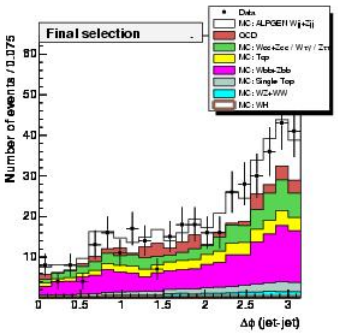
(c) $m^{(jet1,jet2)}$



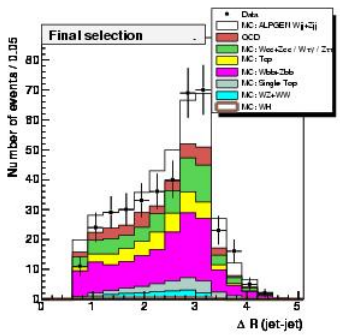
(d) p_T^W



(e) $p_T^{jet1,jet2}$

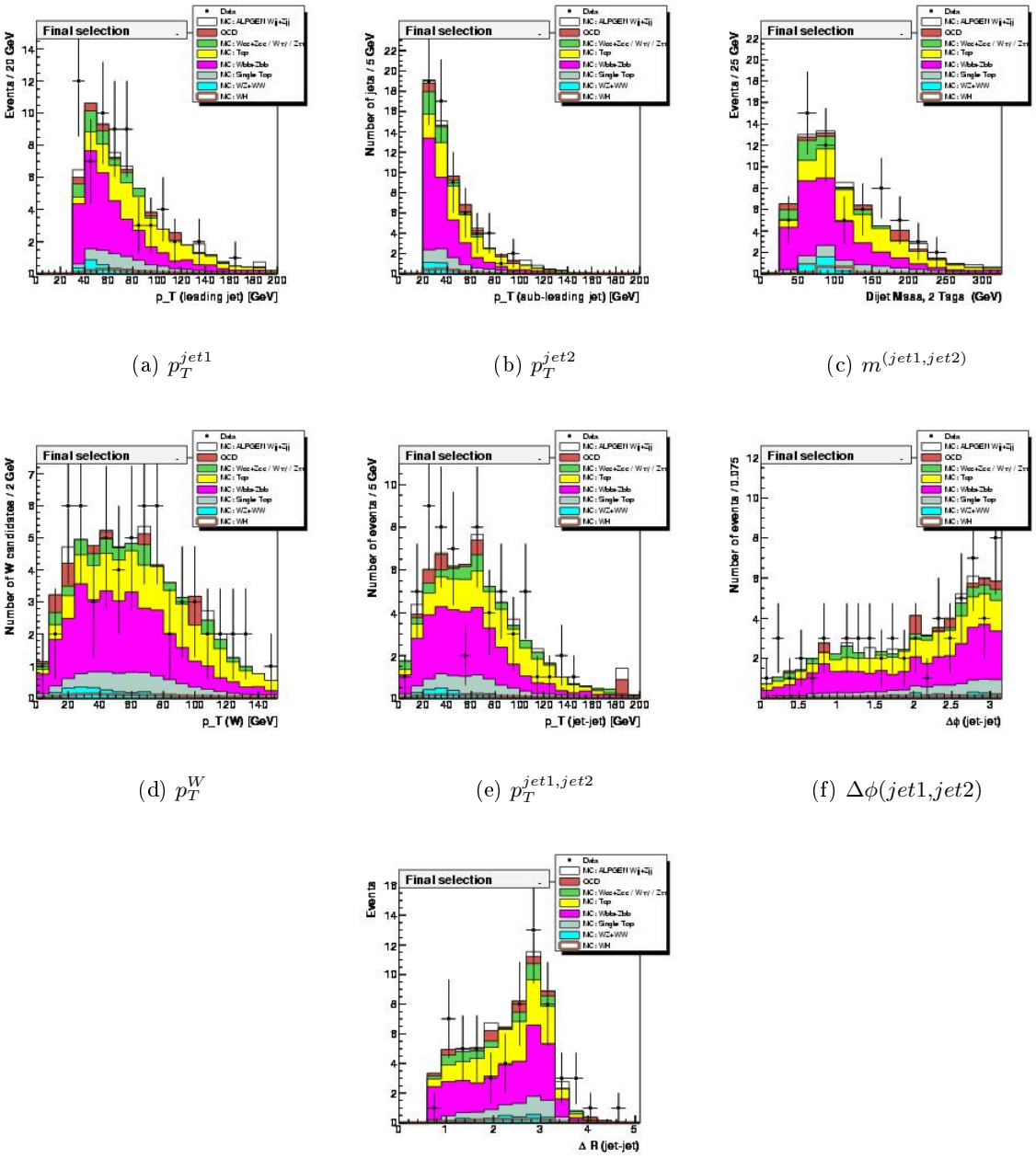


(f) $\Delta\phi(jet1,jet2)$



(g) $\Delta R(jet1,jet2)$

FIG. 5.94 – *Variables d'entrée du réseau de neurones, dans le canal simplement étiqueté. La simulation décrit bien les données dans toutes ces distributions.*



(a) p_T^{jet1} (b) p_T^{jet2} (c) $m^{(jet1,jet2)}$

(d) p_T^W (e) $p_T^{jet1,jet2}$ (f) $\Delta\phi(jet1,jet2)$

(g) $\Delta R(jet1,jet2)$

FIG. 5.95 – *Variables d'entrée du réseau de neurones, dans le canal doublement étiqueté. La simulation décrit bien les données dans toutes ces distributions.*

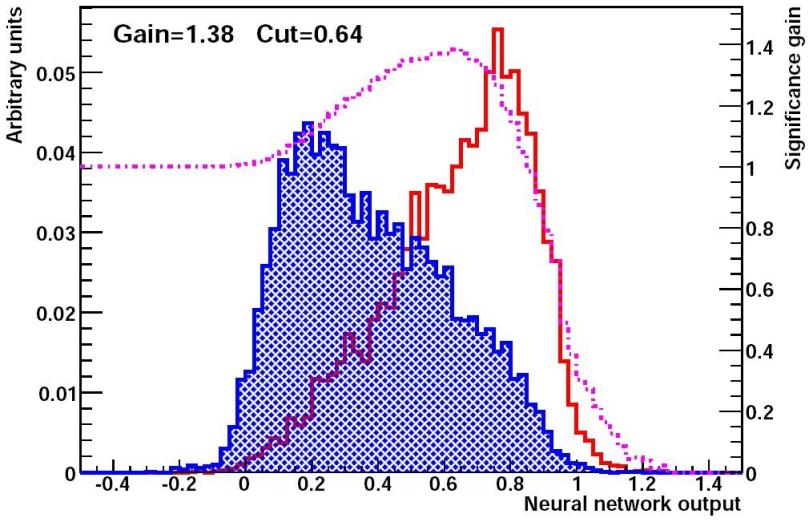
5.11.3 Implémentation et performance

Le réseau de neurones s'appuie sur la classe TMultiLayerPerceptron de ROOT. Le réseau comporte sept neurones d'entrée correspondant aux sept variables sus-mentionnées, une couche cachée à sept neurones, et un neurone de sortie. L'algorithme d'entraînement utilisé est BFGS. Sur le canal simplement étiqueté, le nombre d'époques optimal est 350 ; il est de 100 pour le canal doublement étiqueté. Les échantillons utilisés pour l'entraînement sont divisés en deux ensembles, un pour l'entraînement *per se* et un échantillon test pour évaluer la performance du réseau.

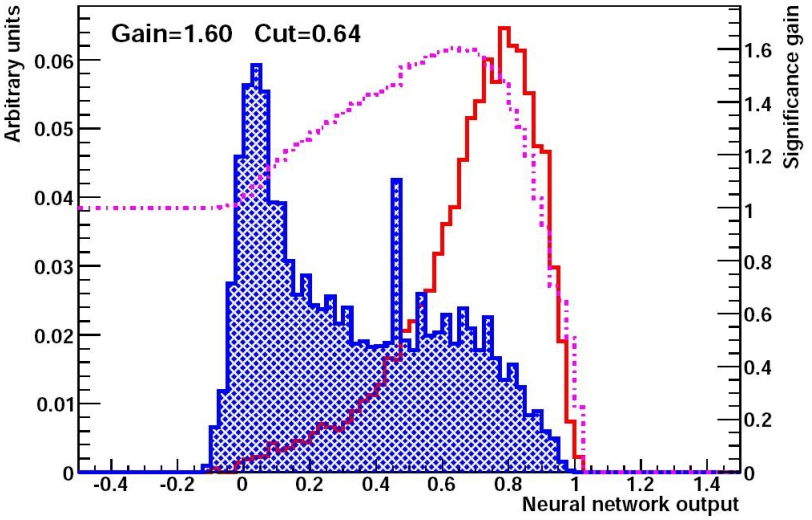
La figure 5.96 montre la variable de sortie du réseau telle qu'obtenue sur les évènements de test de signal WH et de bruit de fond $Wb\bar{b}$ après entraînement. Le nombre d'époques et de neurones dans la couche cachée est optimisée en calculant le gain maximal en significativité donné par une coupure sur la variable obtenue sur l'échantillon test de signal et la somme des bruits de fond de laquelle est retirée les évènements $Wb\bar{b}$ utilisés pour l'entraînement.

Une fois l'entraînement effectué, le réseau de neurones est implémenté dans l'analyse. Une fois sélections et étiquetage des b effectués, les variables d'entrée sont transmises au réseau évènement par évènement, pour les données et la simulation. Comme on l'a dit, bien que le réseau soit entraîné pour donner une performance optimale sur le bruit de fond $Wb\bar{b}$ qui est le bruit de fond dominant, il est appliqué à tous les bruits de fond simultanément, fournissant ainsi une discrimination globale signal bruit de fond. La figure 5.97 montre la variable de sortie du réseau pour les données et la simulation, dans les canaux single-tag et double-tag. On constate que l'accord données / simulation est bon. Le graphe à l'échelle semi-logarithmique permet de visualier la différence de forme entre signal et bruit de fond ; le réseau de neurones permet une discrimination nette entre signal et bruit de fond. Enfin, la figure 5.98 (5.99) montre la comparaison des données à la simulation dans le canal simplement étiqueté (doublement étiqueté), pour tous les points de masse du Higgs testés. Un bon entre données et simulation est observé dans chacune des distributions. On constate que le bruit de fond pique de façon plus nette à 0 lorsque la masse du Higgs testée est élevée. Cela est facilement compréhensible car la masse du système di-jet pique à environ 80 GeV pour les données et le bruit de fond. Un Higgs de basse masse a son pic de résonance près de ce pic de bruit de fond, ce qui n'est pas le cas pour un Higgs de haute masse. La variable $m^{(jet1,jet2)}$ a donc plus de pouvoir discriminant pour un Higgs de haute masse, et il est donc "plus facile" pour le réseau de neurones d'établir une discrimination signal / bruit de fond.

Afin d'évaluer la performance du réseau de neurones par rapport à la masse du système di-jet, la limite sur la section efficace de production du Higgs est calculée à partir de $m^{(jet1,jet2)}$ et de la variable de sortie du réseau. D'habitude on recherche un excès dans la distribution de la masse invariante du système di-jet qui serait compatible avec la présence d'un signal. On peut faire la même chose avec la variable de sortie du réseau qui n'est *in fine* qu'une transformation des variables décrivant la topologie de l'évènement et qui est donc la plus discriminante. On compare la limite obtenue sans erreurs systématiques à partir de $m^{(jet1,jet2)}$ et de la sortie du réseau, et on quantifie ainsi le gain en sensibilité. La figure 5.100 montre le rapport de la section efficace calculée à celle prédite par le Modèle Standard en fonction de la masse du Higgs testée pour les canaux simplement et doublement étiquetés. Plus le rapport est bas, plus l'analyse est sensible. Lorsqu'il passe en dessous de 1, l'analyse est sensible à la présence d'un Higgs standard. On constate que le rapport est plus bas lorsqu'il est calculé à partir de la variable de sortie du réseau de neurones. Celui-ci est donc plus performant que la masse du système di-jet seule. La figure 5.101 montre le gain relatif du réseau de neurones par rapport à mjj. Le gain est de l'ordre de 15 à 20% selon la masse testée dans le canal single-tag et de 10 à 15% dans le canal double-tag. Le réseau de neurones apporte donc un gain important de sensibilité, cruciale pour l'analyse $WH \to \mu\nu b\bar{b}$ qui recherche un signal dont la section efficace prédite multipliée par les rapport d'embranchement du W en muon et neutrino et du Higgs en paire $b\bar{b}$ est si petite : 0,0150 pb pour un Higgs de 115 GeV.

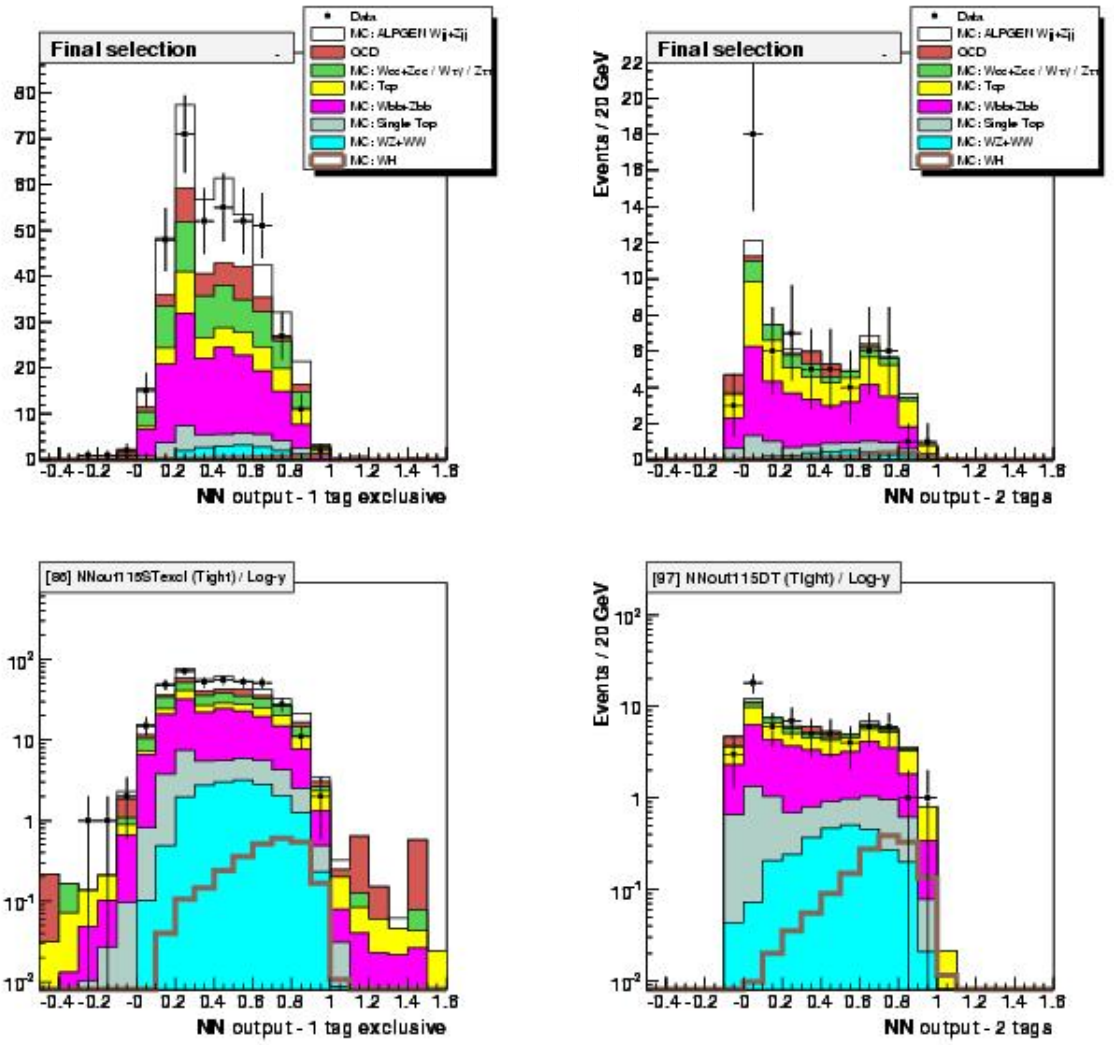


(a) single-tag



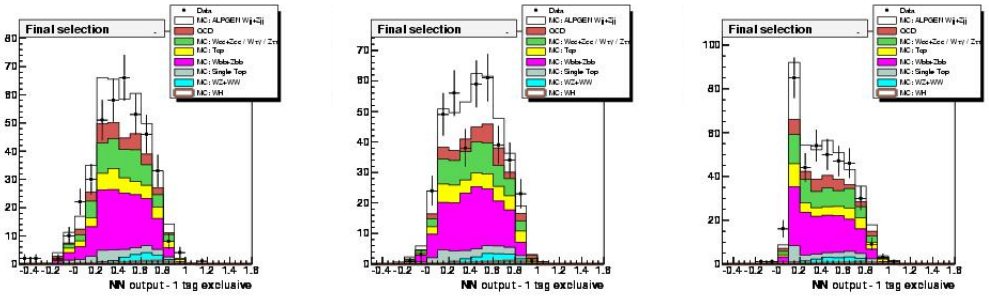
(b) double-tag

FIG. 5.96 – *Variable de sortie du réseau de neurones obtenue sur l'échantillon test de signal (m_H = 115 GeV) et la somme des bruits de fond dans laquelle les évènements $Wb\bar{b}$ ayant servi à l'entraînement ont été retirés, pour (a) le canal simplement étiqueté et (b) le canal doublement étiqueté. La courbe rouge est la variable de sortie obtenue sur le signal, l'histogramme bleu celle obtenue sur la somme des bruits de fond. Une nette discrimination est visible, le signal tendant à piquer à 1 et le bruit de fond à 0. La courbe magenta indique le gain maximal en significativité obtenue si l'on effectue une coupure sur ces distributions. Cette valeur est utilisée pour l'optimisation du réseau.*

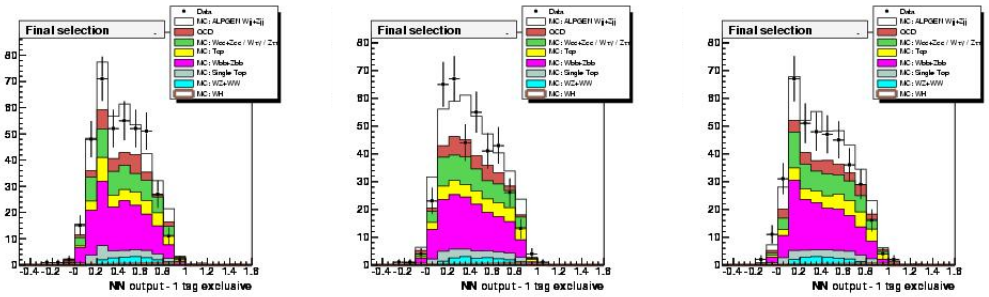


(a) single-tag (b) double-tag

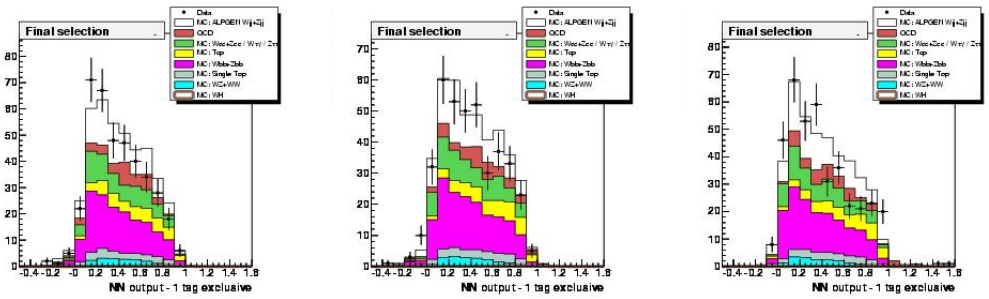
FIG. 5.97 – *Distribution de la variable de sortie du réseau de neurones pour l'échantillon (a) simplement étiqueté et (b) doublement étiqueté, pour une masse du Higgs de* 115 GeV. *Les graphes du bas ont l'axe vertical à l'échelle logarithmique. L'accord entre données et simulation est bon dans les deux canaux. On constate que le signal tend à piquer vers 1 alors que la distribution est plus plate et tend à piquer à 0. Le réseau de neurones fournit une nette discrimination entre signal et bruit de fond.*



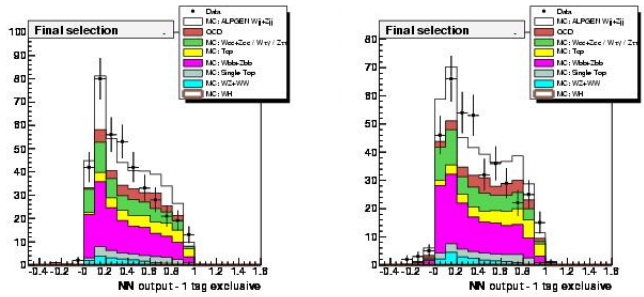
(a) 100 (b) 105 (c) 110



(d) 115 (e) 120 (f) 125

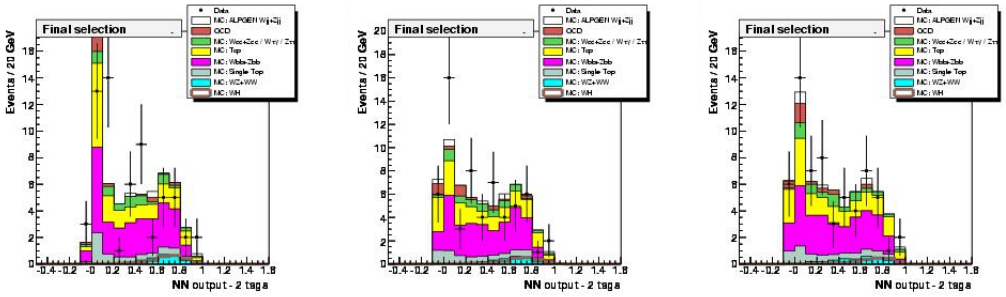


(g) 130 (h) 135 (i) 140

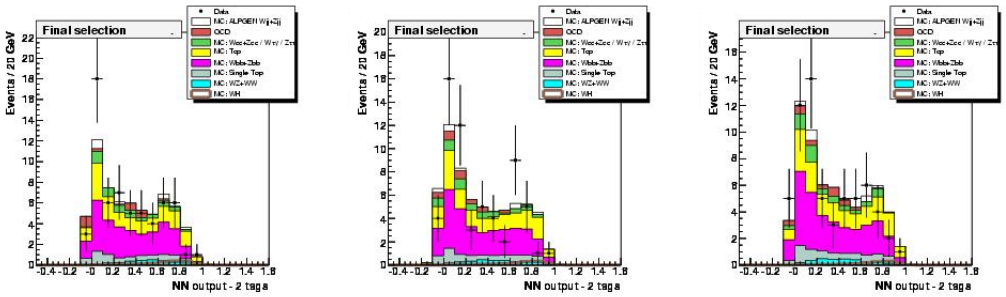


(j) 145 (k) 150

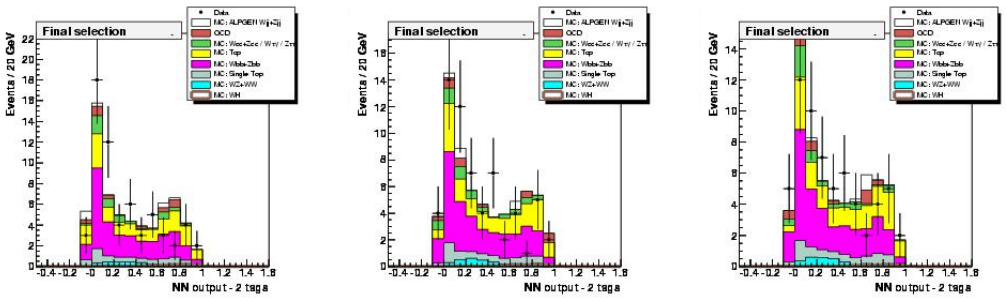
FIG. 5.98 – *Distribution de la variable de sortie du réseau de neurones dans le canal simplement étiqueté pour toutes les masses du Higgs testées : (a)* 100 GeV, *(b)* 105 GeV, *(c)* 110 GeV, *(d)* 115 GeV, *(e)* 120 GeV, *(f)* 125 GeV, *(g)* 135 GeV, *(h)* 140 GeV, *(i)*145 GeV *et (j)* 150 GeV.



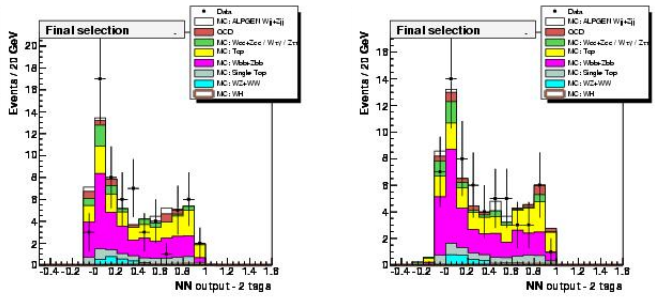
(a) 100 (b) 105 (c) 110



(d) 115 (e) 120 (f) 125

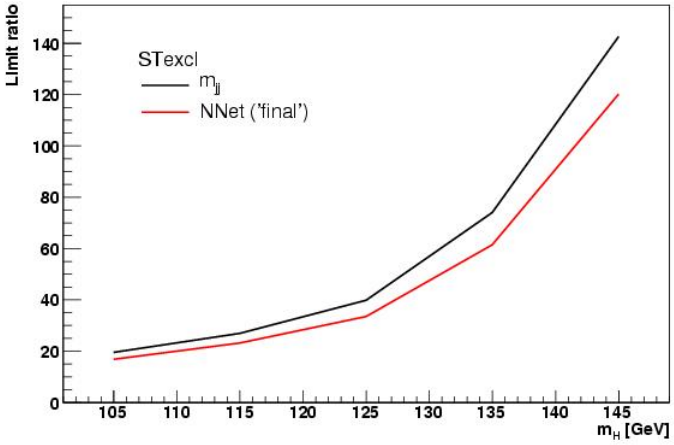


(g) 130 (h) 135 (i) 140

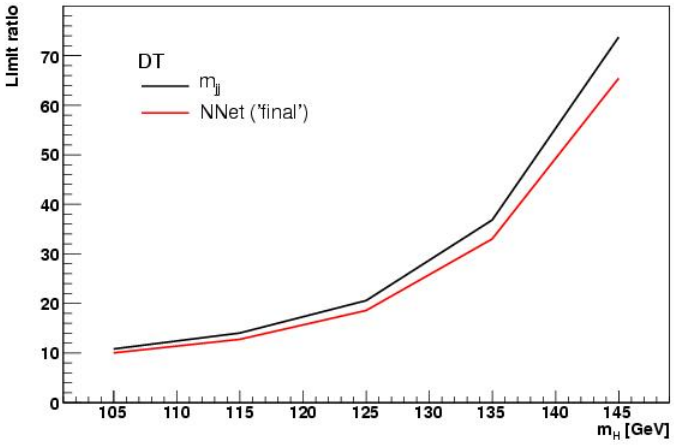


(j) 145 (k) 150

FIG. 5.99 – *Distribution de la variable de sortie du réseau de neurones dans le canal doublement étiqueté pour toutes les masses du Higgs testées : (a)* 100 GeV, *(b)* 105 GeV, *(c)* 110 GeV, *(d)* 115 GeV, *(e)* 120 GeV, *(f)* 125 GeV, *(g)* 135 GeV, *(h)* 140 GeV, *(i)*145 GeV *et (j)* 150 GeV.

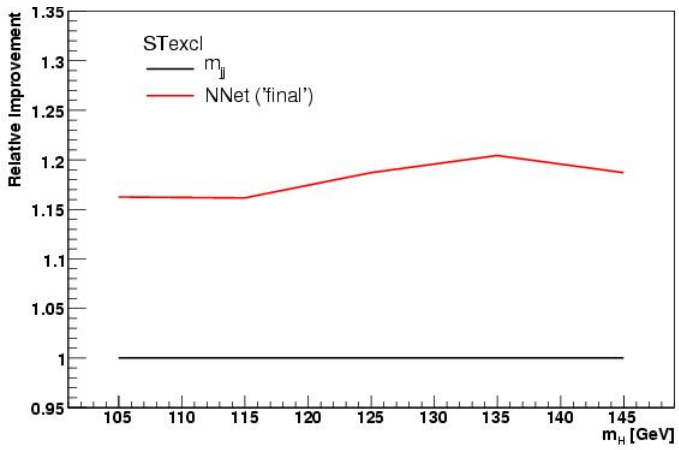


(a) single-tag

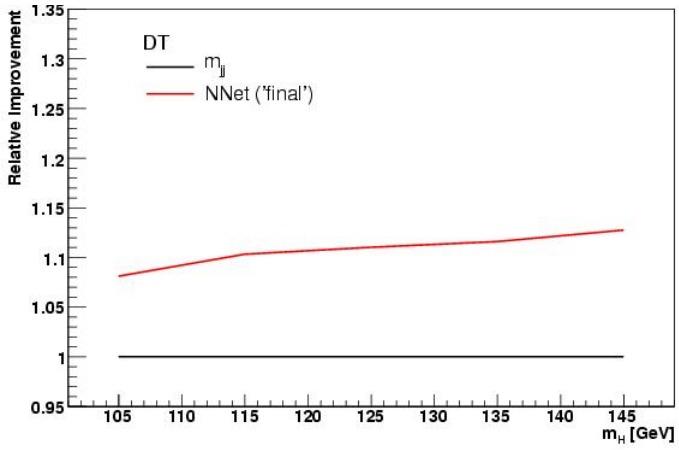


(b) double-tag

FIG. 5.100 – *Limite sur la section efficace de production du Higgs en fonction de sa masse : comparaison entre masse du sytème di-jet et réseau de neurones pour (a) le canal simplement étiqueté et (b) le canal doublement étiqueté. Ce graphe est un test direct de sensibilité ; plus le rapport de la section efficace calculée à celle prédite (axe vertical) en fonction de la masse du Higgs (axe horizontal) est petit, plus l'analyse est sensible. La ligne supérieure noire représente le résultat obtenu à partir de la masse du système di-jet et la ligne inférieure rouge celle obtenue à partir de la variable de sortie du réseau de neurones. On constate que le rapport est systématiquement plus petit lorsqu'on utilise le réseau de neurones.*



(a) single-tag



(b) double-tag

FIG. 5.101 – *Gain en sensibilité apporté par le réseau de neurones (a) dans le canal simplement étiqueté et (b) dans le canal doublement étiqueté, en fonction de la masse du Higgs testée. La ligne plate noir à 1 représente la sensibilité de référence obtenue à partir de* $m^{(jet1,jet2)}$ *alors que la ligne supérieure rouge représente le gain en sensibilité apporté par le réseau de neurones. Pour le canal single-tag, le gain s'échelonne entre 16 et 20% selon la masse testée ; pour le canal double-tag il s'échelonne entre 8 et 12%.*

5.11.4 Perspectives

Le réseau actuel, on l'a vu, apporte un gain global de 10 à 15% en sensibilité. Quatre grands axes sont explorés afin de le rendre encore plus performant :

1. ajout de nouvelles variables d'entrée
2. entraînement d'un réseau sur l'échantillon à exactement trois jets, dans lequel le bruit de fond $t\bar{t}$ domine
3. entraînement du réseau sur chaque type de bruit de fond différent et combinaison des sorties dans une variable de type *likelihood* comme par exemple un discriminant de Fisher. La discrimination signal / bruit de fond pourrait ainsi être améliorée
4. ajout d'une variable dite *matrix element* en entrée du réseau. La collaboration DØ a développé une technique d'analyse avancée qui calcule les éléments de matrice pour chaque processus simulé et chaque évènement de données et qui produit ensuite une probabilité que chaque évènement soit ou non un évènement de signal. Le discriminant obtenu à l'heure actuelle donne une sensibilité comparable à notre réseau de neurones, mais utilisé comme variable d'entrée il permet d'en augmenter les performances car il contient une grande quantité d'information relative à la topologie de l'évènement. Comme cette information n'est pas 100% corrélée à celle qu'apporte nos variables d'entrée standard, le réseau peut l'utiliser pour améliorer la discrimination entre signal et bruit de fond. Des études préliminaires sont en cours et devraient converger prochainement. Le gain en sensibilité supplémentaire obtenu par rapport au réseau de référence décrit ci-dessus est de l'ordre de 5% pour le moment

5.12 Conclusion

Dans ce chapitre a été présentée l'analyse de recherche du boson de Higgs standard produit en association avec un boson W, le W se désintégrant en un muon et un neutrino et le Higgs en une paire de jets $b\bar{b}$. L'analyse repose sur $1\,\text{fb}^{-1}$ de données recueillies par DØ au cours du Run IIa. Un modèle décrivant les données a été construit à partir d'échantillons simulés et d'une estimation statistique du bruit de fond QCD à partir des données. Un algorithme d'étiquetage des jets de b a ensuite été appliqué afin de rejeter la quasi-totalité du bruit de fond dominant $V+$ jets légers et QCD. Les distributions ont été contrôlées avant et après étiquetage et les données sont bien décrites par le modèle.

L'analyse telle qu'elle a été effectuée présente un certain nombre de points forts qui sont les suivants :

1. le canal WH est le plus sensible pour un Higgs dont la masse est inférieure à $135\,\text{GeV}$
2. la stratégie de déclenchement utilisée, qui ne fait aucune sélection de déclenchement explicite, apporte un gain en sensibilité de 30% par rapport à un "OU" logique de triggers de type single-muon
3. une coupure $H_T > 60\,\text{GeV}$ et la coupure triangulaire permettent d'optimiser la sensibilité de l'analyse et de réduire le bruit de fond QCD
4. une correction de la mauvaise modélisation de la cinématique des jets par le générateur ALPGEN a été proposée. Elle permet d'améliorer grandement les désaccords entre données et simulation, en particulier dans la distribution de la masse du système di-jet qui est une variable cruciale
5. l'échantillon à exactement trois jets est analysé en plus de l'échantillon à exactement deux jets, ce qui permet de récupérer du signal et donc de gagner en sensibilité
6. l'étiquetage des b est effectué à l'aide d'un outil puissant, le NN-tagger, qui apporte un gain en efficacité d'étiquetage de 30 à 50% par rapport à l'un des autres algorithmes de DØ

7. une sélection par réseau de neurones à été implémenté, qui permet un gain de l'ordre de 15% en sensibilité par rapport à l'analyse "coupures"

Il a été évoqué dans ce chapitre des calculs de limites sur la section efficace de production du Higgs. On s'est en effet servi de tels calculs pour optimiser l'analyse. On va maintenant décrire en détail au chapitre suivant comment ces limites sont calculées. On discutera ensuite les erreurs systématiques assignées à l'analyse, et on calculera enfin la limite finale de production du boson de Higgs en association avec un boson W à partir de l'analyse qui vient d'être présentée.

Chapitre 6

Limites sur la section efficace de production du boson de Higgs

Nous avons vu au chapitre précédent comment les données du Run IIa ont été analysées. Nous pouvons décrire les données à l'aide de processus du Modèle Standard simulés et une estimation statistique du bruit de fond QCD. La stratégie de déclenchement "tout inclusif" adoptée ainsi que l'analyse des évènements à exactement trois jets permet de maximiser l'acceptance du signal tout en gardant les bruits de fond sous contrôle, ce qui optimise donc la sensibilité. De plus, notre sélection par réseau de neurones permet un gain en sensibilité supplémentaire de 10 à 15%.

Aucun excès d'évènements compatible avec un signal WH n'étant observé, nous calculons donc une limite sur sa section efficace de production dans le canal WH. Nous décrivons dans ce chapitre l'approche statistique utilisée, appelée *méthode* CL_s, ainsi que son implémentation. Nous détaillons en particulier la mise en oeuvre d'une technique dite *du meilleur ajustement* qui permet de réduire l'impact des erreurs systématiques sur la limite.

Enfin, nous détaillons les erreurs systématiques de l'analyse WH et présentons le résultat final de l'analyse, soit la limite sur la section efficace de production du boson de Higgs dans le canal WH.

6.1 Principe du calcul de limites

6.1.1 La méthode CL_s

Le calcul de limites [121] [122] s'appuye sur les recommandations du comité sur le calcul de limite au Run II [123]. La méthode utilisée est appelée méthode des niveaux de confiance ou méthode CL_s (*Confidence Levels*). Elle est aussi référencée comme semi-fréquentiste car bien que sa base repose sur la théorie fréquentiste elle s'en éloigne quelque peu. Elle a été utilisée par les collaborations LEP, mais il n'existait alors pas de méthode pour réduire l'impact des systématiques (voir paragraphe 6.2) car ces dernières étaient déjà faibles.

Soit un échantillon final avec s évènements de signal attendus, b évènements de bruit de fond attendus et d évènements observés. On définit la *statistique de test du rapport des probabilités* ou *likelihood ratio test statistic* par l'expression

$$Q = \frac{L(s+b)}{L(b)} \tag{6.1}$$

Q est le rapport de la probabilité poissonienne que l'échantillon testé contienne du signal à celle qu'il n'en contienne pas. Il est montré dans [124] et [125] que ce choix de statistique de test est optimal

pour les cas dans lesquels la statistique est faible. Si l'on traite chacune des hypothèses comme des expériences de comptage, on obtient l'expression explicite de Q :

$$Q = \frac{e^{-(s+b)}(s+b)^d}{d!} / \frac{e^{-b}b^d}{d!} = \frac{e^{-(s+b)}(s+b)^d}{e^{-b}b^d} \tag{6.2}$$

Lorsque l'on recherche un signal dans une variable finale décrite par un histogramme, Q est calculé dans chaque *bin* i de l'histogramme, et la statistique de test finale Q' est simplement le produit des Q_i :

$$Q' = \prod_i Q_i \tag{6.3}$$

On peut combiner de la même manière plusieurs canaux (par exemple single-tag et double-tag, ou échantillon à deux jets et échantillon à trois jets), plusieurs analyses (par exemple toutes les analyses de recherche du Higgs dans DØ) ou plusieurs expériences (par exemple DØ et CDF). Cela permet d'obtenir un résultat global sur la sensibilité au Higgs de la combinaison des analyses effectuées auprès du Tevatron.

Une quantité plus facilement manipulable est le *log-likelihood ratio* ou *LLR* χ défini par

$$\chi = -2 \ln Q \tag{6.4}$$

Si on redéfinit la statistique de test pour une seule observation n, on obtient

$$\begin{aligned} \chi_n &= -2 \ln Q_n = 2(s - n \ln\left(1 + \frac{s}{b}\right)) \\ \chi'_n &= -2 \ln Q'_n = 2(\sum_i s - \sum_i n_i \ln\left(1 + \frac{s_i}{b_i}\right)) \end{aligned} \tag{6.5}$$

Ces expressions ont l'avantage d'être linéaires pour un canal ou un *bin* donné ; l'addition de canaux ou de *bins* est donc triviale.

À partir des *LLR* on définit alors le niveau de confiance fréquentiste CL_{s+b} pour l' hypothèse "signal + bruit de fond" et CL_b pour l'hypothèse "bruit de fond seul" :

$$\begin{aligned} CL_{s+b} &= P_{s+b}(\chi \leq \chi_d) = \int_{\chi_d}^{\infty} \frac{dP_{s+b}}{d\chi} d\chi \\ CL_b &= P_b(\chi \leq \chi_d) = \int_{\chi_d}^{\infty} \frac{dP_b}{d\chi} d\chi \end{aligned} \tag{6.6}$$

La probabilité différentielle $\frac{dP_n}{d\chi}$ est définie par une population de χ_n où n est distribué selon une poisonienne de valeur moyenne n. Dans l'équation 6.6, $n = s + b$. En pratique, ces distributions de Poisson sont échantillonnées aléatoirement sur la simulation (pour s et b) ou bien à partir de pseudo-expériences (pour d), le but étant de simuler de façon statistiquement significative l'ensemble des résultats donnés par une expérience qui mesure les valeurs de s, b et d et qui est répétée un grand nombre de fois.

Le niveau de confiance CL_s est finalement défini comme le rapport de ces deux niveaux de confiance [126]:

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b} \tag{6.7}$$

On peut en fait définir deux estimateurs CL_s : CL_s^{med} et CL_s^{obs}. CL_s^{obs} s'obtient à partir des expressions 6.6. C'est la valeur calculée pour l'*observation* qui est faite, soit le résultat expérimental. Si on remplace d par b dans 6.6, on obtient un estimateur complètement indépendant des données recueillies car il est construit à partir du modèle de bruit de fond qui a été mis en place pendant l'analyse. C'est donc un estimateur *non-biaisé* de la performance d'une analyse dans un état donné. Plus CL_s^{med} est petit, plus l'analyse est sensible. En pratique les limites sont données par CL_s^{med} (limite attendue) et CL_s^{obs} (limite observée).

À DØ, l'implémentation de la méthode CL_s se trouve dans un *package* informatique appelé Collie (*COnfidence Level LImit Evaluator*) [127] [128] [129].

6.1.2 Les erreurs systématiques et leur traitement

Dans une analyse de physique, le résultat final dépend souvent de paramètres périphériques, appelés *paramètres de nuisance*. Les erreurs systématiques sont modélisées par un étalement gaussien des densités de probabilité P_{s+b} et P_b. Soit p_i la prédiction de signal ou de bruit de fond donnée pour le *bin* i de la variable finale utilisée et K le nombre de paramètres de nuisance. La prédiction p_i' après prise en compte des erreurs systématiques s'écrit

$$p_i' = p_i \prod_{k=1}^{K} (1 + \sigma_k^i S_k) \tag{6.8}$$

où σ_k^i est la contribution du paramètre k et S_k une variable stochastique distribuée selon une gaussienne de moyenne 0 et de largeur 1. Les p_i' sont tronqués à 0 afin d'éviter toute contribution non-physique négative du signal ou d'un des bruits de fond. Les corrélations entre canaux ou entre signal et bruit de fond sont prises en compte par introduction d'une matrice de coefficients de corrélations dans l'équation 6.8. Ce modèle, qui est utilisé dans Collie, est une implémentation numérique de la méthode Cousins-Highland [130].

6.1.3 Calcul de la limite

La limite sur la section efficace de production du boson de Higgs est calculée à partir des estimateurs CL_s^{med} et CL_s^{obs}. On calcule une limite "à 95% de niveau de confiance" c'est-à-dire qui correspond à la valeur qui donne $CL_s \leq 5\%$. Soit une analyse dont le modèle prédit une quantité de bruit de fond b et une quantité de signal s. La quantité de signal dépend de sa section efficace de production théorique σ_s, de la luminosité intégrée L utilisée dans l'analyse et de son acceptance ϵ_s :

$$s \propto \sigma_s L \epsilon_s \tag{6.9}$$

Soit σ_s^{lim} la valeur de la section efficace de production du signal qui donnerait $CL_s \leq 5\%$ et σ_s^{test} la valeur testée. Pour calculer la limite, on procède de la manière itérative suivante :

0 calcul de CL_s avec la quantité de signal prédit initiale, c'est-à-dire qu'on pose $\sigma_s^{test} = \sigma_s$
1 a-t'on $CL_s \leq 5\%$? Si oui, alors $\sigma_s^{test} = \sigma_s^{lim}$. Si non, aller à l'étape 2
2 multiplication de σ_s^{test} par un facteur X_f : $\sigma_s^{test} = X_f \cdot \sigma_s^{test}$
3 aller à l'étape 1

Le principe du calcul de limite est donc très simple : on calcule par itérations le facteur X_f qui permet de faire passer la valeur de CL_s en-deçà des 5%. Comme σ_s est la valeur théorique, prédite par le Modèle Standard, la valeur de X_f donne directement la sensibilité de l'analyse au signal recherché ainsi que le facteur de sensibilité manquant pour y accéder. En pratique on représente donc la limite

calculée par le facteur X_f en fonction de la masse du Higgs testée. Si X_f vaut 1, alors l'analyse est sensible au signal recherché à 95% de niveau de confiance; sinon, il faut tenter d'améliorer la sensibilité en analysant plus de données, en maximisant l'acceptance du signal et le rejet du bruit de fond ou en améliorant la discrimination signal / bruit de fond via des techniques d'analyse avancées comme le réseau de neurones.

La présence de paramètres de nuisance et donc d'erreurs systématiques a une influence négative sur la limite : plus il y a de systématiques et plus leur amplitude est élevée, plus la limite se dégrade. Pour pallier cet effet nous utilisons une technique d'ajustement qui permet de récupérer la majeure partie de la sensibilité ainsi perdue. On l'appelle *profile likelihood technique*

6.2 La technique du *profile likelihood*

Le rapport des probabilités Q (voir équation 6.1) dépend intrinsèquement du degré de connaissance du modèle testé. L'addition d'erreurs systématiques élargissent les fonctions de densité de probabilité et réduisent donc les densités de probabilité. Il en résulte que le pouvoir discriminant de Q, sur lequel est basée la méthode CL_s, est réduit par l'adjonction de systématiques.

Afin de réduire cet impact on utilise la technique dite du *meilleur ajustement*. Pour un ensemble donné d'observations, de prédictions et d'erreurs systématiques, on ajuste l'hypothèse "bruit de fond seulement" afin qu'elle fournisse le meilleur accord possible avec les données. L'hypothèse est ajustée de façon à maximiser un test de vraisemblance (*likelihood*) entre données et modèle sur l'ensemble de l'espace des paramètres qui entrent dans le modèle. C'est le principe de la technique du *profile likelihood* [131] [132] . L'ajustement tente de minimiser le χ^2 défini par

$$\chi^2 = 2 \sum_{i}^{Nbins} \left[(p'_i - d_i) - d_i ln \left(\frac{p'_i}{d_i} \right) \right] + \sum_k S_k^2 \tag{6.10}$$

où p'_i et S_k sont définis dans l'équation 6.8 et d_i est le nombre d'évènements observés dans le bin numéro i. Les S_k sont alors ajustés afin de minimiser le χ^2.

En pratique, l'ajustement est effectué pour les deux hypothèses "signal + bruit de fond" et "bruit de fond seulement". La prédiction du signal et de chaque bruit de fond varie à l'intérieur de l'erreur systématique totale qui lui est assignée jusquà ce que le χ^2 soit minimisé.

6.3 Erreurs systématiques dans l'analyse WH

Comme on l'a mentionné, les incertitudes associés à chaque paramètre entrant dans l'analyse doivent être prises en compte. Ce peut être des incertitudes associées à la mauvaise connaissance d'une section efficace ou des incertitudes associées à un traitement expérimental, par exemple la précision des facteurs d'échelle d'efficacité de reconstruction appliqués sur la simulation. D'une manière générale, l'erreur associée aux paramètres expérimentaux est déterminée en faisant varier le paramètre donné de $\pm 1\sigma$ et en mesurant l'impact de cette variation sur la variable finale. L'amplitude du changement de la variable finale est prise comme erreur systématique.

Nous prenons en compte les erreurs suivantes :

- déclenchement. La valeur assignée est 5% comme décrit à la section 5.3, pour tous les processus considérés
- identification et reconstruction du muon. On ajoute en quadrature les erreurs provenant de l'identification du muon (4%), de la reconstruction de la trace associée (2%) et de l'étalement en énergie dans la simulation (2%). La valeur totale est 4,9%, pour tous les processus considérés

- reconstruction du vertex primaire. La valeur assignée est 4%, pour tous les processus considérés
- identification des jets, efficacité de reconstruction des jets et résolution en énergie des jets. La valeur assignée est de 6 %, pour tous les processus considérés
- impact sur l'acceptance de la modélisation de la multiplicité des jets et de la fragmentation dans la simulation ALPGEN. La valeur assignée est 5%, pour les processus $V+$ jets légers et $t\bar{t}$ seulement
- impact sur l'acceptance des corrections JES. La valeur assignée est 4% pour tous les processus considérés
- repondération de la simulation ALPGEN pour corriger la cinématique des jets. Cette erreur systématique est une forme dérivée à partir des distributions de la masse du système di-jet et de la variable de sortie du réseau de neurones, comme décrit à la section 5.6. Selon l'endroit où l'on se place dans la distribution considérée, l'amplitude varie entre 2 et 15%. Elle est appliquée aux processus $V+$ jets seulement. L'erreur est différente pour $V+$ jets légers et $V+$ jets lourds. Sur l'échantillon $V+$ jets lourds, on applique en plus la systématique supplémentaire destinée a couvrir la dispersion des points représentant le rapport des données à la simulation dans la masse du système di-jet, après repondération d'ALPGEN, comme décrit dans 5.6. Cette dernière prend en compte l'impact de la modélisation de la multiplicité des jets; son amplitude varie entre -6% et 2%
- étiquetabilité. La valeur assignée est de 3%, pour tous les processus considérés
- efficacité d'étiquetage des jets de b. La valeur assignée est de 2% par jet, pour tous les processus considérés sauf $V+$ jets légers
- efficacité d'étiquetage des jets légers. Une erreur de 15% (25%) est assignée au processus $V+$ jets légers dans le canal simplement (doublement) étiqueté. Cela se traduit par une erreur sur la prédiction totale du bruit de fond de 7% pour le canal single-tag. La valeur est négligeable dans le canal double-tag car le bruit de fond $V+$ jets légers est presqu'inexistant
- section efficace de production du signal et des bruits de fond. La valeur varie de 6 à 16% selon le processus considéré
- normalisation. Une erreur supplémentaire est assigné aux processus $V+$ jets à la suite de la renormalisation de ces processus aux données comme décrit dans 5.2.3. Elle vaut 20% pour $V+$ jets lourds et 5% (12%) pour $V+$ jets légers dans le canal simplement (doublement) étiquetè
- estimation du bruit de fond QCD. L'erreur assignée est de 26,2% dans le canal simplement étiqueté et de 23,1% dans le canal doublement étiqueté
- modélisation du signal. Les évènements WH et ZH sont générés avec PYTHIA qui est un générateur au premier ordre de la théorie des perturbations. On compare les quantités générateur avec celles produites par $MC@NLO$ [133] qui est lui un générateur au deuxième ordre basé sur HERWIG[134]. Une erreur de 5% est assignée au signal pour couvrir les différences de formes et de rendements
- mesure de la luminosité. Une erreur systématique de 6,1% est assignée à tous les processus. Elle est complètement décorrélée des autres erreurs et est traitée séparément

Les tableaux 6.1 et 6.2 présentent, pour chaque source d'erreur citée, la valeur qui lui est associée pour chaque processus considéré. Une systématique donnée, par exemple JES, est corrélée entre tous les processus auxquels elle est assignée.

	WH/ZH	WZ/WW	$V+b\bar{b}/V+c\bar{c}$	$V+jj/V+cj$	$t\bar{t}$	s-top	QCD
Déclenchement	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0	
Id. du muon	4,0	4,0	4,0	4,0	4,0	4,0	
Id. de la trace / muon	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	
Smearing du muon	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	
Vertex primaire	4,0	4,0	4,0	4,0	4,0	4,0	
Id. des jets / résolution	6,0	6,0	6,0	6,0	6,0	6,0	
Multiplicité des jets	5,0			5,0	5,0		
JES	4,0	4,0	4,0	4,0	4,0	4,0	
Repondération $V+$ jets			6,0	6,0			
Repondération $V+b\bar{b}$			5,0				
Étiquetabilité	3,0	3,0	3,0	3,0	3,0	3,0	
Eff. d'étiquetage (par jet)	2,0	2,0	2,0	15,0	2,0	2,0	
Section efficace	6,0	6,0	9,0	9,0	18,0	16,0	
MC@NLO	5,0						
Normalisation			20,0	5,0			
Erreur totale	14,7	12,9	25,9	22,8	21,8	19,6	26,2

TAB. 6.1 – *Erreurs systématiques appliquées dans le canal simplement étiqueté. Les valeurs correspondant à une source d'erreur donnée sont listées pour chaque processus considéré. WW/WZ singnifie tous les processus di-boson, soit WW, WZ et ZZ. Id. signifie identification et eff. efficacité.*

	WH/ZH	WZ/WW	$V+b\bar{b}/V+c\bar{c}$	$V+jj/V+cj$	$t\bar{t}$	s-top	QCD
Déclenchement	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0	
Id. du muon	4,0	4,0	4,0	4,0	4,0	4,0	
Id. de la trace / muon	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	
Smearing du muon	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	
Vertex primaire	4,0	4,0	4,0	4,0	4,0	4,0	
Id. des jets / résolution	6,0	6,0	6,0	6,0	6,0	6,0	
Multiplicité des jets	5,0			5,0	5,0		
JES	4,0	4,0	4,0	4,0	4,0	4,0	
Repondération $V+$ jets			6,0	6,0			
Repondération $V+b\bar{b}$			5,0				
Étiquetabilité	3,0	3,0	3,0	3,0	3,0	3,0	
Eff. d'étiquetage (par jet)	4,0	4,0	4,0	25,0	4,0	4,0	
Section efficace	6,0	6,0	9,0	9,0	18,0	16,0	
MC@NLO	5,0						
Normalisation			20,0	12,0			
Erreur totale	15,1	13,3	25,9	32,2	22,2	19,9	23,1

TAB. 6.2 – *Erreurs systématiques appliquées dans le canal doublement étiqueté. Les valeurs correspondant à une source d'erreur donnée sont listées pour chaque processus considéré. WW/WZ singnifie tous les processus di-boson, soit WW, WZ et ZZ. Id. signifie identification et eff. efficacité.*

6.4 Limites obtenues avec l'analyse WH

Les limites sont obtenues avec le programme COLLIE avec la technique du *profile likelihood*. 50 000 pseudo-expériences sont générées, et la précision du niveau de confiance est de 0,1%, c'est-à-dire que l'on demande $94{,}9\% \leq CL_s \leq 95{,}1\%$. Les limites sont calculées à partir de CL_s^{med} et CL_S^{obs} (voir section 6.1.3). On obtient alors une limite sur la section efficace de production du Higgs dans le canal WH fois le rapport d'embranchement du Higgs en paire $b\bar{b}$ et celui du W en muon et neutrino.

Deux types de limites sont calculées, l'une en appliquant la technique du *profile likelihood* à la masse du système di-jet, l'autre en l'appliquant à la variable de sortie du réseau de neurones, afin de quantifier l'amélioration apportée par le réseau de neurones. On combine toujours les canaux simplement et doublement étiquetés. Les limites obtenues sur les échantillons à exactement deux et trois jets sont d'abord montrées séparément, puis combinées. Comme on l'a mentionné dans la section 5.11, le réseau de neurones n'est jamais utilisé sur l'échantillon à exactement trois jets.

Les résulats sont présentés sous forme graphique. La courbe de X_f, c'est-à-dire du facteur qu'il faudrait multiplier au signal attendu pour avoir $CL_s < 5\%$ (voir section 6.1.3) est tracée en fonction de la masse du Higgs recherchée. Comme on l'a dit au chapitre 5, on teste des masses de 100 à 150 GeV par pas de 5 GeV. Aucune interpolation n'est effectuée entre ces points de masse, et les points pour lesquels la limite est calculée sont simplement reliés par une droite sur le graphe. X_f est une quantité intuitive : si X_f vaut 1, alors l'analyse est sensible au Higgs du Modèle Standard. Une valeur de 10 montre qu'il manque un facteur 10 de sensibilité à l'analyse pour y être sensible. On calcule X_f à partie de CL_s^{med} (limite attendue, X_f^{med}) et CL_s^{obs} (limite observée, X_f^{obs}) séparément.

On trace également la distribution du LLR, défini par l'expression 6.4, en fonction de la masse du Higgs testée. On calcule la valeur du LLR dans les deux hypothèses "bruit de fond seulement" et "signal + bruit de fond". Plus ces deux valeurs sont éloignées l'une de l'autre à une masse test donnée, plus l'analyse est sensible pour cette masse. C'est une quantification de "combien les deux hypothèses sont différentiables". Chaque graphe montre également la valeur du LLR calculée pour l'observation. Des bandes représentant des écarts de 1 et 2 σ autour de la valeur calculée dans l'hypothèse "bruit de fond seulement". Cela permet de quantifier les fluctuations du LLR observé. Un écart inférieur à 2σ par rapport à la valeur "bruit de fond seulement" peut vraisemblablement être attribué à une fluctuation statistique. Un écart supérieur peut impliquer un problème de modélisation, car aucun excès compatible avec un signal n'a été observé. Une valeur positive du LLR observé indique un excès de la prédiction par rapport à l'observation ; une valeur négative indique un déficit de la prédiction par rapport à l'observation.

La figure 6.1 montre la courbe de X_f en fonction de la masse du Higgs ainsi que la distribution du LLR correspondante, obtenues à partir de l'échantillon à exactement deux jets. La variable finale utilisée est la masse du système di-jet. Pour une masse de 115 GeV, on obtient $X_f^{med} = 17{,}5$ et $X_f^{obs} = 12{,}4$. La distribution du LLR indique que l'observation reste dans un intervalle de 2σ autour de la valeur du LLR correspondant à l'hypothèse "bruit de fond seulement". La figure 6.2 montre les mêmes distributions mais en utilisant la variable de sortie du réseau de neurones comme variable finale. On constate que la limite attendue s'améliore de façon notable sur tout l'intervalle de masse considéré. À 115 GeV, on trouve $X_f^{med} = 15{,}7$ et $X_f^{obs} = 9{,}9$, soit un gain respectif de 10,3 et 20% par rapport à la masse du système di-jet.

La figure 6.3 montre la limite obtenue à partir de l'échantillon à exactement trois jets. Pour un Higgs de 115 GeV on a $X_f^{med} = 73{,}3$ et $X_f^{obs} = 67{,}9$. L'échantillon à exactement trois jets est donc quatre fois moins sensible que celui à exactement deux jets.

Les figures 6.4 et 6.5 montrent la limite que l'on obtient en combinant les échantillons à deux et trois jets, en utilisant respectivement la masse du système di-jet et la variable de sortie du réseau de neurones. Lorsque l'on combine échantillon à deux jets et échantillon à trois jets, "utiliser le réseau

Échantillon	$m^{(jet1,jet2)}$	Réseau de neurones	Gain apporté par le réseau
2 jets	17,5	15,7	10,3%
3 jets	73,3	-	-
2+3 jets	16,5	14,9	9,7%

TAB. 6.3 – *Facteur X_f^{med} obtenu à partir des échantillons à deux jets, à trois jets et de la combinaison 2 + 3 jets, lorsque la variable finale est la masse du système di-jet ou la variable de sortie du réseau de neurones. Le gain apporté par le réseau de neurones est de 10,3% sur la conbinaison 2 + 3 jets. Le réseau de neurones n'est pas appliqué sur l'échantillon à trois jets.*

Variable utilisée	2 jets	2+3 jets	Gain apporté par l'échantillon 3 jets
$m^{(jet1,jet2)}$	17,5	16,5	5,7%
Réseau de neurones	15,7	14,9	5,1%

TAB. 6.4 – *Facteur X_f^{med} obtenu lorsque la variable finale est la masse du système di-jet ou la variable de sortie du réeau de neurones à partir des échantillons à deux jets, à trois jets et de la combinaison 2 + 3 jets. Le gain apporté par l'échantillon à trois jets est d'environ 5%.*

de neurones" signifie calculer la limite à partir de la distribution de la variable de sortie du réseau pour l'échantillon à trois jets et de celle de la masse du système di-jet pour l'échantillon à trois jets. On constate que la limite calculée à partir de $m^{(jet1,jet2)}$ s'améliore de près de 6% par rapport au cas "échantillon à deux jets seulement". Lorsque l'on utilise le réseau de neurones, on obtient un gain supplémentaire de 10 %.

Le tableau 6.3 compare la limite attendue pour un Higgs de 115 GeV dans les cas "échantillon à deux jets seulement" et "combinaison des échantillons à deux et trois jets", lorsqu'on utilise la masse du système di-jet ou le réseau de neurones. Le gain apporté par le réseau de neurones est également présenté. Le tableau 6.4 montre le gain obtenu en combinant l'échantillon à trois jets à l'échantillon à deux jets.

Le tableau 6.5 montre les limites finales obtenues sur la combinaison "2 + 3" jets, en utilisant le réseau de neurones, pour tous les points de masse du Higgs testés. Les valeurs de X_f^{med} (X_f^{obs}) obtenues s'étalent de 10,5 (10,3) à 124 (102) sur l'intervalle de masse 100 - 150 GeV. Le tableau 6.6 montre la section efficace de production correspondante et la section efficace prédite par le Modèle Standard au troisième ordre en théorie des perturbations [135] [136]. Pour un Higgs de 115 GeV, la section efficace limite à 95% de niveau de confiance attendue vaut 2,03 pb ; la limite observée vaut 1,33 pb.

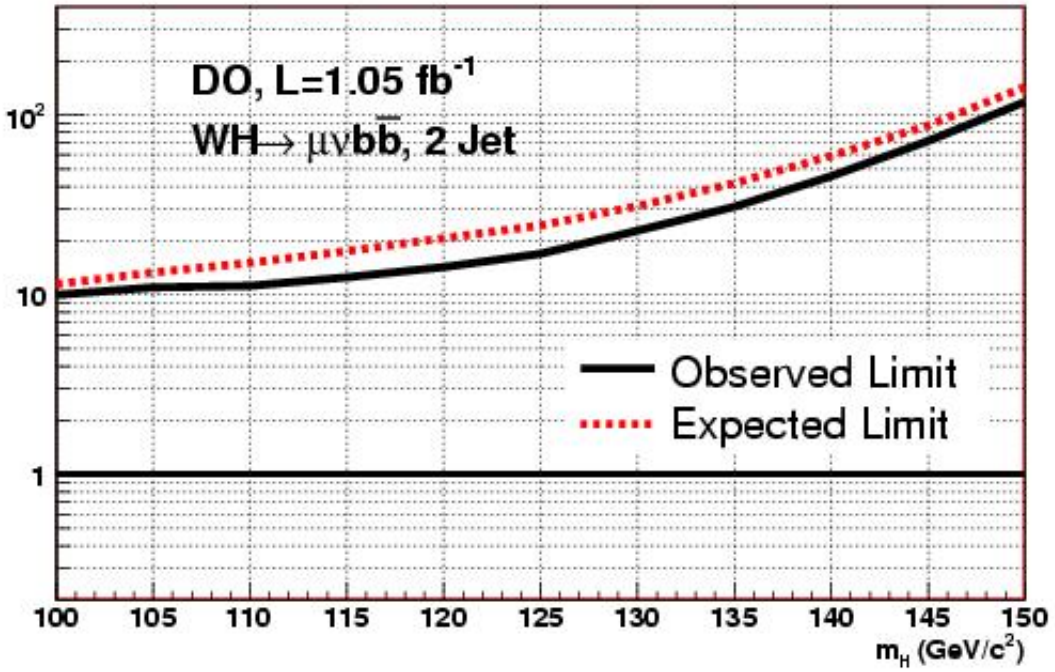
Ces limites correspondent à l'analyse $WH \to \mu\nu b\bar{b}$ seule mais en pratique on combine bien sûr les analyses $WH \to \mu\nu b\bar{b}$ et $WH \to e\nu b\bar{b}$. Les résultats de cette combinaison sont montrés sur les figures 6.6 (masse du système di-jet) et 6.7 (variable de sortie du réseau de neurones). À 115 GeV, on a $X_f^{med} = 10{,}7$ ($X_f^{obs} = 11{,}4$) soit une limite sur la section efficace de production de 1,45 pb (1,55 pb).

Masse du Higgs (GeV)	Limite attendue	Limite observée
100	10,5	10,3
105	11,7	11,0
110	13,2	9,2
115	14,9	9,8
120	17,2	12,0
125	20,9	12,2
130	26,4	17,7
135	37,2	24,5
140	51,9	56,8
145	73,1	68,2
150	124	102

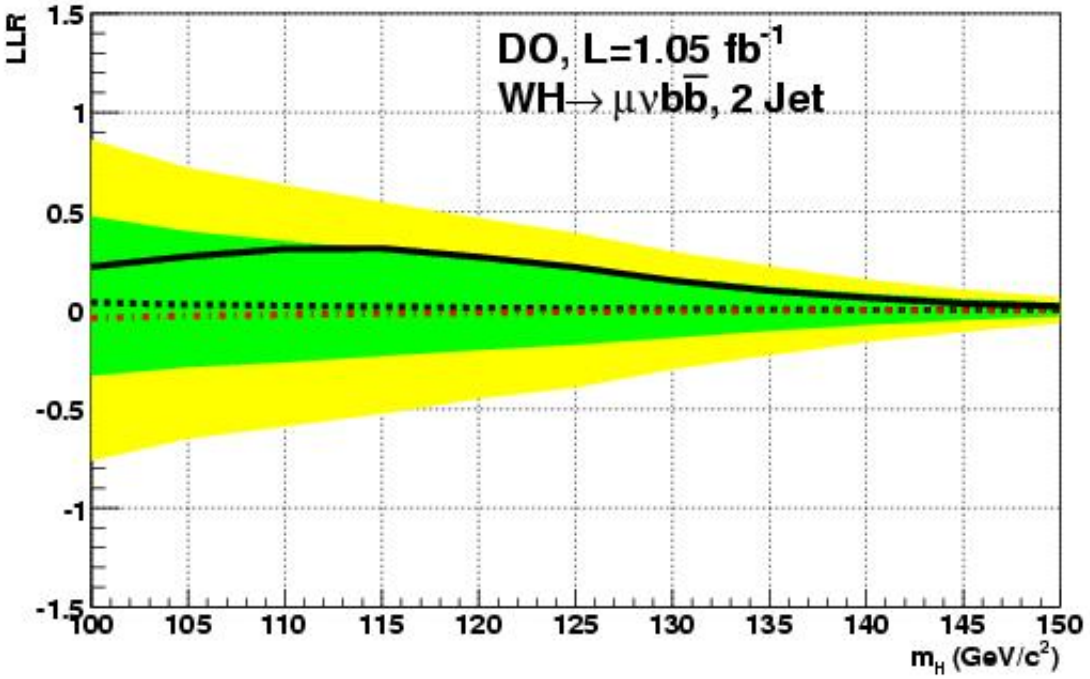
TAB. 6.5 – *Facteur X_f^{med} et X_f^{obs} en fonction de la masse du boson de Higgs testée, pour la combinaison 2 + 3 jets avec utilisation du réseau de neurones sur l'échantillon à deux jets dans le canal $WH \to \mu\nu b\bar{b}$.*

Masse du Higgs (GeV)	Section efficace théorique (pb)	Limite attendue (pb)	Limite observée (pb)
100	0,242	2,54	2,49
105	0,202	2,36	2,22
110	0,167	2,20	1,54
115	0,136	2,03	1,33
120	0,108	1,86	1,30
125	0,0840	1,75	1,02
130	0,0629	1,66	1,11
135	0,0452	1,68	1,10
140	0,0310	1,61	1,76
145	0,0201	1,47	1,37
150	0,0121	1,50	1,24

TAB. 6.6 – *Limite attendue et observée en picobarn en fonction de la masse du boson de Higgs testée, pour la combinaison 2 + 3 jets avec utilisation du réseau de neurones sur l'échantillon à deux jets dans le canal $WH \to \mu\nu b\bar{b}$. La section efficace de production théorique du Higgs est également montrée pour référence.*

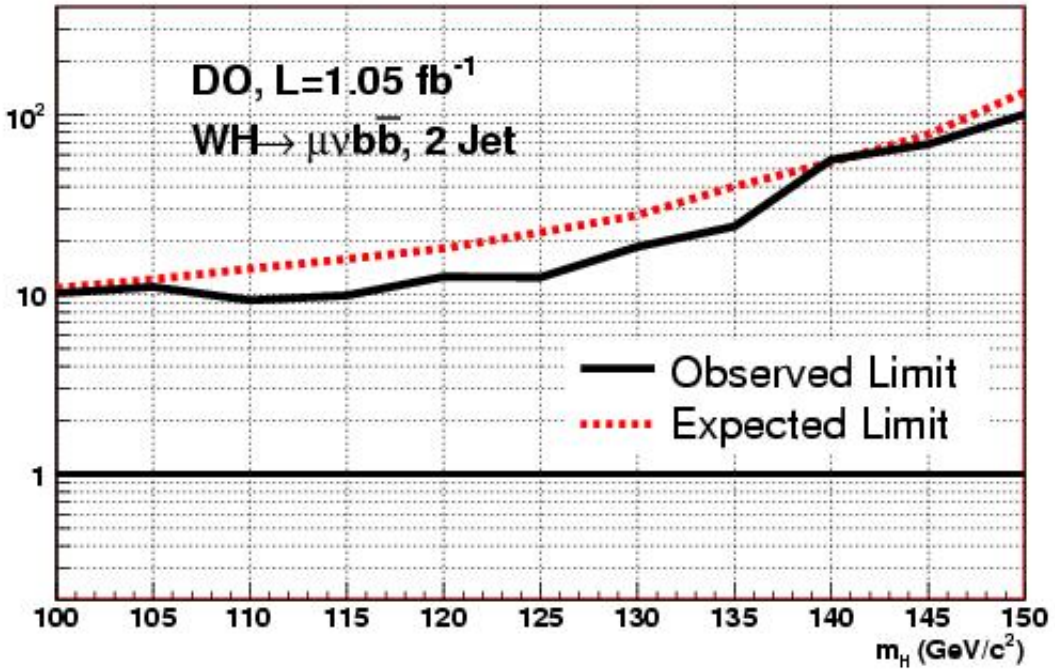


(a) Limite

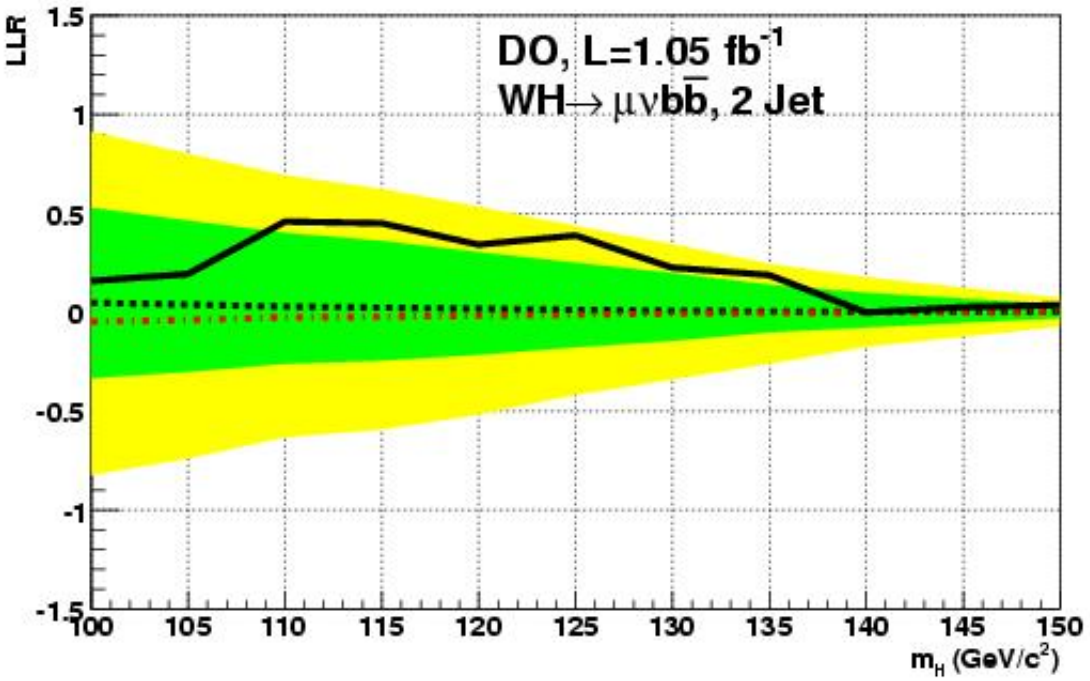


(b) LLR

FIG. 6.1 – *Limite sur la section efficace de production WH dans l'échantillon à exactement deux jets, à partir de la masse du système di-jet, dans l'analyse $WH \to \mu\nu b\bar{b}$. (a) Facteur X_f (voir texte) en fonction de la masse du Higgs, échelle verticale logarithmique ; (b) distribution du LLR en fonction de la masse du Higgs. Sur cette dernière la ligne noir pleine représente la valeur de LLR observée, la ligne rouge pointillée la valeur de LLR attendue dans l'hypothèse "singla + bruit de fond", la ligne noire pointillée la valeur de LLR attendue dans l'hypothèse "bruit de fond seul", la bande verte (foncée) représente l'intervalle à 1 sigma autour de la valeur médiane et la bande jaune (claire) l'intervalle à 2 sigma.*

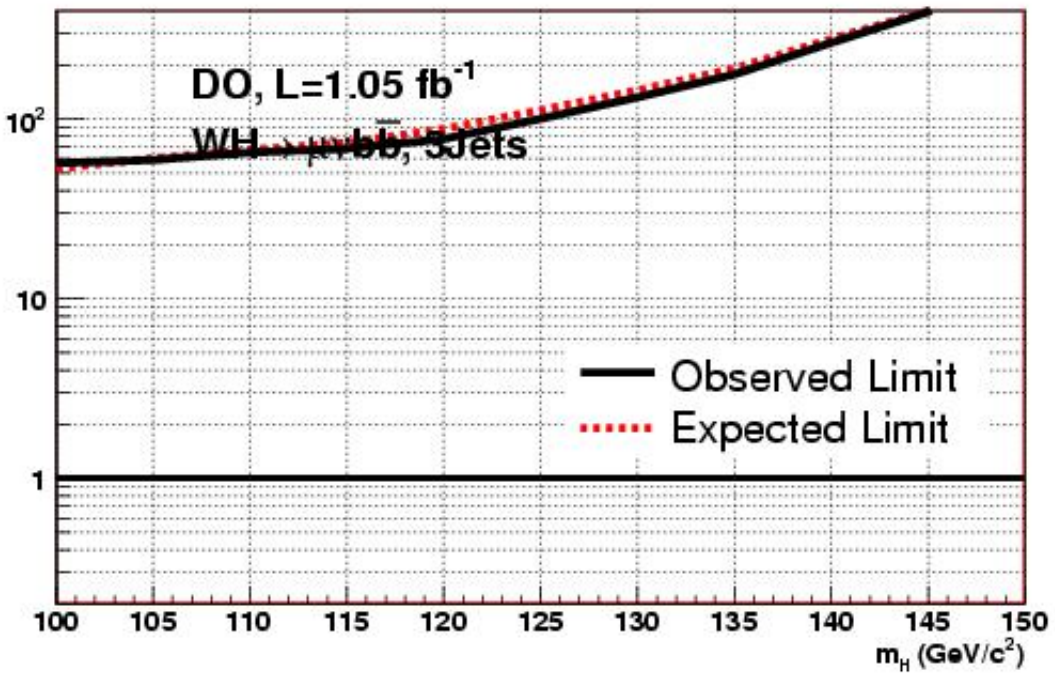


(a) Limite

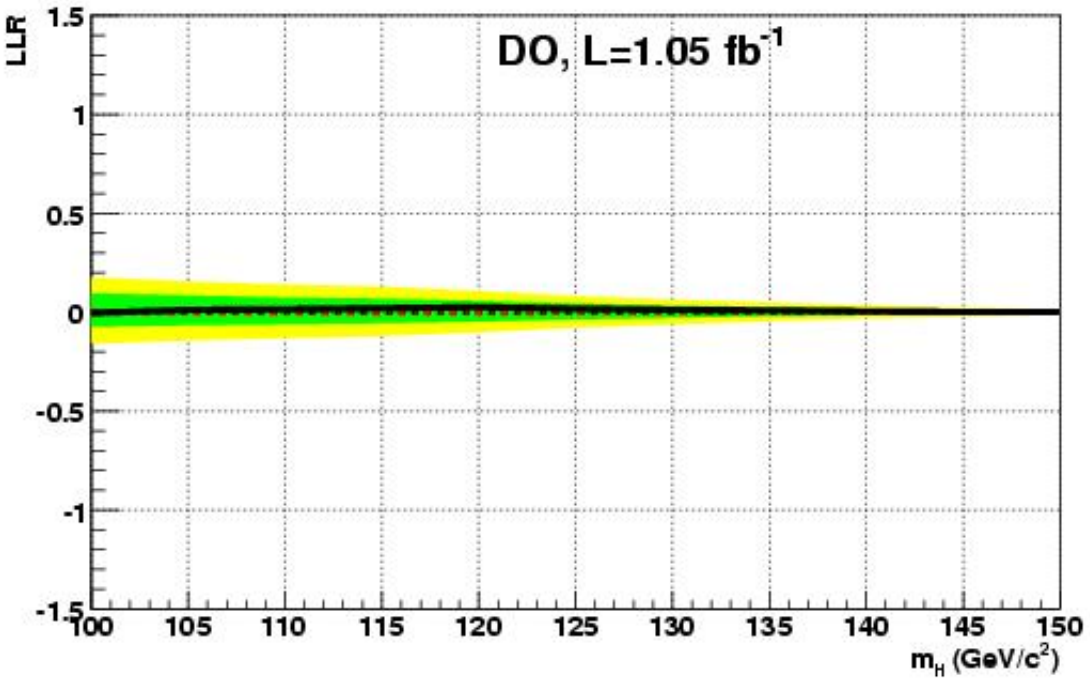


(b) LLR

FIG. 6.2 – *Limite sur la section efficace de production WH dans l'échantillon à exactement deux jets, à partir de la variable de sortie du réseau de neurones, dans l'analyse $WH \to \mu\nu b\bar{b}$. (a) Facteur X_f (voir texte) en fonction de la masse du Higgs, échelle verticale logarithmique ; (b) distribution du LLR en fonction de la masse du Higgs. Sur cette dernière la ligne noir pleine représente la valeur de LLR observée, la ligne rouge pointillée la valeur de LLR attendue dans l'hypothèse "singla + bruit de fond", la ligne noire pointillée la valeur de LLR attendue dans l'hypothèse "bruit de fond seul", la bande verte (foncée) représente l'intervalle à 1 sigma autour de la valeur médiane et la bande jaune (claire) l'intervalle à 2 sigma.*

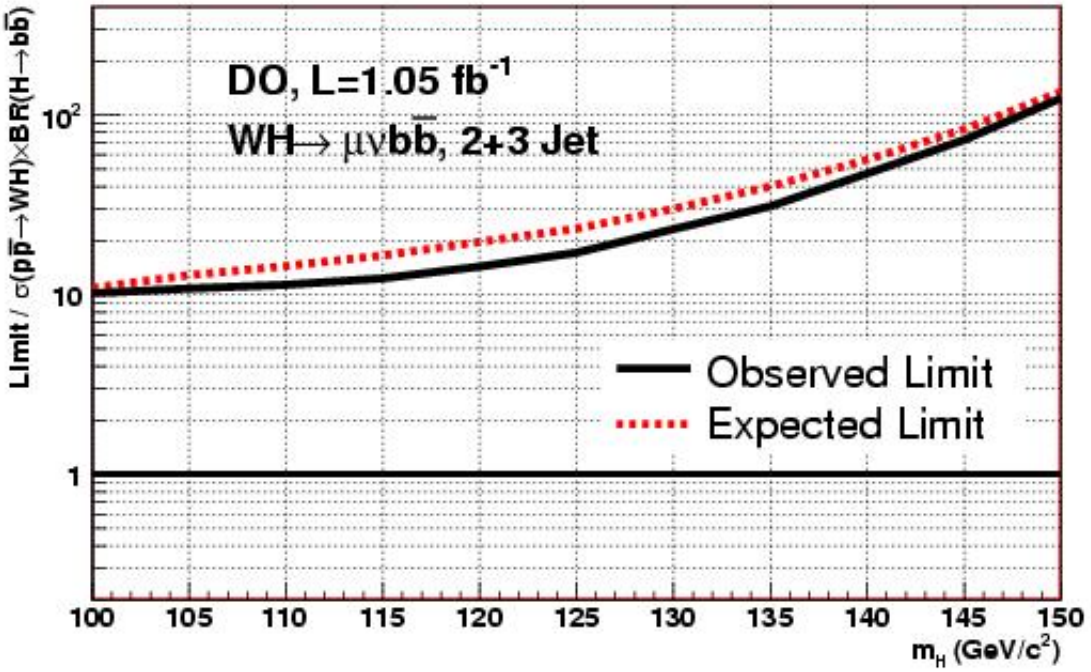


(a) Limite

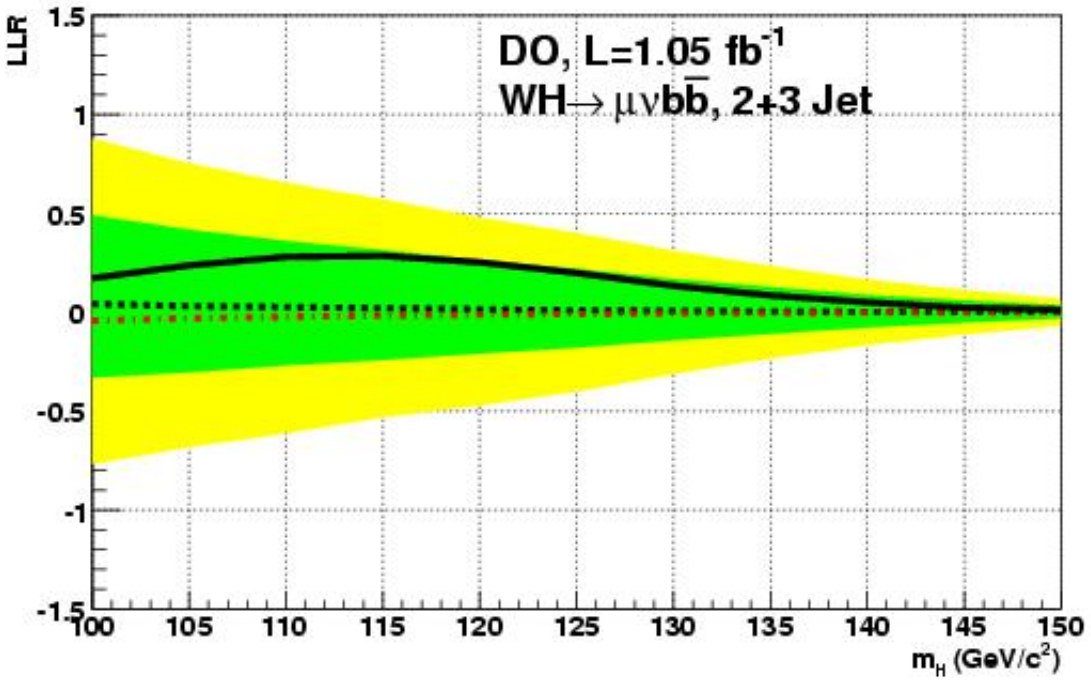


(b) LLR

FIG. 6.3 – *Limite sur la section efficace de production WH dans l'échantillon à exactement trois jets, à partir de la masse du système di-jet, dans l'analyse $WH \to \mu\nu b\bar{b}$. (a) Facteur X_f (voir texte) en fonction de la masse du Higgs, échelle verticale logarithmique ; (b) distribution du LLR en fonction de la masse du Higgs. Sur cette dernière la ligne noir pleine représente la valeur de LLR observée, la ligne rouge pointillée la valeur de LLR attendue dans l'hypothèse "singla + bruit de fond", la ligne noire pointillée la valeur de LLR attendue dans l'hypothèse "bruit de fond seul", la bande verte (foncée) représente l'intervalle à 1 autour de la valeur médiane et la bande jaune (claire) l'intervalle à 2 sigma.*

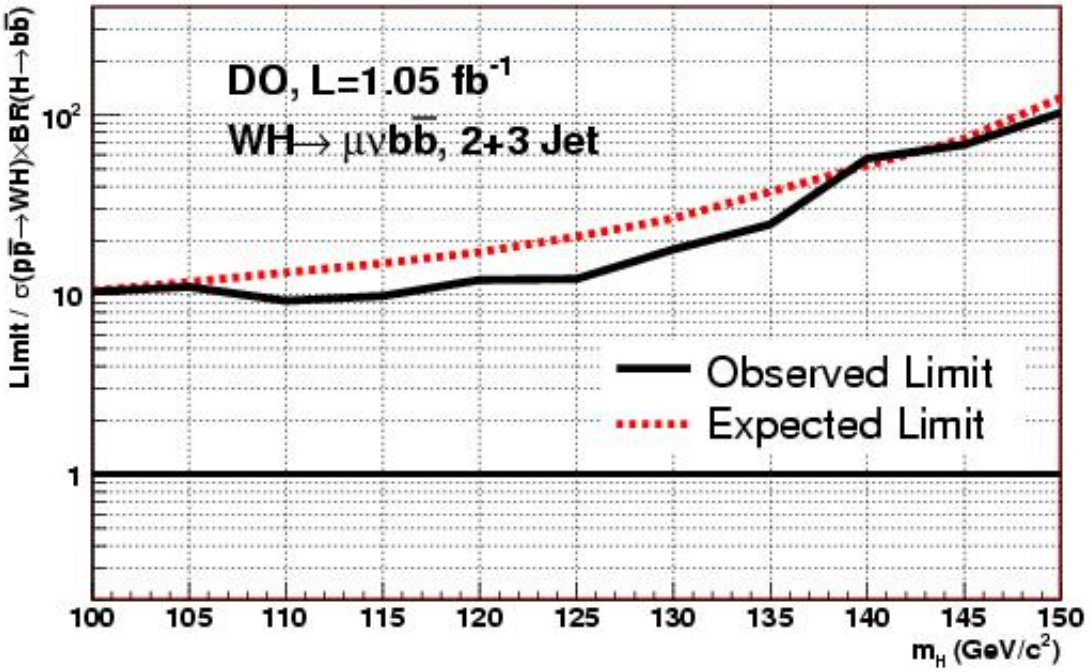


(a) Limite

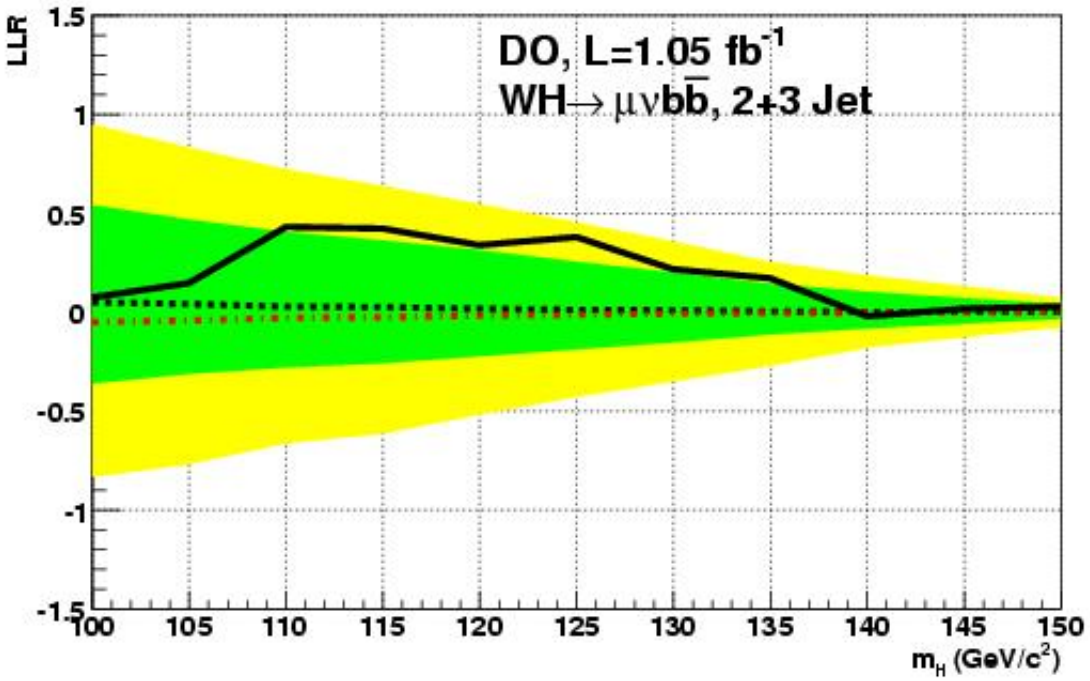


(b) LLR

FIG. 6.4 – *Limite finale sur la section efficace de production WH à partir de la masse du système di-jet, dans l'analyse $WH \to \mu\nu b\bar{b}$. (a) Facteur X_f (voir texte) en fonction de la masse du Higgs, échelle verticale logarithmique ; (b) distribution du LLR en fonction de la masse du Higgs. Sur cette dernière la ligne noir pleine représente la valeur de LLR observée, la ligne rouge pointillée la valeur de LLR attendue dans l'hypothèse "singla + bruit de fond", la ligne noire pointillée la valeur de LLR attendue dans l'hypothèse "bruit de fond seul", la bande verte (foncée) représente l'intervalle à 1 sigma autour de la valeur médiane et la bande jaune (claire) l'intervalle à 2 sigma.*

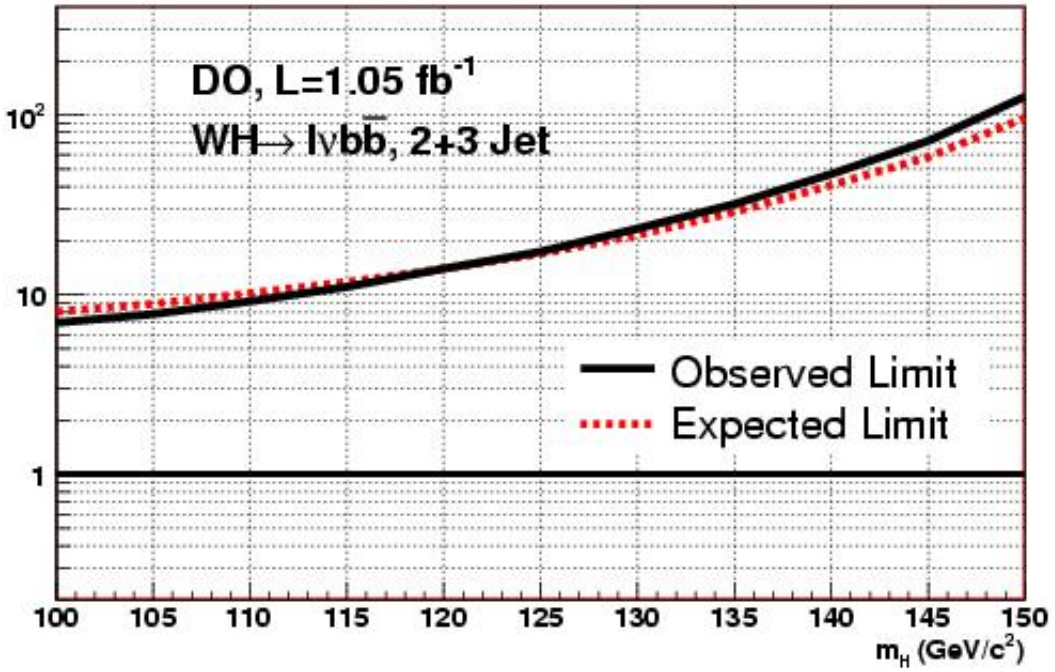


(a) Limite

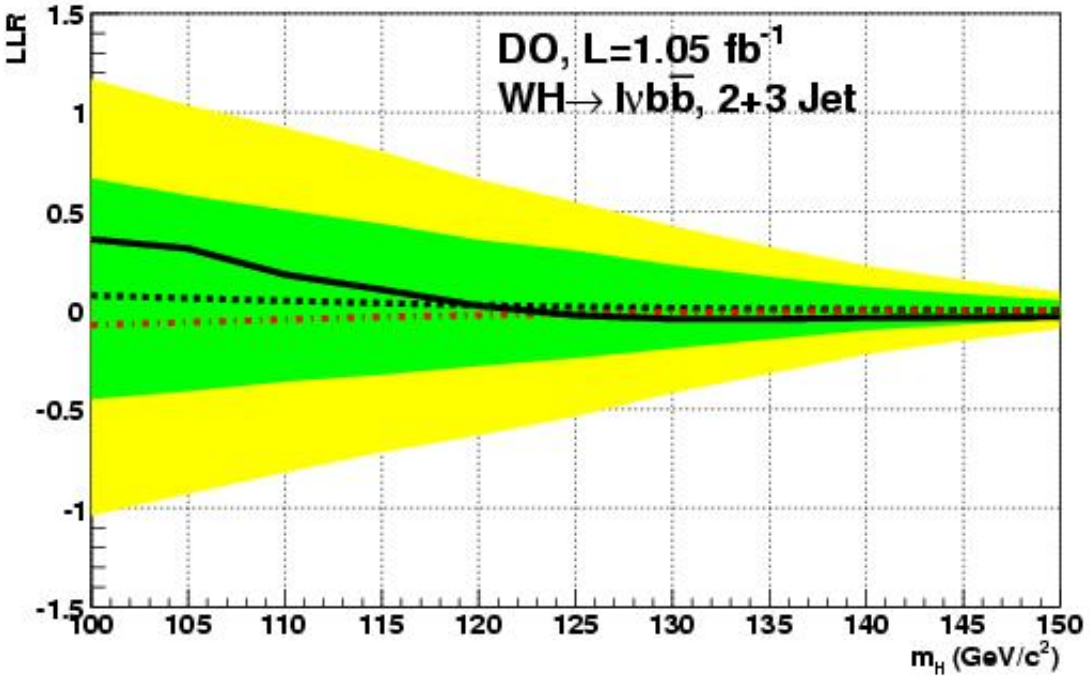


(b) LLR

FIG. 6.5 – *Limite finale sur la section efficace de production WH à partir de la variable de sortie du réseau de neurones, dans l'analyse $WH \to \mu\nu b\bar{b}$. (a) Facteur X_f (voir texte) en fonction de la masse du Higgs, échelle verticale logarithmique ; (b) distribution du LLR en fonction de la masse du Higgs. Sur cette dernière la ligne noir pleine représente la valeur de LLR observée, la ligne rouge pointillée la valeur de LLR attendue dans l'hypothèse "singla + bruit de fond", la ligne noire pointillée la valeur de LLR attendue dans l'hypothèse "bruit de fond seul", la bande verte (foncée) représente l'intervalle à 1 sigma autour de la valeur médiane et la bande jaune (claire) l'intervalle à 2 sigma.*

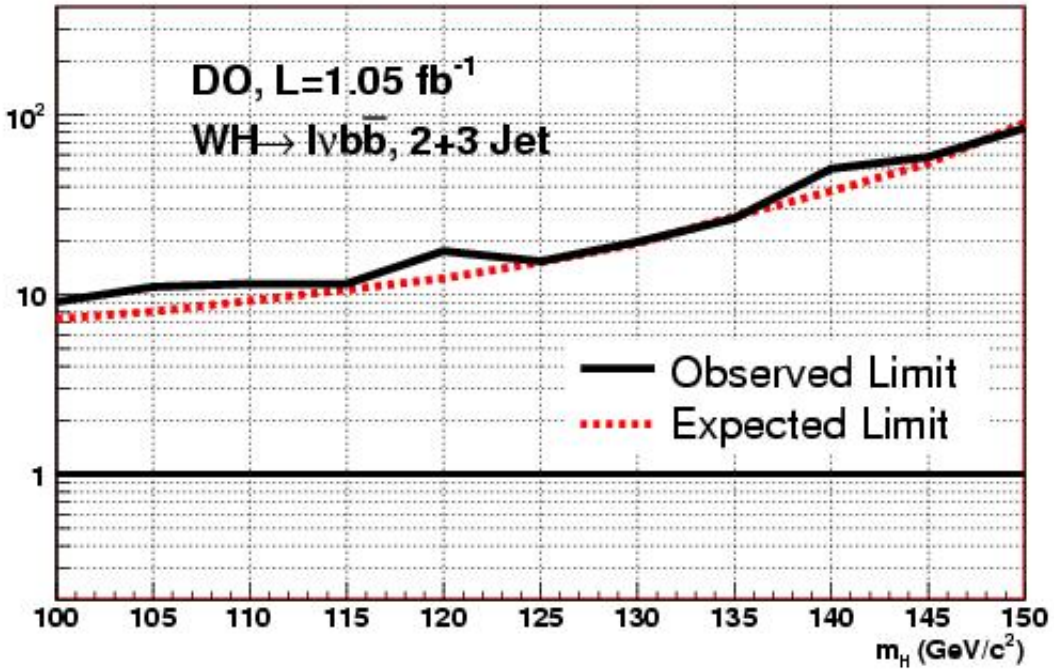


(a) Limite

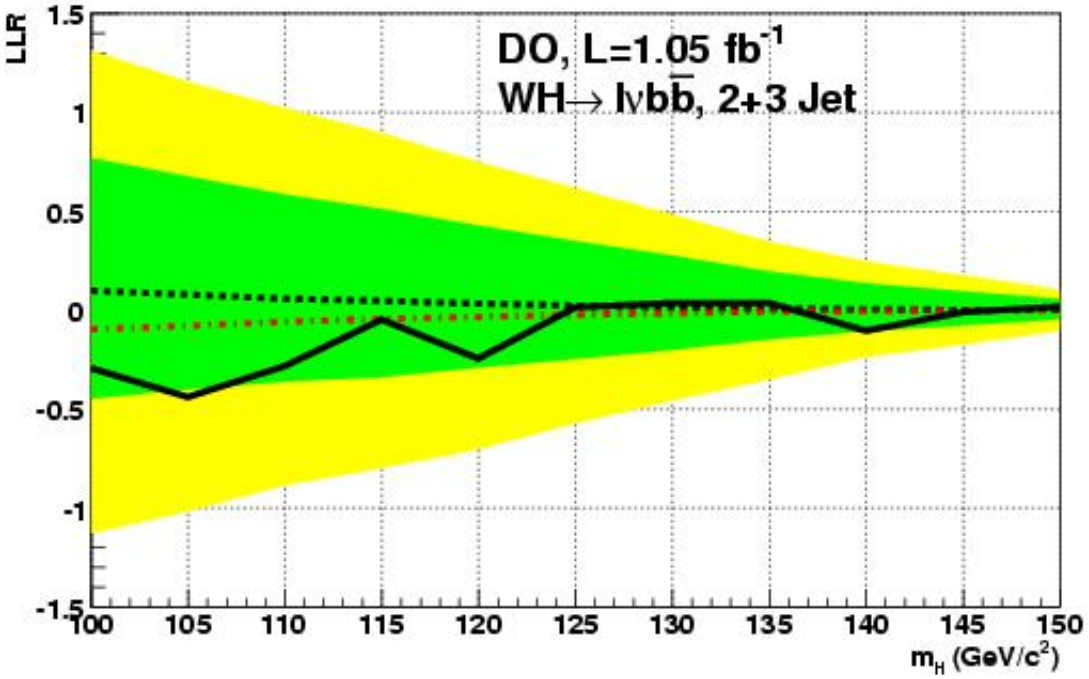


(b) LLR

FIG. 6.6 – *Limite finale sur la section efficace de production WH à partir de la masse du système di-jet, en combinant les analyses $WH \to \mu\nu b\bar{b}$ et $WH \to e\nu b\bar{b}$. (a) Facteur X_f (voir texte) en fonction de la masse du Higgs ; (b) distribution du LLR en fonction de la masse du Higgs. Sur cette dernière la ligne noir pleine représente la valeur de LLR observée, la ligne rouge pointillée la valeur de LLR attendue dans l'hypothèse "singla + bruit de fond", la ligne noire pointillée la valeur de LLR attendue dans l'hypothèse "bruit de fond seul", la bande verte (foncée) représente l'intervalle à 1 sigma autour de la valeur médiane et la bande jaune (claire) l'intervalle à 2 sigma.*



(a) Limite



(b) LLR

FIG. 6.7 – *Limite finale sur la section efficace de production WH à partir de la variable de sortie du réseau de neurones, en combinant les analyses $WH \to \mu\nu b\bar{b}$ et $WH \to e\nu b\bar{b}$. (a) Facteur X_f (voir texte) en fonction de la masse du Higgs, échelle verticale logarithmique ; (b) distribution du LLR en fonction de la masse du Higgs. Sur cette dernière la ligne noir pleine représente la valeur de LLR observée, la ligne rouge pointillée la valeur de LLR attendue dans l'hypothèse "singla + bruit de fond", la ligne noire pointillée la valeur de LLR attendue dans l'hypothèse "bruit de fond seul", la bande verte (foncée) représente l'intervalle à 1 sigma autour de la valeur médiane et la bande jaune (claire) l'intervalle à 2 sigma.*

6.5 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre le résultat final de l'analyse $WH \to \mu\nu b\bar{b}$, après avoir décrit la méthode CL_s que nous utilisons pour calculer les limites sur la section efficace de production du Higgs, ainsi que la méthode du meilleur ajustement qui permet de réduire l'impact des erreurs systématiques sur la limite.

Nous avons ensuite détaillé les erreurs systématiques de l'analyse WH. L'erreur systématique totale sur le signal WH est de 14,7% dans le canal simplement étiqueté et de 15,1% dans le canal doublement étiqueté. L'erreur totale sur le bruit de fond principal après étiquetage, c'est-à-dire la production $V + b\bar{b}$, est de 25,9% dans les canaux simplement et doublement étiquetés.

La limite sur la section efficace de production du Higgs est calculée pour une masse du Higgs s'étalant de 100 à 150 GeV. Pour un boson de Higgs de 115 GeV, nous calculons une limite attendue de 2,03 pb et une limite observée de 1,33 pb à 95% de niveau de confiance dans le canal $WH \to \mu\nu b\bar{b}$. Ces valeurs sont à comparer à la valeur théorique de la section efficace qui est 0,136 pb. Lorsque nous combinons les deux analyses $WH \to \mu\nu b\bar{b}$ et $WH \to e\nu b\bar{b}$, nous obtenons une limite attendue de 1,45 pb et une limite observée de 1,55 pb. La limite attendu est environ onze fois supérieure à la section efficace théorique. En pratique, les collaborations DØ et CDF procèdent au total à l'analyse de 28 canaux différents. Le résultat de la dernière combinaison datée du moins d'avril 2008, qui inclut des analyses effectuées sur une luminosité intégrée allant de 1 à 2,4 fb, est montré sur la figure 6.8. À 115 GeV, la limite attendue totale est 3,3 fois supérieure à la valeur théorique ; à 160 GeV, elle est seulement 1,6 fois supérieure. Plus de 3,5 fb^{-1} ont déjà été enregistrés par DØ, et on en attend jusqu'à 9 en 2010. Qui plus est, des techniques d'analyse avancées, comme les réseaux de neurones, et l'adjonction de nouveau canaux à la combinaison améliorent la sensibilité totale à luminosité donnée.

La combinaison Tevatron a été mise à jour en juillet 2008 pour un boson de Higgs de masse supérieure à 155 GeV. Le résultat , présenté à la conférence ICHEP 2008 de Philadelphie, est visible figure 6.9 On constate que le rapport de la limite observée supérieure sur la section efficace de production d'un Higgs de 170 GeV à la prédiction du Modèle Standard vaut 1. Cela signifie que le Tevatron est désormais sensible à la présence d'un boson de Higgs de cette masse. Aucun excés statistiquement significatif n'ayant été observé, l'existence d'un boson de Higgs de 170 GeV est donc exclue à 95% de niveau de confiance par les collaborations CDF et DØ. C'est la première exclusion directe depuis le résultat des collaborations LEP à 114,4 GeV. Cela démontre le potentiel du Tevatron comme machine de recherche du Higgs, et conforte l'idée qu'une exclusion à 95% de niveau de confiance soit possible d'ici à 2010 pour un boson de Higgs de masse comprise entre 100 et 200 GeV.

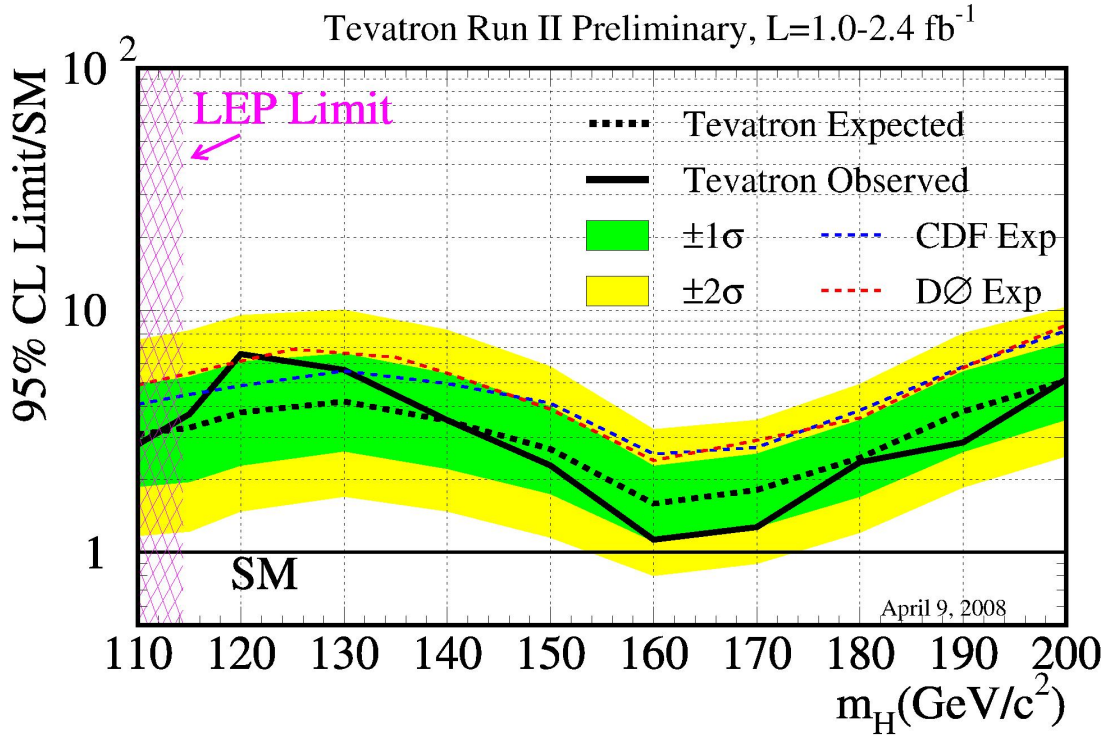


FIG. 6.8 – *Limites sur la section efficace de production du boson de Higgs obtenues par la combinaison des analyses du Tevatron. Cette combinaison inclut 28 analyses différentes en provenance de DØ et* CDF. *La luminosité intégrée analysée varie entre 1 et 2,4* fb^{-1} *selon le canal considéré. La combinaison est datée d'avril 2008. La ligne pointillée noire au centre de la bande centrale représente la limite attendue totale après combinaison de DØ et* CDF. *La ligne pointillée rouge (bleue) représente la limite attendue obtenue pour la combinaison des canaux de DØ (*CDF*) seulement. Les bandes verte et jaune représentent un écart de 1 et 2* σ *autour de la valeur nominale de la limite attendue totale. La limite attendue à* 115 GeV *est 3,3 fois supérieure à la valeur théorique, alors que la limite attendue à* 160 GeV *est seulement 1,6 fois supérieure.*

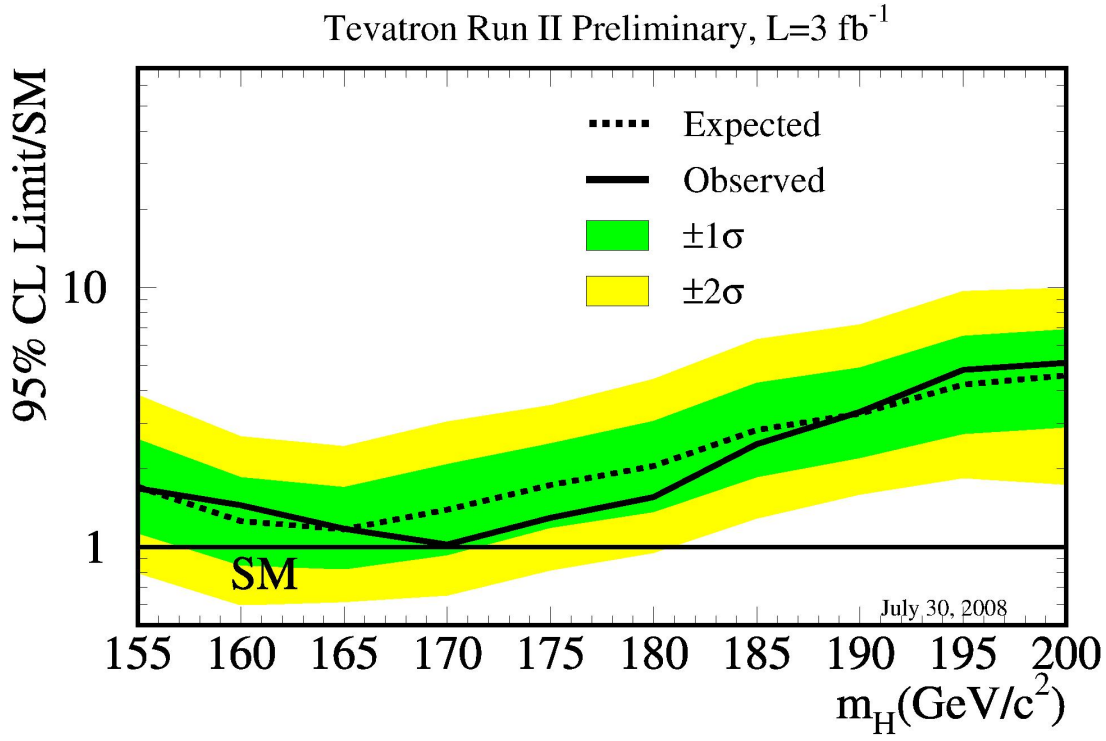


FIG. 6.9 – *Limites sur la section efficace de production d'un boson de Higgs de haute masse obtenues par la combinaison des analyses du Tevatron. Cette mise à jour de la combinaison à haute masse à été approuvée en juillet 2008 et montrée à la conférence ICHEP. Les analyses qui y sont incluses utilisent 3* fb^{-1} *de données du Run II. Pour une masse du Higgs de 170* GeV*, le rapport entre la limite supérieure calculée et la prédiction du Modèle Standard vaut 1, ce qui signifie que le Tevatron est sensible à un boson de Higgs de 170* GeV*. Aucun excés statistiquement significatif n'ayant été observé, l'existence d'un boson de Higgs standard ayant une masse de 170* GeV *est exclue à 95% de niveau de confiance.*

Conclusion

Le Modèle Standard de la physique des particules est basé sur la théorie de jauge $SU(3)_{couleur} \bigotimes SU(2)_L \bigotimes U(1)_Y$. Cette théorie prédit des particules de matiére sans masse, ce qui est contredit par l'expérience. Afin de pallier ce probème, le mécanisme de Higgs est introduit dans le Modèle Standard. Ce mécanisme explique comment la masse vient aux bosons de jauge $W^{\pm}$ et Z^0 par la brisure de symétrie électro-faible, et aux fermions élémentaires par couplage du Yukawa au champ de Higgs. Au champ de Higgs est associé un boson, le boson de Higgs, dont l'existence n'a pas encore été confirmée expérimentalement.

Le Tevatron est à l'heure actuelle le collisionneur le plus puissant en fonctionnement. C'est un endroit privilégié pour sonder le Modèle Standard et rechercher le boson de Higgs. La masse du boson de Higgs n'est pas prédite par le Modèle Standard et on le recherche donc dans un intervalle de masse compris entre 100 et 200 GeV. Aux masses proches de 115 GeV, soit proches de la limite inférieure établie par le LEP, le canal le plus sensible est la production associée du Higgs avec un boson W. Dans le canal étudié la signature du W est un muon et un neutrino et le Higgs se désintègre en paire $b\bar{b}$. L'analyse a été effectuée avec environ $1\,\text{fb}^{-1}$ de données du Run IIa enregistrées par le détecteur DØ.

L'analyse consiste à identifier le muon et de l'énergie transverse manquante correspondant au neutrino provenant du W, ainsi que deux jets de b provenant du Higgs. Les évènements à exactement deux jets et exactement trois jets sont analysés afin d'augmenter l'acceptance du signal. La stratégie de déclenchement adaptée permet d'obtenir l'acceptance maximale de déclenchement possible car elle montre que le système de déclenchement de DØ au Run IIa est efficace à près de 100%. Une séparation signal / bruit de fond par réseau de neurones permet également un gain en sensibilité d'environ 10%. Les canaux orthogonaux dans lesquels un ou deux jets sont étiquetés en tant que jets de b sont analysés séparément puis combinés.

Comme on recherche une résonance $b\bar{b}$ la résolution en énergie des jets est un paramètre crucial pour cette analyse. Afin de l'améliorer un travail de calibration en énergie des jets a été effectué en amont de l'analyse proprement dite. Les jets de b peuvent présenter un muon et un neutrino dans leur chaîne de désintégration dans près de 11% des cas. Alors que le muon interagit peu avec le calorimètre mais est reconstruit précisèment par le trajectographe, le neutrino n'est pas détecté. Il en résulte que l'énergie de 11% des jets de b n'est pas mesurée correctement. Une correction semi-muonique a été dérivée et intégrée aux algorithmes de calibration en énergie des jets. Elle permet une amélioration d'environ 20% sur la résolution angulaire d'un jet et une amélioration d'environ 3% sur la résolution d'une résonance $b\bar{b}$.

Aucun excès d'évènements compatible avec la présence d'un signal WH n'est observé. Des limites supérieures sur la section efficace de production du boson de Higgs en association avec un boson W sont calculée à 95% de niveau de confiance. Pour un boson de Higgs standard de 115 GeV, la limite calculée attendue (observée) est de 2,03 pb (1,33 pb) dans l'analyse $WH \to \mu\nu b\bar{b}$. Elle est de 1,45 pb (1,55 pb) lorsqu'on combine les analyses $WH \to \mu\nu b\bar{b}$ et $WH \to e\nu b\bar{b}$, à comparer à la valeur théorique de 0,136 pb.

Cette analyse s'insère dans un cadre plus général qui est la recherche du Higgs au Tevatron. Les expériences DØ et CDF combinent leurs résultats afin d'obtenir une sensibilité maximale. En avril 2008, la combinaison Tevatron était sensible à des sections efficaces 3,3 (1,6 observé) fois plus grandes que la section efficace de production théorique d'un Higgs de 115 GeV (160 GeV). En juillet 2008, un boson de Higgs de 170 GeV est exclu à 95% de niveau de confiance par cette combinaison mise à jour. Sachant qu'on attend entre 6 et $9\,\text{fb}^{-1}$ d'ici 2010, l'exclusion à 95% de taux de confiance d'un boson de Higgs de masse comprise entre 100 et 200 GeV par les collaborations Tevatron devrait être possible dans les prochaines années.

Bibliographie

[1] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **20**, 579 (1961). 23

[2] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967). 23

[3] A. Salam, *Elementary particle theory* (N. Svartholm, Almquist, Wiksells, Stockholm, 1968). 23

[4] S. L. Glashow, Phys. Rev. **D2**, 1285 (1970). 23

[5] P. Higgs, Phys. Rev. Lett. **12**, 132 (1964). 25

[6] P. Higgs, Phys. Rev. **145**, 1156 (1966). 25

[7] R. Brout, F. Englert, Phys. Rev. Lett. **13**, 321 (1964). 25

[8] G. Guralnik, C. R. Hagen, T. W. Kibble, Phys. Rev. Lett. **13**, 585 (1964). 25

[9] A. Djouadi, The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking, 2005, hep-ph/0503172. 25

[10] N. Cabibbo, L. Maiani, G. Parisi and R. Petronzio, Nucl. Phys. **B158**, 295 (1979). 28

[11] T. Hambye, K. Riesselmann, Phys. Rev. **D55**, 7255 (1997). 28

[12] G. Isidori, G. Ridolfi, A. Strumia, Nucl. Phys. **B609**, 387 (2007). 28

[13] R. Barate, Phys. Lett. **B565**, 61 (2003). 28

[14] The LEP collaborations and the LEP electro-weak working group, Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model, 2007, hep-ex/0712.0929. 31

[15] Site internet du LEP Electro-Weak Working Group, http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG. 31

[16] F. T. Cole, E. L. Goldwasser and R. R. Wilson, Fermilab-design-1968-01, 1968. 37

[17] S. W. Herb et al, Phys. Rev. Lett. **39**, 252 (1977). 37

[18] S. Abachi et al, Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995). 37

[19] F. Abe et al, Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995). 37

[20] B. Baller et al, Nucl. Phys. **B98**, 43 (2001). 37

[21] http://www-bd.fnal.gov. 37

[22] M. B. Chandrashekhara et al, Beams-doc-354-v1, 2000. 41

[23] G. P. Jackson, Beams-doc-329-v1, 2000. 41

[24] G. P. Jackson, Beams-doc-172-v1, 2002. 42

[25] R. Moore, Beams-doc-172-v1, 2002. 42

[26] The D0 collaboration, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. **A338**, 185 (1994). 44

[27] The D0 collaboration, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. **A565**, 463 (2006). 44

[28] M. Begel, Luminosity tutorial, http://www-d0.fnal.gov/phys_id/luminosity/presentations/tutorial.ps. 45

[29] T. Andeen et al, The D0 experiment's integrated luminosity for Tevatron RunIIa, Note interne D0 5398. 46

[30] B. Casey et al, Determination of the effective inelastic $p\bar{p}$ cross-sections for the D0 luminosity measurements using upgraded readout electronics, Note interne D0 4958. 46

[31] B. Casey et al, Determination of the RunIIb luminosity constants, Note interne D0 5559. 46

[32] L. Sonnenschein, La physique du boson de Higgs du modèle standard auprès de l'expérience D0, 2006, Thèse d'habilitation à diriger des recherches. 47

[33] The D0 Layer 0 silicon group, D0 Layer 0 Conceptual Design Report, 2004, Note interne D0 4415. 47

[34] K. Hanagaki on behalf of the D0 collaboration, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. **A569**, 8 (2006). 47

[35] A. Kryemadhi, R. van Kooten, Estimated improvement in proper decay time resolution with the addition of layer 0 silicon, 2004, Note interne D0 4418. 49

[36] D. Tsybychev on behalf of the D0 collaboration, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. **A582**, 701 (2007). 49

[37] A. Khanov, F. Rizatdinova, The effect of losing the inner silicon layer on b-tagging performance in RunIIa, 2003, Note interne D0 4199. 50

[38] http://www-d0.fnal.gov/solenoid. 51

[39] D0 RunII Level 1 trigger, http://www.pa.msu.edu/hep/d0/l1. 57

[40] D. Edmunds et al, Technical design report for the level 2 global processor, 1998, Note interne D0 3402. 57

[41] R. Angstadt et al, IEEE Trans. Nucl. Science **51 issue 3**, 445 (2004). 57

[42] M. Abolins et al, IEEE Trans. Nucl. Science **51 issue 3**, 340 (2004). 58

[43] J. Bystricky et al, IEEE Trans. Nucl. Science **51 issue 3**, 351 (2004). 58

[44] A. Khanov, HTF: histogramming method for finding tracks. The algorithm description, 2000, Note interne D0 3778. 58

[45] G. Hesketh, Central track extrapolation through the D0 detector, 2003, Note interne D0 4079. 58

[46] A. Schwartzman, C. Tully, Primary vertex reconstruction by means of adaptive vertex fitting, 2005, Note interne D0 4918. 58

[47] A. Schwartzman, Y. Peters, H. Greenlee, Adaptive primary vertex certification in P17, 2006, Note interne D0 5192. 58

[48] A. Schwartzman, M. Narain, Probabilistic primary vertex selection, 2002, Note interne D0 4042. 58

[49] T. Sjöstrand et al., PYTHIA 6.3: physics and manual, 2003, hep-ph/0308153, LU-TP-03-08, Lund. 59, 90, 125, 165

[50] M. Mangano et al., ALPGEN: a generator for hard multiparton processes in hadron collisions, http://mlm.web.cern.cg/mlm/alpgen. 59, 125

[51] M. Goossens et al., GEANT - CERN program library long writeup W5013, http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/pdfdir/geant.pdf. 59

[52] http://root.cern.ch. 59

[53] http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/cs/caf. 59

[54] P. Calfayan et al, Muon identification certification for P17 data, 2007, Note interne D0 5157. 61, 152

[55] B. Choudhary et al, Electron likelihood study, 2005, Note interne D0 4769. 64

[56] P. Banerjee, Electron likelihood for the end cap using FPS + calorimeter detector information, 2007, Note interne D0 5476. 64

[57] J. Hays, J. Mitrievski, C Schwanenberger, L. Wang, Electron likelihood efficiency in P17, 2006, Note interne D0 5114. 64

[58] S. Calvet, E. Kajfasz, P. Verdier, Towards MissingET certification and unclustered energy studied, 2005, Note interne D0 4927. 64

[59] B. Andrieu, E. Busato, Jet algorithms in the D0 RunII software: description and user's guide, 2004, Note interne D0 4457. 66

[60] G. Bernardi et al, Nada: a new event-by-event hot cell killer, 1999, Note interne D0 3687. 67

[61] G. Bernardi, S. Trincaz-Duvoid, Improvement of the NADA algorithm: hot cell killing in D0 RunII data, 2002, Note interne D0 4057. 67

[62] U. Bassler et al, Technical description of the T42 algorithm for the calorimeter noise suppression, 2003, Note interne D0 4146. 67

[63] G. Bernardi, E. Busato, J.R. Vlimant, Improvements from the T42 algorithm on calorimeter objects reconstruction, 2004, Note interne D0 4335. 67

[64] U. Bassler, G. Bernardi, Towards a coherent treatment of calorimeter energies: missing transverse energy, jets, EM objects and the T42 algorithm, 2003, Note interne D0 4124. 67

[65] G. Blazey et al, Proceedings of the QCD and weak boson physics in RunII workshop, 1999, hep-ex/0005012. 68

[66] The JETMET group - G. Bernardi et al, Jets in RunII, Note interne D0 3985. 68

[67] B. Andrieu et al, Measuring reconstruction*jet-ID efficiencies using the tag and probe method in P17, Note interne D0 5250. 69

[68] A. Harel, Jet ID optimization, Note interne D0 4919. 69

[69] The D0 JES group, Jet energy scale determination at D0 RunII, final P17 version, 2008, Note interne D0 5382. 71, 82

[70] The D0 JES group, Jet energy scale determination at D0 Run II, 2008, en préparation pour Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. 71

[71] F. Abe et al, Phys. Rev. Lett. **69**, 1896 (1992). 80

[72] J. Lellouch, Corrections for muonic b-jets in P17, 2007, Note interne D0 5486. 94, 106

[73] http://www-d0.fnal.gov/ kazu/SLT/SLT_v1.html. 95

[74] The D0 JES group, Jet energy scale determination at D0 RunII, 2005, Note interne D0 4720. 97, 106

[75] L. A. Del Pozo, 1993, PhD thesis University of Cambridge, UK, RALT-002. 97

[76] M. Anastasoaie, G. Bernardi, Y. Enari, F. Filthaut, W. Fisher, V. Kaushik, J. Lellouch, M. Sanders, L. Sonnenschein, J. Yu, Search for wh production with $1fb^{-1}$ of data, 2007, Note interne D0 5356. 121

[77] M. Anastasoaie, G. Bernardi, Y. Enari, F. Filthaut, W. Fisher, V. Kaushik, J. Lellouch, M. Sanders, L. Sonnenschein, J. Yu, Search for wh production at $\sqrt{s}$ = 1,96 TeV with $1fb^{-1}$ of data, 2007, Note de conférence D0 5357. 121

[78] G. Bernardi, Y. Enari, W. Fisher, V. Kaushik, J. Lellouch, M. Sanders, Search for wh production using neural net selection with $1fb^{-1}$ of RunIIa data, 2007, Note interne D0 5470. 121

[79] G. Bernardi, Y. Enari, W. Fisher, J. Lellouch, M. Sanders, Search for wh production using neural net selection with $0{,}65fb^{-1}$ of RunIIb data, 2007, Note interne D0 5471. 121

[80] G. Bernardi, Y. Enari, W. Fisher, J. Lellouch, M. Sanders, Search for wh production using neural net selection with $1{,}7fb^{-1}$ of RunII data, 2007, Note de conférence D0 5472. 121

[81] G. Bernardi, Hyunwoo Kim, Lars Sonnenschein, Jae Yu, Search for WH production at $\sqrt{s} = 1.96TeV$, 2006, Note de conférence D0 5054. 121

[82] G. Bernardi, Lars Sonnenschein, Search for WH production in the muon channel using 448 pb^{-1} of data, 2007, Note interne D0 5389. 121

[83] G. Bernardi, Hyunwoo Kim, Lars Sonnenschein, Wade fisher and the Higgs group, Final results for WH production at $\sqrt{s} = 1.96TeV$ with $0.4pb^{-1}$ of data, and combination with the other Higgs search results at D0, 2007, Note interne D0 5404. 121

[84] www-d0.fnal.gov/d0dist/dist/packages/lm_tools/devel/doc. 123

[85] www-d0.fnal.gov/d0dist/dist/packages/lm_access/devel/doc FERMILAB-TM-2365. 123

[86] www-d0.fnal.gov/computing/data_quality. 124

[87] M. Begel, S-J. Park, Efficiency of the data quality calorimeter flags, 2007, Note interne D0 5324. 124

[88] H. L. Lei et al., Improved parton distributions from global analysis of recent deep inelastic scattering and inclusive jet data, 1997, http://hep.pa.msu.edu/people/wkt/cteq6/cteq6pdf.html. 125

[89] J. Pumplin et al., New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis, hep-ph/0201195v3, JHEP07(2002)012. 125

[90] M. Begel, L. Christofek, E. Shabalina, Determination of weighting factors for Alpgen Monte-Carlo signal and background samples, 2006, Note interne D0 5016. 126

[91] A. Pukhov et al., CompHEP, a package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space, INP-MSU98-41/542, Moscou 1999. 126

[92] J. Campbell, K. Ellis, MCFM: Monte Carlo for FeMtobarn processes, http://mcfm.fnal.gov. 126

[93] D. Gillbert, Heavy flavour removal and determination of weighting factors for $W+$ jets Monte-Carlo, 2006, Note interne D0 5129. 130

[94] M. Begel, P. Renkel, Correction in inclusive bins cross-section for matched Alpgen MC samples, 2007, Note interne D0 5330. 131

[95] H. Nilsen, Presentation donnée à la réunion du groupe simulation, http://www-d0.hef.kun.nl//fullAgenda.php?ida=a071637&fid=47. 131

[96] M. Sanders, Presentation donnée à la réunion du groupe simulation, http://www-d0.hef.kun.nl//fullAgenda.php?ida=a072093. 131

[97] P. Calfayan, ORing single-muon triggers in P17 data, 2007, Note interne D0 5329. 135, 136

[98] F. Filthaut, Combining prescaled triggers: a practical example, 2006, Note interne D0 5235. 136

[99] M. Arthaud et al, Muon momentum smearing in p17, 2007, Note interne D0 5444. 152

[100] J.F. Grivaz, N. Makovec, Shifting, smearing and removing simulating jets, 2005, Note interne D0 4914. 157

[101] J.F. Grivaz, C. Ochando, Ssr in p17, 2008, Note interne D0 5609. 157

[102] R. Demina, A. Khanov, F. Rizatdinova, b-tagging with Counting Signed Impact Parameter method, 2002, Note interne D0 4049. 217

[103] R. Demina, A. Khanov, F. Rizatdinova, E. Shabalina, Measurement of b-tagging efficiency and mis-tagging rate with CSIP method, 2004, http://www-d0.fnal.gov/phys_id/bid/d0_private/certification/p14/CSIP/note% _v7.ps. 217

[104] L. Feligioni, M. Narain, A. Schwartzman, L. Sonnenschein, Update on b-quark jet identification with Secondary Vertex reconstruction using D0reco version p13, 2003, Note interne D0 4182. 218

[105] J. Clutter, Performance of the SVT b-tagging algorithm on P17 data, 2007, Note interne D0 5385. 218

[106] D. Bloch, F. Filthaut, D. Gele, S. Greder, I. Ripp-Baudot, B. Winjngaarden, Jet lifetime b-tagging, 2002, Note interne D0 4069. 219

[107] D. Bloch, B. Clement, D. Gele, S. Greder, I. Ripp-Baudot, Performance of the JLIP b-tagger in P14, 2004, Note interne D0 4348. 219

[108] D. Bloch, B. Clement, Update of the JLIP b-tagger performance in P14/pass2 with JES 5.3, 2005, Note interne D0 4824. 219

[109] Collaboration ALEPH, D. Buskulic et al, Phys. Lett. **B313**, 535 (1993). 219

[110] K. Hornik et al, Neural Networks **2**, 359 (1989). 221

[111] D. W. Ruck et al, IEEE Trans. Neur. Net. **1**, 296 (1990). 221

[112] T. Scanlon, A neural network b-tagging tool, 2005, Note interne D0 4889. 223

[113] M. Anastasoaie, T. Scanlon, Performance of the NN b-tagging tool on pass2 P14 data, 2006, Note interne D0 4890. 223

[114] M. Anastasoaie, S. Robinson, T. Scanlon, Performance of the NN b-tagging tool on P17 data, 2007, Note interne D0 5213. 223, 233

[115] http://root.cern.ch/root/html/TMultiLayerPeceptron.html#TMultiLayerPerceptron:description. 223

[116] R. Fletcher, *Practical methods of optimization, second edition* (Wiley, 1987). 223

[117] Collaboration CDF, A. Abulencia et al, Search for standard model Higgs boson production in association with a W boson at CDF, 2008, hep-ex/0803.3943v1. 226

[118] C. Gerber, E. Shabalina, G. Otero y Garzon, Taggability in P14 pass2 data, 2006, Note interne D0 4995. 229

[119] I. Anghel, C. Gerber, E. Shabalina, T. Ten, Study of taggability vs. nPF for P17, 2006, Note interne D0 5240. 229

[120] D. Bloch, B. Clement, D. Gele, S. Greder, A.C. Le Bihan, I. Ripp-Baudot, SystemD or how to get signal, backgrounds and their efficiencies with real data, 2003, Note interne D0 4159. 232

[121] R.D. Cousins, G.J. Feldman, Phys. Rev. **D57**, 3873 (1998). 265

[122] J. Linnemann, M. Paterno, H.B. Prosper, Calculating confidence limits, 2004, Note interne D0 4491. 265

[123] V. Büscher, J.-F. Grivaz, J. Hobbs, A. Kharchilava, G. Landsberg, J. Linnemann, H. Prosper, S. Söldner-Rembold, Recommendation of the ad-hoc committee of limit-setting procedures to be used by D0 in RunII, 2004, Note interne D0 4629. 265

[124] A.G. Frodesen, O. Skeggestad, H. Tofte, *Probability and statistics in particle physics* (Universitetforlaget, ISBN 82-00-01906-3, 1979). 265

[125] M.G. Kendall, A. Stuart, *The advanced theory of statistics, vol. 2, second edition* (Charles Griffen and Company, London, SBN 85264 011 0, 1967). 265

[126] A. Read, First workshop on confidence limits, 2000, CERN, Geneva. 266

[127] W. Fisher, Systematics and limit calculations, 2006, Note interne D0 5309. 267

[128] W. Fisher, Calculating limits for combined analysis, 2006, Note interne D0 4975. 267

[129] W. Fisher, COLLIE: a confidence level limit evaluator, 2008, Note interne D0 5395. 267

[130] R.D. Cousins, V.L. Highland, Nucl. Inst. Meth. **A320**, 3873 (1998). 267

[131] T. Junk, Building a more general χ^2, CDF/DOC/STATISTICS/PUBLIC/7904. 268

[132] T. Junk, Nucl. Inst. Meth. **A434**, 435 (1999). 268

[133] S. Frixione, B. Webber, The MCatNLO package, http://hep.phy.cam.ac.uk/theory/webber/MCatNLO. 269

[134] G. Corcella, I. Knowles, S. Moretti, P. Marchesini, K. Odagiri, R. Richardson, M. Seymour, L. Stanco, B. Webber, HERWIG, Hadron Emission Reaction With Interfering Gluons, 2001, hep-ph/0011363, hep-ph/0210213, JHEP 0101. 269

[135] J. Conway, http://physics.ucdavis.edu/ conway/research/higgs/smhiggs-tev.html. 272
[136] F. Maltoni, http://maltoni.home.cern.ch/maltoni/TEV4LHC/SM.html. 272

Abstract

The Higgs mechanism provides the Standard Model with an appropriate theory of the origin of the mass of gauge bosons and elementary fermions. The Higgs boson has not yet been discovered, but a lower limit on its mass has been set at 114.4 GeV at 95% confidence level by the LEP collaborations.

Higgs searches are now being pursued at the Tevatron, a proton - anti-proton collider with a centre-of-mass energy of 1.96 TeV. At low mass the most sensitive channel is the associated production of a Higgs with a W boson. An analysis has been performed in the decay channel in which the Higgs goes into a $b\bar{b}$ pair and the W decays to a muon and a neutrino with $1\,\mathrm{fb}^{-1}$ of Run IIa data recorded by the DØ detector. The analysis relies on all the sub-detector components but most particularly on the calorimeter which is essential for reconstruction of the $b\bar{b}$ system. Good tracking and a b-identification neural network tool provide improved b-tagging performance which is crucial for this analysis.

Because the energy resolution of jets is of paramount importance when hunting for a two-jet resonance bump, work has also been conducted on devising a better-performing calibration for jets which exhibit a muon and a neutrino in their fragmentation chain.

The WH analysis is performed on a $W+2$ and $W+3$ jet event topology. Events containing a muon, missing transverse energy and two or three jets are selected; the jets are then b-tagged. The double-tagged and single-tagged channels are analysed separately so as to provide additional sensitivity. Signal-background separation via a neural network algorithme has furthermore been developed in the analysis in order to enhance sensitivity.

This search for a standard Higgs boson has been conducted for Higgs masses ranging from 100 GeV to 150 GeV. Upper limits on production cross-section times branching ratio have been set. For a Higgs mass of 115 GeV, the upper limit is set at 2.00 pb at 95% confidence level in the channel $WH \to \mu\nu b\bar{b}$ and 1.37 pb when combining the two channels $WH \to \mu\nu b\bar{b}$ and $WH \to e\nu b\bar{b}$, which is to be compared to the theoretical prediction of 0.136 pb. Those results have been submitted for publication, and are used in the global combination of CDF's and DØ's Higgs analyses.

Key words

- Tevatron
- Run II
- DØ
- Standard Model
- Higgs boson
- WH

Résumé

Le mécanisme de Higgs fournit au Modéle Standard une théorie de l'origine de la masse des bosons de jauge et des fermions élémentaires. Le boson de Higgs n'a pas encore été découvert, mais une limite inférieure à sa masse a été posée à 114,4 GeV à 95% de niveau de confiance par les collaborations LEP.

La recherche du Higgs continue maintenant au Tevatron, un collisionneur proton - anti-proton d'énergie dans le centre de masse de 1,96 TeV. À basse masse le canal le plus sensible est la production associée d'un Higgs avec un boson W. Une analyse a été conduite dans le canal de désintégration dans lequel le Higgs donne une paire $b\bar{b}$ et le W se désintègre en un muon et un neutrino sur $1\,\mathrm{fb}^{-1}$ de données du Run II enregistrées par le détecteur DØ. L'analyse s'appuie sur tous les sous-systèmes du détecteur, tout particulièrement sur le calorimètre qui est un élément essentiel pour la reconstruction du système $b\bar{b}$. Une bonne trajectographie et un réseau de neurones d'identification des jets de b fournissent un étiquetage des b performant, ce qui est crucial pour cette analyse.

La résolution en énergie des jets étant de première importance lorsqu'on recherche une résonance de deux jets, un travail d'amélioration de la calibration en énergie des jets qui présentent un muon et un neutrino dans leur chaîne de désintégeration a également été conduit.

L'analyse WH est effectuée sur des évènements à topologie de type $W + 2$ jets et $W + 3$ jets. Des évènements contenant Un muon, de l'énergie transverse manquante et deux ou trois jets sont sélectionnés ; les jets sont ensuite étiquetés selon leur saveur. Les canaux simplement et doublement étiquetés sont analysés séparément afin d'obtenir une sensibilité plus importante. L'introduction d'une séparation signal / bruit de fond par réseau de neurones a également permis d'augmenter la sensibilité.

Cette recherche d'un boson de Higgs standard a été effectuée pour une masse du Higgs s'étalant entre 100 et 150 GeV. Des limites supérieures sur la section efficace de production multipliée par le rapport d'embranchement sont calculées. Pour une masse du Higgs de 115 GeV, la limite supérieure est de 2,00 pb à 95% de niveau de confiance dans le canal $WH \to \mu\nu b\bar{b}$ et de 1,37 pb si l'on combine les canaux $WH \to \mu\nu b\bar{b}$ et $WH \to e\nu b\bar{b}$, à comparer à la valeur théorique de 0,136 pb. Ces résultats ont été soumis pour publication et sont utilisés dans la combinaison globale des analyses de recherche du Higgs par les collaboration CDF et DØ.

Mots clefs

– Tevatron
– Run II
– DØ
– Modèle Standard
– Boson de Higgs
– WH