

UNIVERSITE PARIS VII - DENIS DIDEROT
UFR de Physique

THESE

pour l'obtention du diplôme de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS 7
Spécialité : Champs, Particules, Matières

présentée par

Marion Arthaud

**Mesure de la masse du quark top dans le canal électron-muon
auprès du détecteur DØ au TeVatron**

soutenue le 30 juin 2008 devant la commission d'examen composée de

MM.	F.	Déliot	
	A.	Juste	
	M.	Klasen	
	A.	Quadt	(rapporteur)
	G.	Sajot	(rapporteur)
	P.	Schwemling	(président)
	D.	Vilanova	(directeur de thèse)

Remerciements

Au cours de ma thèse, j'ai eu le soutien de nombreuses personnes que je souhaiterais à présent remercier pour leur présence et leur aide.

Je remercie tout d'abord Ursula Bassler et Bruno Mansoulié pour m'avoir accueillie au Service de Physique des Particules du CEA. J'ai beaucoup apprécié l'ambiance de ce laboratoire perdu entre les champs de maïs et de colza du plateau de Saclay.

Ces trois années de thèse resteront pour moi principalement associées à mes deux directeurs Didier Vilanova et Frédéric Déliot (et oui, j'ai été particulièrement gâtée). Vous formez une équipe très surprenante mais parfaitement complémentaire ! Fred, tu as réussi à me supporter au quotidien tout au long de ma thèse et ce malgré mon humeur râleuse des 6 derniers mois (un peu plus peut-être ?) et bien que j'oublie systématiquement les pièces jointes dans les emails, entre autres petites choses qui ont le don de te faire sauter au plafond. J'ai beaucoup apprécié ton dynamisme (voyez comme je suis diplomate !) et ta bonne humeur. Je m'excuse pour les nombreux cheveux blancs que tu as maintenant, j'en prends ma part de responsabilité. Didier, tu m'as toujours incitée à avoir une vision plus globale de mon travail, ce que l'on oublie facilement de faire à force de rester le nez plongé dans son code pour en dénicher les bugs. Je te remercie pour ta relecture méticuleuse de ce manuscrit. Je n'ai pas toujours dit ça évidemment, mais maintenant que j'ai survécu à cette épreuve je reconnais qu'elle était nécessaire et qu'elle en a bien amélioré la qualité. J'ai également beaucoup apprécié ton incroyable culture générale, ton humour et le fait que tu t'inquiètes régulièrement de savoir si je survivais au stress quotidien de Fred. J'ai énormément apprécié ces trois années en votre compagnie. Un immense merci à vous deux !

Je remercie également les autres membres de mon jury, Aurelio Juste, Michael Klasen, Philippe Schwemling et plus particulièrement mes rapporteurs Arnulf Quadt et Gérard Sajot pour leur lecture attentionnée de ce manuscrit.

Je remercie bien chaleureusement les autres membres du groupe DØ de Saclay pour l'ambiance agréable qu'ils savent créer : Marc Besançon, je dois t'avouer que je n'ai pas lu toutes les références que tu m'avais compilées, Slava Sharyy, merci pour ton aide constante et ta gentillesse, Boris Tuchming, pour ton aide précieuse sur l'écriture de scripts, ta bonne humeur et les cours de roller, Fabrice Couderc, tu es un excellent livreur de pot de thèse, je suis certaine que tu sauras aider plein d'autres thésards du SPP, Marine Michaut et Mathieu Agelou, les anciens que j'ai toujours autant de plaisir à revoir. Je remercie également Christophe Royon, Pierre Lutz, Solène Chevalier-Théry (courage, tu as bientôt fini !) et Subhendu Chakrabarti et je souhaite bonne chance à Aurélien Croc et Romain Madar qui vont commencer leur thèse très bientôt.

Ces trois années passées sur l'expérience DØ ont été l'occasion de faire des rencontres très enrichissantes, en particulier au cours des meetings collab' à Fermilab. Je tiens à remercier les jeunes sans qui l'ambiance ne serait pas la même au pays des bisons : Anne-Fleur, Aurélien, Benoît, Bertrand, Christophe, Fabrice, Florent ($\times 2$), Jérémy, Marine, Samuel, Thomas, Vincent ($\times 2$) et en particulier Nikola pour ton humour, nos discussions et séances tiramisu (à refaire !). Tous les dîners entre jeunes, les soirées russes organisées par Slava et les pique-niques de Christophe Royon étaient autant de moments de détente

très appréciables. Merci également à Laurent Duflot pour sa gentillesse. Je voudrais également remercier Jiri et Kajka, Monica et Jorge avec qui j'ai partagé de très bons moments à Fermilab et à Chicago. Un grand merci aussi à Alexander Grohsjean pour toute l'aide qu'il m'a apportée.

Je remercie en particulier Frédérique Badaud, Pascal Gay et Philippe Gris qui m'ont donné l'envie de découvrir le monde merveilleux de la physique des particules... et oui, tout a commencé lors d'un stage effectué sous la tutelle de Philippe!

Et lorsque malgré cet environnement de rêve j'arrivais à me plaindre, j'ai trouvé des oreilles compréhensives et des épaules pour me consoler de mes petits malheurs de thésarde! Merci à ma marraine du CEA, Anne-Isabelle Etienvre. Tu as représenté pour moi un petit havre de paix et de douceur. Merci également à François Bugeon. Tu as l'incroyable don de laisser sortir les gens de ton bureau rassurés et avec le sourire, quelque soit l'état avec lequel ils sont entrés. J'ai beaucoup apprécié nos discussions et ton sarcasme. Et puis parce qu'en fin de compte c'est bien elle qui me supportait (dans tous les sens du terme!) le plus longtemps chaque jour, je remercie énormément ma voisine de bureau, Nathalie Besson. Ta bonne humeur (presque) constante, tes grimaces devant un code qui refuse de compiler et tes coups de gueule en lisant les unes du journal ont grandement participé à rendre très agréables les heures passées au CEA. Antoine, je suis désolé mais tu n'auras jamais le dessus dans ce bureau de filles! Merci également à Gabriela Miu pour les repas, expo photos et discussions de filles que nous avons eus.

Et puis bien sûr je remercie mes colocataires, Iro pour tes cocktails qui remontent tant le moral, Marine pour nos longues discussions et nos séances shopping, Rémy pour ta gentillesse constante et ton flegme indispensable dans une colocation et William pour tes blagues que peu de gens apprécient à leur juste valeur! J'ai passé trois années très agréables en votre compagnie. Qui aurait pensé que nous tiendrions tous les cinq jusqu'au bout?

Merci également aux amis de plus longue date, ceux avec qui je ne parle surtout pas de physique parce qu'au bout de cinq minutes ils me supplieraient de me taire! Manue, ton côté pragmatique m'a souvent permis de remettre les choses à leur place. J'ai toujours beaucoup apprécié ta façon bien à toi de m'encourager ("ça, on t'avait bien dit de ne pas faire de thèse, maintenant, tu l'as voulue tu l'as eue!"), cela dit avec le rire moqueur qui va bien). Merci pour ton amitié. Je remercie aussi Séb pour sa gentillesse, Pierre et Aurore, les grenoblois chez qui il fait toujours bon passer des week-end, Emilie, Pinpin, Florent, Fabien et Ludo, les clermontois les plus amateurs de choï-choï que je connaisse! J'ai aussi une pensée bien particulière pour Christophe. Et puis merci aux amis de l'orchestre des Monts du Soir, Carole, Déborah et Hugues, que je vois bien rarement mais toujours avec beaucoup de plaisir! Je remercie également Claire pour sa bonne humeur, je vais venir te voir dans ta petite station maintenant que je n'ai plus d'excuses.

Thomas, je te remercie de tout coeur pour avoir accepté le rôle de défouloir de fin de thèse, tu as eu une patience et une attention exemplaires. Merci. Je fais une dédicace spéciale à ton oncle Yannick que je n'ai eu le plaisir de rencontrer que très récemment. Je vérifierai qu'un exemplaire de ce manuscrit a bien une place de choix dans la bibliothèque de Locmariaquer!

Je remercie Ruby et Berto, Paola et Thierry pour tous ces agréables déjeuners du dimanche et aussi Léa qui se charge de les animer et les égayer. Merci également à ma Tatie, Huguette, qui m'a fait la grande joie de venir à ma soutenance.

Enfin, parce que c'est eux qui m'ont appris à toujours essayer de faire de mon mieux et parce que quoi que je décide de faire, ils sont et seront là pour moi, je remercie du fond du coeur mes parents et mon frère. Je vous aime très fort.

Bon, bon, mais je discute... il est temps pour vous de passer aux choses sérieuses et lire la suite de ce manuscrit !



Table des matières

Introduction	11
1 Le TeVatron et le détecteur DØ	13
1.1 La chaîne d'accélération de Fermilab	15
1.1.1 Production et accélération des protons	16
1.1.2 Production et accélération des antiprotons	16
1.1.3 Le TeVatron	17
1.2 Le détecteur DØ	17
1.2.1 Le détecteur de traces interne	19
1.2.1.1 Le détecteur à micropistes de silicium	19
1.2.1.2 Le détecteur à fibres scintillantes	21
1.2.1.3 L'aimant solénoïdal	22
1.2.1.4 Résolution sur la mesure de l'impulsion transverse des traces	22
1.2.2 Les détecteurs de pieds de gerbe	23
1.2.3 Le calorimètre	24
1.2.3.1 Le calorimètre électromagnétique	26
1.2.3.2 Le calorimètre hadronique	26
1.2.3.3 Les détecteurs intercryostat	27
1.2.3.4 Précision de mesure du calorimètre	27
1.2.4 Le spectromètre à muons	28
1.2.4.1 Les aimants toroïdaux	28
1.2.4.2 Le détecteur à muon central	29
1.2.4.3 Les détecteurs à muon avant/arrière	31
1.2.4.4 Précision de mesure du spectromètre à muon	32
1.2.4.5 Le blindage	32
1.2.5 Les détecteurs de protons avant	33
1.2.6 Le système de déclenchement	33
1.2.6.1 Le 1 ^{er} niveau	33
1.2.6.2 Le 2 ^e niveau	35
1.2.6.3 Le 3 ^e niveau	36
1.2.7 La luminosité	37
1.2.7.1 Le détecteur de luminosité	37
1.2.7.2 Le calcul de la luminosité	37

2	Outils généraux	43
2.1	La simulation des événements dans $D\bar{O}$	45
2.1.1	Les générateurs utilisés	45
2.1.2	La chaîne de simulation de $D\bar{O}$	46
2.2	Reconstruction des objets	46
2.2.1	Reconstruction des traces et identification des vertex	46
2.2.2	Reconstruction des objets électromagnétiques	47
2.2.3	Reconstruction des jets	49
2.2.4	Reconstruction des muons	52
2.2.5	Mesure de l'énergie transverse manquante	52
2.2.6	Qualité des données	54
3	Eléments de théorie	59
3.1	Le modèle standard	61
3.1.1	Les particules du modèle standard	61
3.1.2	L'électrodynamique quantique	62
3.1.3	Le secteur électrofaible	65
3.1.3.1	Quelques considérations expérimentales	65
3.1.3.2	La théorie de Glashow, Weinberg et Salam	65
3.1.3.3	La brisure spontanée de symétrie et le mécanisme de Higgs	69
3.1.3.4	Couplages au boson de Higgs	70
3.1.4	L'interaction forte	72
3.1.4.1	La chromodynamique quantique	72
3.1.4.2	Evolution de la constante de couplage effective de l'interaction forte	74
3.1.4.3	Différents schémas de renormalisation	75
3.1.4.4	Théorème de factorisation, fonctions de distribution des partons et fonctions de fragmentation	76
3.1.5	Succès et limites du modèle standard	77
3.2	Le quark top	79
3.2.1	Mises en évidence indirectes de l'existence du quark top	79
3.2.2	Mesures indirectes de la masse du quark top et contrainte sur la masse du boson de Higgs	80
3.2.3	Production du quark top auprès de collisionneurs hadroniques	83
3.2.3.1	Sections efficaces de production	83
3.2.3.2	Modes de désintégration du quark top	85
3.2.4	Vers une définition de la masse du quark top	86
3.2.5	Différence entre masse au pôle et masse renormalisée : exemple de la masse du Z	87
3.2.6	La masse au pôle d'un quark massif	88
4	Efficacité de déclenchement et précision de mesure sur l'impulsion des muons	93
4.1	Efficacité du déclenchement sur les muons	95
4.1.1	Description des termes de déclenchement	95
4.1.2	Efficacité des termes de déclenchement	97
4.1.2.1	Méthode d'identification simultanée	97

4.1.2.2	Exemples de mesures d'efficacités	99
4.2	Ajustement de la précision de mesure de l'impulsion transverse des muons dans les événements Monte Carlo	100
4.2.1	Précision de mesure de l'impulsion des muons dans les données et les événements simulés avant dégradation	101
4.2.2	La sélection des événements di-muons	102
4.2.3	Méthode	103
4.2.3.1	Formule de détérioration de l'impulsion transverse des muons dans les événements simulés	104
4.2.3.2	La soustraction du bruit de fond dans les événements $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	105
4.2.3.3	Décalage des valeurs moyennes des distributions en masse invariante	105
4.2.3.4	Minimisation par moindres carrés des différences de masse invariante	106
4.2.4	Résultats	107
4.2.4.1	Valeurs des paramètres obtenues	108
4.2.4.2	Estimation de l'incertitude systématique	108
4.2.4.3	Estimation de l'incertitude statistique	110
4.2.4.4	Conclusion	110
5	Sélection des événements top-antitop	117
5.1	Données et événements simulés utilisés	119
5.2	Critères de sélection des événements $t\bar{t}$ se désintégrant en un électron et un muon	120
5.3	Estimation du nombre d'événements de bruits de fond physiques sélectionnés	125
5.4	Estimation du nombre d'électrons mal identifiés	126
5.4.1	Forme de la fonction de vraisemblance pour des électrons bien identifiés	127
5.4.2	Forme de la fonction de vraisemblance pour des électrons mal identifiés	128
5.4.3	Estimation du taux d'électrons mal identifiés	129
5.5	Estimation du nombre de muons faussement isolés	130
5.6	Résultats	131
6	Mesure de la masse du quark top	143
6.1	La méthode de l'élément de matrice	145
6.1.1	Description de la méthode	145
6.1.2	Calcul de la probabilité de signal	146
6.1.3	Calcul de la probabilité de bruit de fond	149
6.1.4	Fonctions de transfert	151
6.1.4.1	Fonction de transfert pour les jets	151
6.1.4.2	Fonction de transfert pour les muons	151
6.2	Etalonnage de la méthode à partir d'événements simulés	154
6.2.1	Procédure de tests par pseudo-expériences	155
6.2.2	Etalonnage de la méthode à partir d'événements générés	156
6.2.3	Etalonnage de la méthode à partir d'événements reconstruits	158
6.3	Résultats	162

6.3.1	Incertitudes systématiques sur la mesure	163
6.4	Conclusion et Perspectives	168
Conclusion		173
Annexe A - Calcul de l'élément de matrice de production et de désintégration d'une paire $t\bar{t}$		175
A.1	Calcul de l'amplitude de l'interaction $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$	176
A.2	Calcul de l'amplitude de la désintégration $t \rightarrow b + l^+ + \nu_l$	178
A.2.1	Calcul sans propagateur du boson W	178
A.2.1.1	La masse du quark b est négligée	181
A.2.1.2	La masse du quark b est prise en compte	182
A.2.2	Propagateur du boson W	182
A.2.3	Amplitude de la désintégration en négligeant la masse du quark b	182
A.3	Amplitude totale de la production et la désintégration d'une paire $t\bar{t}$	182
Annexe B - Résolution de la cinématique des événements		187
B.4	Résolution de la cinématique pour chaque événement	188
B.5	Calcul du déterminant de la matrice jacobienne	189

Introduction

La physique des particules est le domaine de la physique décrivant les particules élémentaires et leurs interactions. Dans ce cadre, un modèle théorique appelé modèle standard a été développé dans les années 70. Il n'a jamais été mis en défaut expérimentalement et son incroyable succès tient à son caractère prédictif. L'existence du quark top avait par exemple été mise en évidence de façon indirecte avant sa découverte en 1995 au *Fermi National Accelerator Laboratory*.

Le quark top est le quark de type *up* de la troisième famille de fermions. Ses propriétés particulières en font un sujet d'étude extrêmement riche. En particulier, sa masse étant très grande (environ la masse d'un atome d'or), il se désintègre avant de s'hadroniser : c'est ainsi le seul quark que l'on peut observer libre. L'un des principaux intérêts de la mesure précise de sa masse tient au fait qu'elle donne une contrainte sur la masse du boson de Higgs.

A l'heure actuelle, le quark top ne peut être produit qu'auprès du TeVatron, collisionneur protons-antiprotons avec une énergie dans le centre de masse de 1,96 TeV situé au *Fermi National Accelerator Laboratory*. C'est dans ce contexte que s'inscrit le sujet de cette thèse. La première section décrit le cadre expérimental avec la chaîne d'accélération des protons et antiprotons puis le détecteur DØ. La deuxième partie décrit brièvement la simulation des événements ainsi que les algorithmes utilisés afin d'identifier et de mesurer la cinématique des particules composant les événements enregistrés par le détecteur. Le contexte théorique lié au sujet est alors décrit dans le troisième chapitre, avec dans une première partie une brève introduction au modèle standard de la physique des particules puis une discussion sur des aspects plus directement liés au quark top.

Les événements $t\bar{t}$ se désintégrant en un électron, un muon, deux neutrinos et deux quarks *b* recherchés au cours de cette thèse contenant un muon dans l'état final, nous avons été amenés à effectuer des études sur des aspects techniques liés aux muons. Les mesures d'efficacité du système de déclenchement sur les muons puis une étude de la précision de mesure de l'impulsion transverse des muons dans les données et les événements simulés seront présentés dans le quatrième chapitre.

Le coeur du sujet est présenté dans les cinquième et sixième chapitres. La sélection des événements $t\bar{t}$ à partir desquels la mesure de la masse du quark top a été réalisée est tout d'abord détaillée, ainsi que les méthodes utilisées afin de déterminer le nombre d'événements de signal et de bruit de fond attendus. Cette sélection a été effectuée à partir d'un lot de données enregistrées entre juin 2006 et août 2007. Des histogrammes de contrôle montrent en fin de chapitre l'influence des critères de sélection sur la fraction de signal contenue dans l'échantillon sélectionné et le bon accord entre les distributions obtenues dans les données et les événements simulés.

Enfin, le sixième chapitre présente la méthode de l'élément de matrice utilisée pour mesurer la masse du quark top à partir des événements sélectionnés, ainsi que l'étalonnage effectué à partir d'événements simulés. La valeur de la masse du quark top obtenue lors de cette analyse ainsi que l'incertitude statistique et l'incertitude systématique attachées à cette valeur concluront le travail effectué au cours de cette thèse.

Chapitre 1

Le TeVatron et le détecteur DØ

Sommaire

1.1	La chaîne d'accélération de Fermilab	15
1.1.1	Production et accélération des protons	16
1.1.2	Production et accélération des antiprotons	16
1.1.3	Le TeVatron	17
1.2	Le détecteur DØ	17
1.2.1	Le détecteur de traces interne	19
1.2.1.1	Le détecteur à micropistes de silicium	19
1.2.1.2	Le détecteur à fibres scintillantes	21
1.2.1.3	L'aimant solénoïdal	22
1.2.1.4	Résolution sur la mesure de l'impulsion transverse des traces	22
1.2.2	Les détecteurs de pieds de gerbe	23
1.2.3	Le calorimètre	24
1.2.3.1	Le calorimètre électromagnétique	26
1.2.3.2	Le calorimètre hadronique	26
1.2.3.3	Les détecteurs intercryostat	27
1.2.3.4	Précision de mesure du calorimètre	27
1.2.4	Le spectromètre à muons	28
1.2.4.1	Les aimants toroïdaux	28
1.2.4.2	Le détecteur à muon central	29
1.2.4.3	Les détecteurs à muon avant/arrière	31
1.2.4.4	Précision de mesure du spectromètre à muon	32
1.2.4.5	Le blindage	32
1.2.5	Les détecteurs de protons avant	33
1.2.6	Le système de déclenchement	33
1.2.6.1	Le 1 ^{er} niveau	33
1.2.6.2	Le 2 ^e niveau	35
1.2.6.3	Le 3 ^e niveau	36
1.2.7	La luminosité	37
1.2.7.1	Le détecteur de luminosité	37
1.2.7.2	Le calcul de la luminosité	37

1.1 La chaîne d'accélération de Fermilab

Le détecteur $D\bar{O}$ est, avec CDF, l'un des deux détecteurs situés auprès du TeVatron, le collisionneur proton-antiproton du laboratoire Fermi (*Fermilab*) situé dans la banlieue de Chicago.

Une première phase de prise de données, le Run I, a eu lieu entre 1992 et 1996, au cours de laquelle l'énergie des collisions dans le centre de masse était de 1,8 TeV, et la durée entre deux croisements de faisceaux était de $3,5 \mu\text{s}$. Le TeVatron a fourni aux expériences $D\bar{O}$ et CDF 125 pb^{-1} pendant cette période, qui ont notamment permis la découverte du quark top en 1995.

Entre 1996 et 2001, un arrêt des collisions a permis d'améliorer la chaîne d'accélération des protons et des antiprotons, avec en particulier la mise en place de deux nouveaux anneaux : l'injecteur principal et le recycleur. L'énergie des collisions dans le centre de masse est passée à 1,96 TeV et la durée séparant deux paquets de protons ou d'antiprotons est à présent de 396 ns. Ces nouvelles caractéristiques vont conduire à une luminosité intégrée de 4 à 8 fb^{-1} à la fin de l'année 2009. Pendant cette période, le détecteur $D\bar{O}$ a également été amélioré afin de profiter au mieux des performances accrues de l'accélérateur et de tenir compte du temps plus court entre deux croisements de faisceaux.

En mars 2001 a débuté le Run II. Cette nouvelle phase de prise de données comprend deux périodes, le Run IIa entre mars 2001 et mars 2006, et le Run IIb qui a débuté en juin 2006 et devrait se poursuivre jusqu'à la fin de l'année 2009.

1.1 La chaîne d'accélération de Fermilab

La création et l'accélération des faisceaux de protons et d'antiprotons injectés dans le TeVatron se fait en plusieurs étapes, et nécessite différents accélérateurs linéaires ou synchrotrons. Une vue globale du complexe d'accélération de Fermilab est représentée sur la figure 1.1.

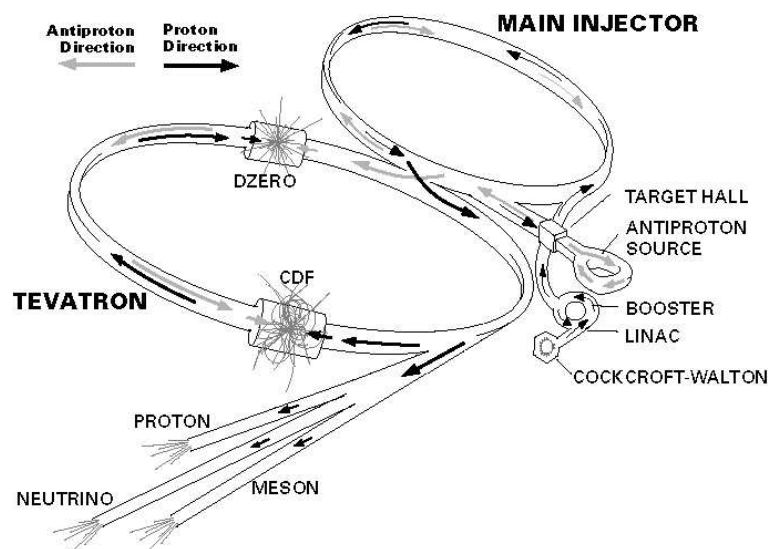


Figure 1.1 – Représentation du complexe d'accélération des protons et des antiprotons à Fermilab.

1.1.1 Production et accélération des protons

La création du faisceau de protons débute par l'ionisation d'atomes d'hydrogène. Ceux-ci sont placés dans un champ électrique qui sépare le proton de l'électron. Les protons dérivent alors jusqu'à une plaque de césium à laquelle ils arrachent 2 électrons libres [1]. Les ions H^- ainsi créés vont se détacher de la surface négative de la plaque de césium, et dériver grâce à un champ électrique jusqu'à un accélérateur de type Cockcroft-Walton [2]. Celui-ci accélère les ions H^- jusqu'à une énergie de 750 keV à l'aide d'un champ électrostatique [3].

Ils sont ensuite transférés à un accélérateur linéaire, le *linac*, qui accélère les ions H^- jusqu'à 400 MeV à l'aide de cavités radio-fréquence. A la sortie du linac, le faisceau est structuré en paquets d'ions, qui sont ensuite transférés au *Booster*. Il s'agit d'un accélérateur de type synchrotron de 475 m de circonférence. Les ions sont tout d'abord dépouillés de leurs électrons en passant à travers une fine feuille de carbone. Les protons en résultant vont être accélérés par le Booster en effectuant 16000 tours jusqu'à atteindre une énergie de 8 GeV. Ils sont alors transmis à l'injecteur principal (*Main Injector*).

L'injecteur principal est un synchrotron d'environ 1 km de diamètre qui a été mis en fonctionnement au début du Run II. Il permet d'accélérer les protons jusqu'à une énergie de 150 GeV à l'aide de cavités radio-fréquence, et de former des paquets denses et focalisés à l'aide d'aimants quadrupolaires. L'injecteur principal est également utile à la création du faisceau d'antiprotons (cf. partie 1.1.2).

Le faisceau de protons obtenu peut ensuite être envoyé dans le TeVatron.

1.1.2 Production et accélération des antiprotons

Les antiprotons sont créés à partir d'un faisceau de protons de 120 GeV fourni par l'injecteur principal [4]. Ces protons sont envoyés sur une cible de nickel de 7 cm d'épaisseur toutes les 1,5 s. Une grande quantité de particules sont alors créées, parmi lesquelles il faut extraire les antiprotons. Ceci est réalisé en focalisant les particules sortant de la cible de nickel avec une lentille au lithium, et en isolant les antiprotons à l'aide d'un spectromètre de masse. En moyenne, une vingtaine d'antiprotons est créée pour un million de protons envoyés sur la cible.

Le faisceau de protons envoyé sur la cible étant constitué de paquets, les antiprotons créés le sont également, mais avec une grande dispersion en énergie et en position. Afin de réduire cette dispersion, ils sont envoyés dans le *debuncher*. Il s'agit d'un synchrotron dans lequel les antiprotons de plus grande énergie vont suivre une trajectoire plus large que les antiproton de faible énergie. Ils arrivent donc en retard sur une cavité radio-fréquence réglée de manière à décélérer les antiprotons de grande énergie et à accélérer les antiprotons de faible énergie. Le fonctionnement du *debuncher* est schématisé figure 1.2.

Ce lissage de la dispersion en énergie dure environ 100 ns, alors que le temps entre deux injections d'antiprotons de l'injecteur principal au *debuncher* est de 1,5 s. Le temps restant est utilisé pour refroidir les antiprotons, c'est à dire réduire leur dispersion en direction. La méthode du refroidissement stochastique utilisée pour cela consiste à mesurer la différence entre l'orbite effectuée par les antiprotons et l'orbite circulaire qu'ils devraient suivre, et la corriger par rétroaction. Dès que le faisceau d'antiprotons est formé, il est envoyé dans l'*accumulateur*. Les antiprotons y sont stockés sous forme de paquets et refroidis, afin que les paquets conservent une forme et une énergie correctes. Lorsque suffisamment d'antiprotons ont été accumulés, ils sont transférés à l'injecteur principal où ils acquièrent

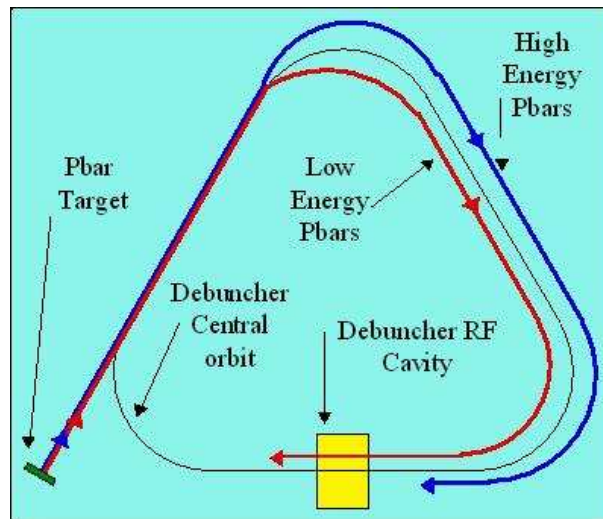


Figure 1.2 – Schéma de fonctionnement du *debuncher*. Les antiprotons de plus faible énergie (en rouge) arrivent en avance sur les antiprotons de grande énergie (en bleu).

une énergie de 150 GeV, avant d'être injectés dans le TeVatron.

Le dernier élément avant l'injection dans le TeVatron est le *recycleur*. Celui-ci a été mis en place pour le Run II dans le même tunnel que l'injecteur principal afin de récupérer les antiprotons restant en fin de période de prise de données. Le principal facteur limitant la luminosité est en effet la production des antiprotons. En fait, cette fonction n'a pas été estimée assez rentable pour être utilisée. Le recycleur est cependant utilisé pour stocker les antiprotons de l'accumulateur lorsque celui-ci est saturé.

1.1.3 Le TeVatron

Il s'agit du dernier étage d'accélération pour les protons et les antiprotons : ils passent d'une énergie de 150 GeV à 980 GeV. Le TeVatron est un synchrotron de 1 km de rayon. Son remplissage dure environ deux heures. Les faisceaux sont accélérés par 8 cavités radio-fréquence. Ils sont collimés à l'aide de 180 aimants quadrupolaires, et leur trajectoire est courbée par 772 aimants dipolaires supraconducteurs refroidis à l'hélium liquide.

Les faisceaux de protons et d'antiprotons sont chacun constitués de 3 groupes séparés de $3,6 \mu\text{s}$, eux-mêmes constitués de paquets distants les uns des autres de 396 ns. Les collisions ont lieu toutes les 396 ns aux points nommés B0 et DØ où sont situées les deux expériences CDF et DØ. Les principales caractéristiques du TeVatron sont résumées dans le tableau 1.1.

1.2 Le détecteur DØ

Le détecteur DØ est constitué d'une succession de sous-détecteurs entourant le point de collision des faisceaux de protons et d'antiprotons [5]. Il permet d'identifier les particules créées lors des collisions, et d'en mesurer l'impulsion. Il est composé pour cela d'un détecteur de traces plongé dans le champ magnétique d'une bobine supraconductrice, d'un

Nombre de paquets	36×36
Protons par paquet	$260 - 270 \cdot 10^9$
Antiprotons par paquet	$42 - 100 \cdot 10^9$
Energie par faisceau	980 GeV
Luminosité instantanée typique	$1,6 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

Tableau 1.1 – Principales caractéristiques du TeVatron au Run IIb.

calorimètre à uranium et argon liquide et d'un spectromètre à muons.

Le détecteur DØ a également été amélioré lors de l'arrêt du TeVatron entre les Run I et II, avec en particulier :

- l'ajout de l'aimant supraconducteur entourant le détecteur de traces. Il permet la mesure de l'impulsion des particules chargées ;
- le remplacement du détecteur de traces ;
- le changement du système de déclenchement et de l'électronique de lecture du calorimètre, afin de tenir compte du temps plus court séparant deux collisions ;
- l'amélioration du spectromètre à muons.

Une coupe du détecteur DØ du Run II est présentée figure 1.3.

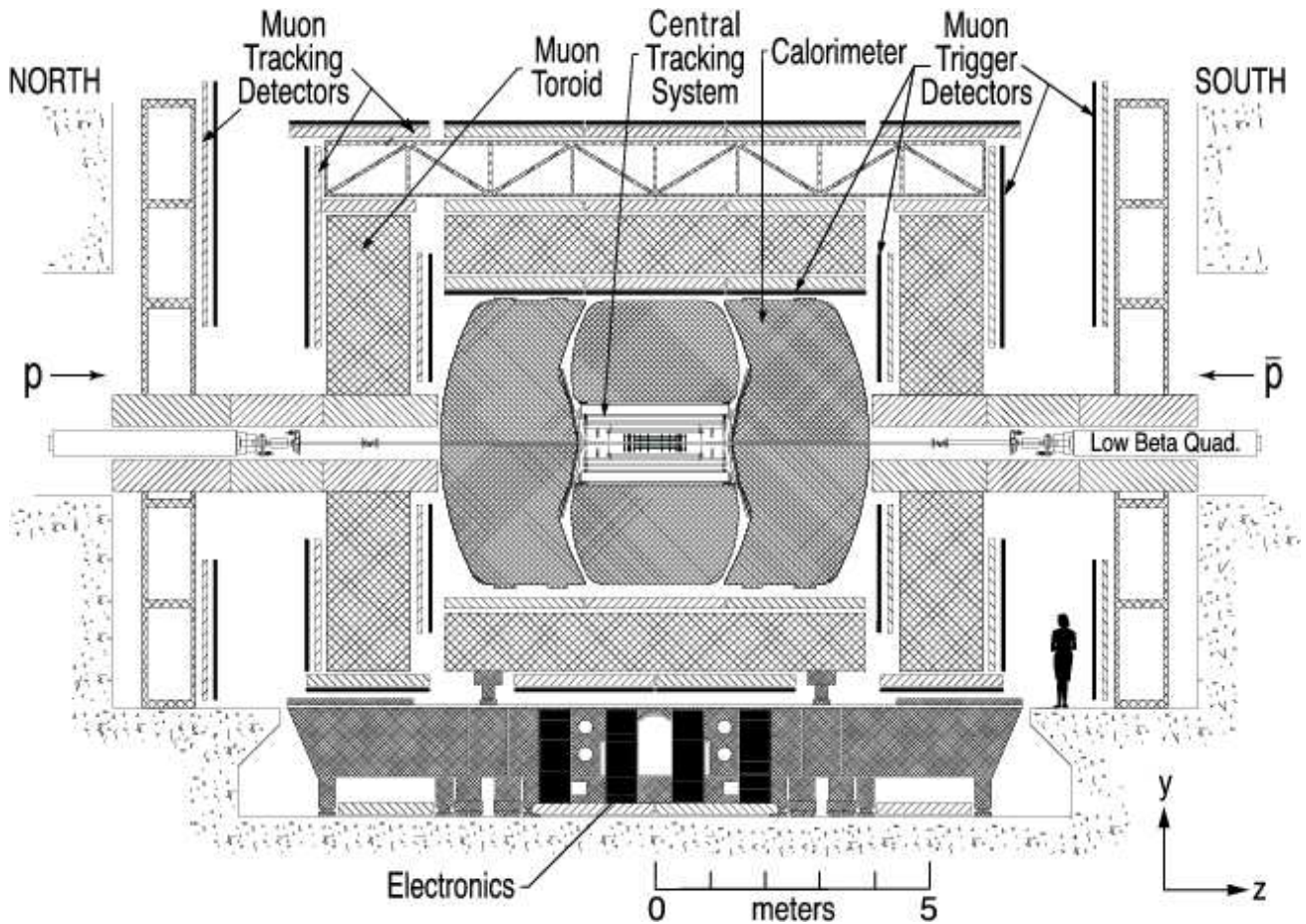


Figure 1.3 – Représentation en coupe du détecteur DØ.

Coordonnées et variables utiles

Un système de coordonnées cartésiennes est attaché au détecteur DØ. Il est défini tel que son centre O coïncide avec le centre du détecteur. L'axe (Oz) a pour direction l'axe du faisceau, et pour sens la direction des protons, l'axe (Oy) vertical pointe vers le zénith et l'axe (Ox) est horizontal (voir figure 1.3).

Un système de coordonnées sphérique est également utilisé : la distance r est la distance entre l'origine O et le point considéré mesurée dans le plan (x, y) . Les deux angles θ et ϕ sont respectivement l'angle polaire et l'angle azimutal.

En fait, on utilise plutôt la pseudo-rapacité η qui est une approximation ultra-relativiste de la rapidité y d'une particule émise selon θ . En effet, la variable y est invariante de Lorentz selon la direction (Oz). Les variables y et η sont définies par :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad \text{et} \quad \eta = -\ln \tan(\theta/2). \quad (1.1)$$

On note η_{det} la variable η définie par rapport au centre du détecteur. Seules les quantités mesurées dans le plan transverse (x, y) sont utilisables en collisions hadroniques. En effet, lors d'une collision proton-antiproton, ce sont les partons qui interagissent. Ceux-ci possèdent une fraction inconnue de l'impulsion des proton et antiproton suivant la direction (Oz). On suppose en revanche que l'impulsion transverse totale des partons incidents est nulle. Le bilan d'énergie se fait en particulier dans ce plan, ce qui permet par exemple de signer la présence de neutrinos qui ne sont pas détectés.

1.2.1 Le détecteur de traces interne

Le détecteur de traces entoure le tube à vide. Il est composé d'un détecteur à micropistes de silicium, le SMT (*Silicon Microstrip Tracker*) et d'un détecteur à fibres scintillantes, le CFT (*Central Fiber Tracker*) baignés dans un champ magnétique uniforme de 2 T selon l'axe (Oz) créé par l'aimant solénoïdal. Il permet de reconstruire les traces des particules chargées, ainsi que de localiser les vertex primaires. Les vertex déplacés sont également reconstruits par le détecteur de traces, permettant par exemple l'identification des jets de quarks beaux. La courbure due au champ magnétique permet en outre de mesurer l'impulsion des particules chargées.

Le détecteur de traces participe au système de déclenchement : le CFT fournit une réponse rapide au niveau 1 puis une réponse plus lente au niveau 3, et le SMT participe aux niveaux de déclenchement 2 et 3 (cf. partie 1.2.6).

Une coupe du détecteur de traces dans son ensemble est présentée figure 1.4.

1.2.1.1 Le détecteur à micropistes de silicium

Le SMT, aussi appelé détecteur de vertex, a été conçu de manière à reconstruire les vertex et les traces des particules chargées sur toute la région d'interaction ($\simeq 25$ cm). Il a une couverture angulaire de $|\eta| < 3$. Il est constitué dans sa partie centrale de 6 fûts (*barrels*) et de 12 disques de type F (*F-disks*). Quatre d'entre eux sont intercalés entre les fûts (sauf entre les fûts centraux), les autres étant placés à l'extrémité des fûts. Dans chacune des parties avant se trouve un disque de type H (*H-disks*), permettant de

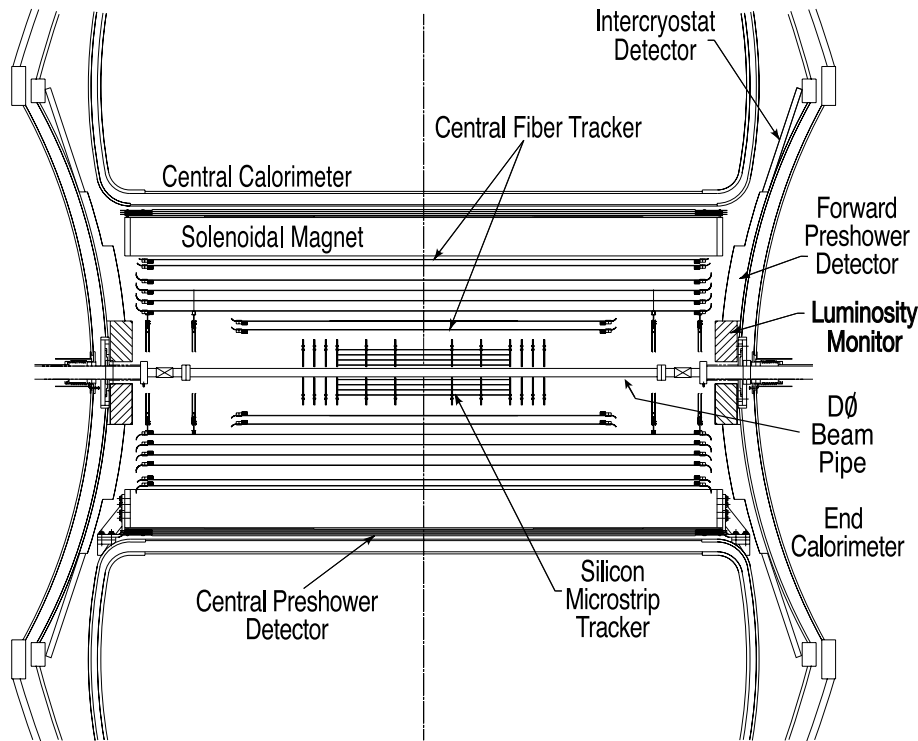


Figure 1.4 – Représentation du détecteur de traces.

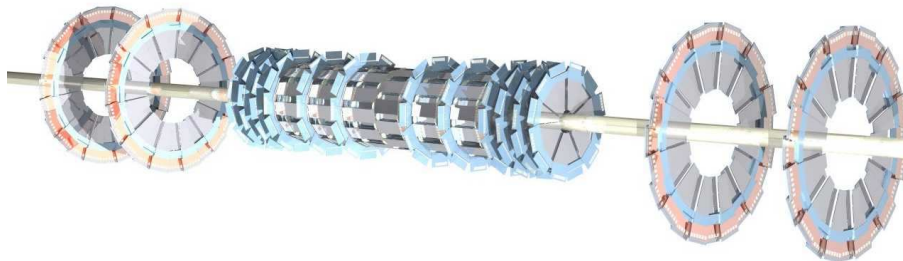


Figure 1.5 – Représentation en coupe du détecteur de traces à micropistes de silicium avec sa structure de fûts et de disques. Les deux disques de type H les plus internes ne sont plus en place sur le SMT et la couche 0 n'est pas présente sur cette vue.

reconstruire les traces à grand $|\eta|$. La figure 1.5 représente le SMT tel qu'il était pendant le Run IIa.

Chaque fût mesure 12 cm de long, et est constitué de 5 étages concentriques, situés à une distance de l'axe (Oz) comprise entre 1,7 et 9,4 cm. Les étages 1 et 2 comportent 12 modules de silicium chacun, et les étages 3 et 4, les plus externes, en comportent 24. Les capteurs de silicium montés sur les fûts sont de trois types :

- les étages 2 et 4 de tous les fûts possèdent des capteurs double face. L'un des côtés a une orientation axiale (le long de l'axe (Oz)), alors que le second fait un angle stéréo de 2° par rapport à l'axe du faisceau ;
- les étages 1 et 3 des 4 fûts extérieurs possèdent des capteurs simple face, dont

l'orientation est axiale ;

- les étages 1 et 3 des 2 fûts centraux possèdent des capteurs double face. L'une a une orientation axiale, et la seconde fait un angle stéréo de 90° avec la première.

Les centres des fûts sont situés à $|z| = 6,2, 19,0$ et $31,8$ cm de l'origine du détecteur.

Afin d'augmenter la précision sur les mesures de paramètres d'impact et sur la reconstruction des traces, un étage supplémentaire de silicium a été rajouté à l'intérieur de la partie centrale du SMT au cours de l'arrêt de l'accélérateur du printemps 2006 : la couche 0. Il pallie également à la détérioration des micropistes de silicium due à leur exposition aux radiations. La couche 0 est composée de 48 capteurs simple face en silicium orientés axialement. Des tests effectués sur ces capteurs ont montré qu'ils peuvent résister à une dose de radiation équivalente à une luminosité intégrée de 15 fb^{-1} .

Les disques sont quant à eux constitués de capteurs de forme trapézoïdale. Les disques de type F comprennent 12 capteurs double face, ayant un angle stéréo relatif de 30° . Les disques de type H sont constitués de 24 paires de capteurs simple face assemblés dos à dos, ce qui correspond à un angle stéréo relatif de 15° . Les disques sont situés à une distance du centre du détecteur de $|z| = 12,5, 25,3, 38,2, 43,1, 48,1$ and $53,1$ cm pour les disques de type F et $|z| = 121,0$ cm pour les disques de type H. Avant la mise en place de la couche 0, deux autres disques H étaient situés en $|z| = 100,4$ cm.

Afin de préserver le silicium, l'ensemble du SMT est refroidi par un mélange d'eau et de glycol circulant dans le support en béryllium des modules à une température de -10° C , ce qui maintient la température du silicium inférieure à 5° C .

1.2.1.2 Le détecteur à fibres scintillantes

Le CFT [6] permet de mesurer la trajectoire des particules chargées pour $|\eta| \lesssim 1,7$. Il est constitué de fibres scintillantes supportées par 8 cylindres concentriques de rayons compris entre 20,04 et 52,15 cm. Les 2 cylindres internes ont une longueur de 1,66 m à cause du grand rayon des disques de type H du SMT, et les 6 autres mesurent 2,52 m de long. Chaque cylindre supporte 2 double couches de fibres, l'une d'orientation axiale et la deuxième faisant un angle stéréo de $\pm 3^\circ$ par rapport à l'axe de façon alternée sur chaque couche. Les deux rangées de fibres d'une double couche sont disposées en quinconce afin d'augmenter la surface de détection. Elles sont assemblées en rubans de 256 fibres (2 couches de 128 fibres).

Les fibres ont un diamètre de $835 \mu\text{m}$, et une longueur de 1,66 ou 2,52 m. Elles sont constituées d'un coeur entouré de deux revêtements et sont connectées à des guides de lumière de même diamètre. Au total, le CFT compte près de 200 km de fibres scintillantes et 800 km de guides de lumière.

L'émission et la détection de la lumière se font en plusieurs étapes :

- le coeur de la fibre est constitué de polystyrène dopé avec un agent fluorescent, le paraterphényl. L'excitation du polystyrène est transférée à celui-ci qui émet en quelques nanosecondes de la lumière de faible longueur d'onde ($\simeq 340 \text{ nm}$) ;
- le libre parcours moyen de cette lumière dans le polystyrène étant trop court, un second dopant est utilisé, le 3-hydroxyflavone, qui absorbe les radiations de 340 nm et les réémet à 530 nm , longueur d'onde qui se propage bien dans le polystyrène ;
- le coeur de la fibre est entouré de 2 revêtements, le plus interne servant à isoler le coeur du revêtement extérieur. La longueur d'atténuation ainsi obtenue est de 5 m

environ pour les fibres scintillantes, et de 8 m environ pour les guides de lumière auxquelles elles sont connectées ;

- la lumière est récupérée d’un seul côté des fibres par les guides de lumière. La seconde extrémité des fibres scintillantes est recouverte d’une couche d’aluminium dont le coefficient de réflexion est d’environ 90% ;
- les guides de lumière sont rassemblés en câbles de 256 fibres généralement, avant d’atteindre les VLPC (*Visible Light Photon Counters*). Ce sont des photodétecteurs qui convertissent la lumière en un signal électrique proportionnel au nombre de photons détectés. Ils fonctionnent à une température de 9 K maintenue à l’aide d’un cryostat à l’hélium liquide. Les VLPC fournissent une réponse rapide, ont une bonne efficacité quantique (supérieure à 75%) et un gain élevé. Chaque VLPC est constituée de 1024 pixels de photodétecteurs.

La position des fibres est connue avec une précision inférieure à 50 μm . Une telle précision n’est pas nécessaire pour la reconstruction des traces hors ligne, les erreurs sur la position des fibres pouvant alors être corrigées. Elle l’est cependant pour le système de déclenchement qui ne peut pas prendre en compte la position réelle des fibres.

1.2.1.3 L’aimant solénoïdal

L’aimant solénoïdal supraconducteur ayant été ajouté à la fin du Run I, ses dimensions ont été contraintes par la taille du calorimètre. Il mesure 2,73 m de long pour un diamètre de 1,42 m, et produit un champ magnétique de 2 T dans la direction (Oz). Cette valeur correspond à un compromis entre la précision sur les impulsions souhaitée, l’espace disponible et la taille du cryostat, qui dépend de la taille du conducteur et du support. Le solénoïde est constitué de deux couches de conducteur, dont l’épaisseur est plus grande aux extrémités afin d’assurer l’uniformité du champ à 0,5% près. Ces conducteurs sont composés de câbles supraconducteurs constitués de 18 brins d’un alliage de cuivre, de niobium et de titane stabilisé avec de l’aluminium. Le courant nécessaire pour créer ce champ magnétique est de 4750 A, et il fonctionne à une température d’environ 85 K.

Bien qu’aussi fin que possible, le solénoïde représente une épaisseur de 0,87 longueurs de radiation. La longueur de radiation X_0 est la distance moyenne parcourue par un électron dans un milieu donné avant de perdre $1/e$ soit environ 63% de son énergie. Des détecteurs de pieds de gerbe sont installés autour afin de pallier la perte d’énergie qui en résulte.

1.2.1.4 Résolution sur la mesure de l’impulsion transverse des traces

La mesure de l’impulsion transverse des traces est déterminée en combinant les informations du SMT et du CFT. La précision sur cette mesure est donnée par :

$$\sigma_{1/p_T} = \frac{\sqrt{B^2 \cosh \eta + (Ap_T)^2}}{p_T} \quad (1.2)$$

où A est le terme de résolution et B un terme lié aux interactions multiples. Le cosinus hyperbolique permet de tenir compte de la plus grande épaisseur de matériau traversé à grand η . La valeur de ces paramètres a été déterminée à partir d’événements $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ dans le cadre de mon étude de la précision de mesure sur l’impulsion transverse des muons (voir le chapitre 4) : A = 0,0017 et B = 0,015 [4].

1.2.2 Les détecteurs de pieds de gerbe

Les détecteurs de pieds de gerbe ont pour vocation d'améliorer l'identification des électrons et des photons, et d'améliorer la discrimination du bruit de fond au moment du déclenchement ainsi que lors de la reconstruction. Ils permettent également de corriger les mesures d'énergie des calorimètres en compensant les pertes dues à la présence de matériel avant ceux-ci : en incidence normale, une particule traverse environ 2 longueurs de radiation avant les détecteurs de pieds de gerbe, et jusqu'à $4 X_0$ à grand angle. Ils fonctionnent à la fois comme détecteur de traces et comme calorimètre, facilitant ainsi l'association entre traces et gerbes.

Les détecteurs de pieds de gerbe sont au nombre de trois : un dans la partie centrale, le CPS (Central Preshower), et deux dans les parties avant et arrière, les FPS (Forward Preshower). Les modules de détection sont des triangles de scintillateur en polystyrène dopé. La lumière émise au passage d'une particule est récoltée par une fibre située au centre de chaque module, dont l'un des côtés est argenté afin de réfléchir la lumière et l'autre est connecté à des guides de lumière, eux-mêmes connectés à des VLPC. Les fibres et l'électronique de lecture sont identiques à celles utilisées par le CFT. Les mesures rapides en position et en énergie qu'ils fournissent permettent l'utilisation des détecteurs de pieds de gerbe au niveau 1 du système de déclenchement.

Le détecteur de pieds de gerbe central

Le CPS est situé dans l'intervalle de 5 cm entre le solénoïde et le calorimètre, et couvre la région angulaire $|\eta| < 1,3$. Il est constitué de 3 cylindres concentriques de scintillateurs, et il est précédé d'un radiateur de plomb recouvert d'acier inoxydable afin de faire démarrer le processus de gerbe. Chaque couche du CPS est constituée de deux couches d'acier entre lesquelles sont insérées trois couches de scintillateurs : une de direction axiale et deux autres faisant un angle stéréo d'environ $\pm 23^\circ$.

Comme dans le cas du CFT, seuls les modules d'orientation axiale sont utilisés au niveau 1 du système de déclenchement, mais contrairement à celui-ci, les modules possédant un angle stéréo sont utilisés au niveau 2.

Les détecteurs de pieds de gerbe avants

Les FPS sont montés sur les faces internes du cryostat des calorimètres avant et arrière. Ils couvrent les régions angulaires $1,5 < |\eta| < 2,5$. Chaque détecteur avant est composé de 2 couches de détecteurs séparées par un absorbeur constitué de plomb et d'acier d'une épaisseur de $2 X_0$. Une couche de détecteur comprend 2 plans de modules scintillants d'orientation différente. Les particules chargées traversant la première couche vont déposer de l'énergie au minimum d'ionisation, permettant de localiser leur trace en 3 dimensions. Les électrons vont entamer leur gerbe dans l'absorbeur et un dépôt d'énergie sera mesuré dans la seconde couche, aligné avec la trace de la première couche. Les particules chargées plus lourdes ne produiront pas de gerbe dans l'absorbeur et un autre dépôt au minimum d'ionisation sera enregistré dans la seconde couche. Quant aux photons, ils n'interagissent pas dans la première couche, mais produisent une gerbe dans l'absorbeur, et laissent donc un dépôt d'énergie dans la seconde couche.

1.2.3 Le calorimètre

Le calorimètre de DØ n'a pas été modifié pour le Run II [8]. Seule son électronique de lecture a été modifiée afin de tenir compte du temps plus court séparant deux collisions.

La fonction du calorimètre est d'identifier et de fournir une mesure de l'énergie des électrons, des photons et des jets, ainsi que de mesurer l'énergie transverse manquante. L'énergie transverse manquante est calculée en projetant la valeur de l'énergie associée à la direction de la particule dans le plan transverse. Le calorimètre de DØ est constitué des trois sous-parties : le calorimètre central CC (Central Calorimeter) qui couvre la zone $|\eta| \lesssim 1$ et les calorimètres avant et arrière EC (End Calorimeter) qui augmentent la couverture angulaire jusqu'à $|\eta| \simeq 4$ (voir figure 1.6). Chacun de ces détecteurs est

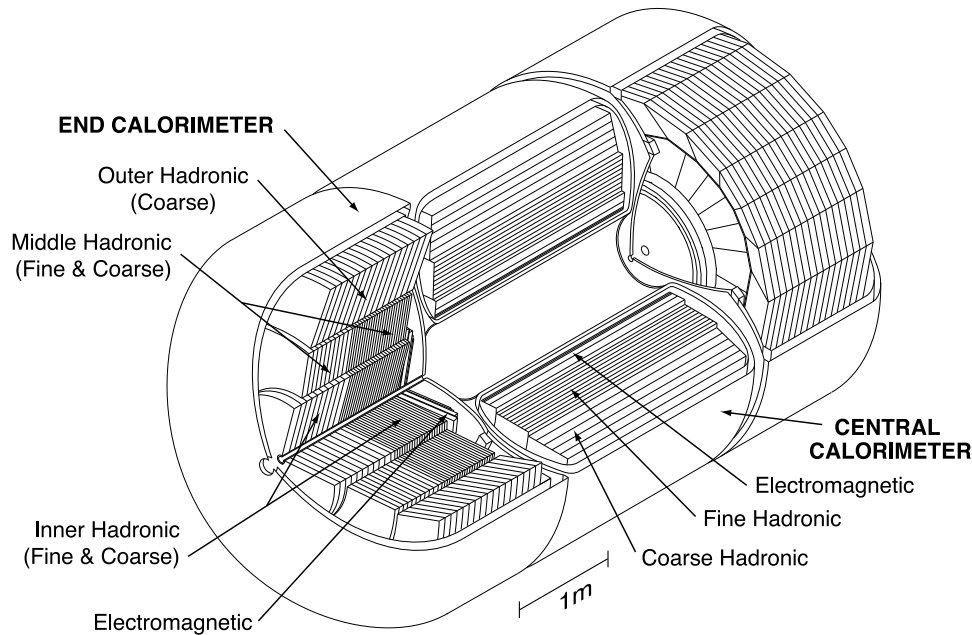


Figure 1.6 – Représentation du calorimètre avec ses parties centrale et avant/arrière. Dans chacune d'elles, on peut distinguer les sections électromagnétique, hadroniques fine et grossière.

constitué d'une partie électromagnétique et d'une partie hadronique, elle-même divisée en une section hadronique fine et une section hadronique grossière. Ce sont des calorimètres dits hétérogènes, car ils sont composés d'une alternance d'absorbeur fait de matériaux denses qui démarre et entretient une gerbe et de milieu actif qui permet de mesurer l'énergie des particules créées dans la gerbe. Le milieu actif est de l'argon liquide maintenu à une température de $90,7 \pm 0,1$ K dans trois cryostats (un par calorimètre). Une telle stabilité est nécessaire car la réponse au passage d'une particule dépend de la température de l'argon liquide. Différents types de plaques d'absorbeur sont utilisés :

- pour la section électromagnétique, ce sont des plaques fines de 3 mm d'épaisseur dans la partie centrale et de 4 mm dans les parties avant/arrière en uranium appauvri ;
- pour la section hadronique fine, ce sont des plaques de 6 mm d'épaisseur en alliage d'uranium et de niobium (2%) ;

1.2 Le détecteur DØ

- pour la section hadronique grossière, ce sont des plaques épaisses de 46,5 mm de cuivre dans la partie centrale et d'acier inoxydable dans les parties avant/arrière.

Le calorimètre est divisé en cellules (voir figure 1.7). Celles-ci sont composées d'une plaque d'absorbeur et d'une électrode de lecture distantes de 2,3 mm et plongées dans l'argon liquide. Un champ électrique est créé afin de faire dériver les électrons en approximativement 430 ns : l'électrode est maintenue à un potentiel d'environ 2 kV et l'absorbeur est relié à la masse. Ces cellules forment des tours pseudo-projectives, comme le montre la coupe du calorimètre représentée figure 1.8. Elles sont en effet disposées telles que les centres des cellules d'une même tour soient alignés avec le centre du détecteur.

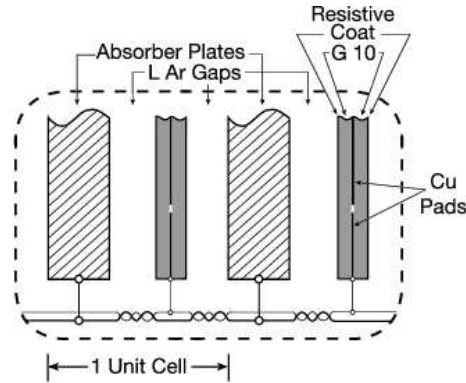


Figure 1.7 – Représentation d'une cellule du calorimètre.

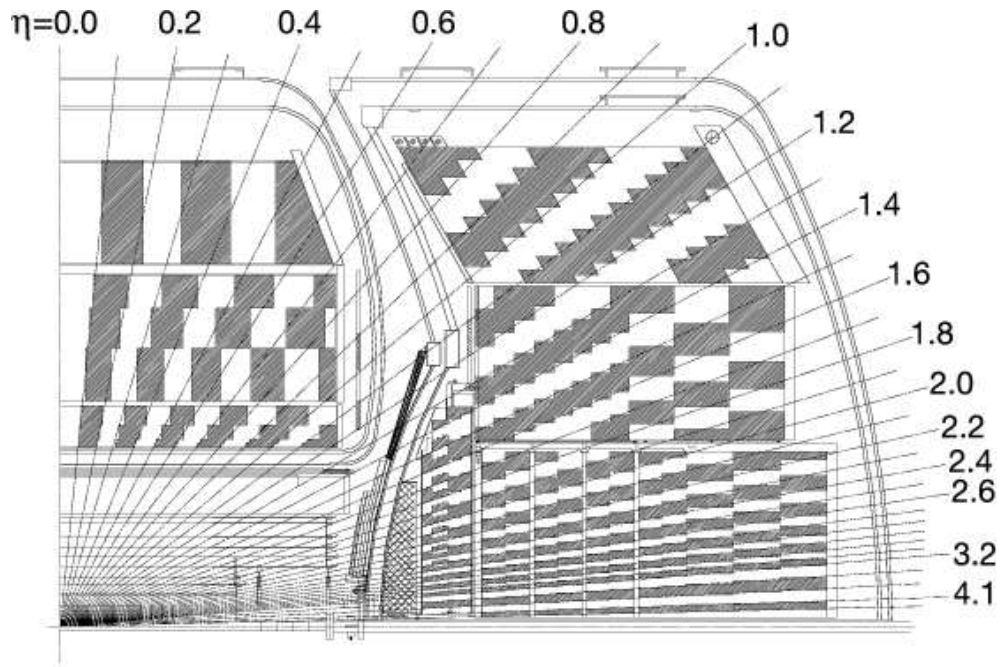


Figure 1.8 – Vue en coupe d'une portion du calorimètre, avec sa structure en tours pseudo-projectives.

1.2.3.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique permet de mesurer l'énergie des électrons, des photons et des pions neutres. A partir d'une certaine énergie (environ 100 MeV), les électrons interagissent majoritairement par rayonnement de freinage (bremsstrahlung) et les photons par création de paires électron-positon lors de leur passage dans un matériau dense. Les pions neutres se désintègrent quand à eux en une paire de photons très rapidement, et sont difficiles à différencier d'un électron. Ces interactions donnent naissance à une gerbe électromagnétique qui va s'éteindre lorsque l'énergie des électrons devient telle que le processus dominant d'interaction est l'ionisation. La taille longitudinale d'une gerbe électromagnétique est de l'ordre de $20 X_0$. Dans l'uranium, $X_0 = 3,2$ mm. La taille transverse de la gerbe est quant à elle caractérisée par le rayon de Molière, qui dépend également de X_0 . La taille et la segmentation idéales du calorimètre électromagnétique peuvent ainsi être déterminées. Il est constitué de 4 couches d'épaisseur différentes :

- partie centrale : 1,4, 2, 6,8, 9,8 X_0 du centre vers la périphérie du détecteur ;
- parties avant/arrière : 1,6, 2,6, 7,9, 9,3 X_0 en $|z|$ croissants.

Dans les parties avant et arrière, les cellules sont orientées de sorte que les plaques d'absorbeur soient perpendiculaires à la direction du faisceau. Les couches du calorimètre électromagnétique sont divisées en cellules dont la taille transverse est comparable à la taille des gerbes électromagnétiques, de l'ordre de 1 à 2 cm. La division angulaire en cellules est $0,1 \times 0,1 \Delta\eta \times \Delta\phi$, sauf dans la troisième couche qui correspondait lors du Run I à l'extension transverse maximale de la gerbe où la division est deux fois plus fine ($0,05 \times 0,05 \Delta\eta \times \Delta\phi$). Avec l'ajout du solénoïde avant le calorimètre, la gerbe se crée plus près du centre du détecteur. La division est moins fine pour les grandes valeurs de η dans les parties avant/arrière (figure 1.8).

1.2.3.2 Le calorimètre hadronique

Les gerbes hadroniques peuvent être caractérisées par la longueur d'interaction nucléaire λ qui est la distance moyenne parcourue par une particule avant d'interagir de façon inélastique dans un milieu. Dans le cas de l'uranium, $\lambda \simeq 10$ cm. Les hadrons traversent donc plus de matière que les particules électromagnétiques avant de produire une gerbe et il faut environ 8 à 10 longueurs d'interaction nucléaire pour contenir l'ensemble d'une gerbe hadronique. Celle-ci comporte également une composante électromagnétique due aux pions neutres se désintégrant en deux photons. De plus, toute l'énergie de la gerbe ne peut pas être mesurée à cause des neutrinos et des muons produits lors de son développement.

La composante électromagnétique d'une gerbe hadronique peut être plus ou moins grande et la mesure de l'énergie d'une gerbe ne doit pas dépendre de l'importance de cette composante. Celle-ci est paramétrée par le rapport e/h , rapport entre les réponses du calorimètre à un électron et à un pion chargé de même énergie. Ce rapport doit être aussi proche de 1 que possible. Toute l'énergie d'une gerbe hadronique ne pouvant être mesurée, l'absorbeur utilisé à DØ est en uranium qui émet des neutrons lorsqu'il est excité par les particules émises lors du développement de la gerbe. On dit que le calorimètre est compensé. La compensation a été vérifiée au Run I lors de tests faisceaux, avec un rapport $e/h \simeq 1,05$. Cependant, l'émission des neutrons par l'uranium étant lente, le calorimètre est moins bien compensé depuis le début du Run II, puisque la diminution du temps entre

deux croisements de faisceaux a nécessité de diminuer le temps d'intégration du signal à 360 ns. Actuellement, $e/h \simeq 1,3$. Les étalonnages permettent de corriger de la fraction de signal non intégré au moment de la reconstruction des événements, mais la conséquence en est une dégradation de la résolution sur la mesure en énergie.

Le calorimètre hadronique est composé dans la partie centrale de trois couches hadroniques fines d'épaisseur 1,3, 1,0 et 0,76 λ . Elles sont suivies par une couche hadronique grossière de 3,2 λ d'épaisseur. Les parties avant et arrière sont composées de 3 cylindres :

- le cylindre interne est constitué de 4 couches fines de 1,1 λ et d'une couche grossière de 4,1 λ ;
- le cylindre intermédiaire est constitué de 4 couches fines de 0,9 λ et d'une couche grossière de 4,4 λ ;
- le cylindre externe est constitué de plaques d'acier inoxydable faisant un angle de 60° par rapport à l'axe du faisceau, séparées en trois couches grossières. Son épaisseur maximale est de 6,0 λ .

La taille transverse des cellules du calorimètre hadronique est de l'ordre de 10 cm, c'est à dire comparable à la taille des gerbes hadroniques. Les cellules ont également dans cette partie une extension angulaire de $0,1 \times 0,1$ en $\Delta\eta \times \Delta\phi$.

1.2.3.3 Les détecteurs intercryostat

La couverture angulaire du calorimètre est incomplète pour $0,8 < |\eta| < 1,4$, comme le montre la figure 1.8. Ceci est principalement dû au fait que chaque partie du calorimètre possède son propre cryostat. Il y a ainsi beaucoup de matériau non instrumenté dans cette zone, ce qui dégrade la mesure de l'énergie des particules la traversant. Afin de pallier ce problème, des couches de détecteur supplémentaires ont été ajoutées :

- les plaques sans absorbeur (*massless gaps*) : ce sont des cellules identiques à celles du calorimètre, mais sans absorbeur, placées juste devant la première couche d'uranium. La paroi du cryostat joue ici le rôle d'absorbeur ;
- les détecteurs intercryostat (ICD) : il s'agit d'une série de plaques de scintillateurs placées sur la surface extérieure des deux cryostats des calorimètres avant/arrière. Chaque plaque est divisée en 12 tuiles qui représentent une surface d'environ $0,3 \times 0,4 \Delta\eta \times \Delta\phi$. Les détecteurs intercryostat couvrent la région $1,1 < |\eta| < 1,4$. Ils sont représentés sur la figure 1.4.

1.2.3.4 Précision de mesure du calorimètre

La précision relative sur la mesure de l'énergie des particules par le calorimètre peut être donnée par :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = C^2 + \frac{S^2}{E} + \frac{N^2}{E^2} \quad (1.3)$$

avec :

- C, un terme constant qui regroupe les erreurs de calibration dues par exemple aux variations d'épaisseur des couches d'uranium et d'argon ;
- S, un terme stochastique lié au développement différent des gerbes électromagnétiques et hadroniques ;
- N, un terme de bruit dû à l'électronique de lecture et à la radioactivité de l'uranium.

Ces termes ont été déterminés par des tests en faisceau avant le Run I. Les valeurs obtenues alors ne sont plus adaptées au Run II, notamment en raison du fait que l'électronique de lecture n'est plus la même. Pour le Run II, les valeurs des paramètres sont extraites de comparaisons entre données et événements simulés pour des événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$.

Les valeurs obtenues sont dans la partie centrale $C_{CC} = (3,73 \pm 0,28) \%$ et dans les parties avant/arrière $C_{EC} = (2,03 \pm 0,59) \%$ [9]. Le terme stochastique S du Run II est supposé identique à celui du Run I. Il a été déterminé par des études réalisées à partir de faisceaux tests : $S = (0,15 \pm 0,03) \sqrt{\text{GeV}}$ [10]. Enfin, le terme de bruit N a été déterminé par des études sur l'électronique de lecture et évalué à $N = 0,29 \text{ GeV}$ [9] dans les parties centrale et avant/arrière.

1.2.4 Le spectromètre à muons

Il s'agit du sous-détecteur le plus éloigné du point de collision. Les muons, dès que leur énergie est supérieure à environ 2 GeV, traversent en effet le détecteur de traces et le calorimètre en interagissant très peu : ils se comportent comme des particules au minimum d'ionisation dans le calorimètre. Le spectromètre à muons est composé d'une partie centrale s'étendant jusqu'à $|\eta| \lesssim 1,0$, et de deux parties avant/arrière qui augmentent sa couverture angulaire à $|\eta| \lesssim 2,0$. Ces trois parties comportent à la fois des chambres à fils et des plaques scintillantes. Elles possèdent également un aimant toroïdal chacune. Les scintillateurs et les chambres à fils sont utilisés par le système de déclenchement. Les chambres à fils fournissent en plus une mesure précise de la trace laissée par les muons. Le fait de pouvoir mesurer de façon indépendante du détecteur de traces l'impulsion des muons permet de les identifier et d'en améliorer l'association avec leur trace.

Les scintillateurs fournissent une réponse rapide permettant d'associer un muon détecté dans les chambres à fil avec le croisement de faisceaux dont il est effectivement issu. Ils permettent en outre de rejeter les muons cosmiques.

Si les chambres à fils et la plupart des scintillateurs de la partie centrale étaient déjà installés lors du Run I, les parties avant et arrière ont en revanche entièrement été modifiées pour le Run II [11]. Des scintillateurs supplémentaires ont également été ajoutés dans la partie centrale inférieure.

1.2.4.1 Les aimants toroïdaux

Dans la partie centrale, l'aimant a la forme d'un anneau carré de 109 cm d'épaisseur, et il est situé à environ 318 cm du faisceau. Il couvre la région $|\eta| \lesssim 1,0$. Il a été construit en trois parties, ce qui laisse la possibilité d'accéder aux parties internes du détecteur.

Les deux toroïdes des parties avant/arrière occupent l'espace compris entre $456 < |z| < 610 \text{ cm}$. Ils s'étendent dans les directions x et y à 426 cm de l'axe (Oz). Un trou carré de 183 cm est centré sur l'axe du faisceau : il contient un blindage et le tube faisceau.

Les bobines des toroïdes fonctionnent depuis le début du Run II avec un courant de 1500 A, ce qui crée un champ magnétique d'environ 1,8 T dans le toroïde central, et de 1,9 T environ dans les aimants avant et arrière.

1.2.4.2 Le détecteur à muon central

Il comporte un aimant toroïdal, des chambres à dérive appelées PDT (*Proportional Drift Tubes*) et des scintillateurs de deux types : les compteurs cosmiques (*cosmic cap* et *bottom scintillation counters*) et les compteurs $A\phi$.

Les PDT

Les 94 chambres à dérive de la partie centrale sont réparties sur trois couches : l'une est située avant l'aimant toroïdal (la couche A) et les deux autres sont après (couches B et C). Chacune de ces couches est séparée en octants. Les chambres à dérive permettent de mesurer la position et l'impulsion des muons indépendamment du détecteur de traces. Elles sont représentées sur la figure 1.9.

Environ 55% de la partie centrale est couverte par les trois couches de PDT, et 90% par au moins 2 couches. Les chambres à dérive sont composées de plans de tubes à dérive (6624 tubes au total) : trois plans dans le cas des couches B et C, et quatre pour la couche A (sauf sur son côté inférieur qui en contient trois). Chaque tube à dérive, de section rectangulaire, est constitué d'un fil d'anode en son centre, et de deux cathodes (les *pads*), l'une au dessus de l'anode et l'autre en dessous. Les tubes sont remplis d'un mélange de gaz composé de 84% d'argon, de 8% de méthane et de 8% de CF_4 . Ce mélange est différent de celui utilisé lors du Run I afin d'augmenter la vitesse de dérive des électrons. Avec un potentiel de 2,3 kV sur les cathodes et de 4,7 kV sur les anodes, la vitesse de dérive est de 10 cm/ μ s. Ceci conduit à un temps de dérive maximum de 500 ns environ.

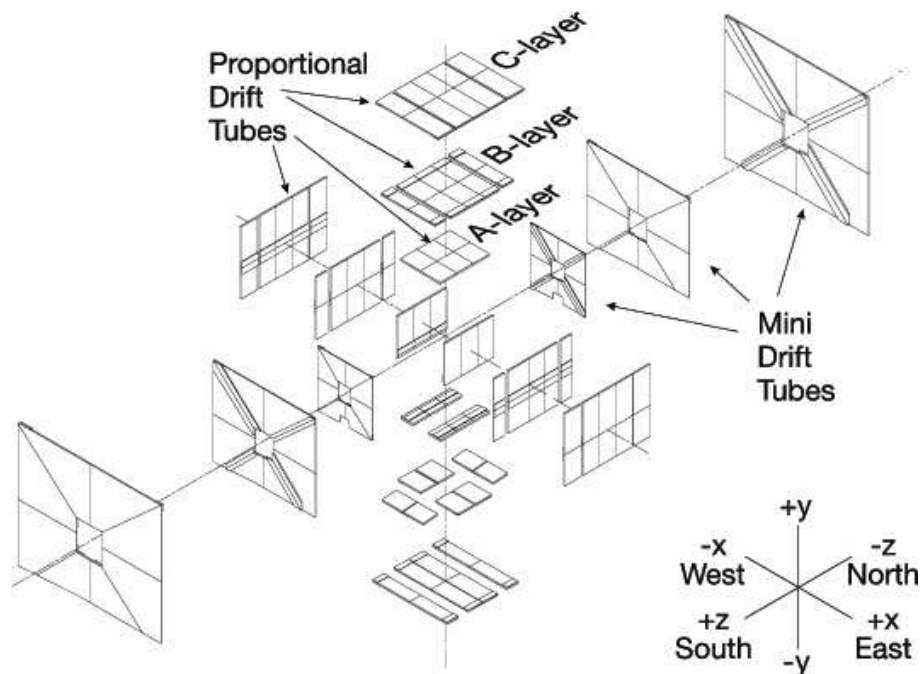


Figure 1.9 – Vue éclatée des chambres à dérive du spectromètre à muons.

A chaque passage d'une particule, les informations suivantes sont récoltées :

- le temps de dérive, c'est à dire le temps entre le passage de la particule et le signal récupéré sur le fil. La relation entre distance parcourue et temps de dérive étant connue, ceci permet de savoir à quelle distance du fil la particule est passée ;
- la différence de temps Δt entre l'arrivée du signal à l'extrémité du fil et son arrivée à l'extrémité du fil voisin auquel il est relié. Les fils sont en effet reliés deux par deux. Cet intervalle de temps permet de déterminer en quel point le fil a été touché ;
- la charge collectée sur les cathodes : celles-ci sont constituées de deux verniers, l'un interne et l'autre externe, avec des motifs en forme de losange (cf figure 1.10). La fraction de charge mesurée dans chaque partie permet d'améliorer la mesure de la position dans la direction du fil.

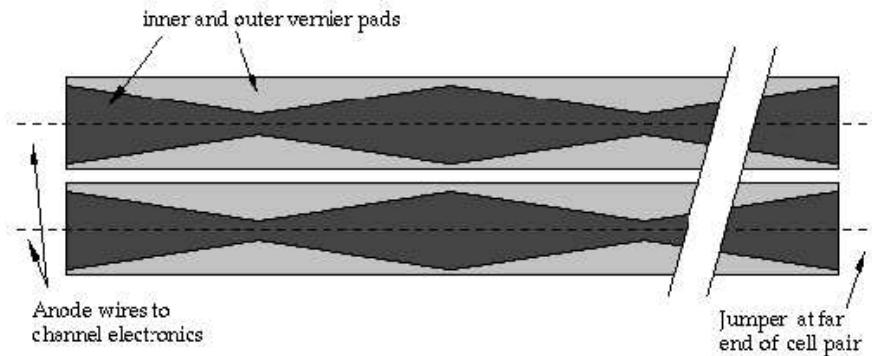


Figure 1.10 – Représentation de deux cathodes avec les verniers interne et externe.

La résolution obtenue sur la distance de dérive est de l'ordre du mm. La résolution sur la position le long du fil obtenue avec la seule mesure de Δt dépend de l'endroit où est passée la particule, et varie entre 10 et 50 cm. En ajoutant la mesure sur la charge collectée, cette résolution est de l'ordre de 5 mm. Cependant, seuls les pads de la couche A de PDT sont entièrement instrumentés, et 10% seulement des pads des couches B et C sont instrumentés. La position le long du fil est améliorée par l'association avec les scintillateurs touchés lors du passage du muon.

Les scintillateurs

Les scintillateurs de la partie centrale sont situés sur la surface interne de la couche A de PDT (compteurs $A\phi$) et sur la surface la plus externe des PDT (*cosmic cap* et *bottom counters*). L'ensemble des scintillateurs du spectromètre à muons est représenté sur la vue de la figure 1.11.

Les 240 compteurs cosmiques, déjà présents lors du Run I, sont situés sur les côtés et la face supérieure de la couche C de PDT. Ils ont une taille de $200 \times 40 \text{ cm}^2$ et sont positionnés tels que leur longueur soit selon la direction ϕ et leur largeur selon l'axe (Oz). Leur segmentation en ϕ est de $4,5^\circ$. La couverture du toroïde central a été complétée par 132 scintillateurs supplémentaires, les compteurs inférieurs. Ils sont positionnés sur le fond de la couche C et sur la face externe du fond de la couche B aux endroits où la couche C de PDT n'existe pas. Ils fournissent un signal en temps rapide permettant d'associer un muon des PDT avec le bon croisement de faisceau et de rejeter les muons cosmiques.

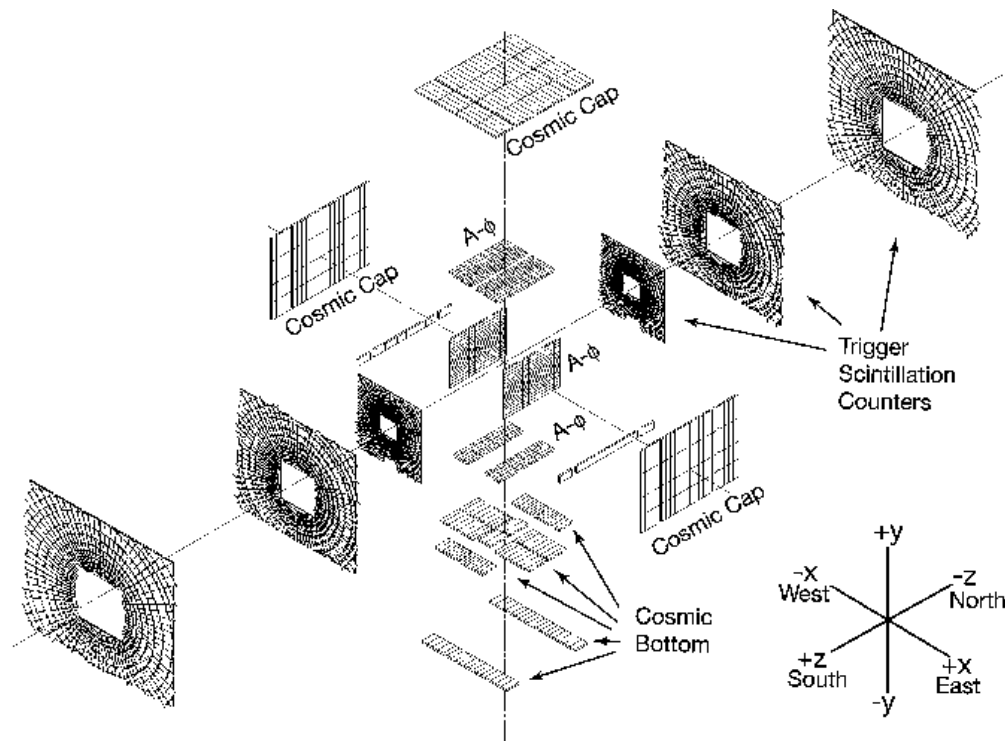


Figure 1.11 – Vue éclatée des scintillateurs du spectromètre à muons.

Les compteurs $A\phi$ ont été ajoutés pour le Run II et recouvrent la surface interne de la couche A de PDT, entre le calorimètre et le toroïde. Ils fournissent un signal rapide pouvant ainsi être utilisé pour le système de déclenchement et l'identification des muons. Il sont au nombre de 630. Leur segmentation en ϕ est de $4,5^\circ$, soit la même que celle du système de déclenchement du CFT, et ils se recouvrent d'environ 3% dans cette direction. Les scintillateurs étant disposés suivant une géométrie carré, ils sont de tailles différentes afin d'avoir une segmentation en ϕ constante. Le passage d'un muon produit environ 50 à 60 photoélectrons. La réponse des compteurs $A\phi$ est uniforme à 7% près sur la surface d'un scintillateur. Leur résolution en temps est de l'ordre de 2 ns.

1.2.4.3 Les détecteurs à muon avant/arrière

Les détecteurs à muon avant/arrière couvrent les régions $1,0 \lesssim |\eta| \lesssim 2,0$, et sont constitués chacun de quatre parties : un aimant toroïdal, 3 couches de chambres à dérives, les MDT (*Mini Drift Tube*), de 3 couches de scintillateurs et d'un blindage entourant le faisceau.

Les MDT

Lors du Run I, des PDT étaient installés dans les parties avant et arrière du spectromètre à muons. Ceux-ci ont été remplacés pour le Run II par des MDT qui résistent mieux aux radiations. Ils ont également comme propriétés un temps de dérive très court, inférieur à 132 ns, une résolution spatiale meilleure que le mm, et une grande segmentation.

Ils sont répartis sur trois couches A, B et C, la couche A étant située avant l'aimant toroïdal. Chacune de ces couches est divisée en octants (voir figure 1.9), et possède trois (pour les couches B et C) ou quatre (couche A) plans de tubes à dérives. Les tubes sont orientés le long des lignes de champ créées par l'aimant toroïdal.

Un tube MDT est composé de 8 cellules de section $9,4 \times 9,4 \text{ mm}^2$ avec au centre un fil de $50 \mu\text{m}$ de diamètre. La cathode est portée au potentiel négatif de $-3,2 \text{ kV}$ et l'anode est reliée à la masse. Le gaz utilisé dans les MDT est un mélange de 90% de CF_4 et de 10% de méthane. Il permet d'obtenir une réponse rapide et résiste bien aux radiations. Le temps de dérive maximum pour une trace perpendiculaire aux plans de détecteurs est de 40 ns. Il augmente jusqu'à 60 ns pour des traces inclinées à 45° .

Les compteurs à scintillateurs

Dans les parties avant et arrière, il y a trois couches de scintillateurs, la couche A étant située avant l'aimant et les couches B et C après (voir figure 1.11). Chaque couche est divisée en octants contenant chacun 96 scintillateurs. Leur segmentation en ϕ est de $4,5^\circ$ afin de correspondre avec les secteurs du système de déclenchement du CFT et de 0,07 (resp. 0,12) en η pour les 9 rangées les plus proches (resp. les 3 plus éloignées) du faisceau. La taille maximale des scintillateurs est de $60 \times 110 \text{ cm}^2$ pour les plus externes de la couche C. La géométrie des couches B et C est identique à celle de la couche A, si ce n'est que leur taille est limitée par le plafond et le sol du hall de DØ.

Les scintillateurs sont reliés à des photomultiplicateurs dont l'efficacité quantique est de 15%. Des tests effectués à partir de muons cosmiques ont montré que les scintillateurs les plus grands produisent environ 60 photoélectrons et les plus petits en produisent trois fois plus. La résolution temporelle des scintillateurs est de l'ordre de 1 ns.

1.2.4.4 Précision de mesure du spectromètre à muon

La précision de mesure sur les impulsions dans les spectromètres à muons avant/arrière est limitée par les diffusions multiples qui ont lieu dans l'aimant et l'électronique de numérisation. L'impulsion des muons est déterminée par le détecteur de traces pour des muons d'impulsion inférieure à environ $100 \text{ GeV}/c$. Le spectromètre à muons est particulièrement important pour les traces ne traversant pas toutes les couches du CFT, c'est à dire pour des valeurs de η comprises entre 1,6 et 2,0 environ.

La résolution sur la mesure de l'impulsion transverse des muons est décrite par la formule 1.2. Les valeurs des paramètres ont été déterminées à partir d'événements $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$: $A = 0,017$ et $B = 0,014$.

1.2.4.5 Le blindage

Trois bruits de fonds provenant du faisceau peuvent être distingués dans les parties centrale, avant et arrière du spectromètre à muons :

- des fragments de protons et d'antiprotons diffusés peuvent interagir avec les calorimètres avant/arrière ou avec le tube du faisceau. Ils produisent alors du bruit de fond dans la couche A des spectromètres central et avant/arrière ;
- des fragments de protons et d'antiprotons peuvent interagir avec les aimants quadrupolaires du TeVatron et produire du signal dans les couches B et C des détecteurs

- à muons avant et arrière ;
- des interactions du halo des faisceaux provenant du tunnel.

Le nouveau blindage installé pour le Run II réduit le bruit de fond dans le spectromètre à muon et le préserve en réduisant les dépôts d'énergie qu'il enregistre. Il est constitué de trois pièces de section rectangulaire centrées sur l'axe du faisceau (voir figure 1.3). Celles-ci sont constituées de couches concentriques de polyéthylène, de fer et de plomb. Le fer absorbe les composantes électromagnétiques et hadroniques du bruit de fond, le polyéthylène absorbe les neutrons grâce à sa forte concentration en hydrogène, et le plomb absorbe les rayons γ . Des simulations ont montré que le blindage réduit d'un facteur variant entre 50 et 100 l'énergie déposée dans le système à muons.

1.2.5 Les détecteurs de protons avant

Les détecteurs de protons avant FPD (*Forward Proton Detector*) permettent de détecter les protons et les antiprotons diffusés à très petit angle (de l'ordre du milliradian), qui ne sont pas vus par les autres sous-détecteurs de DØ pour étudier des événements de physique diffractive. Ils consistent en une série de spectromètres mesurant l'impulsion des particules diffusées à l'aide des aimants de l'accélérateur et de détecteurs de position placés le long du faisceau. Ces derniers sont situés à quelques mm seulement du faisceau. Ils consistent en 6 plans de fibres scintillantes perpendiculaires à la direction des faisceaux avec 3 orientations différentes : $+45^\circ$, 90° et -45° par rapport à l'horizontale.

L'acceptance des FPD est maximale lorsqu'ils sont au plus près du faisceau, mais elle est limitée par les interactions avec le halo. La résolution en position des FPD a été déterminée à partir de collisions élastiques, et est d'environ $130 \mu\text{m}$.

1.2.6 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement, ou *trigger*, permet de sélectionner les événements physiques intéressants qui seront enregistrés pour être analysés hors ligne par la suite. Il a entièrement été modifié pour le Run II puisque le temps entre deux croisements de faisceaux a diminué. Il est composé de trois niveaux L1, L2 et L3 qui examinent de moins en moins d'événements mais avec une précision et une complexité accrues. L'une des améliorations principales du système de déclenchement est l'ajout de mémoires tampons entre les niveaux 1 et 2 puis 2 et 3 qui permettent de réduire les temps morts.

Un schéma général des systèmes de déclenchement et d'acquisition de DØ est présenté sur la figure 1.12.

1.2.6.1 Le 1^{er} niveau

Le 1^{er} niveau du système de déclenchement permet de passer d'un taux d'événements par seconde de 1,7 MHz à un taux d'événements par seconde de 2 kHz en un temps maximum de $3,5 \mu\text{s}$.

Il utilise les données collectées sur le CFT, les détecteurs de pieds de gerbe et le spectromètre à muon. Au 1^{er} niveau du système de déclenchement, aucune reconstruction d'objet physique n'est encore effectuée.

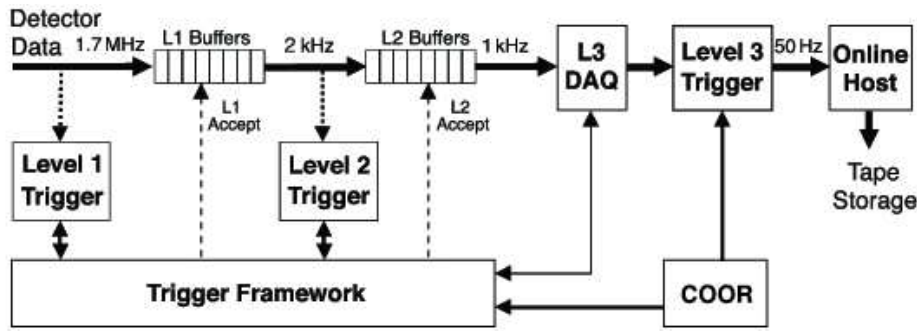


Figure 1.12 – Schéma général des systèmes de déclenchement et d'acquisition de DØ.

Système de déclenchement calorimétrique

Le déclenchement du 1^{er} niveau sur le calorimètre est fondé sur des “tours électromagnétiques et hadroniques” de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$ appelées tours de trigger couvrant la région $|\eta| < 3,2$, ainsi que les tours des détecteurs intercryostats. Le système de déclenchement utilise soit les énergies transverses électromagnétiques, soit la somme des énergies transverses électromagnétiques et hadroniques.

Le déclenchement sur le calorimètre est principalement basé sur le comptage du nombre de tours de trigger dont l'énergie transverse est supérieure à des seuils prédéfinis. Les variables telles que l'énergie transverse totale déposée dans le calorimètre et l'énergie transverse manquante sont également disponibles à ce niveau.

La taille d'une tour de trigger étant nettement plus petite que la taille du dépôt laissé dans le calorimètre par un jet, celui-ci ne dépose qu'une faible fraction de son énergie dans une seule tour de trigger. Ainsi, le seuil sur l'énergie des tours doit être petit si l'on veut sélectionner les jets avec une bonne efficacité mais il en résulte un bruit de fond important. Afin d'éviter ce problème, des groupes de tours de triggers d'une taille de 2×2 tours en $\eta \times \phi$ sont créés. Un algorithme recherche les maxima d'énergie en faisant glisser ces fenêtres par pas [12]. Finalement, pour chaque maximum local trouvé, l'énergie transverse du jet est définie comme la somme des énergies transverses des tours de trigger du groupe et des tours de trigger l'entourant, c'est à dire dans une région de 4×4 tours en $\eta \times \phi$.

Système de déclenchement du détecteur de traces central

Le déclenchement du 1^{er} niveau sur les traces utilise les informations fournies par les fibres d'orientation axiale du CFT et du CPS et par la totalité du FPS. Les positions des coups sur les fibres du CFT et du CPS sont comparées à environ 20000 modèles de traces prédéfinis avec 4 seuils en impulsion transverse possibles, dans des secteurs en ϕ de $4,5^\circ$. Pour chaque secteur, les 6 traces de plus grande impulsion transverse sont conservées. Les équations de traces utilisées demandent que les 8 couches de scintillateurs d'orientation axiale du CFT aient été touchées. Des amas de dépôt dans les scintillateurs du CPS sont aussi recherchés et associés avec les traces trouvées précédemment. Les listes de traces obtenues pour chaque secteur sont également envoyées au 1^{er} niveau du système de déclenchement du spectromètre à muons.

Les détecteurs de pieds de gerbe avant/arrière ont également leur propre terme de déclenchement au 1^{er} niveau. Pour cela, des amas de dépôt sont recherchés.

Le SMT ne participe pas au système de déclenchement du 1^{er} niveau.

Système de déclenchement du spectromètre à muons

Le déclenchement sur les muons recherche des motifs compatibles avec des muons en utilisant les coups laissés dans les chambres à fils et les scintillateurs du spectromètre à muons mais également les traces issues du système de déclenchement du détecteur de traces. Ceci est réalisé par octants et séparément dans les parties centrale et avant/arrière.

Deux types d'association sont réalisés :

- les traces provenant du déclenchement sur les traces centrales sont associées aux dépôts dans les scintillateurs de la couche A ou des couches A et B du système à muons ;
- des critères de sélection sont basés sur les chambres à fils du spectromètre à muons. Les coups laissés dans chaque couche de chambres à fils sont utilisés pour former des morceaux de traces qui permettent alors de confirmer les coups dans les scintillateurs de chaque couche. Les coups des chambres à fils confirmés par des scintillateurs sont ensuite éventuellement associés entre les différentes couches.

1.2.6.2 Le 2^e niveau

La décision au 2^e niveau du système de déclenchement se fait en deux étapes. Pour chaque sous-détecteur impliqué à ce niveau, à savoir le détecteur de traces (SMT et CFT), le calorimètre et le spectromètre à muons, un préprocesseur calcule un terme partiel. Celui-ci est ensuite envoyé à un processeur global qui effectue des corrélations entre les termes partiels. La décision prise par le processeur global est basée sur des objets physiques partiellement reconstruits par les préprocesseurs. Le 2^e niveau de sélection utilise les informations provenant du 1^{er} niveau et des sous-détecteurs, et combine algorithmes et sélections matérielles. Ce niveau de déclenchement dispose de moins de 125 μ s pour prendre une décision.

Le taux de sortie maximum du 2^e niveau est de 1 kHz. Les événements passant ce niveau de sélection seront par la suite totalement lus et analysés par le 3^e niveau.

Système de déclenchement calorimétrique

A ce niveau, les électrons, les photons et les jets sont reconstruits. L'énergie transverse manquante est également calculée. Pour cela, les tours de triggers sont utilisées.

L'algorithme d'identification des jets recherche des groupes de 5×5 tours de trigger dont la tour centrale doit avoir une énergie supérieure à 2 GeV.

L'algorithme d'identification des électrons et des photons commence quant à lui par ordonner selon leur énergie transverse les tours de triggers électromagnétiques d'énergie transverse supérieure à 1 GeV. A chaque tour de cette liste est associée la tour voisine d'énergie transverse maximale afin de former un amas.

Enfin, l'algorithme de calcul de l'énergie transverse manquante effectue la somme vectorielle des énergies transverses des tours de triggers ayant passé le 1^{er} niveau. L'énergie

transverse manquante peut aussi être calculée pour différents seuils sur l'énergie des tours et sur la couverture en η .

Système de déclenchement du spectromètre à muons

Le 2^e niveau de déclenchement utilise les informations sur les muons du 1^{er} niveau, de toutes les chambres à fil et des scintillateurs pour améliorer la qualité des candidats muons. Pour chaque candidat, l'impulsion transverse et les coordonnées η et ϕ de la trace sont reconstruites.

Système de déclenchement des détecteurs de pieds de gerbe

Les détecteurs de pieds de gerbe des parties centrale et avant/arrière permettent au 2^e niveau de la sélection des événements de distinguer les électrons des photons et de rejeter le bruit de fond principalement dû aux hadrons chargés en mettant en évidence le début des gerbes et leur position pour la comparer avec les amas du calorimètre et du détecteur de traces.

Système de déclenchement du détecteur de traces

A ce niveau, deux termes de déclenchement sont construits. Le premier terme de déclenchement effectue un ajustement des traces en associant les informations fournies par le SMT aux traces trouvées par le 1^{er} niveau. Pour cela, il associe les coups dans les capteurs de silicium d'orientation axiale des fûts du SMT aux traces du CFT du 1^{er} niveau. Il en résulte une meilleure précision sur la mesure de l'impulsion des traces des particules chargées. La mesure du paramètre d'impact est également effectuée avec une précision assez grande pour identifier les particules à long temps de vol, comme les hadrons beaux [13].

Le second terme de déclenchement sur les traces du 2^e niveau utilise les informations issues des traces du 1^{er} niveau et des traces ayant passé le premier terme de trace du 2^e niveau. La mesure de l'impulsion transverse des traces est affinée en utilisant plus d'informations que le 1^{er} niveau. Des critères d'isolation peuvent ensuite être appliqués aux traces.

1.2.6.3 Le 3^e niveau

Ce dernier niveau de déclenchement permet de passer du taux de sortie du 2^e niveau de 1 kHz à un taux de 50 Hz, qui correspond au nombre maximum d'événements qui peuvent être enregistrés. Le 3^e niveau effectue une reconstruction partielle des événements en utilisant uniquement des algorithmes. La décision est basée sur les objets physiques et les relations entre eux. Pour chaque type d'objets physiques, un algorithme spécifique est utilisé.

Pour la reconstruction partielle des jets, toutes les informations collectées par le calorimètre, ainsi que la position du vertex primaire d'interaction sont utilisées. Un algorithme de cône est alors appliqué (l'algorithme de cône sera décrit dans section 2.2.3 sur la reconstruction des jets).

La reconstruction des électrons se fait par un algorithme de cône, avec un rayon de $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} = 0,25$, et des coupures sur l'énergie transverse et la fraction

d'énergie électromagnétique. Un tel candidat électron peut ensuite être associé à des dépôts dans les détecteurs de pieds de gerbe.

La reconstruction des muons prend en compte les informations des chambres à fils et des scintillateurs. La précision de mesure sur l'impulsion des muons est améliorée par rapport à celle déterminée au 2^e niveau par la prise en compte du vertex et l'association avec des traces centrales.

Les informations du CFT permettent de reconstruire des traces courbées dont le rayon de courbure est comparé à la valeur de l'impulsion transverse déterminée aux niveaux précédents de déclenchement.

L'énergie transverse manquante est quant à elle calculée en faisant la somme des énergies corrigées contenues dans des anneaux de η constant.

1.2.7 La luminosité

1.2.7.1 Le détecteur de luminosité

Le détecteur de luminosité LM (*Luminosity Monitor*) a pour objectif de déterminer la luminosité instantanée fournie par le TeVatron au niveau de la région d'interaction de DØ. Ceci est possible en comptant les collisions inélastiques proton antiproton. Le LM permet également de mesurer la taille du halo présent autour des faisceaux et fournit une mesure rapide de la coordonnée longitudinale du vertex d'interaction.

Le détecteur de luminosité est composé de deux disques de 24 plaques de plastique scintillant reliées à des photomultiplicateurs situés à $|z| = \pm 140$ cm, c'est à dire sur la face externe des cryostats avant/arrière du calorimètre. Ils occupent la région radiale située entre le faisceau et les détecteurs de pieds de gerbe avant/arrière FPS et couvrent la région $2,7 < |\eta| < 4,4$ (voir figure 1.3).

1.2.7.2 Le calcul de la luminosité

La luminosité intégrée est une quantité permettant de relier la section efficace totale (quantité microscopique) au nombre d'événements produits (quantité macroscopique). Elle est déterminée par l'intégrale au cours du temps de la luminosité instantanée.

La luminosité instantanée est calculée à partir de la formule [14] :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{\sigma_{eff}} \frac{dN}{dt} \quad (1.4)$$

où σ_{eff} est la section efficace du processus détecté dans les LM, et dN/dt est le nombre d'événements par seconde. Les interactions observées par les LM sont les processus diffractifs simples ou multiples et non diffractifs. La valeur de la section efficace effective est $\sigma_{eff} = (48 \pm 3)$ mb [15].

Le nombre d'événements par seconde est aussi égal à $dN/dt = \mu f$ où μ est le nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux et f la fréquence de rotation des paquets. La valeur de μ est déterminée en considérant le fait que le nombre d'interactions par croisement de faisceaux suit la loi de Poisson :

$$P(n) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu}. \quad (1.5)$$

Cette formule n'est pas utilisable directement puisque les LM ne peuvent pas distinguer les interactions simples des interactions multiples. En fait, l'information disponible est la probabilité d'avoir au moins une interaction :

$$P(n > 0) = 1 - P(0) = 1 - e^{-\mu} \quad (1.6)$$

d'où l'on peut extraire la valeur de μ :

$$\mu = -\ln(1 - P(n > 0)). \quad (1.7)$$

La luminosité fournie peut donc s'écrire :

$$\mathcal{L} = -\frac{f}{\sigma_{eff}} \ln(1 - P(n > 0)). \quad (1.8)$$

Cette valeur de luminosité fournie n'est pas utilisable directement dans des analyses de physique. Elle est en effet différente de la luminosité enregistrée par le détecteur DØ. Ceci est principalement dû aux temps morts, mais peut également être dû à un problème du système d'acquisition. La luminosité fournie est corrigée d'un facteur calculé à partir de deux déclenchements indépendants du type de collision ayant eu lieu. Le nombre de fois où ils se déclenchent est compté avant et après la chaîne d'acquisition. Le premier est un trigger de biais nul qui est déclenché pour chaque croisement de faisceaux, indépendamment de ce qui se passe dans le détecteur DØ. Le second est le trigger de biais minimum. Celui-ci se déclenche pour chaque coïncidence dans les détecteurs de luminosité. La luminosité enregistrée est alors définie par :

$$\mathcal{L}_{\text{enregistrée}} = \frac{nb_{\text{zéro biais}}^{\text{enregistré}} + nb_{\text{min biais}}^{\text{enregistré}}}{nb_{\text{zéro biais}}^{\text{initial}} + nb_{\text{min biais}}^{\text{initial}}} \mathcal{L}_{\text{fournie}}. \quad (1.9)$$

Enfin, la luminosité reconstruite, valeur utilisée dans les analyses de physique, correspond à la valeur de la luminosité enregistrée corrigée de la quantité de données effectivement reconstruites. Celle-ci tient compte par exemple des périodes pour lesquelles une partie du détecteur a eu un problème au moment de l'acquisition de données.

Les figures 1.13 représentent respectivement la luminosité instantanée et intégrée fournies par le TeVatron.

On voit que la luminosité instantanée augmente, particulièrement depuis le début du Run IIb. Le facteur limitant l'augmentation de la luminosité reste le temps de production des antiprotons. Cette augmentation de la luminosité instantanée permet d'obtenir une statistique de plus en plus intéressante pour les analyses de physique, en particulier dans l'étude d'événements $t\bar{t}$ pour laquelle le nombre d'événements produits reste encore limité.

1.2 Le détecteur DØ

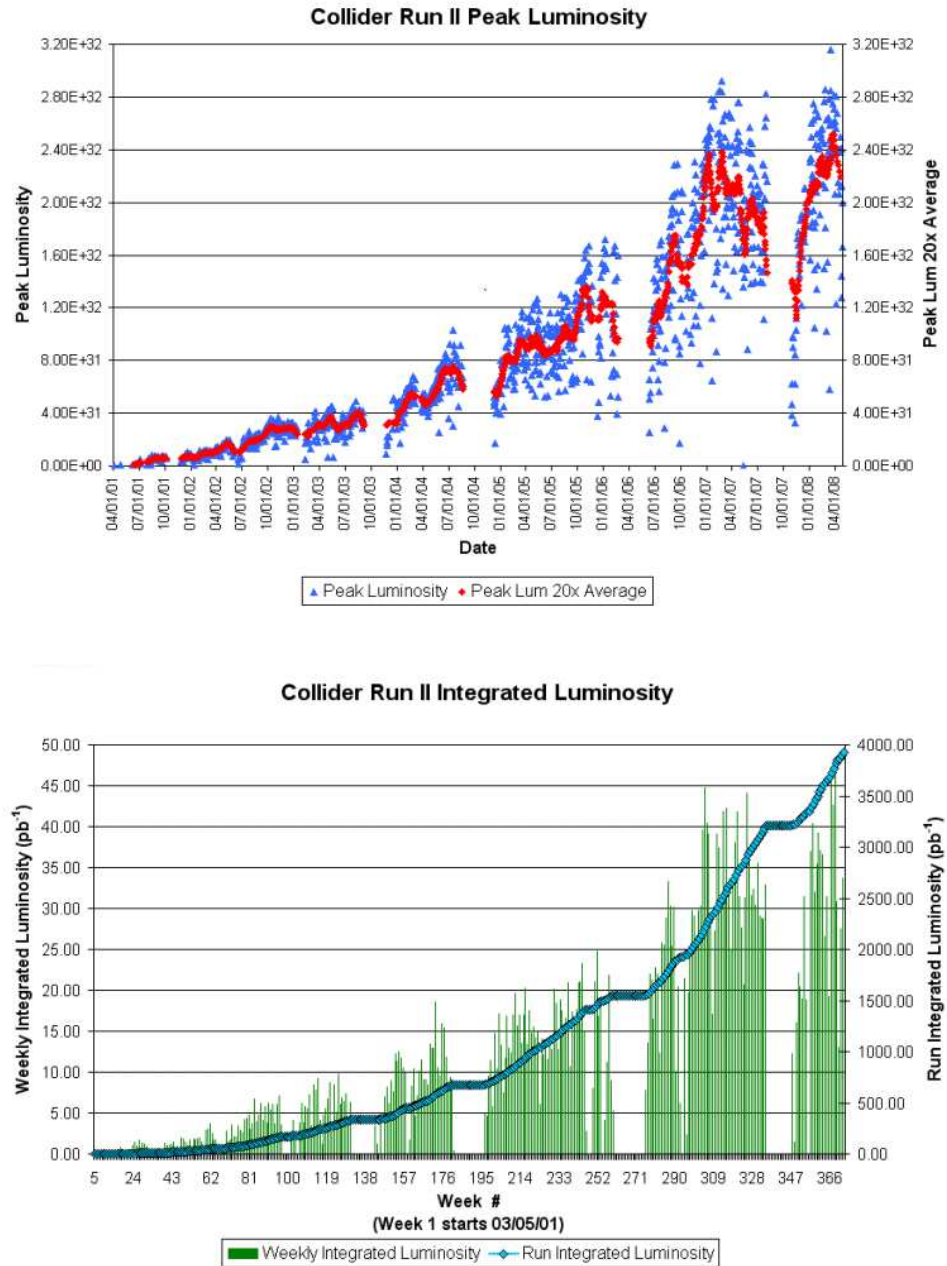


Figure 1.13 – Luminosité instantanée fournie par le TeVatron (en haut) et intégrée (en bas) entre avril 2001 et avril 2008.

Bibliographie

- [1] Fermilab's Chain of Accelerators,
<http://www-bd.fnal.gov/public/multiturn.html> .
- [2] Accelerator Report No. 1 : The Cockcroft-Walton,
http://www.fnal.gov/pub/news04/update_archive/update_9-10.html .
- [3] Accelerator Details : the Proton Source,
<http://www-bd.fnal.gov/public/proton.html>
- [4] Accelerator Details : the Antiproton Source,
<http://www-bd.fnal.gov/public/antiproton.html> .
- [5] V.M. Abazov et al. [DØ collaboration], *The Upgraded DØ Detector*, Nucl. Instrum. Meth. A565 :463-537 (2006).
- [6] The DØ Central Fiber Tracker, Technical Design Report,
http://d0server1.fnal.gov/users/stefan/www/CFT_TDR/CFT_TDR.ps
- [7] M. Arthaud, F. Déliot, B. Tuchming, V. Sharyy, D. Vilanova, *Muon Momentum Oversmearing for p20 Data*, DØ Note 5449 (2007).
- [8] S. Abachi et al. [DØ collaboration], *The DØ Detector*, Nucl. Instrum. Meth. A338 :185-253 (1994).
- [9] J. Zhu, *Determination of Electron Energy Scale and Energy Resolution using P14 $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ data*, DØ Note 4323 (2003).
- [10] J. Zhu et al., *Direct Measurement of the W Width*, DØ Note 4563 (2004).
- [11] V.M. Abazov et al. [DØ collaboration], *The muon system of the Run II DØ Detector*, Nucl. Instrum. Meth. A552 :372-398 (2005).
- [12] J. Bystricky et al., *Algorithms and Architecture for the L1 Calorimeter Trigger at DØ Run IIb*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 51 :351-355 (2004).
- [13] M. Abolins et al., *The Run IIb Trigger Upgrade for the DØ Experiment*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 51 :340-344 (2004).
- [14] S. H. Ahn et al., *DØ Luminosity in Run 2 : Delivered*, DØ Note 3970 (2002).
- [15] B. Casey et al., *Determination of the Effective Inelastic $p\bar{p}$ Cross-Section for the DØ Luminosity Measurement Using Upgraded Readout Electronics*, DØ Note 4958 (2005).

Chapitre 2

Outils généraux

Sommaire

2.1	La simulation des événements dans DØ	45
2.1.1	Les générateurs utilisés	45
2.1.2	La chaîne de simulation de DØ	46
2.2	Reconstruction des objets	46
2.2.1	Reconstruction des traces et identification des vertex	46
2.2.2	Reconstruction des objets électromagnétiques	47
2.2.3	Reconstruction des jets	49
2.2.4	Reconstruction des muons	52
2.2.5	Mesure de l'énergie transverse manquante	52
2.2.6	Qualité des données	54

Dans ce chapitre, les outils nécessaires à toute analyse de physique vont être brièvement décrits. La première partie décrit la simulation des événements, de la génération des événements à la simulation des effets du détecteur. La seconde partie traite de la reconstruction des objets physiques. Des algorithmes de reconstruction permettent de reconstruire des objets directement utilisables dans une analyse de physique : électrons, muons, jets et énergie transverse manquante à partir des informations enregistrées par le détecteur DØ. Cette étape est identique pour les événements enregistrés par le détecteur DØ et les événements simulés.

2.1 La simulation des événements dans DØ

L'un des aspects essentiels d'une analyse en physique des particules est la simulation d'événements Monte Carlo. En effet, qu'il s'agisse de la recherche d'une particule non encore découverte ou d'une mesure de précision, l'analyse est toujours basée sur la comparaison entre données et simulation. Les événements simulés sont générés selon un modèle théorique. Pour la mesure de la masse du quark top, on se place dans le cadre du modèle standard. Les événements générés doivent subir les effets instrumentaux puis être transformés de telle façon qu'ils se présentent exactement sous la même forme que des données enregistrées par le détecteur DØ. Ils subissent ensuite les mêmes critères de sélection que celles-ci. Les générateurs puis la simulation vont être présentées ici.

2.1.1 Les générateurs utilisés

Les programmes de génération d'événements doivent produire des événements complets : l'interaction dure avec les événements résiduels (dus à l'interaction des autres partons constituant les particules entrant en collision), des rayonnements dans l'état initial et dans l'état final, la désintégration des particules à court temps de vie et l'hadronisation des partons.

Pour la mesure de la masse du quark top présentée dans cette thèse, deux générateurs ont été utilisés, PYTHIA [1] et ALPGEN [2]. Seuls ceux-ci vont être brièvement décrits. Un troisième générateur, MADGRAPH [3], a été utilisé pour tester la méthode des éléments de matrice au niveau partonique. Ce sont tous les trois des générateurs utilisant des éléments de matrice au premier ordre de la théorie des perturbations.

PYTHIA

PYTHIA est un générateur permettant de produire environ 300 processus différents décrits par le modèle standard et des modèles au-delà du modèle standard, du type “ $2 \rightarrow 1$ ” (où 2 particules interagissent pour en former une, comme par exemple $e^+e^- \rightarrow Z$) et “ $2 \rightarrow 2$ ”. L'une des particularités de ce générateur est qu'il modélise les radiations de l'état initial et de l'état final et la production de gerbes de partons.

ALPGEN

Le générateur ALPGEN permet quant à lui de produire des événements du type “ $2 \rightarrow N$ ”, en ajoutant des partons rayonnés au processus dur, comme par exemple $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow \tau^+\tau^- + 2$ partons. Ces partons sont dits “durs” car ils ont un écart angulaire avec le parton qui les a émis assez grand. Les radiations “molles” de l'état initial et de l'état final sont

faites par PYTHIA, qui produit également les gerbes de partons. Les événements produits par ALPGEN sont appelés exclusifs si PYTHIA n’ajoute pas de radiations à l’événement (dans ce cas, on a des événements reconstruits du type $Z \rightarrow \tau^+\tau^- + 2$ jets exactement), et inclusifs si PYTHIA rajoute des rayonnements “mous” à l’événement (dans ce cas, les événements reconstruits sont du type $Z \rightarrow \tau^+\tau^- +$ au moins 2 jets). Enfin, certains événements générés doivent être supprimés car il peut y avoir recouvrement entre les événements générés par Alpgen avec n partons émis et les événements avec $n - 1$ partons émis pour lesquels Pythia a ajouté une radiation dans l’état final par exemple.

MADGRAPH

Le générateur MADGRAPH permet de produire des événements au niveau partonique, hadronique, ou après simulation des effets du détecteur. La simulation de l’hadronisation est effectuée par PYTHIA. Ce générateur permet également de calculer les sections efficaces des processus souhaités et donne tous les diagrammes de Feynman les décrivant.

2.1.2 La chaîne de simulation de DØ

Plusieurs étapes sont nécessaires avant d’obtenir des événements simulés se présentant sous la même forme que les données collectées par le détecteur DØ. Les événements sont dans un premier temps générés (voir la section précédente). Les particules présentes dans chaque événement subissent alors les effets du détecteur. Ceci est effectué par le programme appelé *d0gstar* basé sur la simulation du détecteur avec le programme GEANT 3 [2]. Pour que les événements simulés soient le plus ressemblant aux données, des événements de biais nul enregistrés par DØ leurs sont ajoutés. Lors des prises de données de biais nul, la condition de déclenchement de l’acquisition n’est plus le système de déclenchement mais simplement le temps donné par l’horloge du TeVatron. La simulation de la chaîne d’acquisition (électronique de lecture) est ensuite réalisée par le programme appelé *d0sim*.

A partir de là, les événements simulés sont reconstruits puis analysés exactement de la même manière que les données.

2.2 Reconstruction des objets

Les programmes de reconstruction des objets physiques sont appliqués de façon identique aux événements simulés et aux données enregistrées par DØ. Ces programmes ont pour but de transformer des données brutes provenant du détecteur en des objets utiles pour les analyses de physique : traces, vertex, électrons, jets, muons et énergie transverse manquante.

2.2.1 Reconstruction des traces et identification des vertex

Les traces sont reconstruites à partir des coups laissés dans le SMT et le CFT. Le nombre de coups laissés dans le détecteur et donc la qualité de la trace dépendent de sa pseudorapidité η_{det} : en particulier, seul le SMT couvre la région $|\eta_{det}| > 1,6$. Les coups sont regroupés en amas ayant une grande probabilité de provenir de la même trace et sont utilisés comme point de départ d’un filtre de Kalman [5], où les coups sont ajoutés un à

un. Cet ajustement est réalisé point par point et tient compte du champ magnétique ainsi que des matériaux traversés.

Les traces ainsi reconstruites permettent de déterminer la position des vertex de l'événement. Un ajustement est réalisé à partir de toutes les traces de petit paramètre d'impact. La trace contribuant le plus au χ^2 de cet ajustement est alors supprimée de la liste et le χ^2 est recalculé. Cette procédure est reproduite jusqu'à ce que le χ^2 de l'ajustement soit inférieur à 10 [6]. Une nouvelle liste est alors créée avec les traces n'ayant pas encore été associées à un vertex et cette procédure est renouvelée.

2.2.2 Reconstruction des objets électromagnétiques

La reconstruction des objets électromagnétiques (électrons et photons) se fait en deux étapes [7]. La première étape est commune avec la reconstruction des jets : une liste d'amas d'énergie déposée est construite avec un algorithme de cône simple (*Simple Cone*) de rayon R ($R = 0,4$ dans le cas des objets électromagnétiques). Pour cela, on constitue une liste des tours calorimétriques ayant un dépôt d'énergie supérieur à 0,5 GeV (en ne prenant pas en compte la partie hadronique grossière). Un amas est formé autour de la tour la plus énergétique. Les tours de la liste lui sont ajoutées si elles sont situées à une distance $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < R$ de cette tour.

Parmi ces amas, un objet électromagnétique est alors défini par les tours contenues dans un cône de rayon 0,2 autour de la tour la plus énergétique. Seuls les dépôts d'énergie compris dans la partie électromagnétique et hadronique fine du calorimètre sont pris en compte pour définir les objets électromagnétiques. Des critères supplémentaires sont appliqués aux amas ainsi créés afin d'être identifiés comme des objets électromagnétiques :

- **la fraction électromagnétique** : la fraction d'énergie contenue dans la partie électromagnétique du calorimètre doit être supérieure à 90% ;
- **l'isolation de l'amas** : l'amas doit avoir une isolation $iso < 0,15$ où l'isolation est la proportion d'énergie contenue dans la partie électromagnétique du cône de rayon 0,2 par rapport à l'énergie contenue dans tout le cône de rayon 0,4 :

$$iso = \frac{E_{tot}(R = 0,4) - E_{em}(R = 0,2)}{E_{em}(R = 0,2)} ; \quad (2.1)$$

- **la forme de l'amas** : la forme de l'amas est comparée à la forme caractéristique d'un dépôt d'énergie laissé par un objet électromagnétique dans le calorimètre. Celle-ci est caractérisée par une matrice de dimension 7 construite à partir des variables suivantes : les fractions d'énergie déposées dans les 4 couches électromagnétiques du calorimètre, la largeur en η et ϕ de la gerbe et la position longitudinale du vertex.

Les traces reconstruites sont utilisées pour distinguer un électron d'un photon. La probabilité que la gerbe électromagnétique soit associée à une trace est calculée à partir de la différence de position géométrique entre la trace et la gerbe et de la différence entre l'énergie transverse mesurée dans le calorimètre et l'impulsion transverse de la trace.

L'énergie contenue dans la gerbe électromagnétique ne correspond pas exactement à l'énergie de particule ayant produit cette gerbe. Afin de déterminer celle-ci, deux corrections sont appliquées à la mesure. La première est une correction géométrique qui rend compte des différences d'énergie déposée en fonction de la position de la gerbe dans le calorimètre (cet effet est dû à la quantité de matériau traversée avant le calorimètre).

Cette correction a été déterminée à partir d'événements simulés [8]. La figure 2.1 illustre la différence d'énergie déposée par un électron de 5 GeV en fonction de la position en η . Les électrons déposent de l'énergie dans le calorimètre après avoir traversé la matière située avant celui-ci, principalement dans le solénoïde. C'est pourquoi la perte d'énergie des électrons est plus faible pour $\eta = 0$, puisqu'il s'agit de la direction pour laquelle l'électron traverse le moins de matière avant le calorimètre. La seconde correction dite d'échelle absolue d'énergie corrige l'énergie mesurée afin qu'elle corresponde bien à l'énergie de l'électron ou du photon incident. Cette échelle en énergie est déterminée à partir d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$ et $J/\psi \rightarrow e^+e^-$: l'énergie est corrigée afin que la masse invariante des électrons corresponde bien à celle du Z ou du J/ψ [9].

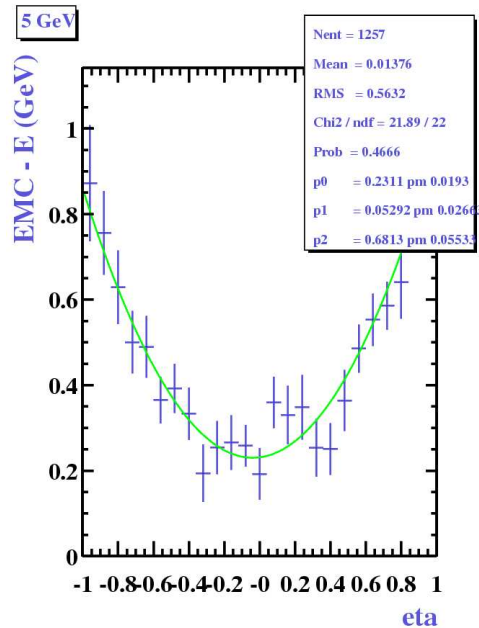


Figure 2.1 – Energie déposée par un électron de 5 GeV en fonction de sa position en η [8].

Enfin, un rapport de vraisemblance est calculé pour chaque électron reconstruit et une coupure sera effectuée sur cette valeur ou non suivant la qualité de reconstruction souhaitée dans chaque analyse. Ce critère permet de réduire le bruit de fond contenant des électrons mal identifiés ou non isolés. Si la valeur obtenue pour ce rapport est proche de 0, l'électron a une grande probabilité d'être un électron mal identifié, alors que si sa valeur est proche de 1 l'électron a une grande probabilité d'avoir été bien identifié.

Le rapport de vraisemblance des électrons est construit à partir des 7 variables suivantes :

- la fraction électromagnétique de la gerbe ;
- la valeur du critère de forme de la gerbe ;
- la valeur du rapport E_T/p_T ;
- la probabilité obtenue lors de l'association de la trace à la gerbe électromagnétique ;
- la distance de plus petite approche de la trace associée à la gerbe, mesurée par rapport au vertex primaire de l'événement ;
- le nombre de traces contenues dans un cône de rayon $\Delta R = 0,05$ autour de la trace ;

2.2 Reconstruction des objets

- l'impulsion transverse totale des traces contenues dans un cône de rayon $\Delta R = 0,4$ entourant la trace de l'électron, mais en ne la prenant pas en compte.

Les deux dernières variables qualifient l'isolation de la trace associée à l'électron.

Les distributions de ces variables sont déterminées à partir d'un échantillon de données étiqueté comme provenant du signal (événements $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$) et d'un échantillon étant étiqueté comme du bruit de fond (événements de bruit de fond QCD $e + \text{jet}$).

A partir de ces distributions, pour chaque électron sélectionné avec les critères énumérés dans le paragraphe sur la sélection des électrons, une probabilité d'être un électron mal identifié $P_{bdf}(x_i)$ ainsi qu'une probabilité de provenir de signal $P_{sig}(x_i)$ est calculée pour chaque variable entrant dans le calcul du rapport de vraisemblance. La probabilité globale de provenir de signal ou de bruit de fond est ensuite calculée pour chaque électron à partir du produit des probabilités :

$$P(x) = \prod_i P(x_i) \quad . \quad (2.2)$$

Le rapport de vraisemblance de l'électron est alors défini par :

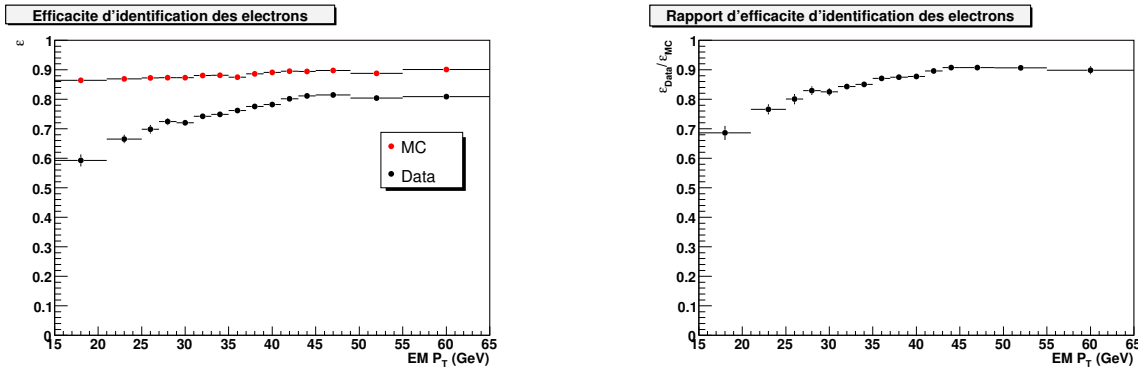
$$\mathcal{L}_e(x) = \frac{P_{sig}(x)}{P_{sig}(x) + P_{bdf}(x)} \quad . \quad (2.3)$$

La figure 2.2 présente la comparaison entre les efficacités d'identification des électrons dans les données et les événements simulés (dans la région centrale du calorimètre et pour des électrons passant les critères ci-dessus) ainsi que le rapport de ces deux efficacités en fonction de l'impulsion transverse des électrons. Celui-ci correspond au facteur qui est appliqué à l'efficacité de sélection des électrons des événements simulés afin qu'il corresponde à celle des données. On voit que l'efficacité d'identification des électrons ne dépend pas de leur impulsion transverse dans les événements simulés alors qu'elle présente un plateau au delà d'environ 40 GeV dans les données. Ces efficacités ont été mesurées pour des électrons vérifiant les trois critères de sélection énumérés ci-dessus et ayant un rapport de vraisemblance $\mathcal{L}_e > 0,85$. Ces électrons doivent être associés à une trace dans le détecteur de traces centrales avec une impulsion transverse $p_T > 5$ GeV.

2.2.3 Reconstruction des jets

Un algorithme de cône est utilisé pour reconstruire des jets [10]. Tout d'abord, une liste d'amas est faite avec l'algorithme de cône simple et un rayon de cône de 0,3 (voir la section précédente). Ces amas servent de point de départ à la méthode itérative utilisée pour reconstruire les jets [7]. La méthode de cône simple est utilisée pour déterminer des proto-jets dans des cônes de taille $R = 0,5$. La direction de ces proto-jets est alors calculée de la façon suivante : chaque tour contenue dans le cône est affectée d'un poids égal à l'énergie transverse qu'elle contient. Un nouveau proto-jet est reconstruit autour de cette direction et la méthode est appliquée jusqu'à obtenir une direction de jet stable. Le jet sera conservé si son énergie transverse est supérieure à un certain seuil.

Si plusieurs proto-jets partagent une même tour, il faut soit les séparer soit les regrouper. Ils sont séparés si l'énergie transverse des tours communes est inférieure à la moitié de l'énergie du jet le moins énergétique, ou associés dans le cas contraire. La direction de ce jet est alors recalculée.



(a) Efficacité d'identification des électrons dans les données et les événements simulés en fonction de l'impulsion transverse des électrons

(b) Rapport d'efficacités d'identification des électrons dans les données et les événements simulés en fonction de l'impulsion transverse des électrons

Figure 2.2 – Efficacité d'identification des électrons dans les données et les événements simulés en fonction de leur impulsion transverse et facteur de correction qui sera appliqué à l'efficacité d'identification des événements simulés pour qu'elle corresponde à l'efficacité mesurée dans les données. Les points noirs correspondent aux données et les points rouges aux événements simulés.

Des critères supplémentaires sont alors appliqués afin de séparer les jets du bruit de fond :

- **la fraction d'énergie collectée dans la partie électromagnétique** : la fraction d'énergie contenue dans la partie électromagnétique du calorimètre doit être comprise entre 5 et 95% ;
- **la fraction d'énergie collectée dans la partie hadronique grossière** : le bruit étant plus important dans cette partie du calorimètre, l'énergie y étant collectée doit être inférieure à 40% de l'énergie du jet ;
- **le rapport entre impulsion transverse mesurée par le système d'acquisition et le système de déclenchement** : l'électronique du système de déclenchement et du système d'acquisition étant différente, un jet mal identifié provenant de bruit de fond électronique ne sera pas observé par les deux systèmes. Pour vérifier leur compatibilité, on applique la condition $p_T(1 - f_{ch})/p_T^{L1} < 0,4$ (dans la partie centrale) ou 0,2 (dans les parties avant/arrière), où f_{ch} représente la fraction d'énergie transverse collectée dans la partie hadronique grossière du calorimètre et p_T^{L1} l'impulsion transverse mesurée par le système de déclenchement.

Comme pour les objets électromagnétiques, une correction est appliquée à l'énergie des jets afin de retrouver l'énergie de la particule qui s'est hadronisée. Il s'agit de la correction de l'échelle en énergie des jets (JES pour *Jet Energy Scale*) [11]. Elle prend en compte des effets tels que la réponse du calorimètre aux différents types de particules constituant une gerbe, le bruit de l'électronique, le bruit dû aux désintégrations de l'uranium et l'énergie déposée en dehors du cône de reconstruction. Elle est paramétrée de la manière suivante :

$$E_m = R \times S \times E_p + E_0 \quad (2.4)$$

où E_m est l'énergie mesurée du jet dans un cône de rayon R donné, E_p est la somme des énergies des particules constituant le jet et R est la réponse du calorimètre. Ce terme a

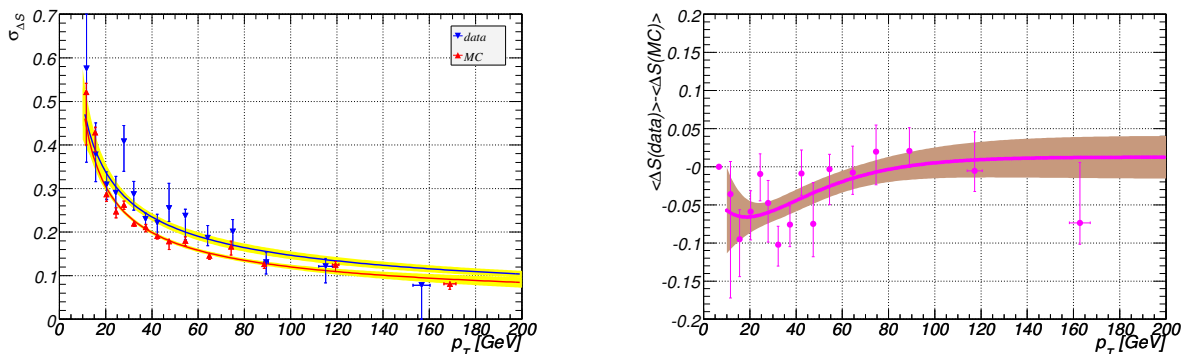
2.2 Reconstruction des objets

une valeur inférieure à 1. Le paramètre S représente la fraction d'énergie des particules se trouvant dans le cône déposée en dehors de celui-ci. Enfin E_0 représente la quantité d'énergie mesurée dans le cône due au bruit de l'uranium et de l'électronique et aux événements sous-jacents. Cette correction est modifiée lorsqu'un muon est identifié proche du jet. Dans ce cas, le muon vient de la désintégration semi-leptonique d'un quark lourd. L'énergie du muon est alors ajoutée à celle du jet, ainsi que l'énergie moyenne supposée du neutrino provenant de cette désintégration. L'énergie du neutrino ajoutée dépend de l'impulsion transverse du muon et l'angle entre le muon et le jet $\Delta R(\mu, jet)$. Cette correction a été estimée à partir d'événements simulés.

Une correction supplémentaire est appliquée aux jets simulés. Elle est appelée JSSR (*Jet Smearing, Shifting and Removing*), et permet d'obtenir la même précision pour les jets simulés que les jets reconstruits dans les données. Cette correction consiste à dégrader l'énergie des jets, à décaler l'énergie mesurée et enfin à supprimer certains jets des événements simulés afin de prendre en compte les différences d'efficacité de reconstruction entre données et simulation. Ces corrections ont été évaluées à partir d'événements γ +jet et $Z(\rightarrow e^+e^-)$ +jet, où le photon ou le Z et le jet sont produits dos à dos. Dans cette étude, l'échelle d'énergie des photons est supposée connue et la variable utilisée dans les données et la simulation pour déterminer les corrections est [12] :

$$\Delta S = \frac{p_T^{jet} - p_T^{\gamma/Z}}{p_T^{\gamma/Z}} \quad (2.5)$$

La figure 2.3 représente la dispersion et la valeur moyenne de ΔS obtenues dans les données et les événements simulés en fonction de l'impulsion transverse du Z , pour des jets reconstruits dans la partie centrale du calorimètre.



(a) Précision de mesure de l'énergie des jets en fonction de l'impulsion transverse du Z , dans les données et les événements simulés

(b) Décalage entre la valeur moyenne de l'énergie mesurée des jets dans les données et les événements simulés en fonction de l'impulsion transverse du Z

Figure 2.3 – Paramètres caractérisant les corrections à apporter aux jets des événements simulés (JSSR) pour des jets reconstruits dans la partie centrale du calorimètre en fonction de l'impulsion transverse du Z [12].

Enfin, si l'état final recherché dans une analyse contient des électrons, pour chaque électron sélectionné, si un jet se trouve proche de celui-ci ($\Delta R < 0,5$) il est supprimé de la liste des jets reconstruits.

2.2.4 Reconstruction des muons

La reconstruction des muons utilise les informations provenant du système à muon et des traces reconstruites par le détecteur de traces internes. La reconstruction est tout d'abord effectuée dans le système à muons en combinant les coups déposés pour former des segments de trace chambre par chambre. Ces segments sont ensuite associés entre les différentes couches du détecteur pour former des traces. La qualité de la reconstruction du muon est alors définie selon le nombre de segments la constituant.

- Muons ayant 3 segments : sa qualité est “moyenne” si au moins deux coups ont été laissés dans les couches A et BC des chambres à fils, et au moins un coup a été laissé dans les couches A et BC des scintillateurs. La qualité est “lâche” si l’un de ces critères n’est pas respecté.
- Muons avec seulement un segment dans la couche BC : ce type de muons est associé à une trace centrale. Sa qualité est “lâche” si le muon a laissé au moins un coup dans les scintillateurs et deux coups dans les chambres à fils de la couche BC. Si de plus le muon se trouve dans la partie inférieure du détecteur (octants 5 et 6 et $|\eta_{det}| < 1,6$) sa qualité est “moyenne”.
- Muons avec seulement un segment dans la couche A : ce type de muons est associé à une trace centrale. Sa qualité est “lâche” si au moins un coup dans les scintillateurs et deux coups ont été déposés dans la couche A du système à muon. Le muon est de qualité “moyenne” s’il est situé dans la région inférieure du détecteur : octants 5 et 6 et $|\eta_{det}| < 1,6$.

Les muons reconstruits dans le système à muon seul sans rechercher de trace centrale associée sont appelés muons locaux.

La figure 2.4 représente l’efficacité de reconstruction des muons dans les données en fonction de la pseudorapidité η_{det} et de l’angle azimutal ϕ . Les muons sélectionnés pour cela ont laissé des coups dans les 3 segments du système à muons et ont été reconstruits avec une qualité moyenne. Ils sont de plus associés à une trace dans le détecteur de traces centrales. On voit sur cette figure un trou dans la carte d’efficacité à l’emplacement des pieds du détecteur, cette région n’étant pas instrumentée. Cette efficacité est en revanche stable en fonction de l’impulsion transverse des muons. Les figures 2.5 représentent quand à elles l’efficacité de reconstruction comparée dans les données et la simulation en fonction de la pseudorapidité η_{det} et de l’angle azimutal ϕ . On voit qu’il faut appliquer un facteur correctif à l’efficacité mesurée sur les événements simulés pour qu’elle corresponde à l’efficacité mesurée dans les données.

2.2.5 Mesure de l’énergie transverse manquante

La mesure de l’énergie transverse manquante MET (*Missing Transverse Energy*) est importante lors de collisions hadroniques, puisque c’est la seule mesure permettant de signer la présence d’une ou plusieurs particules non détectées, comme les neutrinos par exemple. Il s’agit d’une quantité vectorielle à deux dimensions mesurée dans le plan transverse.

Le calcul de l’énergie transverse manquante se fait en deux étapes [13] : la première consiste à sommer l’énergie transverse contenue dans toutes les cellules du calorimètre (partie électromagnétique, hadronique et détecteurs intercryostats), en excluant la partie

2.2 Reconstruction des objets

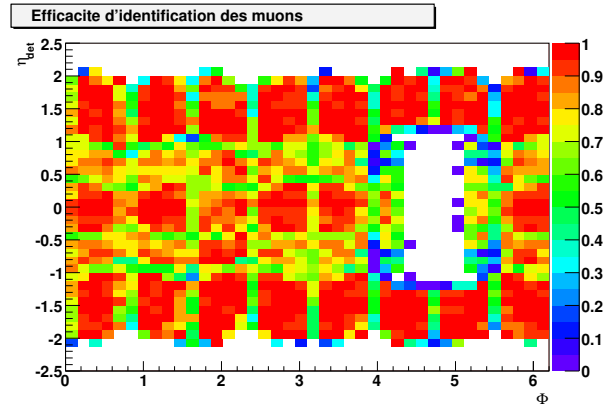
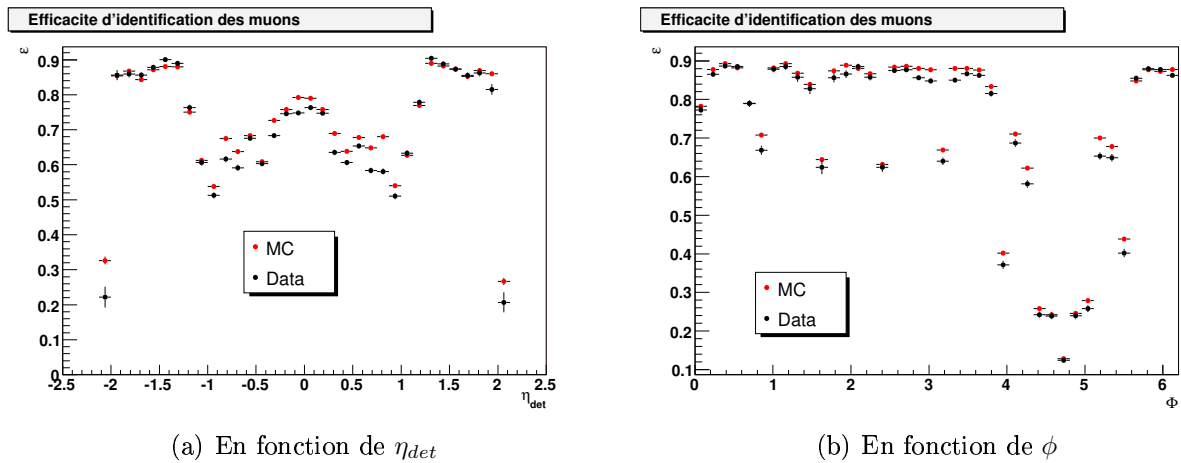


Figure 2.4 – Efficacité de reconstruction des muons dans les données en fonction de la pseudorapidité η_{det} et de l'angle azimutal ϕ .



(a) En fonction de η_{det}

(b) En fonction de ϕ

Figure 2.5 – Efficacité de reconstruction des muons dans les données et les événements simulés en fonction de la pseudorapidité η_{det} et de l'angle azimutal ϕ . Un facteur de correction sera appliqué à l'efficacité de reconstruction des événements simulés pour qu'elle corresponde à l'efficacité mesurée dans les données.

hadronique grossière qui est particulièrement sensible au bruit de fond :

$$\vec{E}_T = - \sum_{cellules} \vec{E}_T^{cellule} . \quad (2.6)$$

Les énergies transverses des cellules sont mesurées par rapport à la position du vertex primaire.

La seconde étape consiste à prendre en compte les corrections apportées à l'ensemble des objets reconstruits : objets électromagnétiques, jets, muons et dépôts d'énergie dans la partie hadronique grossière du calorimètre :

$$\vec{E}_{T \text{ corr}} = \vec{E}_T + \Delta \vec{E}_T_{em} + \Delta \vec{E}_T_{jet} + \Delta \vec{E}_T_{CH} + \Delta \vec{E}_T_{\mu} , \quad (2.7)$$

où la correction pour les objets électromagnétiques est définie par :

$$\overrightarrow{\Delta E_{T\ em}} = \sum_{i \in em} (p_{T_i}^{nc} - p_{T_i}^c) \vec{n}_i \quad (2.8)$$

avec $p_{T_i}^{nc}$ la valeur de l'impulsion transverse mesurée des objets électromagnétiques, $p_{T_i}^c$ sa valeur corrigée et \vec{n}_i la direction de l'impulsion transverse du i^e objet électromagnétique. De même, la correction pour les jets est définie par :

$$\overrightarrow{\Delta E_{T\ jet}} = \sum_{i \in jet} (p_{T_i}^{nc} - p_{T_i}^{c'}) \vec{n}_i \quad (2.9)$$

Ici, l'impulsion transverse corrigée $p_{T_i}^{c'}$ ne contient pas les corrections dues au bruit du calorimètre ni à l'énergie déposée en dehors du cône de reconstruction (termes E_0 et S de la formule 2.4). En effet, l'énergie déposée hors du cône par exemple est déjà comptée dans la somme de l'énergie transverse de toutes cellules (formule 2.6). Les cellules de la partie hadronique grossière du calorimètre ne sont pas utilisées dans cette correction mais dans une correction spécifique appelée $\overrightarrow{\Delta E_{T\ CH}}$. Celle-ci comprend la somme des énergies transverses corrigées des cellules de la partie hadronique grossière du calorimètre incluses dans les jets de l'événement.

Enfin, la correction pour les muons s'écrit :

$$\overrightarrow{\Delta E_{T\ \mu}} = - \sum_{i \in \mu} \vec{p}_T^i + \sum_{i \in \mu} \vec{E}_{T_{MIP}}^i \quad (2.10)$$

Les muons ne laissant qu'un dépôt d'énergie au minimum d'ionisation dans le calorimètre, ils créent de façon artificielle de l'énergie transverse manquante. C'est pourquoi l'impulsion transverse des muons est ajoutée à l'énergie transverse manquante, alors que le dépôt calorimétrique au minimum d'ionisation $\vec{E}_{T_{MIP}}$ qui est déjà inclus dans la somme de toutes les cellules calorimétriques lui est retiré.

2.2.6 Qualité des données

Le critère sur la qualité des données permet d'enlever en premier lieu les périodes de prises de données pendant lesquels un des sous-détecteurs a eu un dysfonctionnement, puis les événements pour lesquels du bruit a été identifié. La qualité des événements est vérifiée en plusieurs étapes :

- lors de la prise de données, la qualité des données enregistrées par chaque sous-détecteur est vérifiée. Ceci permet de supprimer ensuite des analyses de physique des périodes de prises de données où un problème est survenu, comme par exemple un problème persistant sur les hautes tensions du SMT. Certains bruits calorimétriques peuvent également être identifiés comme un décalage cohérent des piédestaux de plusieurs cellules (*Coherent Noise*), ou une activité importante sur toutes les cellules d'une même couche et avec la même pseudorapidité (*Ring of Fire*).
- la qualité des données est vérifiée manuellement par des experts de chaque sous-détecteur.
- lors de la reconstruction des objets, des algorithmes sont utilisés pour identifier certains bruits du calorimètre. L'algorithme *NADA* compare l'énergie mesurée dans

2.2 Reconstruction des objets

une cellule à celle déposée dans toutes les cellules voisines. Ceci permet d'identifier les cellules dites chaudes qui ont perçu un dépôt de bruit important pouvant être confondu avec un signal. Le programme T42 permet quant à lui de supprimer les cellules isolées dans lesquelles une faible énergie a été déposée.

Le calcul de la luminosité tient compte des événements supprimés avant la sélection. Afin de tenir compte du fait que l'on supprime ensuite des événements lors de la sélection des données, l'efficacité de sélection mesurée sur les événements simulés est corrigée de l'efficacité de la qualité des données.

Bibliographie

- [1] T. Sjöstrand *et al.*, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, hep-ph/0603175, LUTP 06-13, FREMILAB-PUB-06-052-CD-T (2006).
- [2] M.L. Mangano *et al.*, *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, hep-ph/0206293, JHEP 0307 :001 (2003).
- [3] J. Alwall, P. Demin, S. de Visscher, R. Frederix, M. Herquet, F. Maltoni, T. Plehn, D. L. Rainwater and T. Stelzer, *MadGraph/MadEvent v4 : The New Web Generation*, JHEP 0709 :028 (2007).
- [4] R. Brun, F. Bruyant and M. Maire *et al.*, *GEANT3*, CERN DD/EE/84-1, Genève (1987).
- [5] H. Greenlee, *The DØ Kalman Track Fit*, DØ Note 4303 (2003).
- [6] A. Schwartzman and M. Narain, *Primary Vertex Selection*, DØ Note 3906 (2001).
- [7] S. Trincaz-Duvoid [DØcollaboration] *Calorimeter algorithms for D0*, Prepared for 11th International Conference on Calorimetry in High-Energy Physics, Perugia, Italy, (2004).
- [8] S. Crepe-Renaudin, *Energy corrections for geometry effects for electrons in Run II*, DØ Note 4023 (2002).
- [9] S. Kermiche *et al.*, *Energy Scale studies and calibration of the DØ electromagnetic calorimeter using Z and $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ Run II events*, DØ Note 4945 (2005).
- [10] E. Busato, B. Andrieux, *Jet Algorithms in DØ RunII Software : Description and User's Guide*, DØ Note 4457 (2004).
- [11] JES Working Group [DØcollaboration], *Jet Energy Scale Determination at DØRun II*, DØ Note 5382 (2007).
- [12] C. Ochando, J.-F. Grivaz, *SSR for p17*, DØ Note 5609 (2008).
- [13] S. Calvet, P. Verdier, E. Kajfasz, *Towards MissingET Certification and Unclustered Energy Studies*, DØ Note 4927 (2005).

Chapitre 3

Eléments de théorie

Sommaire

3.1	Le modèle standard	61
3.1.1	Les particules du modèle standard	61
3.1.2	L'électrodynamique quantique	62
3.1.3	Le secteur électrofaible	65
3.1.3.1	Quelques considérations expérimentales	65
3.1.3.2	La théorie de Glashow, Weinberg et Salam	65
3.1.3.3	La brisure spontanée de symétrie et le mécanisme de Higgs	69
3.1.3.4	Couplages au boson de Higgs	70
3.1.4	L'interaction forte	72
3.1.4.1	La chromodynamique quantique	72
3.1.4.2	Evolution de la constante de couplage effective de l'interaction forte	74
3.1.4.3	Différents schémas de renormalisation	75
3.1.4.4	Théorème de factorisation, fonctions de distribution des partons et fonctions de fragmentation	76
3.1.5	Succès et limites du modèle standard	77
3.2	Le quark top	79
3.2.1	Mises en évidence indirectes de l'existence du quark top	79
3.2.2	Mesures indirectes de la masse du quark top et contrainte sur la masse du boson de Higgs	80
3.2.3	Production du quark top auprès de collisionneurs hadroniques	83
3.2.3.1	Sections efficaces de production	83
3.2.3.2	Modes de désintégration du quark top	85
3.2.4	Vers une définition de la masse du quark top	86
3.2.5	Différence entre masse au pôle et masse renormalisée : exemple de la masse du Z	87
3.2.6	La masse au pôle d'un quark massif	88

3.1 Le modèle standard

Le modèle standard de la physique des particules est une théorie qui a été développée autour des années 1970. Il décrit les particules et leurs interactions. Seule l'interaction gravitationnelle n'est pas décrite par ce modèle. Le modèle standard a connu un grand succès depuis qu'il a été élaboré, en raison de son caractère prédictif. En effet, aucune mesure expérimentale n'a pu le mettre en défaut jusqu'à présent.

3.1 Le modèle standard

3.1.1 Les particules du modèle standard

Les particules du modèle standard sont classées en deux groupes en fonction de leur spin.

Les fermions ont un spin demi-entier, et comprennent les quarks et les leptons. Ils sont divisés en trois générations, et leurs principales caractéristiques sont résumées dans le tableau 3.1.

	Quarks			Leptons		
	Saveur	Masse (GeV)	Charge	Saveur	Masse (GeV)	Charge
1 ^{re} génération	e (électron)	$5,11 \times 10^{-4}$	-1	u (up)	$(1,5 \text{ à } 4) \times 10^{-3}$	2/3
	ν_e (neutrino électronique)	$< 3 \times 10^{-9}$	0	d (down)	$(4 \text{ à } 8) \times 10^{-3}$	-1/3
2 ^{me} génération	μ (muon)	0,106	-1	c (charm)	1,15 à 1,35	2/3
	ν_μ (neutrino muonique)	$< 1,9 \times 10^{-4}$	0	s (strange)	$(80 \text{ à } 130) \times 10^{-3}$	-1/3
3 ^{me} génération	τ (tau)	1,777	-1	t (top)	172,6	2/3
	ν_τ (neutrino tauonique)	$< 1,8 \times 10^{-2}$	0	b (bottom)	4,1 à 4,4	-1/3

Tableau 3.1 – Les fermions, leur masse et leur charge.

Les bosons ont quant à eux un spin entier. Ils sont les médiateurs des interactions fondamentales décrites par le modèle standard. Le tableau 3.2 présente ces interactions, leur portée et le (les) boson(s) qui leur est (sont) associé(s).

L'interaction gravitationnelle n'est pas décrite par le modèle standard car il n'existe pas de théorie quantique renormalisable pour la décrire. Cette interaction est complètement négligeable aux échelles de la physique des particules.

Interaction	Boson (masse en GeV)	Portée
Interaction électromagnétique	Photon (nulle)	Infinie
Interaction faible	Z^0 (91,2 GeV) W^\pm (80,4 GeV)	Quelques Fermi
Interaction forte	8 gluons (nulle)	$\sim 10^{-2}$ Fermi
Interaction gravitationnelle	Graviton (non observé)	Infinie

Tableau 3.2 – Les interactions fondamentales, leur médiateur et leur portée.

Chaque particule possède une antiparticule associée, de masse identique mais dont tous les nombres quantiques sont opposés. Le modèle standard possède un boson scalaire

supplémentaire, le boson de Higgs, qui permet de conférer leur masse aux particules massives. Ce mécanisme sera décrit dans la partie 3.1.3.3.

3.1.2 L'électrodynamique quantique

L'électrodynamique quantique est la première théorie de jauge à avoir été construite. Une théorie de jauge est invariante sous certaines transformations de jauge, c'est à dire des transformations de phase locales, qui dépendent des coordonnées d'espace-temps. Si l'on acceptait que le lagrangien de l'électrodynamique quantique ne soit pas invariant sous les transformations locales, cela signifierait que si un observateur situé en x_0 avait choisi une convention de phase, la même convention devrait alors être utilisée en tout point de l'espace temps.

La théorie de l'électrodynamique quantique a ensuite servi de modèle pour développer les théories des interactions faible et forte.

Une théorie est décrite par son lagrangien, équation dans laquelle sont codées les interactions des particules avec les champs et entre elles, la propagation des particules et éventuellement leur masse.

Pour construire le lagrangien de l'électrodynamique quantique, considérons dans un premier temps le lagrangien d'un fermion de masse m représenté par un champ $\psi(\vec{r}, t)$. L'évolution du fermion étant décrite par l'équation de Dirac, le lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L}_0 = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi . \quad (3.1)$$

Sous cette forme, le lagrangien 3.1 n'est pas invariant sous les transformations de jauge du groupe U(1) :

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{iQ\alpha(x)}\psi(x) , \quad (3.2)$$

où $\alpha(x)$ est une fonction à valeurs réelles. En effet :

$$\partial_\mu\psi(x) \rightarrow e^{iQ\alpha(x)}(\partial_\mu + iQ\partial_\mu\alpha)\psi(x) . \quad (3.3)$$

Afin de rendre le lagrangien invariant sous les transformations du groupe U(1), il faut lui ajouter un terme se transformant de façon à supprimer le terme en $\partial_\mu\alpha(x)$ de l'équation 3.3. On introduit alors un champ A_μ se transformant de la façon suivante :

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha \quad (3.4)$$

et la dérivée covariante D_μ définie par :

$$D_\mu\psi(x) = (\partial_\mu - ieQA_\mu)\psi(x) . \quad (3.5)$$

Le lagrangien de l'électrodynamique quantique est alors obtenu en ajoutant un terme cinétique pour le champ de jauge A_μ , afin qu'il soit bien un propagateur :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi + eQA_\mu\bar{\psi}\gamma^\mu\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (3.6)$$

où $F^{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ est le tenseur de force du champ de jauge A_μ . Un terme de masse pour le champ A_μ de la forme $\mathcal{L}_m = \frac{1}{2}m^2 A^\mu A_\mu$ est impossible car il ne serait pas invariant de jauge. On retrouve bien ici que le photon est de masse nulle.

3.1 Le modèle standard

Le lagrangien 3.6 contient un terme de masse pour le fermion, un terme de propagation pour le fermion et pour le photon (contenu dans la partie cinétique du lagrangien) et un terme d'interaction entre le photon et le fermion.

Richard Feynman en a alors conclu qu'il est possible de représenter les phénomènes électromagnétiques sur la base de trois processus simples représentés par des diagrammes, appelés diagrammes de Feynman (voir figure 3.1) :

- le couplage électron-photon, appelé vertex : un électron peut absorber ou émettre un photon ;
- le propagateur du photon ;
- le propagateur de l'électron.

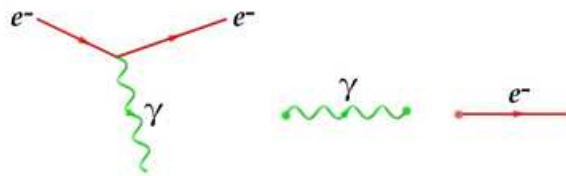


Figure 3.1 – Représentation des diagrammes de Feynman du vertex électron-photon, du propagateur du photon et du propagateur de l'électron.

La probabilité d'obtenir un état final f partant d'un état initial i est alors obtenu en sommant les probabilités de tous les états intermédiaires possibles avec ces trois processus. Ce calcul peut être effectué par un développement en série de perturbation. Il faut pour cela prendre en compte tous les diagrammes ayant pour état initial i et pour état final f . Cependant, certains donnent des contributions infinies, comme par exemple ceux de la figure 3.2. La solution à ce problème a été apportée par R. Feynman, F. Dyson, J. Schwinger

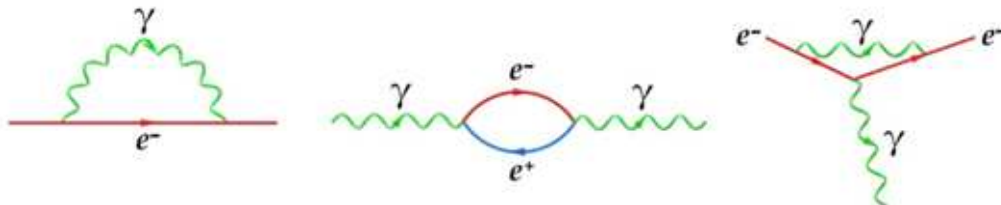


Figure 3.2 – Diagrammes de Feynman donnant des contributions infinies.

et S.-I. Tomonaga en 1949 avec la renormalisation. Une théorie est dite renormalisable si toutes les divergences ultraviolettes peuvent être absorbées par une redéfinition des champs et constantes de couplages de la théorie.

La renormalisation consiste à choisir une échelle en énergie arbitraire Λ en dessous de laquelle les contributions des diagrammes en boucle ne sont plus prises en compte. Les calculs de diagrammes dépendent alors de cette échelle en énergie, alors que le résultat, c'est à dire les quantités physiques que l'on calcule ne devraient pas en dépendre. La technique pour supprimer cette valeur arbitraire des résultats consiste à inclure toutes les

dépendances en Λ dans des paramètres du lagrangien comme la charge ou la masse... et exprimer ensuite les calculs des diagrammes de Feynman en fonction de ces paramètres courants. Ce nom de paramètre courant est dû au fait que sa valeur dépend à présent de l'énergie Λ .

Si l'on prend l'exemple de la diffusion e^-e^- comme l'illustre la figure 3.3 avec les corrections à tous les ordres au propagateur du photon, l'amplitude de diffusion a la forme :

$$T(q^2) \sim -J^\mu J_\mu \frac{e^2}{q^2} \{1 - \Pi(q^2)\}, \quad (3.7)$$

où J^μ est le courant électromagnétique de fermion. Si l'on prend en compte les boucles dans le propagateur du photon, les divergences qui apparaissent peuvent être absorbées dans une redéfinition de la constante de couplage :

$$\frac{\alpha_0}{q^2} \{1 - \Delta\Pi_\epsilon(\mu^2) - \Pi_R(q^2/\mu^2)\} \equiv \frac{\alpha_R(\mu^2)}{q^2} \{1 - \Pi_R(q^2/\mu^2)\}. \quad (3.8)$$

La constante de couplage nue α_0 n'est pas observable, par contre on peut mesurer la

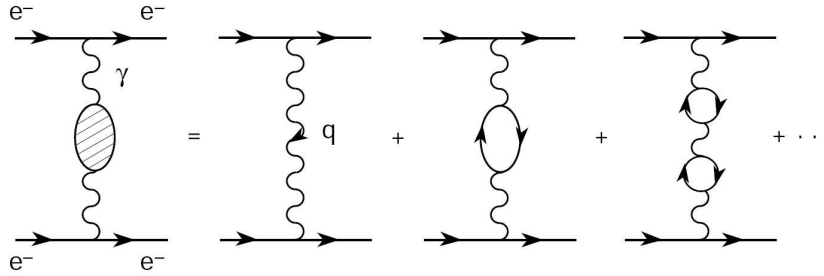


Figure 3.3 – Contributions à une boucle de fermions à l'énergie propre du photon.

constante de couplage renormalisée α_R . Celle-ci dépend du schéma de renormalisation (cette notion sera abordée dans la section 3.1.4.3) et de l'échelle d'énergie arbitraire μ choisis, alors que l'amplitude de diffusion $T(q^2)$, elle, n'en dépend pas. $\alpha_R(Q^2)$ est appelée constante de couplage effective. La dépendance de la constante de couplage α_R avec l'échelle d'énergie est définie par la fonction β :

$$\mu \frac{d\alpha}{d\mu} = \alpha\beta(\alpha) \quad \text{avec} \quad \beta(\alpha) = \beta_1 \frac{\alpha}{\pi} + \beta_2 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 + \dots \quad (3.9)$$

Dans le cas de l'électrodynamique quantique, $\beta_1^{QED} = 2/3$, et l'intégration de l'équation 3.9 au premier ordre donne :

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(Q_0^2)}{1 - \frac{\beta_1 \alpha(Q_0^2)}{2\pi} \ln(Q^2/Q_0^2)} \quad (3.10)$$

où la constante de couplage effective $\alpha_R(Q^2)$ est écrite en fonction de sa valeur en une énergie quelconque Q_0 . On voit que la constante de couplage effective $\alpha_R(Q^2)$ augmente avec l'énergie. D'autre part, la forme de l'équation 3.10 montre que la constante de couplage effective 3.10 comprend toutes les corrections logarithmiques du premier ordre, c'est

3.1 Le modèle standard

à dire que les corrections avec un nombre arbitraire de boucles du premier ordre sont prises en compte dans le propagateur :

$$\alpha(Q^2) = \alpha(\mu^2) \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\beta_1 \alpha(\mu^2)}{2\pi} \ln(Q^2/\mu^2) \right]^n . \quad (3.11)$$

3.1.3 Le secteur électrofaible

En 1961, S. Glashow [1] a essayé de construire une théorie inspirée des idées de Schwinger, basée sur le groupe de symétries $SU(2) \otimes U(1)$. Il a ainsi obtenu quatre bosons, mais tous de masse nulle, ce qui contredit le fait que la portée de l'interaction faible est courte. Le mécanisme qui permet de remédier à ce problème est la brisure spontanée de symétrie, ou mécanisme de Higgs, élaboré par Englert, Brout et Higgs en 1964 [2, 3].

La théorie de l'interaction électrofaible a alors été développée en 1967 par Weinberg [4] et Salam qui ont combiné la symétrie $SU(2) \otimes U(1)$ de Glashow avec la brisure spontanée de symétrie.

3.1.3.1 Quelques considérations expérimentales

L'étude des expériences à basse énergie ont fourni de nombreuses informations sur la dynamique des processus avec changement de saveur.

Les interactions par courant chargé ont les propriétés suivantes :

- les fermions gauches (antifermions droits) se couplent au W^\pm ;
- les bosons W^\pm se couplent à des doublets de fermions dont la charge diffère de 1 (comme par exemple e^- et ν_e ou u et d) avec la même intensité pour tous les doublets de fermions.

Les interactions par courant neutre ont elles aussi des propriétés spécifiques :

- tous les vertex conservent la saveur : les bosons γ et Z se couplent à un fermion et son antifermion associé ;
- l'intensité de l'interaction dépend de la charge Q du fermion ;
- l'interaction entre un photon et un fermion ne dépend pas de la chiralité du fermion, alors que le couplage du boson Z à un fermion dépend de sa chiralité.

Ceci impose des conditions pour la théorie électrofaible : il faut tenir compte des différentes saveurs de fermions et des propriétés différentes pour les champs de chiralité gauche et droite. De plus, les bosons W^\pm et Z doivent avoir une masse non nulle, contrairement au photon.

3.1.3.2 La théorie de Glashow, Weinberg et Salam

Le groupe le plus simple agissant sur des doublets est $SU(2)$. Afin d'inclure les interactions électromagnétiques, il faut un groupe supplémentaire, le groupe $U(1)$, comme dans la théorie de l'électrodynamique quantique. Le groupe de symétrie que l'on va donc considérer est $SU(2) \otimes U(1)_Y$.

Considérons pour l'instant une seule famille de quarks. Les champs seront écrits :

$$\psi_1(x) = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_R, \quad \psi_2(x) = u_R, \quad \psi_3(x) = d_R . \quad (3.12)$$

Il en serait de même pour la partie leptonique, avec :

$$\psi_1(x) = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_R, \quad \psi_2(x) = \nu_{eR}, \quad \psi_3(x) = e_R^-. \quad (3.13)$$

Les indices L et R indiquent la chiralité gauche (*left*) et droite (*right*).

Nous allons ici considérer le lagrangien libre d'un champ de fermions sans terme de masse, car un tel terme mélangerait les chiralités gauche et droite :

$$\mathcal{L}_0 = i\bar{u}(x)\gamma^\mu\partial_\mu u(x) + i\bar{d}(x)\gamma^\mu\partial_\mu d(x) = \sum_{j=1}^3 i\bar{\psi}_j(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi_j(x) . \quad (3.14)$$

Ce lagrangien est invariant sous les transformations des champs suivantes :

$$\begin{aligned} \psi_1(x) &\rightarrow \psi'_1(x) = e^{iy_1\beta}U_L\psi_1(x) \\ \psi_2(x) &\rightarrow \psi'_2(x) = e^{iy_2\beta}\psi_2(x) \\ \psi_3(x) &\rightarrow \psi'_3(x) = e^{iy_3\beta}\psi_3(x) \end{aligned} \quad (3.15)$$

où la transformation U_L de SU(2) s'écrit :

$$U_L = e^{i\frac{\sigma_i}{2}\alpha^i} \quad (i = 1, 2, 3). \quad (3.16)$$

Les paramètres y_i sont appelés hypercharges par analogie avec la charge du groupe U(1) de l'électrodynamique quantique. Pour que le lagrangien soit également invariant sous les transformations locales du groupe SU(2) \otimes U(1)_Y ($\alpha^i(x)$ et $\beta(x)$ étant les paramètres de la transformation), il faut comme cela a été fait dans la théorie de l'électrodynamique quantique introduire de nouveaux champs et définir des dérivées covariantes :

$$\begin{aligned} D_\mu\psi_1(x) &= [\partial_\mu - ig\tilde{W}_\mu(x) - ig'y_1B_\mu(x)]\psi_1(x) \\ D_\mu\psi_2(x) &= [\partial_\mu - ig'y_2B_\mu(x)]\psi_2(x) \\ D_\mu\psi_3(x) &= [\partial_\mu - ig'y_3B_\mu(x)]\psi_3(x) \end{aligned} \quad (3.17)$$

où la matrice de champs du groupe SU(2) est :

$$\tilde{W}_\mu(x) = \frac{\sigma_i}{2}W_\mu^i(x) . \quad (3.18)$$

On a bien à présent quatre champs de jauge, c'est-à-dire autant que de bosons que l'on cherche à décrire.

Pour que les dérivées covariantes se transforment de la même façon que les champs $\psi_j(x)$, on obtient les contraintes suivantes sur les champs de jauge :

$$B_\mu(x) \rightarrow B'_\mu(x) = B_\mu(x) + \frac{1}{g}\partial_\mu\beta \quad (3.19)$$

$$\tilde{W}_\mu(x) \rightarrow \tilde{W}'_\mu(x) = U_L(x)\tilde{W}_\mu U_L^\dagger(x) - \frac{i}{g}\partial_\mu U_L(x)U_L^\dagger(x) . \quad (3.20)$$

Et le lagrangien :

$$\mathcal{L} = \sum_{j=1}^3 i\bar{\psi}_j\gamma^\mu D_\mu\psi_j \quad (3.21)$$

3.1 Le modèle standard

est invariant sous les transformations de jauge du groupe $SU(2) \otimes U(1)_Y$. On rajoute ensuite un terme cinétique invariant de jauge en introduisant le tenseur de force du champ B et de la matrice de champ \tilde{W} :

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (3.22)$$

$$\tilde{W}_{\mu\nu} = \frac{i}{g} [(\partial_\mu - ig\tilde{W}_\mu), (\partial_\nu - ig\tilde{W}_\nu)] = \partial_\mu \tilde{W}_\nu - \partial_\nu \tilde{W}_\mu - ig[W_\mu, W_\nu]. \quad (3.23)$$

Et la partie cinétique du lagrangien s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_C = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{2} Tr[\tilde{W}_{\mu\nu} \tilde{W}^{\mu\nu}] = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} \quad (3.24)$$

où

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k. \quad (3.25)$$

On voit que le lagrangien cinétique contient des auto-couplages des champs W avec eux-mêmes d'ordre 3 et 4. Ces couplages ont la même intensité g que les couplages des champs de jauge de $SU(2)$ avec les fermions.

On peut à présent décrire les couplages des fermions avec les champs de jauge et des champs de jauge avec eux-mêmes.

INTERACTIONS PAR COURANT CHARGÉ

L'interaction des fermions avec les champs de jauge est contenue dans le lagrangien 3.21. En effet, si on pose $W_\mu = (W_\mu^1 + iW_\mu^2)/\sqrt{2}$, le lagrangien 3.21 contient un terme d'interaction par courant chargé (CC) de la forme :

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{2\sqrt{2}} \{W_\mu^+ [\bar{u}\gamma^\mu(1 - \gamma_5)d + \bar{\nu}_e\gamma^\mu(1 - \gamma_5)e] + h.c.\}. \quad (3.26)$$

On retrouve bien ici l'universalité de l'interaction par courant chargé pour les quarks et les leptons. Les diagrammes de Feynman de ces interactions sont représentés sur la figure 3.4.



Figure 3.4 – Diagrammes de Feynman des vertex d'interaction par courant chargé.

INTERACTIONS PAR COURANT NEUTRE

Le lagrangien 3.21 contient également les interactions avec les champs de jauge neutres W_μ^3 et B_μ . On ne peut pas identifier directement ces champs aux bosons Z et γ . En effet, l'interaction électromagnétique étant la même pour les deux chiralités, on devrait avoir

d'après les relations 3.16 que $y_1 = y_2 = y_3$ et en identifiant les dérivées covariantes 3.18 à celle de l'électrodynamique quantique $g'y_j = eQ_j$, ce qui est incompatible car dans ce cas on aurait des charges Q_j identiques pour tous les fermions. Ce problème est résolu en prenant des combinaisons linéaires de ces deux champs :

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}. \quad (3.27)$$

Si on développe le terme d'interaction par courant neutre du lagrangien 3.21 et que l'on identifie le champ A_μ au photon, on obtient les conditions suivantes :

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e, \quad Y = Q - T_3 \quad (3.28)$$

où $T_3 = \sigma_3/2$ et Q est l'opérateur de charge :

$$Q = \begin{pmatrix} Q_{u(\nu)} & 0 \\ 0 & Q_{d(e)} \end{pmatrix}, \quad Q_2 = Q_{u(\nu)}, \quad Q_3 = Q_{d(e)}. \quad (3.29)$$

Le terme d'interaction par courant neutre du lagrangien 3.21 est alors :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{NC} &= \mathcal{L}_{QED} + \mathcal{L}_{NC}^Z \\ &= eA_\mu \sum_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu Q_j \psi_j + \frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} Z_\mu \sum_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu (\sigma_3 - 2 \sin^2 \theta_W Q_j) \psi_j. \end{aligned} \quad (3.30)$$

On vérifie que le couplage d'un fermion au boson Z est différent de celui d'un fermion au photon. Les diagrammes des interactions par courant neutre sont représentés sur la figure 3.5.



Figure 3.5 – Diagrammes de Feynman des vertex d'interaction par courant neutre, avec $a_f = T_3^f$ et $v_f = T_3^f(1 - 4|Q_f| \sin^2 \theta_W)$.

AUTO-COUPPAGE DES CHAMPS DE JAUGE

En développant tous les termes de la composante cinétique du lagrangien et en remplaçant les champs W_μ^3 et B_μ par les champs Z_μ et A_μ , on obtient des couplages des champs de jauge avec eux-mêmes, représentés sur la figure 3.6. On peut remarquer qu'il y a toujours au moins une paire de bosons W .

Nous avons bien un lagrangien permettant de décrire les interactions par courant neutre, par courant chargé, ainsi que les interactions entre les bosons de jauge. De plus, l'interaction électromagnétique est contenue dans ce lagrangien. Cependant, les champs de jauge sont tous de masse nulle, ce qui n'est pas le cas des bosons W^\pm et Z .

3.1 Le modèle standard

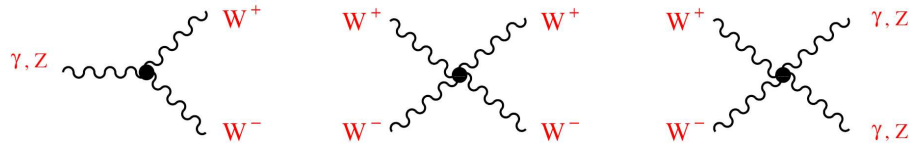


Figure 3.6 – Diagrammes de Feynman des interactions des bosons de jauge avec eux-mêmes.

3.1.3.3 La brisure spontanée de symétrie et le mécanisme de Higgs

Afin de générer des termes de masse, il faut briser la symétrie de jauge, tout en conservant l'invariance du lagrangien. La solution consiste à trouver un lagrangien invariant sous le groupe de symétrie et dont les états d'énergie minimum sont dégénérés. Si l'un de ces états est choisi de façon arbitraire, alors la symétrie est dite spontanément brisée. La forme du potentiel décrite sur la figure 3.7 de droite possède cette caractéristique. Elle est appelée de façon générale un potentiel en forme de chapeau mexicain.

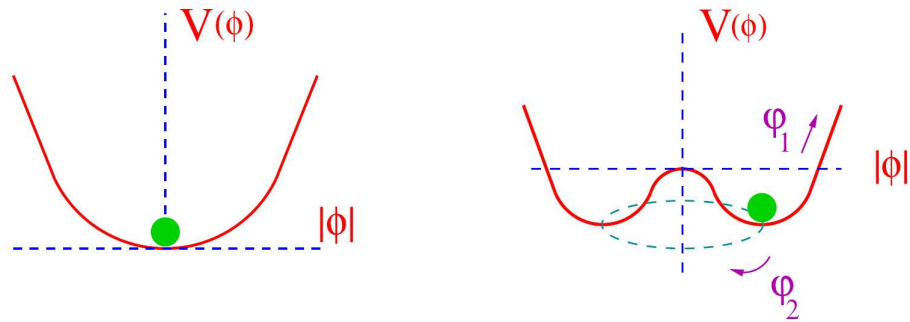


Figure 3.7 – Forme du potentiel scalaire du lagrangien 3.31 pour $\mu^2 > 0$ (à gauche) et $\mu^2 < 0$ (à droite). Dans le deuxième cas, il y a une infinité de minimum du potentiel.

En théorie quantique des champs, l'état d'énergie minimum est le vide et la symétrie est spontanément brisée lorsque l'on considère un lagrangien symétrique et un état du vide non symétrique. La brisure spontanée de symétrie implique l'existence de bosons sans masse, il s'agit du théorème de Goldstone [5].

Considérons un lagrangien :

$$\mathcal{L}_S = (D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi - \mu^2 \phi^\dagger \phi - h(\phi^\dagger \phi)^2 \quad (3.31)$$

s'appliquant sur un doublet de champs scalaires complexe :

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^{(+)}(x) \\ \phi^{(0)}(x) \end{pmatrix} \quad (3.32)$$

où $\mu^2 < 0$ afin d'avoir un état du vide dégénéré et $h > 0$ (voir la figure 3.7). La dérivée covariante, invariante sous $SU(2) \otimes U(1)_Y$, s'écrit :

$$D_\mu \phi = [\partial_\mu - ig\tilde{W}_\mu - ig'y_\phi B_\mu] \phi \quad (3.33)$$

avec $y_\phi = Q_\phi - T_3 = \frac{1}{2}$. Cette valeur de l'hypercharge est fixée par le fait que le photon ne doit pas se coupler avec le champ $\phi^{(0)}$ et que $\phi^{(+)}$ doit avoir la bonne charge électrique.

Le potentiel de \mathcal{L}_S a un nombre infini d'états dégénérés d'énergie minimum dont la valeur est :

$$\phi_{min}^{(0)} = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2h}} = \frac{v}{\sqrt{2}} . \quad (3.34)$$

Si on choisit un des états du vide, on peut écrire le doublet de champs scalaire de la façon suivante :

$$\phi(x) = e^{i\frac{\sigma_i}{2}\theta^i(x)} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} , \quad (3.35)$$

où θ^i et H sont quatre champs réels. Les champs θ^i sont les bosons de Goldstone issus de la brisure spontanée de symétrie, ce ne sont pas des champs physiques. On peut alors choisir la jauge unitaire, physique, qui consiste à poser $\theta^i(x) = 0$. Dans ce cas, les termes de couplage des champs scalaires aux bosons de jauge de la symétrie $SU(2) \otimes U(1)_Y$ suivants apparaissent dans le terme de dérivée du lagrangien 3.31 :

$$\frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H + (v + H)^2 \left\{ \frac{g^2}{4} W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\mu^\dagger Z^\mu \right\} . \quad (3.36)$$

On voit que la valeur non nulle du vide du champs scalaire a généré un terme quadratique pour les bosons W^\pm et Z , c'est à dire qu'ils ont acquis les masses :

$$M_Z \cos \theta_W = M_W = \frac{1}{2} v g . \quad (3.37)$$

On peut ainsi en ajoutant \mathcal{L}_S au lagrangien de $SU(2) \otimes U(1)_Y$ obtenir un lagrangien total invariant de jauge. Lors de la brisure spontanée de symétrie, trois bosons de Goldstone apparaissent, mais ils peuvent être éliminés du lagrangien par le choix de la jauge unitaire, dans laquelle les bosons W^\pm et Z acquièrent une masse. Ce n'est pas le cas du photon, car la symétrie $U(1)$ n'est pas brisée.

3.1.3.4 Couplages au boson de Higgs

Le lagrangien scalaire \mathcal{L}_S a introduit une nouvelle particule, le boson de Higgs. Si on développe tous les termes de ce lagrangien, on trouve que la masse du boson de Higgs est donnée par :

$$M_H = \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{2} h v . \quad (3.38)$$

On remarque également que le boson de Higgs se couple aux bosons W^\pm et Z avec des couplages proportionnels à leurs masses.

Les masses des fermions peuvent également être générées avec le doublet des champs scalaires en ajoutant au lagrangien un terme invariant de jauge, appelé lagrangien de Yukawa, de la forme :

$$\mathcal{L}_Y = c_1 (\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^{(+)}(x) \\ \phi^{(0)}(x) \end{pmatrix} d_R + c_2 (\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^{(0)*}(x) \\ -\phi^{(-)}(x) \end{pmatrix} u_R + c_3 (\bar{\nu}_e, \bar{e})_L \begin{pmatrix} \phi^{(+)}(x) \\ \phi^{(0)}(x) \end{pmatrix} e_R + h.c. \quad (3.39)$$

3.1 Le modèle standard

Après brisure spontanée de la symétrie, c'est à dire dans la jauge unitaire, ce terme devient :

$$\mathcal{L}_Y = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H)(c_1 \bar{d}d + c_2 \bar{u}u + c_3 \bar{e}e) = -\left(1 + \frac{H}{v}\right)(m_d \bar{d}d + m_u \bar{u}u + m_e \bar{e}e). \quad (3.40)$$

On voit que les masses des fermions sont arbitraires et que le couplage des fermions au boson de Higgs est proportionnel à ces masses (voir figure 3.8).

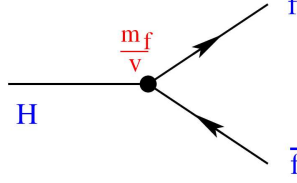


Figure 3.8 – Diagramme de Feynman des interactions du boson de Higgs aux fermions.

Jusqu'à présent, nous avons considéré une seule famille de fermions, or les études expérimentales ont montré qu'il en existe trois. On peut assez facilement généraliser les résultats précédents à ces trois générations. Les fermions seront à présent notés ν'_j , l'_j , u'_j , d'_j , et en généralisant le lagrangien de Yukawa 3.39 à tous les couplages possibles, il peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y = \sum_{jk} \left\{ (\bar{u}'_j, \bar{d}'_j)_L \left[c_{jk}^{(d)} \begin{pmatrix} \phi^{(+)}(x) \\ \phi^{(0)}(x) \end{pmatrix} d'_{kR} + c_{jk}^{(u)} \begin{pmatrix} \phi^{(0)*}(x) \\ -\phi^{(-)}(x) \end{pmatrix} u'_{kR} \right] \right. \\ \left. + (\bar{\nu}'_j, \bar{l}'_j)_L c_{jk}^{(l)} \begin{pmatrix} \phi^{(+)}(x) \\ \phi^{(0)}(x) \end{pmatrix} l'_{kR} \right\} + h.c. \end{aligned} \quad (3.41)$$

Après la brisure spontanée de symétrie, le lagrangien de Yukawa s'écrit :

$$\mathcal{L}_Y = -\left(1 + \frac{H}{v}\right)(\bar{\mathbf{d}}'_L \mathbf{M}'_d \mathbf{d}'_R + \bar{\mathbf{u}}'_L \mathbf{M}'_u \mathbf{u}'_R + \bar{\mathbf{l}}'_L \mathbf{M}'_l \mathbf{l}'_R + h.c.) \quad (3.42)$$

où \mathbf{d}' , \mathbf{u}' et \mathbf{l}' sont les vecteurs de dimension 3 dans l'espace des saveurs et \mathbf{M}' les matrices de masses. Les états propres de masse des fermions sont obtenus en diagonalisant les matrices de masses : $\mathbf{M}'_{u(d,l)} = \mathbf{S}_{u(d,l)}^\dagger \mathcal{M}_{u(d,l)} \mathbf{S}_{u(d,l)} \mathbf{U}_{u(d,l)}$, où les matrices \mathbf{U} et \mathbf{S} sont unitaires. Le lagrangien de Yukawa s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_Y = -\left(1 + \frac{H}{v}\right)(\bar{\mathbf{d}} \mathcal{M}_d + \bar{\mathbf{u}} \mathcal{M}_u + \bar{\mathbf{l}} \mathcal{M}_l) \quad (3.43)$$

où les états propres de masse des fermions sont $\mathbf{d}(\mathbf{u}, \mathbf{l})_L = \mathbf{S}_{d(u,l)} \mathbf{d}(\mathbf{u}, \mathbf{l})_L$ et $\mathbf{d}(\mathbf{u}, \mathbf{l})_R = \mathbf{S}_{d(u,l)} \mathbf{U}_{d(u,l)} \mathbf{d}(\mathbf{u}, \mathbf{l})_R$ pour la chiralité droite.

On peut à présent regarder comment évoluent les lagrangiens décrivant les interactions par courant chargé et neutre avec trois familles de fermions. Les relations précédentes des états propres de masse permettent d'écrire que $\bar{\mathbf{d}}'_L \mathbf{d}'_L = \bar{\mathbf{d}}_L \mathbf{d}_L$ et $\bar{\mathbf{d}}'_R \mathbf{d}'_R = \bar{\mathbf{d}}_R \mathbf{d}_R$, ce qui implique que le lagrangien des interactions par courant neutre a la même forme que 3.31 exprimée dans les états propres de masse : il n'y a pas d'interaction par courant neutre avec changement de saveur.

Cependant, le lagrangien des interactions par courant chargé 3.26 contient des termes $\bar{u}'_L \mathbf{d}'_L = \bar{u}_L \mathbf{S}_u \mathbf{S}_d^\dagger \mathbf{d}_L = \bar{u}_L \mathbf{V} \mathbf{S}_d^\dagger$ où la matrice unitaire \mathbf{V} est appelée matrice de Cabbibo-Kobayashi-Mashawa (CKM). Le lagrangien 3.26 s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{2\sqrt{2}} \left\{ W_\mu^\dagger \left[\sum_{ij} \bar{u}_i \gamma^\mu (1 - \gamma_5) V_{ij} d_j + \sum_l \bar{\nu}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) l \right] + h.c. \right\} . \quad (3.44)$$

On voit ici que la matrice CKM couple les quarks de type *up* avec les quarks de type *down*. La figure 3.9 représente les interactions entre quarks avec un échange de boson W^\pm .



Figure 3.9 – Diagramme de Feynman des interactions par courant chargé avec changement de saveur, et schéma des transitions possibles.

3.1.4 L'interaction forte

3.1.4.1 La chromodynamique quantique

L'existence des quarks a été supposée après la découverte d'un grand nombre de baryons et de mésons : les baryons sont une combinaison de trois quarks et les mésons une combinaison d'un quark et d'un antiquark. Afin de respecter le principe d'exclusion de Pauli, l'existence d'un nouveau nombre quantique a été postulée, la couleur. Un même quark peut se retrouver dans trois états de couleur différents, arbitrairement appelés rouge, bleu et vert. Ce nombre quantique de couleur a donné son nom à la théorie quantique de l'interaction forte : la chromodynamique quantique (QCD). L'existence des partons dans les protons a par ailleurs été confirmée par les expériences de diffusion profondément inélastiques dès 1972.

Seules des particules sans couleur ou de couleur blanche sont observables, ce qui implique entre autre qu'un quark libre ne peut être observé seul : il s'agit de l'hypothèse de confinement des quarks.

La symétrie de jauge à considérer en QCD est la symétrie du groupe $SU(3)_C$ de couleur. Le champ de quark de couleur α et de saveur f sera noté q_f^α . Le lagrangien pour un quark libre est alors :

$$\mathcal{L}_0 = \sum_f \bar{q}_f (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) q_f \quad (3.45)$$

où les champs se transforment sous $SU(3)_C$ comme :

$$q_f^\alpha \rightarrow (q_f^\alpha)' = U_\beta^\alpha q_f^\beta \quad (3.46)$$

avec U une matrice unitaire de déterminant égal à 1. Cette matrice peut s'écrire :

$$U = e^{i\frac{\lambda_a}{2}\theta_a} . \quad (3.47)$$

3.1 Le modèle standard

Les 8 matrices $\frac{1}{2}\lambda^a$ sont les générateurs du groupe $SU(3)_C$, et θ_a des paramètres. Les générateurs de $SU(3)_C$ obéissent aux relations de commutation suivantes :

$$\left[\frac{\lambda^a}{2}, \frac{\lambda^b}{2}\right] = if^{abc}\frac{\lambda^c}{2}. \quad (3.48)$$

On veut maintenant que le lagrangien 3.45 soit invariant sous les transformations locales de $SU(3)_C$, ce qui implique d'introduire la dérivée covariante suivante :

$$D^\mu q_f = \left(\partial^\mu - ig_s \frac{\lambda^a}{2} G_a^\mu(x)\right) q_f = \left(\partial^\mu - ig_s G^\mu(x)\right) q_f \quad (3.49)$$

où les champs $G_a^\mu(x)$ sont les champs de gluons. Les transformations de la dérivée covariante et des champs de gluons devant être identiques à celle du vecteur q_f , on a les relations suivantes :

$$D^\mu q_f \rightarrow (D^\mu q_f)' = UD^\mu U^\dagger, \quad \text{et} \quad G^\mu \rightarrow (G^\mu)' = UG^\mu U^\dagger - \frac{i}{g_s}(\partial^\mu U)U^\dagger. \quad (3.50)$$

Les champs de quark et de gluon se transforment de façon infinitésimale sous $SU(3)_C$ comme :

$$\begin{aligned} q_f^\alpha &\rightarrow (q_f^\alpha)' = q_f^\alpha + i\left(\frac{\lambda^a}{2}\right)_{\alpha\beta} \delta\theta_a q_f^\beta \\ G_a^\mu &\rightarrow (G_a^\mu)' = G_a^\mu + \frac{1}{g_s}\partial^\mu(\delta\theta_a) - f^{abc}\delta\theta_b G_c^\mu. \end{aligned} \quad (3.51)$$

D'autre part, on introduit le champ de force suivant pour construire la partie cinétique du lagrangien :

$$\begin{aligned} G^{\mu\nu}(x) &= \frac{i}{g_s}[D^\mu, D^\nu] = \partial^\mu G^\nu - \partial^\nu G^\mu - ig_s[G^\mu, G^\nu] = \frac{\lambda^a}{2} G_a^{\mu\nu}(x) \quad \text{où} \\ G_a^{\mu\nu}(x) &= \partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu + g_s f^{abc} G_b^\mu G_c^\nu. \end{aligned} \quad (3.52)$$

Le tenseur de force se transforme comme la dérivée covariante sous $SU(3)_C$ et la trace de couleur $\text{Tr}(G^{\mu\nu} G_{\mu\nu}) = \frac{1}{2} G_a^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^a$ est bien invariante sous ces transformations. Le lagrangien de la chromodynamique quantique s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{QCD} &= -\frac{1}{4}(\partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu)(\partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a) + \sum_f \bar{q}_f^a (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) q_f^a \\ &+ g_s G_a^\mu \sum_f \bar{q}_f^\alpha \gamma^\mu \left(\frac{\lambda^a}{2}\right)_{\alpha\beta} q_f^\beta \\ &- \frac{g_s}{2} f^{abc} (\partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu) G_\mu^b G_\nu^c - \frac{g_s^2}{4} f^{abc} f_{ade} G_b^\mu G_c^\mu G_\mu^d G_\mu^e. \end{aligned} \quad (3.53)$$

La première ligne contient les termes cinétiques des champs de gluons et de quarks, la seconde ligne représente l'interaction de couleur entre quarks et gluons et la dernière ligne contient les interactions entre trois et quatre gluons. Cette interaction entre gluons est une conséquence directe du caractère non abélien du groupe de jauge $SU(3)_C$. Les différents vertex de l'interaction forte sont représentés sur la figure 3.10.

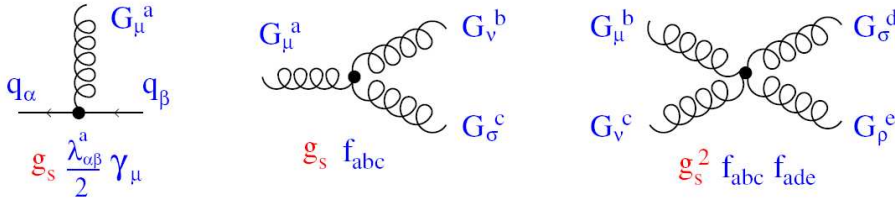


Figure 3.10 – Vertex de l’interaction forte entre un gluon et un quark, trois et quatre gluons.

3.1.4.2 Evolution de la constante de couplage effective de l’interaction forte

Comme en électrodynamique quantique, un processus physique conduisant d’un état initial à un état final donnés peut être calculé par une série de perturbation, en prenant en compte tous les diagrammes permettant cette transition. La constante de couplage qui intervient dans le développement en série est la constante de couplage effective de l’interaction forte définie par :

$$\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi} . \quad (3.54)$$

Les calculs en chromodynamique quantique font également apparaître des divergences, qui sont supprimées en introduisant une échelle de renormalisation μ , comme cela a été fait en électrodynamique quantique (voir la section 3.1.2). L’équation décrivant la variation de α_s avec l’énergie Q est obtenue à partir de l’équation du groupe de renormalisation. C’est la même équation que dans le cas de l’électrodynamique quantique (équation 3.9) :

$$\mu \frac{d\alpha}{d\mu} = \alpha\beta(\alpha) \quad \text{avec} \quad \beta(\alpha) = \beta_1 \frac{\alpha}{\pi} + \beta_2 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 + \dots \quad (3.55)$$

$$\beta_1 = \frac{2}{3}n_f - 11 , \quad (3.56)$$

$$\beta_2 = \frac{19}{12}n_f - \frac{51}{4} , \dots \quad (3.57)$$

où n_f est le nombre de quarks dont la masse est inférieure à μ_R . La forme du terme β_0 est différente de celle obtenue dans le cas de l’électrodynamique quantique, car il faut également prendre en compte les corrections dues aux boucles de gluons dans le propagateur du gluon. L’intégration de l’équation différentielle du groupe de renormalisation donne au premier ordre :

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(Q_0^2)}{1 - \frac{\beta_1 \alpha(Q_0^2)}{2\pi} \ln(Q^2/Q_0^2)} . \quad (3.58)$$

Comme en électrodynamique quantique, $\alpha_s(Q^2)$ n’est pas déterminée de façon absolue mais dépendant d’une condition particulière $\alpha_s(Q_0^2)$. La valeur couramment utilisée pour Q_0 est la masse du boson Z . Celle-ci est assez importante pour se trouver en régime perturbatif et les mesures expérimentales concernant le Z sont très précises. La mesure expérimentale de $\alpha_s(M_Z)$ est $\alpha_s(M_Z) = 0,1198 \pm 0,0019$ (exp.) $\pm 0,0026$ (th.) [6]. La figure 3.11 représente l’évolution de la constante de couplage forte mesurée expérimentalement.

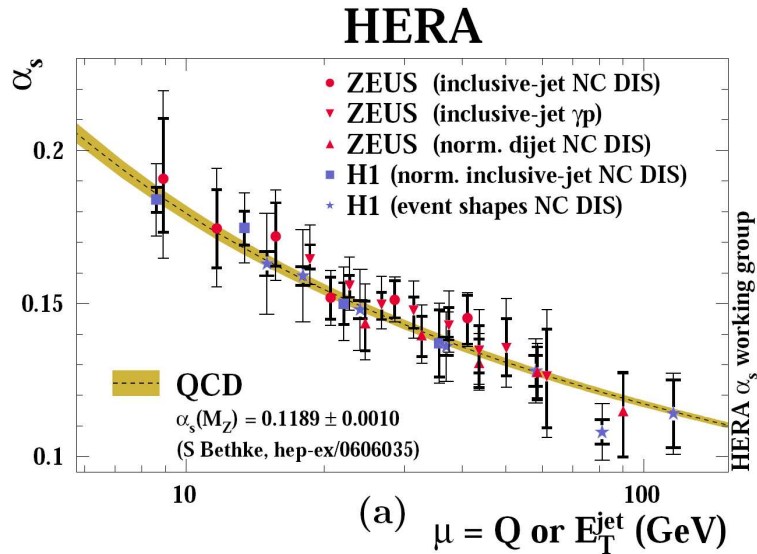


Figure 3.11 – Mesures expérimentales de $\alpha_s(\mu)$ comparées à la prédiction théorique à l'ordre 3 en α_s avec $\alpha_s(M_Z) = 0,1189 \pm 0,001$ [6].

Cette forme de $\alpha_s(Q^2)$ décrit bien le phénomène de liberté asymptotique : à courte distance, c'est à dire grande énergie, la valeur de la constante de couplage est faible et les quarks apparaissent comme libres au sein d'un hadron. Par contre, pour des distances plus grandes, ou une faible énergie, la valeur de $\alpha_s(Q^2)$ devient très importante, les quarks ne peuvent pas trop s'éloigner les uns des autres : ils restent confinés.

3.1.4.3 Différents schémas de renormalisation

L'énergie propre d'une particule prend en compte les contributions des boucles à tous les ordres possibles dans son propagateur.

Si l'on regarde par exemple la contribution d'une boucle de fermions dans l'énergie propre du gluon (voir la figure 3.12), on obtient une intégrale sur sa quadri-impulsion qui diverge en $\int d^4k(1/k^2)$.

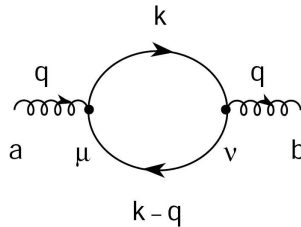


Figure 3.12 – Contribution à une boucle de fermions dans le propagateur du gluon.

Plusieurs techniques peuvent être employées afin de s'affranchir des divergences. Parmi celles-ci, une solution consiste à poser une limite arbitraire M telle que l'on n'intègre que les impulsions inférieures à M . Cependant, la méthode utilisée couramment est appelée la régularisation dimensionnelle. Elle consiste à remplacer la dimension d'intégration $D = 4$

par $D = 4 + 2\epsilon$. La divergence apparaît alors pour $\epsilon = 0$, et le résultat de l'intégrale est écrit en fonction du paramètre ϵ . Une échelle d'énergie arbitraire μ est alors introduite dans le résultat, afin d'avoir des quantités sans dimension (q^2/μ^2) dans les logarithmes qu'il contient. La contribution à l'énergie propre du gluon peut à présent être séparée en deux termes : $\Pi(q^2) = \Delta\Pi_\epsilon(\mu^2) + \Pi_R(q^2/\mu^2)$. Le premier terme contient la partie divergente de l'énergie propre, alors que le second est fini et indépendant de ϵ . Plusieurs séparations sont possibles, chacune d'elles définissant un schéma de renormalisation différent. L'un des schémas les plus utilisés est appelé le schéma de soustraction minimal modifié (\overline{MS}) [7].

3.1.4.4 Théorème de factorisation, fonctions de distribution des partons et fonctions de fragmentation

Il apparaît également des divergences lors de calculs à grandes distances, soit à petite valeur de Q^2 . Ces divergences infrarouges correspondent à l'émission de gluons colinéaires au parton, ou de faible énergie.

La solution ici consiste à séparer le calcul d'une grandeur physique en deux termes, l'un à courte distance ou encore grande énergie et l'autre à grande distance ou faible énergie. L'échelle en énergie séparant ces deux parties est appelée échelle de factorisation μ_F . Pour des énergies supérieures à μ_F , les calculs peuvent être effectués dans le cadre de la théorie des perturbations, alors que pour les énergies plus faibles, cette théorie ne s'applique plus. Dans ce cas, les facteurs ne peuvent plus être calculés, mais sont déterminés de façon expérimentale.

Les expériences de diffusion profondément inélastiques qui ont permis de mettre en évidence le fait que le proton est composite ont également permis de développer des fonctions de densité de parton (PDF pour *Parton Density Function*). Celles-ci donnent pour une énergie donnée la probabilité de trouver au sein d'un hadron un parton d'impulsion x , fraction de l'impulsion du hadron auquel il appartient. Ces densités de probabilité sont déterminées pour différentes valeurs de x et de Q^2 soit par diffusion profondément inélastique d'électrons sur des hadrons, soit par collision de hadrons. La plupart des résultats ont été obtenus par l'expérience HERA [8] à DESY [9].

Les fonctions de fragmentation (FF) vont quant à elles décrire la façon dont les partons issus d'une interaction vont s'hadroniser. L'un des modèles décrivant la fragmentation est le modèle des cordes de Lund. Il est basé sur l'idée que les quarks sont reliés entre eux par des lignes de forces dues à l'interaction forte. Ces lignes sont regroupées en une corde de couleur car les gluons peuvent interagir entre eux. Si on essaie de séparer deux quarks, on augmente l'énergie contenue dans la corde, jusqu'à ce qu'il soit énergétiquement plus favorable de briser cette corde et créer une paire quark-antiquark. Ces quarks peuvent alors se lier aux quarks déjà présents afin de former des hadrons. Ce mécanisme est illustré sur la figure 3.13.



Figure 3.13 – Illustration de la création d'une paire quark-antiquark par brisure d'une corde de Lund.

3.1 Le modèle standard

Enfin, une formule de factorisation permet par exemple de relier les sections efficaces au niveau partonique (donc pour des faibles distances) aux sections efficaces expérimentalement accessibles, c'est à dire au niveau hadronique, par l'utilisation des fonctions de densité partoniques.

3.1.5 Succès et limites du modèle standard

La théorie du modèle standard est l'un des grands succès de la physique du XX^e siècle. En effet, les prédictions auxquelles ont mené le développement du modèle standard se sont toutes avérées correctes jusqu'à présent. Les plus célèbres sont la découverte expérimentale des bosons W^\pm et Z de l'interaction faible, ou encore la mesure approximative indirecte de la masse du quark top à LEP avant sa découverte par les expériences D0 et CDF conjointement [10, 11]. Jusqu'à présent aucune mesure expérimentale n'a mis en défaut le modèle standard comme le montre la figure 3.14 où les valeurs des principales mesures expérimentales sont comparées aux prédictions théoriques.

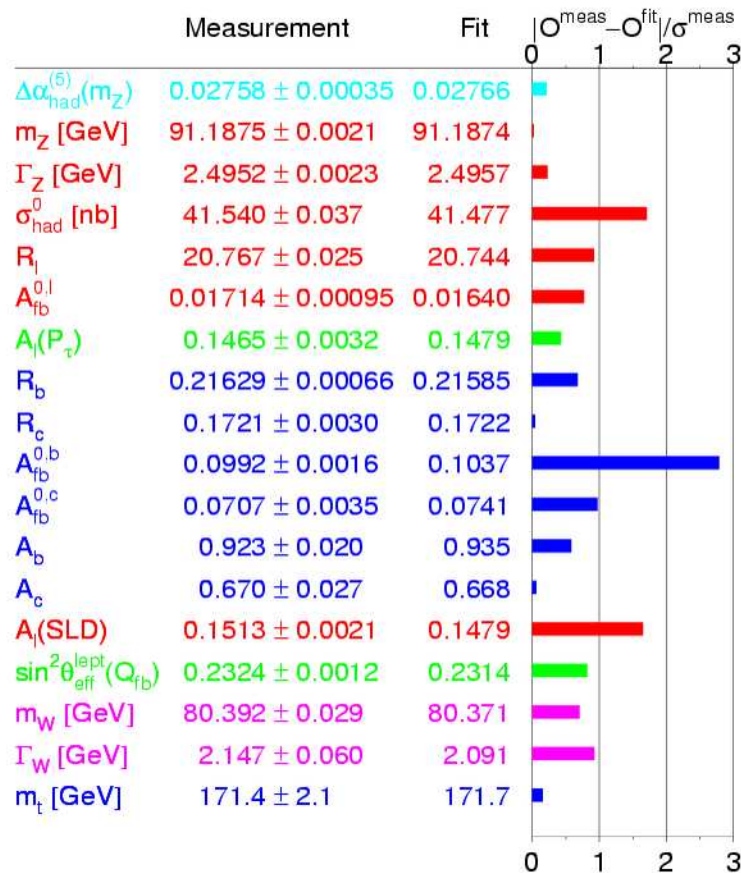


Figure 3.14 – Comparaison des valeurs des paramètres du modèle standard entre données expérimentales et prédictions théoriques : valeur mesurée, prédite, et écart entre les deux divisé par l'incertitude de mesure [12].

La particule manquante reste le boson de Higgs, prédit mais non découvert pour l'instant.

Cependant, certains éléments laissent à penser que le modèle standard est une théorie effective valable pour des énergies de l'ordre de la 100^{ne} de GeV, qui doit être étendue à plus haute énergie. Parmi ces éléments, on peut distinguer :

- **le nombre de paramètres libres** : le modèle standard contient 18 paramètres libres. Ces paramètres sont les 3 couplages de jauge, les 9 masses des fermions chargés, les 2 paramètres introduits avec le mécanisme de Higgs et les 4 paramètres de la matrice CKM ;
- **le nombre de familles de quarks et de leptons** : pourquoi est-il de trois ?
- **la non-unification des constantes de couplage** : si l'on regarde la variation des constantes de couplage en fonction de l'énergie, on s'aperçoit qu'elles tendent à se rapprocher, sans toutefois converger vers une même valeur. Ceci laisse supposer qu'il existe une valeur dans les échelles en énergie, appelée échelle de grande unification pour laquelle les interactions n'en forment plus qu'une ;
- **corrections à la masse du boson de Higgs** : le calcul des diagrammes d'ordre supérieur fait apparaître dans les corrections à la masse du Higgs des termes très largement supérieurs à la masse du boson de Higgs elle-même. Cet écart peut être réduit en effectuant des ajustements fins des paramètres du lagrangien (*fine-tuning*) ;
- **oscillation des neutrinos** : un déficit de neutrinos solaires et atmosphériques a été observé par l'expérience Super-Kamiokande, laissant supposer qu'il y a une oscillation entre les saveurs de neutrinos. Ceci n'est possible que si leur masse est non nulle, ce qui n'est pas en accord avec les neutrinos tels qu'ils sont décrits par le modèle standard. Il est possible d'étendre le modèle standard en introduisant des neutrinos dits de Majorana ;
- **la gravitation** : cette interaction n'est pas incluse dans le modèle standard car aucune théorie renormalisable n'a pu être établie afin de la décrire ;
- **cosmologie et physique des particules** : le modèle standard ne propose aucune particule stable et massive susceptible d'expliquer la masse manquante dans l'univers et l'énergie noire.

Différents modèles sont proposés par les théoriciens afin de palier aux limites du modèle standard. Parmi ces modèles, on peut citer la supersymétrie qui, dans sa forme minimale, introduit une nouvelle symétrie entre bosons et fermions.

3.2 Le quark top

3.2.1 Mises en évidence indirectes de l'existence du quark top

Avant même sa découverte en 1995 par les expériences D0 et CDF conjointement, l'existence et la valeur approximative de la masse du quark top ont pu être prédites, ce qui constitue l'un des grands succès du modèle standard.

En 1975, la découverte du lepton τ suggère l'existence d'une troisième famille de leptons. Le quark b a alors été découvert en 1977, et son étude a permis de conclure à l'existence d'un sixième quark, le quark top. En effet, les études expérimentales sur la production du quark b et des hadrons de b ont conduit à la mesure de sa charge et de son hypercharge, et ainsi de conclure qu'il appartient bien à un doublet d'isospin faible. En particulier, l'absence d'anomalies triangulaires et la largeur partielle de la désintégration $Z \rightarrow b\bar{b}$ montrent qu'il existe un partenaire d'isospin faible au quark b , le quark top, comme nous allons le détailler dans la suite [13].

ABSENCE D'ANOMALIES TRIANGULAIRES

L'argument de l'absence d'anomalies triangulaires est lié à la théorie des perturbations. Afin que les divergences dues aux diagrammes en boucles comme celui présenté sur la figure 3.15 puissent s'annuler, il faut que s'il existe un doublet de lepton, un doublet de quarks existe aussi. La découverte du lepton τ impose donc une troisième famille complète de leptons et de quarks. La condition à respecter est la suivante :

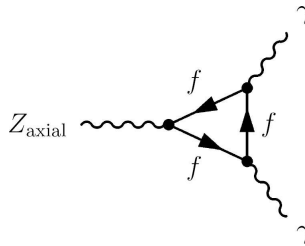


Figure 3.15 – Exemple de diagramme avec une boucle de fermions.

$$\sum_{\text{leptons gauches}} Q = \sum Q_e + Q_\nu + N_C(Q_u + Q_d) = 0 \quad , \quad (3.59)$$

où Q sont les charges des fermions, et N_C le nombre de couleurs. Cette condition ne serait pas vérifiée sans l'existence du quark top.

LARGEUR PARTIELLE DE LA DÉSINTÉGRATION $Z \rightarrow b\bar{b}$

Le couplage du boson Z à une paire de quarks q est donné par :

$$= \sqrt{\frac{G_F M_Z^2}{2\sqrt{2}}} \gamma_\mu (v_q - a_q \gamma_5) \quad , \quad (3.60)$$

où les charges v_q et a_q dépendent du fait que les quarks soient gauches ou droits :

$$\begin{aligned} v_q &= 2(I_q^{3L} + I_q^{3R}) - 4e_q \sin^2 \theta_W \\ a_q &= 2(I_q^{3L} - I_q^{3R}) \quad , \end{aligned} \quad (3.61)$$

ce qui donne, dans l'approximation de masses de quarks nulles, une largeur partielle de :

$$\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b}) \simeq \sqrt{G_F M_Z^3} 8\sqrt{2}\pi\beta(v_b^2 + a_b^2) \quad . \quad (3.62)$$

On a par ailleurs $I_q^{3R} = 0$ et $2I_q^{3L} = \pm 1$ pour des quarks up/down. La valeur de la largeur partielle de la désintégration $Z \rightarrow b\bar{b}$ serait environ 13 fois plus faible pour un quark b ne faisant pas partie d'un doublet par rapport à un quark b ayant un partenaire d'isospin.

Or les mesures expérimentales réalisées à LEP ont montré que la largeur partielle $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$ est en excellent accord avec l'hypothèse d'un quark b d'isospin non nul. La quantité mesurée était en fait le rapport entre la largeur partielle de la désintégration $Z \rightarrow b\bar{b}$ sur la largeur de désintégration du Z dans tous les canaux hadroniques :

$$\frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow had)} = \begin{cases} 0,2155 \pm 0,0004 & \text{théorie} & [14] \\ 0,2219 \pm 0,0017 & \text{mesures expérimentales.} & [14] \end{cases}$$

Ce résultat exclut un quark b d'isospin nul.

Ces considérations ont permis de mettre en évidence avant même sa découverte l'existence du quark top. Sa masse a par ailleurs pu être prédite, ce qui constitue l'un des succès du modèle standard.

3.2.2 Mesures indirectes de la masse du quark top et contrainte sur la masse du boson de Higgs

Bien que la masse du quark top soit l'un des paramètres libres du modèle standard, il est cependant possible de la prédire par un ajustement des observables électrofaibles du modèle standard, mesurées de façon très précises au LEP. Il s'agit des valeurs de :

- M_Z et Γ_Z les masse et largeur du Z ;
- σ_h^0 la section efficace hadronique du Z au pôle ;
- R_l , R_b et R_c , les rapports de largeurs partielles du Z en leptons, quarks b et c respectivement sur sa largeur partielle hadronique : $R_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ par exemple ;
- A_{FB}^0 l'asymétrie avant/arrière au pôle pour les désintégrations du Z en leptons chargés, en hadrons beaux et charmés ;
- \mathcal{A}_f le couplage effectif pour les leptons chargés, et les quarks b et c ;
- M_W la masse du boson W .

La masse du quark top, tout comme la masse du boson de Higgs, interviennent dans les corrections radiatives de certaines de ces quantités. L'ajustement des paramètres avait été réalisé avant la découverte du quark top afin de contraindre la valeur de sa masse. Depuis sa découverte au TeVatron, la masse du quark top est utilisée comme un paramètre supplémentaire dans les ajustements qui permet de contraindre la masse du boson de Higgs.

Nous allons voir ici comment, à partir du calcul de corrections radiatives, on peut contraindre la masse du quark top, ainsi que celle du boson de Higgs. Nous prendrons

3.2 Le quark top

pour cela l'exemple des corrections radiatives au propagateur du boson W. Le propagateur complet du W s'écrit :

$$D_{\mu\nu}(k^2) = \frac{-ig_{\mu\nu}}{k^2 - M_{W0}^2 + \Sigma_W(k^2)} \quad (3.63)$$

où M_{W0}^2 est la masse nue du boson W et $\Sigma_W(k^2)$ est l'énergie propre du W. Ce propagateur a la même forme après renormalisation :

$$\tilde{D}_{\mu\nu}(k^2) = \frac{-ig_{\mu\nu}}{k^2 - M_W^2 + \tilde{\Sigma}_W(k^2)} \quad (3.64)$$

où ici M_W est la masse renormalisée et $\tilde{\Sigma}_W$ l'énergie propre du W. Celle-ci contient une partie imaginaire, et on a $Re\tilde{\Sigma}_W(M_W^2) = 0$, car M_W est par définition le pôle de $Re\tilde{\Sigma}_W(k^2)$. On pose :

$$Re\tilde{\Sigma}_W(k^2) = (k^2 - M_W^2)\tilde{\Pi}_W(k^2) \quad , \quad (3.65)$$

et le propagateur renormalisé s'écrit :

$$\tilde{D}_{\mu\nu}(k^2) = \frac{-ig_{\mu\nu}}{(1 + \tilde{\Pi}_W(k^2)) \left[k^2 - M_W^2 + i \frac{Im\tilde{\Sigma}_W(k^2)}{1 + \tilde{\Pi}_W(k^2)} \right]} \quad (3.66)$$

La modification du propagateur a pour conséquence de modifier la relation entre la constante de Fermi G_F et M_W , qui découle du calcul de la désintégration du muon (voir schéma 3.16). L'élément de matrice pour ce processus s'écrit :

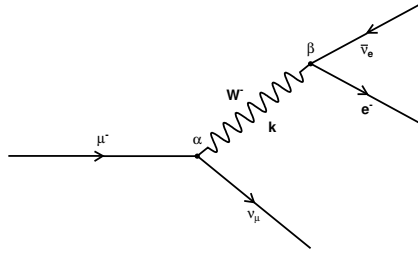


Figure 3.16 – Désintégration du muon avec échange d'un boson W.

$$\begin{aligned} \mathcal{M} &= -\frac{g^2}{8} J_\mu^\alpha \tilde{D}_{\alpha\beta}(k^2) J_e^\beta \\ &= \frac{-ig^2}{8M_W^2(1 + \tilde{\Pi}_W(0))} J_\mu^\alpha J_{\alpha,e} \\ &= -i \frac{G_F}{\sqrt{2}} J_\mu^\alpha J_{\alpha,e} \end{aligned} \quad (3.67)$$

où la dernière ligne est obtenue dans la théorie de Fermi, dans laquelle il n'y a pas de propagateur. On en déduit la relation suivante :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2(1 + \tilde{\Pi}_W(0))} = \frac{g^2}{8M_W^2(1 - \Delta r)} \quad . \quad (3.68)$$

Les corrections radiatives du courant chargé Δr contiennent plusieurs termes, représentés sur la figure 3.17 :

$$\Delta r = \Delta\alpha - \frac{\cos^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} \Delta\rho + \Delta r_{res} \quad (3.69)$$

où $\Delta\alpha$ correspond aux corrections radiatives au propagateur du photon. La contribution du quark top à la valeur de $\Delta\alpha$ est très faible. Le terme $\Delta\rho$ contient une somme sur tous

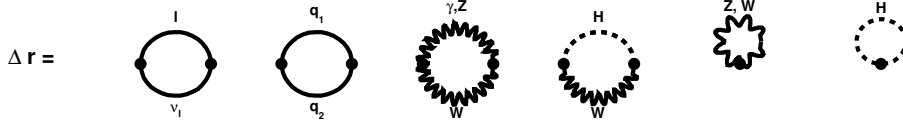


Figure 3.17 – Contributions aux corrections radiatives du propagateur du boson W.

les doublets. Le terme dominant est celui du quark top :

$$\Delta\rho = \frac{\sqrt{2}G_F}{16\pi^2} \sum_f C_f |m_1^2 - m_2^2| \sim \frac{\sqrt{2}G_F}{16\pi^2} 3m_t^2 \quad (3.70)$$

Le terme Δr_{res} contient également un terme qui dépend de la masse du quark top, mais de façon logarithmique, et aussi un terme qui dépend de façon logarithmique de la masse du boson de Higgs :

$$\Delta r_H = \frac{\sqrt{2}G_F}{16\pi^2} M_W^2 \left[\frac{11}{3} \left(\log \frac{M_H^2}{M_W^2} - \frac{5}{6} \right) \right] \quad (3.71)$$

Les contributions des leptons, quarks légers et du top sont du même ordre de grandeur, alors que la correction due à la masse du boson de Higgs est environ 100 fois plus faible pour un boson de Higgs d'une masse de l'ordre de la centaine de GeV.

En fait, pour être complet, le terme Δr comprend aussi des corrections de vertex et de diagrammes en boîte, mais ils ne dépendent pas des masses du top et du Higgs. Les corrections radiatives d'ordre 1 impliquent une augmentation de 2,4% de la valeur théorique de la masse du W, qui est alors compatible avec sa valeur mesurée.

La dépendance quadratique des corrections d'ordre supérieur en la masse du top permettent de prédire sa valeur, alors que la dépendance logarithmique des corrections en la masse du boson de Higgs ne donnent pas une contrainte forte sur sa valeur. La masse du boson W en fonction de Δr s'écrit :

$$M_W^2 = \frac{M_Z^2}{2} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{4\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F M_Z^2} \frac{1}{1 - \Delta r}} \right) \quad (3.72)$$

On peut alors utiliser les mesures électrofaibles et la masse du W afin de contraindre la masse du quark top. Si en plus, on ajoute la masse mesurée du quark top, on obtient une contrainte plus forte sur la masse du boson de Higgs. La relation entre les masses du W, du top et du Higgs permettent de tracer le diagramme 3.18 où l'on peut voir les contraintes théoriques et expérimentales sur la masse du boson de Higgs. On voit alors qu'un boson de Higgs léger est favorisé. D'autres observables ont également une dépendance forte dans la masse du quark top et la masse du boson de Higgs, toujours à travers la prise en compte des corrections radiatives. Il s'agit notamment de Γ_Z , de $A_{FB}^{0,f}$ et de \mathcal{A}_l .

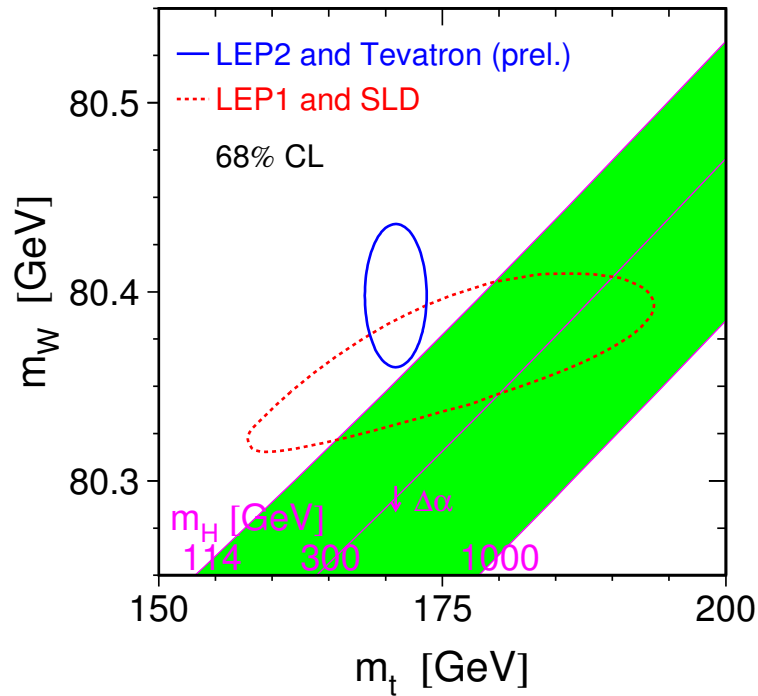


Figure 3.18 – Contraintes sur la masse du boson de Higgs en fonction des valeurs des masses du quark top et du boson W. Les bandes permises pour la masse du boson de Higgs correspondent aux contraintes théoriques pour la valeur supérieure et aux limites expérimentales pour la bande inférieure. Les contours sont obtenus à partir des contraintes expérimentales dues aux mesures des masses du quark top et du boson W.

3.2.3 Production du quark top auprès de collisionneurs hadroniques

3.2.3.1 Sections efficaces de production

Seuls les modes de production du quark top dans le cadre du modèle standard seront détaillés dans cette partie. Le quark top peut être produit soit par interaction forte en paires $t\bar{t}$ soit par interaction faible (top célibataire ou *single top*). Le premier mode de production est dominant. Les diagrammes de Feynman au niveau des arbres de la production du quark top sont représentés sur la figure 3.19.

Nous nous intéresserons ici uniquement à la production de paires $t\bar{t}$ par interaction forte. La section efficace de production d'une paire de quarks top par collision de deux hadrons, $\sigma(AB \rightarrow t\bar{t})$, peut être calculée par le théorème de factorisation (voir la partie 3.1.4.4). Celui-ci nous permet d'écrire cette section efficace comme la convolution des fonctions de densité partoniques dans les hadrons A et B entrant en jeu dans la collision

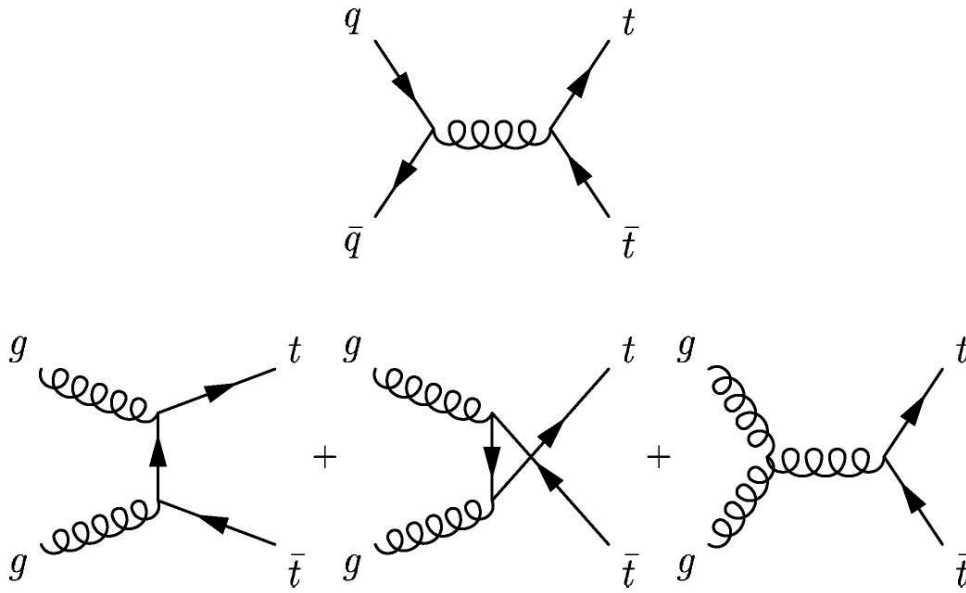


Figure 3.19 – Diagramme représentant la production de paires de quarks top par interaction forte par annihilation de quarks et par fusion de gluons.

et de la section efficace du processus dur (interaction entre les partons i et j) $\hat{\sigma}_{ij}$:

$$\sigma(AB \rightarrow t\bar{t}) = \sum_{ij} \int_{x_1=0}^1 \int_{x_2=0}^1 dx_1 dx_2 f_{i,A}(x_i, \mu^2) f_{j,B}(x_j, \mu^2) \hat{\sigma}_{ij}(ij \rightarrow t\bar{t}; \hat{s}, \mu^2). \quad (3.73)$$

La densité de parton $f_{i,A}(x_i, \mu^2)$ représente la densité de probabilité de trouver un parton i dans le hadron A ayant la fraction x_i de l'impulsion longitudinale de A . Tout comme la section efficace du processus dur, les densités partoniques dépendent de l'échelle de renormalisation μ_R et de factorisation μ_F , valeur de l'énergie à partir de laquelle les calculs perturbatifs ne sont plus valables. Généralement, dans les calculs de production de quarks lourds, la valeur prise est $\mu = \mu_R = \mu_F = m_{top}$. Les indices (i, j) peuvent prendre les valeurs suivantes : $q\bar{q}$, gg , qg ou $\bar{q}g$. La figure 3.20 présente un exemple de densité partonique.

D'autre part, dans la formule 3.73, \hat{s} représente l'énergie disponible dans le centre de masse pour la collision au niveau partonique. Elle est égale à $\hat{s} = x_i x_j s$ où s est l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision hadronique. Afin de produire une paire de quarks top, il faut que $x_i x_j > 4m_t^2/s$.

Comme on peut le voir sur la figure 3.20, les densités de probabilité décroissent fortement lorsque x augmente. En posant $x_i \simeq x_j = x$, on peut donner en première approximation la valeur typique de x lors de la production de paires de quarks top : $x \simeq 2m_t/\sqrt{s}$. Au TeVatron, cela donne une valeur de $x \simeq 0,18$, et on voit alors sur la figure 3.20 que le processus dominant sera la production de paires de quarks top par annihilation de quarks $u\bar{u}$. La totalité des processus d'annihilation de quarks représente 85% de la production de paires de quarks top, et la fusion de gluon en représente 15%. On peut également noter qu'au LHC, la valeur de x sera $x = 0,025$, le processus dominant sera donc la fusion de gluons.

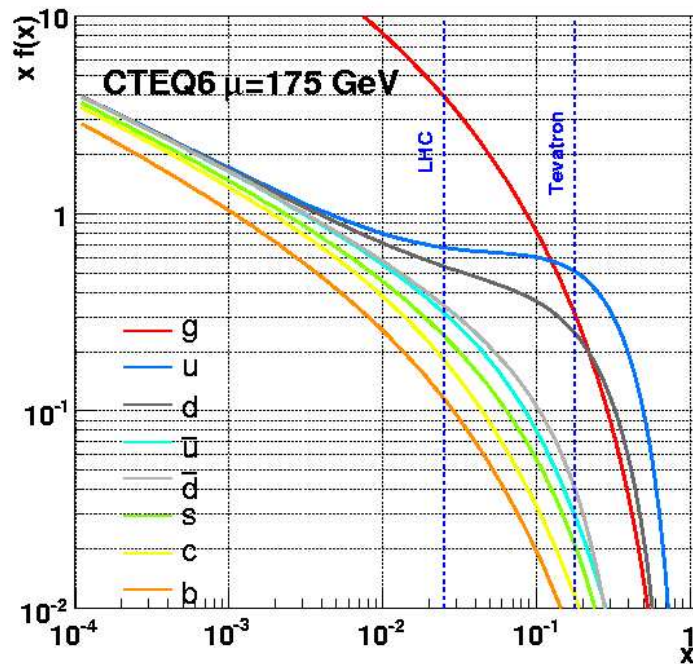


Figure 3.20 – Densité de quantité de mouvement des partons dans un proton d'énergie $Q^2 \simeq m_t^2$ multipliée par la fraction x de quantité de mouvement du parton, en fonction de x . Ces paramétrisations ont été obtenues avec le programme CTEQ6 [15].

Le calcul de la section efficace de production de paires de quarks top a été effectué jusqu'à l'ordre 2 de la théorie des perturbations (*next to leading order, NLO*). De plus, les corrections radiatives dues à la radiation de gluons dans l'état initial ont également été calculées à l'ordre 2 dans l'approximation des logarithmes dominants (*next to leading logarithm, NLL*) [16]. Les principales sources d'incertitudes dans les calculs théoriques de sections efficaces sont dues à l'incertitude sur les densités partoniques, à la dépendance du résultat avec le choix de l'échelle en énergie choisie, et à l'incertitude sur la constante de couplage α_s . La valeur de la section efficace de production du quark top pour $m_t = 171 \text{ GeV}/c^2$ et $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$ prédite en utilisant les fonctions de densités partoniques CTEQ6.5 [15] est [16] :

$$\sigma_{t\bar{t}}^{NLO+NLL} = 7,61_{-0,53}^{+0,30} \text{ (échelle d'énergie)} \text{ }_{-0,36}^{+0,53} \text{ (PDF)} \text{ pb.} \quad (3.74)$$

Le calcul précis de cette section efficace est nécessaire pour mettre en évidence de nouveaux processus de production de paires de quarks top non standards, en la comparant aux mesures expérimentales. Il joue également un rôle important pour les analyses d'événements *single top*, où le quark top est produit par interaction faible, pour lesquelles les événements $t\bar{t}$ constituent l'un des bruits de fond majeurs.

3.2.3.2 Modes de désintégration du quark top

Le quark top se désintègre par interaction faible très majoritairement en un boson W et un quark b . En effet, le couplage faible dépend de l'élément de matrice CKM entre les

deux quarks, et $|V_{tb}|$ est proche de 1 et très nettement supérieur à $|V_{ts}|$ et $|V_{td}|$. L'amplitude totale de désintégration prédite par le modèle standard à l'ordre α_s est donnée par [5] :

$$\Gamma_t = \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} |V_{tb}|^2 \left(1 - \frac{M_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{M_W^2}{m_t^2}\right) \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left(\frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2}\right)\right]. \quad (3.75)$$

L'incertitude sur cette expression est faible, de l'ordre de 2%, car la plupart des corrections radiatives électrofaibles à une boucle sont prises en compte par l'intermédiaire de la constante de Fermi G_F . Les termes en m_b^2/m_t^2 et $(\alpha_s/\pi)M_W^2/m_t^2$ ont été négligés dans ce calcul. Avec les valeurs de $\alpha_s = 0,03475$, $M_W = 80,4$ GeV et $m_t = 175$ GeV, la largeur du quark top est environ $\Gamma_t \simeq 1,42$ GeV.

La grande valeur de la largeur du quark top implique que son temps de vie est très faible, de l'ordre de $\tau_t \simeq 4 \times 10^{-25}$ s, et inférieur au temps d'hadronisation $\tau_{had} \simeq 2 \times 10^{-24}$ s. Il n'existe donc pas d'état lié contenant un quark top, il se désintègre avant de pouvoir se coupler avec des quarks légers pour former des hadrons.

Les différents états finals possibles dans les événements $t\bar{t}$ dépendent du mode de désintégration des bosons W créés. On peut distinguer :

- les événements dileptoniques : les deux bosons W se désintègrent en un lepton chargé et son neutrino associé (le rapport d'embranchement est de 1/9) ;
- les événements hadroniques : les deux bosons W se désintègrent en une paire de quarks. Les seules paires accessibles cinématiquement sont $u\bar{d}$ et $c\bar{s}$ pour le boson W^+ et leurs antiparticules pour le W^- (le rapport d'embranchement est de 4/9, car les trois couleurs sont possibles pour chaque paire $q\bar{q}'$) ;
- les événements semi-leptoniques : l'un des bosons W se désintègre de façon leptonique et l'autre de façon hadronique (le rapport d'embranchement est de 4/9).

L'une des conséquences importantes du fait que le quark top se désintègre comme un quark libre est que la distribution angulaire de ses produits de désintégration respecte le spin demi-entier du quark top dont ils sont issus. La distribution angulaire d'un boson W issu d'un quark top se transmet alors à ses produits de désintégration : pour une désintégration leptonique du boson W , la polarité est conservée, et peut ainsi être mesurée. (voir ref 140 de Wagner)

3.2.4 Vers une définition de la masse du quark top

Les mesures expérimentales étant de plus en plus précises, il devient important de se poser la question de quelle masse du quark top mesure-t-on exactement. La définition de la masse d'une particule découle de son propagateur, qui peut être écrit sous la forme :

$$D(k^2) = \frac{1}{k^2 - M_0^2 + \Sigma(k^2)}. \quad (3.76)$$

Ici, M_0^2 représente la "masse nue" de la particule et $\Sigma(k^2)$ son énergie propre.

La masse physique d'une particule instable est généralement définie par la partie réelle du pôle de l'amplitude de diffusion, elle est appelée masse au pôle. Celle-ci est indépendante de la théorie et du processus de diffusion considérés. Elle diffère de la masse dite "on-shell", qui est donnée dans un schéma de renormalisation particulier, plus couramment utilisée.

Nous allons tout d'abord étudier la différence entre masse physique et masse "on-shell" à partir de l'exemple de la masse du Z.

3.2.5 Différence entre masse au pôle et masse renormalisée : exemple de la masse du Z

La masse au pôle du boson Z sera ici écrite M_Z , la masse renormalisée M_R et la masse nue M_0 . Le propagateur du Z s'écrit :

$$D(k^2) = \frac{1}{k^2 - M_0^2 + \Sigma(k^2)}, \quad (3.77)$$

où $\Sigma(k^2)$ représente l'énergie propre du Z. Afin de faire apparaître la masse renormalisée du Z, on effectue un développement limité de la partie réelle de l'énergie propre du Z autour de $k^2 = M_R^2$:

$$Re\Sigma(k^2) = Re\Sigma(M_R^2) + (k^2 - M_R^2)Re\Sigma'(M_R^2) + \dots \quad (3.78)$$

On définit alors la masse renormalisée et le facteur de renormalisation par :

$$M_R^2 \equiv M_0^2 - Re\Sigma(M_R^2) \quad (3.79)$$

$$Z^{-1} \equiv 1 + Re\Sigma'(M_R^2) \quad (3.80)$$

et le propagateur 3.77 peut s'écrire :

$$D(k^2) = \frac{Z}{k^2 - M_R^2 + iIm\Sigma(k^2)}. \quad (3.81)$$

La largeur du Z est alors définie par la partie imaginaire de son énergie propre évaluée en $k^2 = M_R^2$:

$$ZIm\Sigma(M_R^2) = M_R\Gamma_Z. \quad (3.82)$$

On voit alors que si la particule était stable, il n'y aurait pas de partie imaginaire dans le propagateur, et alors la masse renormalisée serait la masse au pôle. Si l'on note q_0 la position du pôle du propagateur, la masse au pôle est donnée par :

$$q_0^2 = (M_Z - \frac{i}{2}\Gamma_Z)^2. \quad (3.83)$$

La relation entre masse au pôle et masse renormalisée est alors donnée par [18] :

$$M_Z^2 = M_R^2 + \frac{1}{4}\Gamma_Z^2 - M_Z\Gamma_ZIm\Sigma'(M_R^2) + \dots \quad (3.84)$$

La partie imaginaire peut être exprimée à partir du vertex $Z \rightarrow f\bar{f}$:

$$Im\Sigma(k^2) = \frac{1}{16\pi} \sum_f |\mathcal{M}_3(Z \rightarrow f\bar{f})|^2. \quad (3.85)$$

Comme l'élément de matrice $|\mathcal{M}_3|^2$ est proportionnel à k^2 on en déduit que :

$$Im\Sigma'(M_R^2) = \frac{1}{M_R^2}Im\Sigma(M_R^2), \quad (3.86)$$

et donc que :

$$M_Z = M_R \left(1 - \frac{3}{8} \left(\frac{\Gamma_Z}{M_R} \right)^2 + \dots \right). \quad (3.87)$$

La différence entre la masse renormalisée et la masse au pôle est alors de 26 MeV environ, à l'ordre $O(\alpha^2)$.

3.2.6 La masse au pôle d'un quark massif

La définition de la masse au pôle pour un quark est cependant plus ambiguë à cause des effets non perturbatifs. Si l'on ne considère que l'aspect purement perturbatif de la QCD, la masse au pôle d'un quark peut être définie comme dans le cas du Z à partir de son propagateur. Cette masse est alors bien définie en QCD à tous les ordres finis de la théorie des perturbations et invariante de jauge [19]. Cependant, la masse au pôle d'un quark est sensible à la dynamique à longue distance. Ceci est illustré sur la figure 3.21 où l'on voit figure (a) l'état final composé d'un W et d'un quark b en théorie des perturbations. La figure (b) illustre le fait que le quark b va en réalité donner lieu à un hadron. Ce hadron sera au moins composé d'un autre quark que le b qui lui, ne provient pas de la désintégration du quark top. Il y a alors une ambiguïté lors de la mesure de la masse du système Wb , due à des effets non perturbatifs mal contrôlés. Ceci conduit à une incertitude sur la masse invariante du système Wb de l'ordre de Λ_{QCD} .

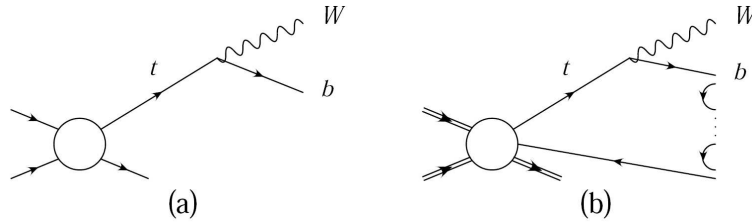


Figure 3.21 – Schéma représentant la production et la désintégration d'un quark top en théorie des perturbations (a), et en théorie non-perturbative (b).

La relation entre la masse renormalisée avec le schéma \overline{MS} et la masse au pôle a été calculée à deux boucles, en fonction de la constante forte renormalisée, prise à la valeur de la masse renormalisée \bar{m} [21] :

$$m_{pole} = \bar{m}(\bar{m}) \left[1 + \frac{4}{3} \frac{\bar{\alpha}_s(\bar{m})}{\pi} + 8, 28 \left(\frac{\bar{\alpha}_s(\bar{m})}{\pi} \right)^2 + \dots \right] + O(\Lambda_{QCD}) . \quad (3.88)$$

Les grandes étapes nécessaires à ce calcul sont les suivantes :

- les équations du groupe de renormalisation permettent d'écrire la variation de la masse renormalisée en fonction de l'échelle de renormalisation choisie μ , au premier ordre :

$$\frac{d \log \bar{m}(\mu)}{d \log \mu} = -\frac{2}{\pi} \bar{\alpha}_S(\mu) + O(\bar{\alpha}_S^2(\mu)) ; \quad (3.89)$$

- en intégrant cette équation, on fait apparaître une masse \hat{m} qui dépend du schéma de renormalisation :

$$\bar{m}(\mu) = \hat{m} \left(\frac{2\bar{\alpha}_S(\mu)}{\pi d} \right)^d (1 + O(\bar{\alpha}_S(\mu))) \quad (3.90)$$

où d a pour valeur $d = 12/(33 - 2n_f)$;

- en faisant l'hypothèse qu'au premier ordre, la masse renormalisée mesurée à la masse au pôle est une bonne approximation de la masse au pôle ($\bar{m}(m_{pole}) \simeq m_{pole}$), on peut alors écrire :

$$\bar{m}(\mu) \simeq m_{pole} \left(\frac{\bar{\alpha}_S(\mu)}{\bar{\alpha}_S(m_{pole})} \right)^d ; \quad (3.91)$$

3.2 Le quark top

- il faut alors calculer les corrections au second ordre de l'équation 3.91 pour déterminer la relation souhaitée entre la masse $\bar{m}(m_{pole})$ et la masse au pôle m_{pole} . Cela nécessite de calculer les corrections au second ordre de trois quantités suivantes : le couplage \overline{MS} pris à la valeur m_{pole} , $\bar{\alpha}_S(m_{pole})$, la relation entre les masses renormalisées prises en μ et en m_{pole} et enfin la relation entre la masse au pôle m_{pole} et la masse renormalisée prise à la masse au pôle $\bar{m}(m_{pole})$.

Ainsi, pour une masse au pôle de $m_{pole} = 175,6 \pm 5,5$ GeV, la masse renormalisée a pour valeur $\bar{m}(\bar{m}) = 166,5 \pm 5,5$ GeV dans le schéma \overline{MS} [21].

On voit qu'il y a une différence importante entre la masse au pôle et la masse renormalisée avec le schéma de renormalisation \overline{MS} (de l'ordre de 10 GeV). La mesure de la masse du quark top expliquée dans le chapitre 6 dépend de la masse utilisée lors de la génération des événements simulés, puisque la mesure est étalonnée à partir de ces événements. Nous allons utiliser des événements $t\bar{t}$ générés avec PYTHIA, dans lesquels la masse du quark top est proche de sa masse au pôle. De plus amples études seraient nécessaires pour estimer précisément la différence entre la masse au pôle du quark top et la masse utilisée pour générer les événements par le générateur PYTHIA.

Bibliographie

- [1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22, 579 (1961).
- [2] F. Englert et R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Physical Review Letters 13 :321 (1964).
- [3] P. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Physical Review Letters 13 :508 (1964).
- [4] S. Weinberg, Phys. Rev.Lett. 19, 1264-1266 (1967).
- [5] J. Goldstone, Nuov. Cim. 19, 154 (1961).
- [6] C. Glasman, *Precision measurements of alphas at HERA*, arXiv :0709.4426v1 (2007).
- [7] G. t'Hooft, *Dimensional regularization and the renormalization group*, Nucl. Phys. B61 455 - 468 (1973).
- [8] <http://adweb.desy.de/mpy/hera/>.
- [9] Deutsches Elektronen-Synchrotron, <http://www.desy.de/html/home/index.html>.
- [10] S. Abachi et al.[D0 collaboration], *Observation of the Top Quark*, Phys. Rew. Let. 74, 2632 (1995).
- [11] F. Abe et al.[CDF collaboration], *Observation of the Top Quark Production in $p - \bar{p}$ Collisions with Collider Detector at Fermilab*, Phys. Rew. Let. 74, 2626 (1995).
- [12] LEP EW WG Plots for the Summer 2006
<http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/plots/summer2006/> .
- [13] A. Quadt, *Top quark physics at hadron colliders*, Eur. Phys. J. C 48, 835-1000 (2006).
- [14] W. Hollik, présentation à la conférence Int. Europhysics Conf. sur HEP, Bruxelles, KA-TP-15-1995, hep-ph/9512232 (1995).
- [15] J. Pumplin, A. Belyaev, J. Huston, D. Stump, W.K. Tung, *Parton distributions and the strong coupling : CTEQ6AB PDFs*, hep-ph/0512167, JHEP 0602 :032 (2006).
- [16] M. Cacciari, S. Frixione, M. M. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, *Updated predictions for the total production cross sections of top and of heavier quark pairs at the Tevatron and at the LHC*, arXiv :0804.2800 (2008).
- [17] W.-M. Yao et al., *The Review of Particle Physics*, Journal of Physics, G 33, 1 (2006).

- [18] S. Willenbrock, *On the Definition of the Z-Boson Mass*, BNL-45804, CERN-TH-6018/91 (1991).
- [19] A. S. Kronfeld, *The Perturbative Pole Mass in QCD*, hep-ph/9805215, FERMILAB-PB-98/139-T (1998).
- [20] M. C. Smith, S. S. Willenbrock, *Top Quark Pole Mass*, hep-ph/9612329, Phys. Rev. Lett. 79 :3825-3828 (1997).
- [21] N. Gray, D.J. Broadhurst, W. Grafe and K. Schilcher, *Three-Loop relation of quark \overline{MS} and pole masses*, Z. Phys. C - Particules and Fields 48, 673-679 (1990).

Chapitre 4

Efficacité de déclenchement et précision de mesure sur l'impulsion des muons

Sommaire

4.1	Efficacité du déclenchement sur les muons	95
4.1.1	Description des termes de déclenchement	95
4.1.2	Efficacité des termes de déclenchement	97
4.1.2.1	Méthode d'identification simultanée	97
4.1.2.2	Exemples de mesures d'efficacités	99
4.2	Ajustement de la précision de mesure de l'impulsion trans-	
	verse des muons dans les événements Monte Carlo	100
4.2.1	Précision de mesure de l'impulsion des muons dans les données et les événements simulés avant dégradation	101
4.2.2	La sélection des événements di-muons	102
4.2.3	Méthode	103
4.2.3.1	Formule de détérioration de l'impulsion transverse des muons dans les événements simulés	104
4.2.3.2	La soustraction du bruit de fond dans les événements $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	105
4.2.3.3	Décalage des valeurs moyennes des distributions en masse invariante	105
4.2.3.4	Minimisation par moindres carrés des différences de masse invariante	106
4.2.4	Résultats	107
4.2.4.1	Valeurs des paramètres obtenues	108
4.2.4.2	Estimation de l'incertitude systématique	108
4.2.4.3	Estimation de l'incertitude statistique	110
4.2.4.4	Conclusion	110

L'étude des événements $t\bar{t}$ dans le canal électron-muon nous a conduit à étudier plus particulièrement les muons reconstruits dans $D\bar{O}$. Dans un premier temps, au niveau de la sélection, l'évolution de l'efficacité de certains termes du système de déclenchement entre les Run IIa et Run IIb a été étudiée et l'efficacité des termes globaux de déclenchement sur les muons a été mesurée.

Dans un deuxième temps, nous avons étudié la différence de précision sur la mesure de l'impulsion transverse des muons entre les données et les événements simulés reconstruits, afin de les ajuster.

4.1 Efficacité du déclenchement sur les muons

L'une des premières sélections réalisées pour la plupart des analyses concerne les termes de déclenchement. Ceux-ci sont choisis en fonction des caractéristiques de l'état final recherché (particules présentes dans l'état final, énergie transverse manquante...). Dans le cas de la mesure de la masse du quark top dans le canal électron-muon, les termes de déclenchement utiles sont bien sûr les termes électron-muon, mais également afin d'augmenter la statistique en amont de la sélection, les termes contenant soit un muon soit un électron. L'effet du système de déclenchement sur une sélection n'étant pas simulé dans $D\bar{O}$, l'efficacité des termes globaux de déclenchement est mesurée sur les données pour être utilisée comme un poids pour les événements simulés.

En particulier, la luminosité ayant augmenté entre le Run IIa et le Run IIb, certains seuils de déclenchement ont été modifiés et les efficacités des termes ont dû être mesurées de nouveau à plus haute luminosité.

Le système de déclenchement lors de la prise de données a été brièvement décrit dans la section 1.2.6. Dans cette partie seront détaillées les différentes composantes de certains termes globaux de déclenchement contenant des muons puis la méthode utilisée pour déterminer les efficacités de ces termes.

4.1.1 Description des termes de déclenchement

Les termes globaux de déclenchement sur les muons associent des termes provenant des détecteurs de traces centrales et des termes issus du système à muons, et ceci aux trois niveaux de déclenchement.

Premier niveau

Les traces de 1^{er} niveau dans la partie centrale du détecteur sont obtenues en comparant les coups laissés sur les fibres orientées axialement du CFT et sur la couche axiale du CPS à des motifs de trace prédéfinis. Il faut pour cela que les 8 couches de fibres du CFT aient été touchées, ainsi que la couche axiale du CPS. Cela donne lieu à des termes de 1^{er} niveau avec différents seuils en impulsion transverse : $p_T > 3$ GeV, $p_T > 3,75$ GeV, $p_T > 5$ GeV, $p_T > 5,7$ GeV, $p_T > 8$ GeV, ou $p_T > 13,3$ GeV. Ces valeurs sont légèrement supérieures aux valeurs des seuils utilisés lors du Run IIa afin de prendre en compte l'augmentation de la luminosité.

Les traces de 1^{er} niveau ainsi déterminées seront utilisées pour rechercher les termes muon de 1^{er} niveau. Ceux-ci prennent en compte les informations des scintillateurs et

des chambres à fils du système à muons et dépendent de plusieurs paramètres : le seuil sur l'impulsion transverse de la trace de 1^{er} niveau trouvée, la position des coups dans le détecteur à muons, la qualité des muons définie par le nombre de coups sur les scintillateurs et dans les chambres à dérive. Les seuils en impulsion transverse de ces termes sont donc les mêmes que ceux des termes de trace, avec en plus des termes muon sans seuil en impulsion transverse n'utilisant pas de terme de trace. Les termes de déclenchement sont également définis par une région dans le détecteur, déterminée soit par l'acceptance du CFT ($|\eta_{CFT}| < 1,6$), soit par la couverture du système à muons ($|\eta| < 2$). La qualité des coups sur les scintillateurs est soit faible (*loose*) si seule la couche de scintillateurs A Φ (ou la couche A dans la partie avant/arrière) a été touchée, soit stricte (*tight*) si les deux couches de scintillateurs ont été touchées (ou les couches A et B ou A et C dans la partie avant/arrière). Un critère de qualité est également associé aux informations provenant des chambres à dérive : la qualité faible correspond à des coups dans une seule couche de chambres à dérive et la qualité élevée correspond à deux couches touchées.

Deuxième niveau

Au 2^e niveau, les traces centrales sont reconstruites en utilisant également les informations du SMT. Les traces trouvées par le 2^e niveau avec le SMT sont comparées avec celles du 1^{er} niveau, ce qui conduit à trois catégories : la première contient les traces de 1^{er} niveau, la seconde les traces trouvées par le SMT pour lesquelles un ajustement sur une hélice a été possible, classées par impulsion transverse décroissante et enfin la dernière contient les mêmes traces que la seconde, mais classées en fonction de leur paramètre d'impact. D'autres critères sont étudiés : la qualité de la trace de 2^e niveau est définie par le succès ou non de sa reconstruction géométrique (ajustement d'hélice réussi ou non, ou pas d'ajustement). Une coupure sur l'impulsion transverse de la trace est également réalisée. Des critères supplémentaires peuvent être ajoutés sur l'isolation de la trace, le χ^2 de l'ajustement, ou la signification statistique du paramètre d'impact.

Les termes muon de 2^e niveau sont définis par trois critères. Le premier concerne l'impulsion transverse du muon déterminée dans le système à muons, le second est la qualité du muon de 2^e niveau et le troisième un critère temporel qui permet de mettre un veto sur les muons cosmiques qui auraient pu traverser le détecteur en même temps que le muon issu de la collision. Ce critère a été ajouté pour le Run IIb. Le critère couramment utilisé est la plus stricte : les trois couches de scintillateurs doivent avoir été touchées en moins de 10 μs .

Troisième niveau

Les traces centrales du 3^e niveau sont généralement définies par un critère sur leur impulsion transverse et sur le nombre de coups dans les fibres stéréo du CFT. Des critères supplémentaires peuvent être ajoutés sur la distance maximale de moindre approche de la trace, ou encore sur le nombre minimum de couches de fibres axiales touchées.

Pour les muons de 3^e niveau, les critères principaux sont définis par la qualité du muon et l'impulsion transverse mesurée dans le système à muons. Des critères additionnels sont possibles selon la pseudo-rapacité du muon, l'association à une trace centrale et l'impulsion transverse de la trace associée.

4.1.2 Efficacité des termes de déclenchement

L'efficacité des termes de déclenchement sur les muons et les traces est déterminée à partir d'événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, avec une méthode d'identification simultanée décrite ci-dessous. Cette méthode permet de déterminer les efficacités en fonction de différentes variables cinématiques adéquates.

4.1.2.1 Méthode d'identification simultanée

La méthode d'identification simultanée, couramment appelée *tag and probe*, permet de mesurer des efficacités relatives de termes de déclenchement à partir des données, c'est à dire les efficacités par rapport à un muon ou une trace reconstruits hors ligne avec une qualité donnée.

Deux types de sélections sont effectués sur les objets reconstruits, selon l'efficacité de déclenchement que l'on souhaite calculer.

MESURE D'EFFICACITÉ DES TERMES DE TRACE

La sélection utilisée ici demande deux muons dans le système à muons, dont l'un au moins est associé à une trace centrale. Le muon associé à une trace est appelé muon de contrôle (*tag*) et le muon du système à muons, le muon test (*probe*). Des critères additionnels sur la paire de muons sont vérifiés pour sélectionner un lot d'événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ pur. L'un des points essentiels de cette sélection est que l'on vérifie que l'événement ait été enregistré lors de la prise de données parce qu'il a déclenché un terme global di-muon sans coupure sur les traces, ou muon seul dû au muon de contrôle. Ceci permet d'effectuer des mesures d'efficacité de déclenchement sur les traces non biaisées : on ne calcule pas ici l'efficacité de termes de traces avec des événements enregistrés grâce à un déclenchement qui inclut ces traces, mais par un déclenchement muonique seul.

La méthode *tag and probe* utilisée pour déterminer les efficacités des termes de trace est schématisée sur la figure 4.1. Le muon de contrôle est étiqueté avec des critères stricts alors que le muon test est identifié uniquement dans le système à muons. La méthode consiste alors à vérifier, pour les muons tests qui sont associés à une trace, si celle-ci a effectivement déclenché un terme donné. L'efficacité d'un terme de déclenchement est

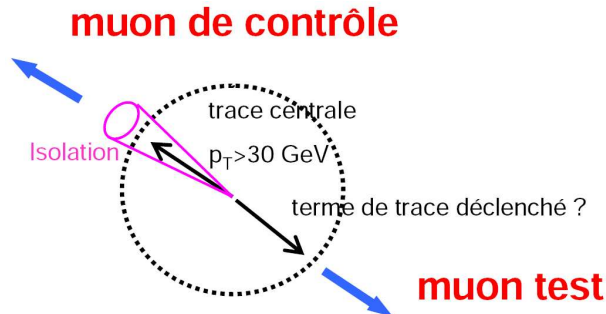


Figure 4.1 – Schéma illustrant la méthode *tag and probe* utilisée pour déterminer les efficacités des termes de déclenchement sur les traces.

alors donnée par :

$$\epsilon(L1/q) = \frac{N_{decl}}{N_{reco}} . \quad (4.1)$$

Dans la formule 4.1, N_{decl} représente le nombre d'événements pour lesquels le muon test est associé à une trace de qualité q qui a déclenché le terme $L1$ et N_{reco} le nombre total d'événements pour lesquels le muon test est associé à une trace de qualité q ayant ou non déclenché ce terme.

MESURE D'EFFICACITÉ DES TERMES MUON

La méthode utilisée pour déterminer les efficacités des termes de déclenchement sur les muons est la même que pour les termes de trace. Pour cela, la sélection effectuée demande deux traces, dont l'une au moins est associée à un muon dans le système à muons (*tag*). Là encore, afin d'éviter tout biais, on vérifie que c'est bien par le muon de contrôle que ces événements ont passé le système de déclenchement au moment de la prise de données. L'efficacité est donnée par la même formule que pour les termes de traces (formule 4.1).

La figure 4.2 illustre la méthode d'identification simultanée utilisée pour mesurer les efficacités des termes de déclenchement sur les muons.

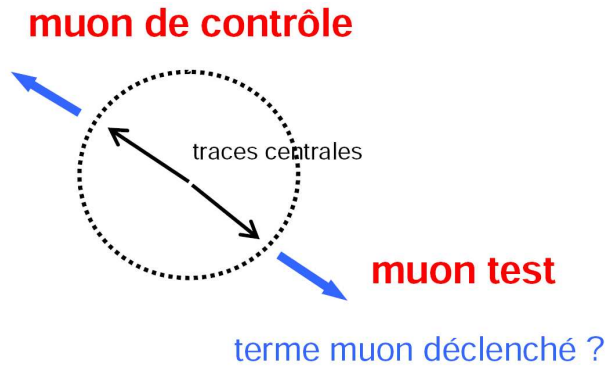


Figure 4.2 – Schéma illustrant la méthode *tag and probe* utilisée pour déterminer les efficacités des termes de déclenchement sur les muons.

MESURE D'EFFICACITÉ DES TERMES GLOBAUX

L'efficacité des termes globaux est calculée à partir des efficacités des termes de chacun des trois niveaux de déclenchement. Elle est donnée par la formule suivante :

$$\epsilon(\text{globale}/q) = \epsilon(L3|(L1\&l2)) \times \epsilon(L2|L1) \times \epsilon(L1/q) . \quad (4.2)$$

Le 2^e niveau ne pouvant être déclenché que pour des événements ayant passé le 1^{er} niveau, l'efficacité au 2^e niveau est calculée par rapport au 1^{er} niveau. Et de même, l'efficacité au 3^e niveau est calculée par rapport aux 1^{er} et 2^e niveaux.

La section suivante présente des exemples de résultats de mesures d'efficacité de termes de déclenchement obtenus avec cette méthode.

4.1.2.2 Exemples de mesures d'efficacités

Dans cette section sont présentés deux exemples d'efficacités de termes de déclenchement sur les muons et les traces. La figure 4.3 représente l'efficacité du terme de premier niveau sur les muons avec un critère strict sur les coups laissés dans les chambres à fil mesuré par rapport à un muon reconstruit hors ligne avec une qualité faible et associé à une trace centrale, tracée en fonction de ϕ et de l'impulsion transverse p_T des muons. On voit alors que l'efficacité de ce terme de déclenchement est indépendante de l'impulsion transverse des muons, mais non de ϕ . En effet, comme les pieds des détecteurs ne sont que très peu instrumentés, l'efficacité est plus bien faible dans la région $3,8 < \phi < 6$. L'efficacité moyenne de ce terme de déclenchement est de $\epsilon = 77,8 \pm 0,2\%$.

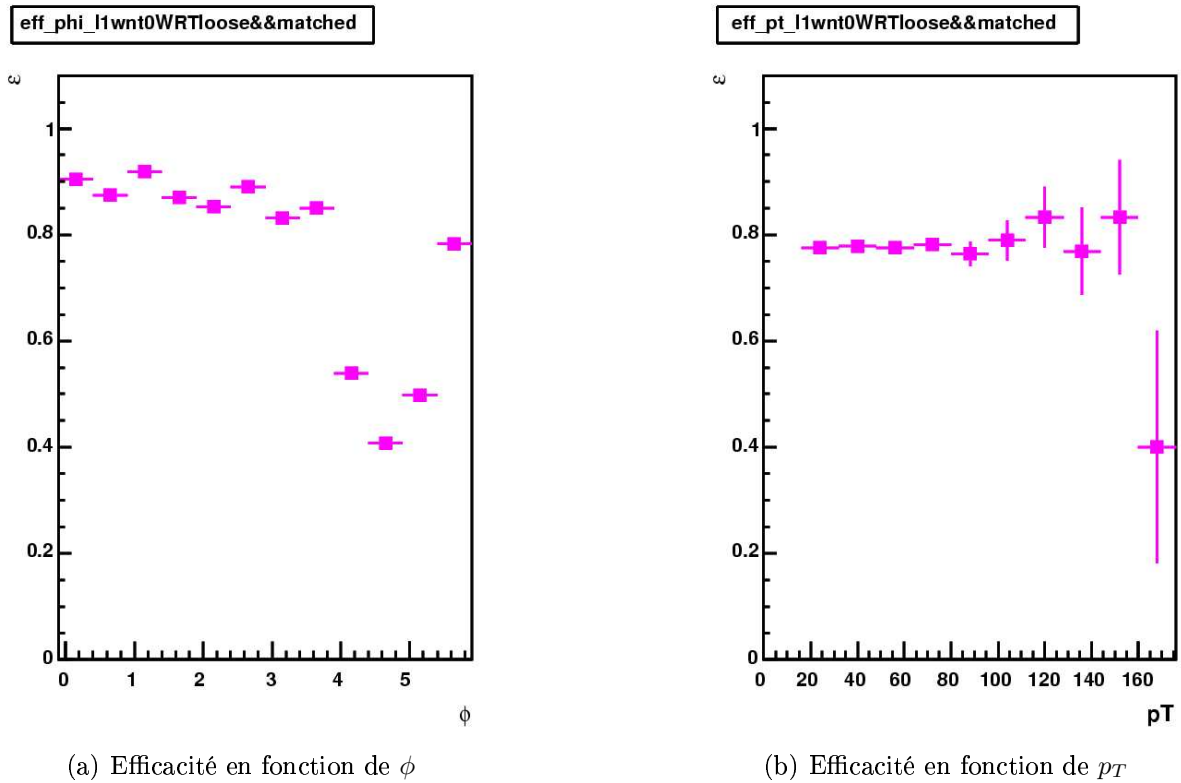


Figure 4.3 – Efficacité du terme de déclenchement sur les muons demandant un critère strict sur les chambres à fil par rapport à un muon reconstruit hors ligne avec des critères faibles, tracée en fonction de ϕ et de p_T .

La figure 4.4 représente l'efficacité du terme de déclenchement de premier niveau sur les trace avec un seuil en impulsion transverse à $p_T > 10$ GeV, par rapport à une trace reconstruite hors ligne avec des critères stricts, tracée en fonction de la pseudo-rapidité η_{CFT} et de l'impulsion transverse de la trace. On voit que l'efficacité dépend de la pseudo-rapidité η_{CFT} , elle est plus élevée dans l'acceptance du CFT. On voit par ailleurs un effet de “turn-on” sur l'efficacité en fonction de l'impulsion transverse des traces, c'est à dire un seuil en deçà duquel l'efficacité diminue fortement. L'efficacité moyenne de ce terme de déclenchement est de $\epsilon = 82,2 \pm 0,2\%$.

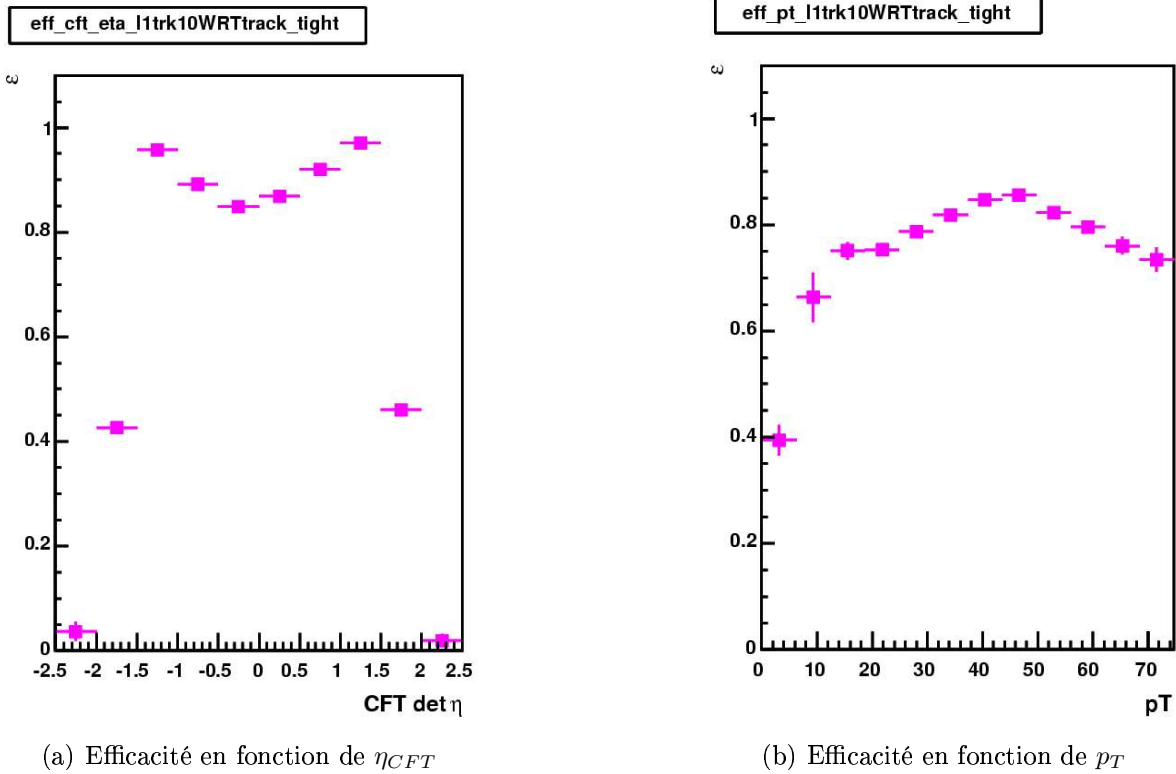


Figure 4.4 – Efficacité du terme de déclenchement sur les muons demandant un critère strict sur les chambres à fil par rapport à un muon reconstruit hors ligne avec des critères stricts, tracée en fonction de η_{CFT} et de p_T .

4.2 Ajustement de la précision de mesure de l'impulsion transverse des muons dans les événements Monte Carlo

Les effets du détecteur sont simulés dans les événements Monte Carlo par l'intermédiaire du programme GEANT [2]. Cette simulation reste imparfaite quant à la reproduction de la précision de mesure de l'impulsion des muons, notamment en raison de la non simulation de tous les canaux défectueux du détecteur. Ceci peut s'observer par exemple en reconstruisant la masse invariante du boson $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ (voir la section 4.2.1). Il est donc nécessaire de dégrader la précision avec laquelle l'impulsion des muons est mesurée dans les événements simulés pour qu'elle reproduise celle observée dans les données.

Une étude similaire a été réalisée avec les seuls événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ [1], conduisant à des incertitudes relativement grandes lorsque les muons ont une impulsion transverse éloignée de $p_T \simeq 40$ GeV. Cette valeur correspond à l'impulsion transverse moyenne des muons provenant de la désintégration d'un boson Z en deux muons. Par exemple, l'incertitude sur la dégradation appliquée à la précision de mesure dans les événements simulés était de l'ordre de 50% pour des muons d'impulsion transverse de l'ordre de $p_T \simeq 20$ GeV. Les paramètres de la dégradation à appliquer sur l'impulsion transverse des muons ont ici été déterminés à partir des histogrammes de masse invariante obtenus dans les événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ ([3] et [4]).

4.2.1 Précision de mesure de l'impulsion des muons dans les données et les événements simulés avant dégradation

La différence de précision de mesure de l'impulsion transverse des muons dans les données et les événements simulés est observable sur les distributions de masse invariante des événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ (voir figures 4.5 et 4.6). Un ajustement par la somme de deux fonctions gaussiennes permet de les comparer. La gaussienne la plus étroite rend compte de la résolution sur la masse invariante, alors que la seconde gaussienne ajuste les queues de distribution. Les paramètres de ces ajustements sont résumés dans le tableau 4.1. La sélection utilisée ici sera détaillée dans la section 4.2.2.

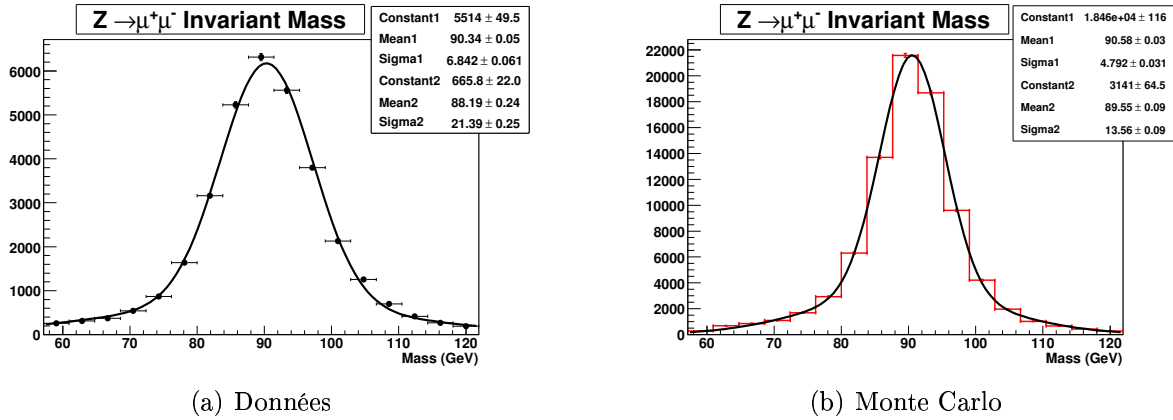


Figure 4.5 – Distributions de masse invariante des événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ dans les données et les événements simulés, ajustées par la somme de deux fonctions gaussiennes.

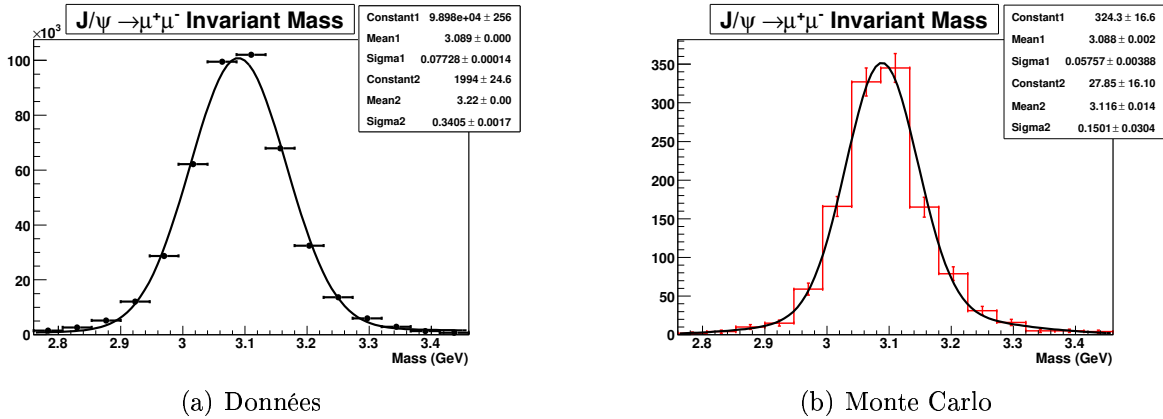


Figure 4.6 – Distributions de masse invariante des événements $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ dans les données et les événements simulés, ajustées par la somme de deux fonctions gaussiennes.

La précision de mesure sur l'impulsion transverse a été étudiée uniquement pour des muons associés à une trace dans le détecteur de traces. Dans ce cas, la résolution dépend du nombre de coups laissés dans le détecteur à micropistes de silicium (SMT) et de la pseudo-rapacité mesurée dans le détecteur à fibres scintillantes (CFT). Cela a déterminé la classification des muons en trois catégories :

	Données	MC
$M_{Z \rightarrow \mu^+ \mu^-}$	$90,34 \pm 0,05$ GeV	$90,58 \pm 0,03$ GeV
$\sigma_{Z \rightarrow \mu^+ \mu^-}$	$6,84 \pm 0,06$ GeV	$4,79 \pm 0,03$ GeV
$M_{J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-}$	$3,089 \pm 0,001$ GeV	$3,088 \pm 0,002$ GeV
$\sigma_{J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-}$	$0,0773 \pm 0,0002$ GeV	$0,058 \pm 0,004$ GeV

Tableau 4.1 – Valeur moyenne et largeur des distributions de masse invariante des événements $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ dans les données et les événements simulés, obtenues par un ajustement avec la somme de deux fonctions gaussiennes. La largeur donnée représente la largeur expérimentale, largeur naturelle convoluée aux effets du détecteur.

- les muons ayant laissé des coups dans le SMT, avec une pseudo-rapidité $|\eta_{CFT}| < 1,6$ (dans l'acceptance du CFT) ;
- les muons ayant laissé des coups dans le SMT, avec une pseudo-rapidité $|\eta_{CFT}| > 1,6$ (en dehors de l'acceptance du CFT) ;
- les muons n'ayant pas laissé de coups dans le SMT.

Il n'y a pas de critère en pseudo-rapidité dans le dernier cas d'étude afin de conserver une statistique raisonnable après la sélection des événements.

Tous les exemples et figures montrés dans cette section ont été obtenus avec des muons de la première catégorie.

4.2.2 La sélection des événements di-muons

La sélection des événements est identique pour les données et les événements simulés, et pour les résonances $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (excepté le critère sur l'impulsion transverse des muons). Ces événements ont été sélectionnés avec les critères suivants :

- Au moins deux muons de charge opposée sont associés chacun à une trace. Ils doivent se situer dans la région couverte par le système à muons ($|\eta| < 2$) et avoir une impulsion transverse minimale $p_T > 20$ GeV pour les événements $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et $p_T > 3$ GeV pour les événements $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$.
- La qualité des muons requise est “medium nseg3” : le muon doit avoir déposé des coups dans les trois étages de scintillateurs et de chambres à fil du système à muons et doit être associé à une trace centrale.
- La qualité requise de la trace associée est “medium” : la trace doit avoir une faible distance de moindre approche par rapport à la position des faisceaux de protons et d'antiprotons incidents ($dca < 0,02$ cm pour des traces ayant laissé des coups dans le SMT et $dca < 0,2$ cm pour des traces n'ayant pas laissé de coup dans le SMT). Un ajustement correct de la trace doit de plus avoir été réalisé lors de sa reconstruction ($\chi^2 < 4$).
- Les deux muons doivent satisfaire des critères d'isolation lâches : l'énergie contenue entre deux cônes de rayons 0,1 et 0,4 entourant le muon (Halo(0,1; 0,4)) doit être inférieure à 2,5 GeV et l'impulsion transverse contenue dans un cône de rayon 0,5 entourant la trace, mais ne la prenant pas en compte (TrkCone5), doit être inférieure à 4 GeV.
- L'un des muons au moins doit satisfaire des critères d'isolation plus élevés :

4.2 Ajustement de la précision de mesure de l'impulsion transverse des muons dans les événements Monte Carlo

$\text{Halo}(0,1; 0,4) < 2,5 \text{ GeV}$ et $\text{TrkCone5} < 2,5 \text{ GeV}$.

- Si plus de deux muons sont présents dans l'événement, la paire de muons ayant une masse invariante la plus proche de la masse du boson Z ou du J/ψ est retenue.
- La distance relative des traces des muons selon l'axe des faisceaux doit être inférieure à 3 cm.
- Une coupure sur l'acoplanarité des muons permet enfin de supprimer les muons cosmiques. Les muons ne doivent pas être émis exactement dos à dos :
$$A = |\Delta\phi(\mu_1, \mu_2) + \theta_{\mu_1} + \theta_{\mu_2} + 2\pi| > 0,05.$$

Cette sélection, en particulier la qualité du muon et de sa trace associée, a été choisie car elle correspond aux critères de qualité demandés lors de la sélection des muons utilisés pour la mesure de la masse du quark top.

Elle permet d'obtenir un lot d'événements relativement pur dans le cas du $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, ce qui n'est pas le cas pour les événements $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ (voir figure 4.7). La soustraction du bruit de fond pour les événements $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ sera détaillée dans la section 4.2.3.2.

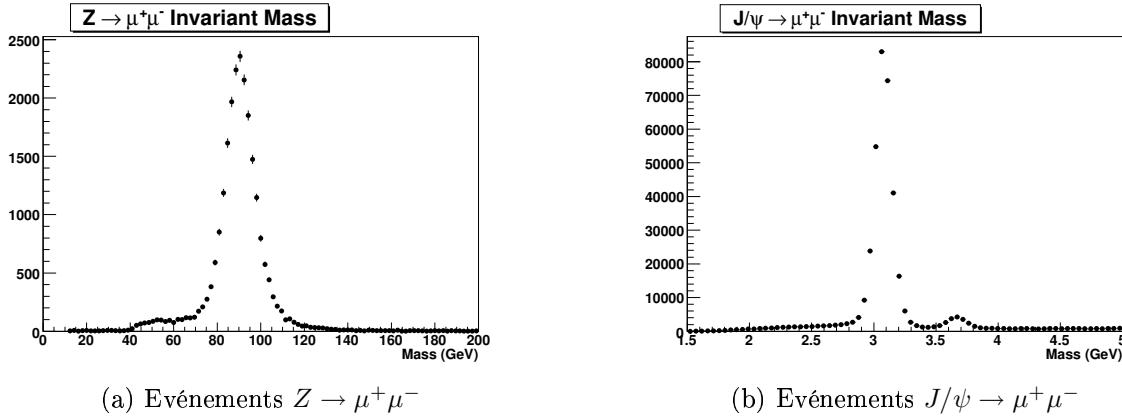


Figure 4.7 – Distributions de masse invariante des événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ dans les données après la sélection décrite dans la section 4.2.2.

4.2.3 Méthode

La méthode utilisée pour déterminer les paramètres de dégradation à appliquer à l'impulsion transverse des muons des événements simulés est basée sur la comparaison des histogrammes de masse invariante dans les données et les événements simulés, par la méthode des moindres carrés. Dans cette section seront successivement détaillés la formule utilisée pour dégrader l'impulsion transverse des muons, puis la soustraction du bruit de fond dans les données $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ et l'ajustement de la valeur moyenne des histogrammes de masse dans les données par rapport aux événements simulés. Enfin, la méthode de minimisation par moindres carrés entre les histogrammes de masse dans les données et les événements simulés sera expliquée. Nous terminerons avec l'exposé des résultats.

4.2.3.1 Formule de détérioration de l'impulsion transverse des muons dans les événements simulés

La formule utilisée afin de dégrader la précision de mesure de l'impulsion transverse des muons des événements simulés (voir formule 4.3) dépend de deux paramètres A et B représentant respectivement le terme de résolution (lié à la taille physique des détecteurs) et le terme de diffusion multiple (lié à la quantité de matière traversée par les muons). Ce dernier dépend de la quantité de matière traversée, c'est pourquoi une dépendance en $\cosh \eta$ a été introduite :

$$\frac{1}{p_T} \rightarrow \frac{1}{p_T} + AG_1 + \frac{B\sqrt{\cosh \eta}}{p_T} G_2 . \quad (4.3)$$

Les termes G_1 et G_2 sont des nombres aléatoires tirés selon des lois normales. La formule 4.3 implique une dégradation relative de la précision de mesure donnée par la formule 4.4 :

$$\frac{\sigma(1/p_T)}{1/p_T} = \sqrt{A^2 p_T^2 + B^2 \cosh \eta} . \quad (4.4)$$

Cette formule découle du fait que l'impulsion transverse d'un muon est inversement proportionnelle à la flèche s de la trace qu'il laisse dans le détecteur de traces centrales. La résolution sur l'impulsion transverse du muon est alors donnée par :

$$\sigma^2(1/p_T) = \sigma^2(s) = \sigma^2(d) + \sigma^2(MS) , \quad (4.5)$$

où d représente la précision liée à la taille finie des détecteurs et $\sigma^2(MS)$ est l'incertitude causée par la diffusion multiple. Comme l'incertitude $\sigma^2(d)$ ne dépend ni de l'impulsion ni de la position du muon dans le détecteur, $\sigma^2(d) = A$ est une constante.

En première approximation, comme l'impulsion transverse des muons est mesurée dans le plan transverse, on peut considérer que la variation de flèche due à la diffusion multiple est dominée par la variation de la trajectoire du muon selon ϕ et donc que $\sigma(MS) = \Delta\phi$. On peut montrer que l'incertitude due à la diffusion multiple est proportionnelle à :

$$\Delta\phi \propto \frac{\sqrt{X_0}}{p \sin \theta} . \quad (4.6)$$

En utilisant la relation $p_T = p \sin \theta$ et si l'on suppose de plus que le cylindre du détecteur de traces centrales est infini (on néglige les effets au bord), on a $X_0 = H/\sin \theta$ où H représente le rayon du cylindre, la résolution relative sur l'impulsion transverse des muons est donnée par :

$$\frac{\sigma^2(1/p_T)}{1/p_T^2} = A^2 p_T^2 + B^2 \cosh \eta , \quad (4.7)$$

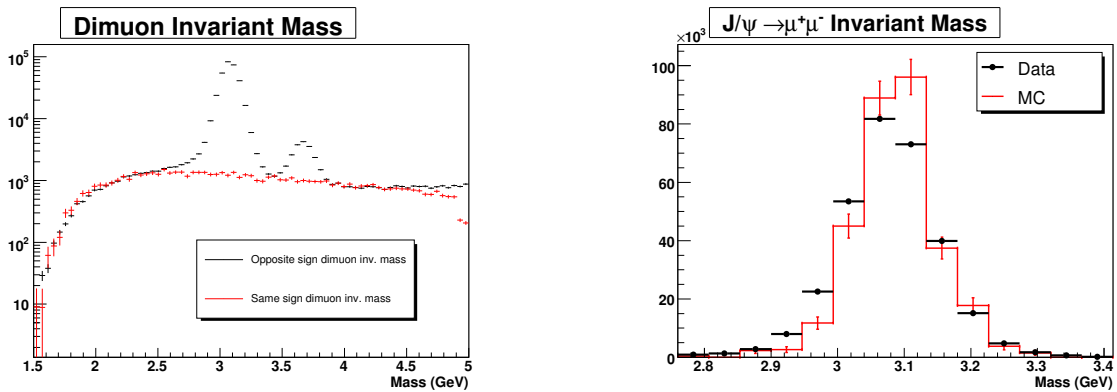
où on a utilisé le fait que $\sin \theta = 1/\cosh \eta$.

Afin de déterminer les paramètres A et B , l'impulsion transverse des muons dans les événements simulés est modifiée selon la formule 4.3 et un nouvel histogramme de masse invariante est créé à partir des muons modifiés. Cette opération est répétée pour différentes valeurs des paramètres A et B et les histogrammes obtenus sont comparés aux histogrammes de données. Pour pouvoir comparer plus efficacement les histogrammes, il faut dans un premier temps soustraire le bruit de fond dans les données $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, puis ajuster les valeurs moyennes entre données et événements simulés.

4.2.3.2 La soustraction du bruit de fond dans les événements $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$

Afin de déterminer le bruit de fond à soustraire dans les événements $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, une sélection identique à la sélection décrite dans la section 4.2.2 est effectuée, mais avec des traces de même signe. L'histogramme de masse invariante ainsi obtenu est alors ajusté sur le bruit de fond contenu dans l'histogramme de masse invariante du J/ψ à l'aide d'une droite. Les paramètres de cette droite sont déterminés à partir de deux intervalles entourant le pic de masse du J/ψ : $2 < M_{\mu^+\mu^-} < 2,5$ GeV et $4,5 < M_{\mu^+\mu^-} < 5$ GeV.

La figure 4.8 montre la superposition des événements $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ et des événements de même signe ajustés sur le J/ψ , ainsi que la superposition des histogrammes de masse du J/ψ dans les événements simulés et dans les données après soustraction du bruit de fond. On voit alors qu'il n'y a plus de bruit de fond dans les données, mais qu'il y a un décalage entre les histogrammes dans les données et les événements simulés. La prise en compte de ce décalage va être expliquée dans la section suivante.



(a) Masse invariante du J/ψ et sélection de même signe ajustée sur les événements $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$

(b) Masse invariante du J/ψ après soustraction du bruit de fond dans les données

Figure 4.8 – Distribution de masse invariante des événements $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Ces événements ont été sélectionnés avec les critères décrits dans la section 4.2.2. Les muons doivent également avoir laissé des coups dans le SMT et doivent se trouver dans la région $|\eta_{CFT}| < 1,6$.

4.2.3.3 Décalage des valeurs moyennes des distributions en masse invariante

Comme le montre la figure 4.8, il y a un décalage entre la valeur moyenne de la masse invariante dans les données et les événements simulés d'environ 12 MeV dans les événements $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Ce décalage est également présent entre les histogrammes de masse invariante du Z dans les données et les événements simulés. La différence de valeurs moyennes pour les événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ est détaillée dans le tableau 4.1. Un tel décalage a également été observé lors d'études sur le détecteur de traces par d'autres groupes et reste en cours d'investigation dans DØ [6].

L'ajustement des valeurs moyennes est effectué en deux temps. Un ajustement par la somme de deux fonctions gaussiennes est réalisé sur les histogrammes de masse invariante

dans les données et les événements simulés. L'histogramme de masse invariante dans les données est alors décalé de la différence entre les deux valeurs moyennes obtenues. C'est cet histogramme de données qui va être utilisé pour la procédure de minimisation par moindres carrés qui sera décrite dans la section suivante. Un premier couple (A_1, B_1) est ainsi déterminé. L'histogramme de données est alors décalé à nouveau, cette fois-ci par rapport à l'histogramme obtenu avec les événements simulés dégradés avec les paramètres (A_1, B_1) . En effet, la correction apportée à l'impulsion transverse des muons modifie la forme de la distribution de masse invariante dans les événements simulés et donc sa valeur moyenne. Les paramètres de dégradation de l'impulsion transverse des muons peuvent alors être déterminés, par comparaison des histogrammes de masse des événements simulés dégradés avec ce dernier histogramme de données.

4.2.3.4 Minimisation par moindres carrés des différences de masse invariante

Afin de déterminer de manière non ambiguë les paramètres A et B , les deux types d'événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ sont utilisés. Pour cela, la procédure de minimisation par moindres carrés leur est appliquée indépendamment. Pour chaque couple de paramètres (A, B) testé, un histogramme de masse invariante est rempli avec les événements simulés dégradés à partir de la formule 4.3. Afin de réduire les fluctuations statistiques sur la valeur du χ^2 , chaque événement est utilisé 50 fois, avec des nombres aléatoires G_1 et G_2 différents. Ceci a pour conséquence de réduire les incertitudes statistiques sur l'histogramme de masse invariante ainsi rempli. Afin de ne pas donner artificiellement plus de poids aux événements simulés par rapport aux données, une incertitude gaussienne est ensuite appliquée pour chaque intervalle (*bin*) constituant l'histogramme (l'incertitude sur un intervalle contenant n événements est \sqrt{n}).

Cet histogramme est ensuite comparé à l'histogramme de données en utilisant la formule de χ^2 rappelée ci-dessous :

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^{nbins} \frac{(n_i \text{ data} - S \times n_i \text{ MC})^2}{n_i \text{ data} + S^2 \times n_i \text{ MC}}. \quad (4.8)$$

Le facteur S est le facteur de normalisation de l'histogramme de Monte Carlo par rapport aux données. Le χ^2 est calculé dans l'intervalle de masse $M_{\mu_1 \mu_2} = 72 \text{ GeV}$ à $M_{\mu_1 \mu_2} = 108,5 \text{ GeV}$ pour les événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $M_{\mu_1 \mu_2} = 2,9 \text{ GeV}$ à $M_{\mu_1 \mu_2} = 3,29 \text{ GeV}$ pour les événements $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, ce qui correspond à prendre en compte respectivement un intervalle de $\pm 5\sigma_Z$ et $\pm 5,75\sigma_{J/\psi}$.

Si l'on utilisait uniquement les événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ ou $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, on constate que l'on ne peut pas déterminer à la fois A et B . Ceci est illustré sur la figure 4.9, qui représente la valeur du χ^2 en fonction des paramètres (A, B) testés. On voit que les valeurs de χ^2 obtenues à partir d'événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ dépendent principalement de B alors que celles obtenues à partir des événements $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ dépendent de A . En effet, pour des muons de plus grande impulsion transverse, la dégradation est dominée par le terme constant (c'est le cas dans les événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$), alors que pour des muons de faible impulsion transverse comme ceux provenant de la désintégration du J/ψ , la dégradation est principalement due à la diffusion multiple dans la matière du détecteur.

4.2 Ajustement de la précision de mesure de l'impulsion transverse des muons dans les événements Monte Carlo

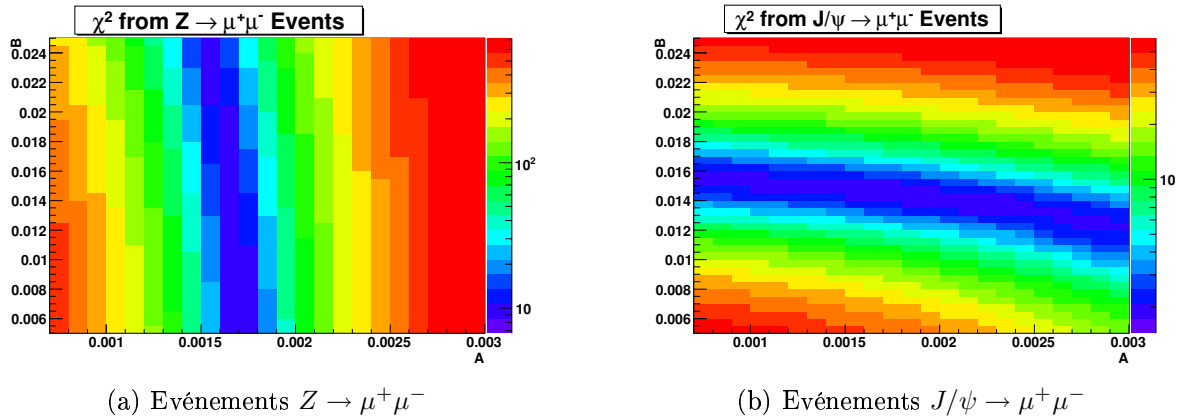


Figure 4.9 – Variation du χ^2 de comparaison des histogrammes de masse dans les données et les événements simulés dégradés avec la formule 4.3 en fonction des paramètres A et B .

Afin de prendre en compte les dépendances en A et B des deux types d'événements, les χ^2 obtenus pour chacun d'eux sont ajoutés, ce qui ne donne plus une vallée de minimum comme on peut la voir sur la figure 4.9, mais un minimum en forme de puits (voir la figure 4.10).

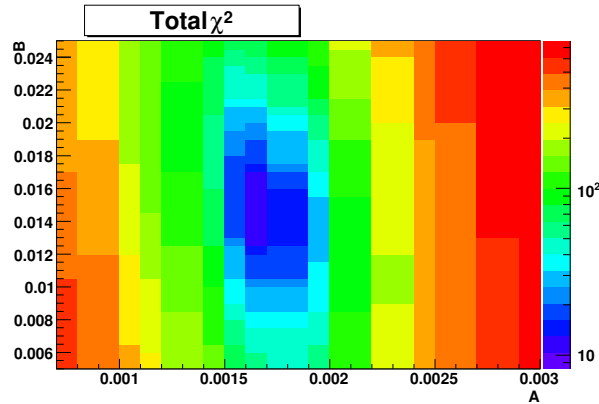


Figure 4.10 – Variation du χ^2 total de comparaison des histogrammes de masse dans les données et les événements simulés dégradés avec la formule 4.3 en fonction des paramètres A et B .

Les paramètres A et B sont alors obtenus en recherchant le minimum absolu du χ^2 total.

4.2.4 Résultats

Cette méthode a été appliquée à trois lots de données, contenant respectivement :

- deux muons ayant laissé des coups dans le SMT et dont la trace est à l'intérieur de l'acceptance du CFT. Cette sélection permet de déterminer les paramètres pour le premier type de muons discuté dans la section 4.2.1 ;

- deux muons ayant laissé des coups dans le SMT, dont l'un au moins est associé à une trace à l'extérieur de l'acceptance du CFT. Si l'un des muons a sa trace dans l'acceptance du CFT, les paramètres déterminés avec le premier lot de données lui sont appliqués. Cette sélection permet de déterminer les paramètres pour le deuxième type de muons discuté dans la section 4.2.1 ;
- un muon ayant laissé des coups dans le SMT et l'autre non. Les paramètres déterminés dans les cas précédents sont appliqués au muon ayant laissé des coups dans le SMT, en fonction de la position de sa trace par rapport au CFT. Cette dernière sélection permet de déterminer les paramètres pour le troisième type de muons discuté dans la section 4.2.1.

4.2.4.1 Valeurs des paramètres obtenues

Le tableau 4.2 résume les valeurs des paramètres de dégradation de l'impulsion transverse des muons à appliquer aux événements simulés. La méthode utilisée pour déterminer les erreurs systématiques et statistiques sera décrite dans les sections 4.2.4.2 et 4.2.4.3.

Sélection des muons	$A \times 10^{-3}, \text{ GeV}^{-1}$	$B \times 10^{-2}$
μ ayant laissé des coups dans le SMT, avec $ \eta_{CFT} < 1,6$	$1,7 \pm 0,2$ (stat) $\pm 0,2$ (syst)	$1,5 \pm 0,2$ (stat) $\pm 0,4$ (syst)
μ ayant laissé des coups dans le SMT, avec $ \eta_{CFT} > 1,6$	$2,6 \pm 0,3$ (stat) $\pm 0,4$ (syst)	$1,8 \pm 0,6$ (stat) $\pm 0,7$ (syst)
μ n'ayant pas laissé de coup dans le SMT	$2,5 \pm 0,4$ (stat) $\pm 0,5$ (syst)	$1,7 \pm 1,0$ (stat) $\pm 1,4$ (syst)

Tableau 4.2 – Paramètres de dégradation de l'impulsion transverse à appliquer aux muons des événements simulés.

La figure 4.11 montre le bon accord obtenu entre les histogrammes de masse invariante dans les données et les événements simulés dégradés pour les événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$.

4.2.4.2 Estimation de l'incertitude systématique

Différentes sources d'incertitudes systématiques ont été étudiées. Certaines sont liées à des choix arbitraires liés à la méthode, comme l'intervalle de masse utilisé pour calculer les valeurs de χ^2 , alors que d'autres prennent en compte le fait que les paramètres dépendent de la sélection utilisée pour les déterminer. Il est en effet important d'évaluer comment varient les valeurs des paramètres pour une sélection différente, afin que les analyses utilisant une sélection sur les muons différente de celle présentée dans la section 4.2.2 puissent également se servir de ces paramètres.

- **Variation des valeurs des paramètres avec l'intervalle de masse utilisé pour le calcul du χ^2** : cette source d'incertitude est estimée en déterminant les valeurs des paramètres A et B avec des intervalles de masse différents pour le calcul du χ^2 . Pour les événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, des intervalles de masse correspondant à $\pm 3,8\sigma$ et $\pm 7,8\sigma$ sont testés et pour les événements $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, ces intervalles

4.2 Ajustement de la précision de mesure de l'impulsion transverse des muons dans les événements Monte Carlo

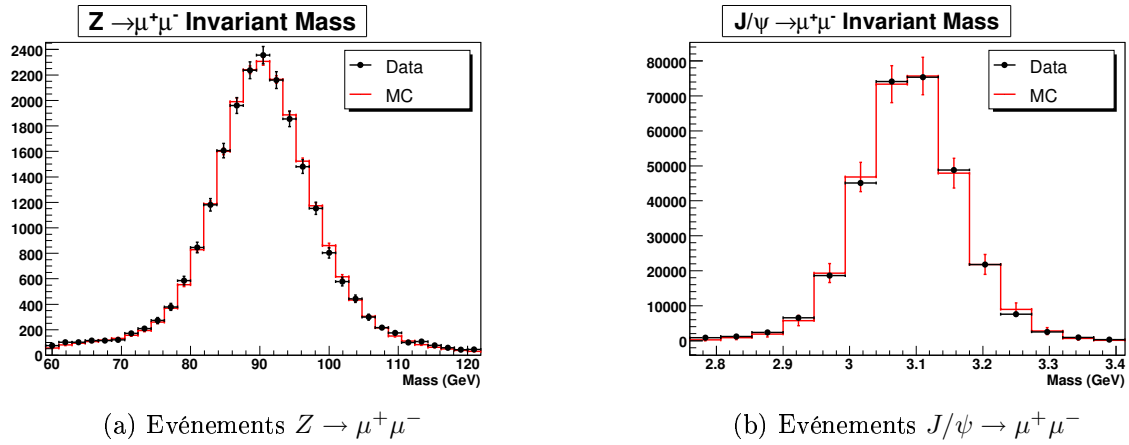


Figure 4.11 – Comparaison des histogrammes de masse dans les données et les événements simulés dégradés à l'aide de la formule 4.3.

- correspondent à $\pm 3,9\sigma$ et $\pm 8,8\sigma$. On rappelle que les valeurs nominales utilisées pour déterminer la valeur centrale de (A, B) sont respectivement $\pm 5\sigma$ et $\pm 5,5\sigma$.
- **Variation des valeurs des paramètres avec le décalage des histogrammes de masse dans les données :** cette incertitude est estimée pour les événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ indépendamment. Pour chaque type d'événements, les valeurs des paramètres A et B sont déterminées avec un histogramme de masse invariante décalé de $D \pm \sigma_D$ dans les données, où D est la valeur du décalage mesurée (voir la section 4.2.3.3) et σ_D l'incertitude associée à la mesure du décalage. Celle-ci est donnée par la somme quadratique des erreurs sur la valeur moyenne de l'ajustement des histogrammes de masse dans les données et le Monte Carlo. Les incertitudes obtenues à partir des événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ sont ajoutées en quadrature.
 - **Variation des valeurs des paramètres avec la qualité des traces :** cette incertitude a été évaluée à partir d'une sélection plus lâche sur la qualité des traces. Pour cela, le critère de qualité de l'ajustement effectué lors de la reconstruction de la trace a été supprimé.
 - **Variation des valeurs des paramètres avec la qualité des muons :** cette incertitude a également été évaluée en relâchant la coupure sur la qualité des muons. Pour cela, l'une des conditions de la sélection des muons peut ne pas être vérifiée.
 - **Variation des valeurs des paramètres avec la coupure en impulsion transverse des muons :** pour cette incertitude liée à la sélection des événements, la coupure n'a pas été relâchée mais au contraire durcie, afin de conserver un faible niveau de bruit de fond. La coupure sur l'impulsion transverse des muons est donc devenue $p_T > 25$ GeV pour les événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $p_T > 3,5$ GeV pour les événements $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Le tableau 4.3 donne la variation des valeurs des paramètres A et B avec les sources d'incertitudes étudiées dans le premier lot de muons. Comme dans les autres cas, c'est l'incertitude sur la qualité des muons qui domine.

Sources d'incertitude	$\sigma_A \times 10^{-3}, \text{ GeV}^{-1}$	$\sigma_B \times 10^{-2}$
Intervalle de masse utilisé pour le calcul du χ^2	–	0,15
Décalage de l'histogramme de masse dans les données par rapport au Monte Carlo	–	0,1
Qualité des traces	0,1	0,1
Qualité des muons	–	0,3
Coupure sur l'impulsion transverse des muons	–	0,1
Incertitude systématique totale	0,2	0,4

Tableau 4.3 – Valeur des incertitudes systématiques liées à la méthode de mesure des paramètres A et B . Les tirets – correspondent à des incertitudes inférieures à la largeur du pas en A ou B . L'incertitude systématique relative totale sur A est ici de 12% et sur B de 27%.

4.2.4.3 Estimation de l'incertitude statistique

Le fait d'utiliser 50 fois chaque événement simulé avec des nombres aléatoires différents entraîne une corrélation entre les événements. C'est pourquoi, plutôt que d'étudier les variations du χ^2 autour de son minimum pour déterminer les incertitudes statistiques, la méthode dite des tests par pseudo-expériences a été utilisée. Son principe est d'étudier la dispersion du résultat, ici la valeur des paramètres A et B , lorsque l'on fait fluctuer le nombre d'événements de chaque intervalle des histogrammes de masse dans la marge d'erreur qui lui est associée. Quatre sources d'incertitudes statistiques sont à considérer, liées au nombre d'événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ dans les données et les événements simulés. Elles sont estimées de façon indépendante, puis ajoutées en quadrature.

Par exemple, afin d'estimer l'incertitude statistique liée au nombre d'événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ dans les données, 100 histogrammes sont créés intervalle par intervalle, avec dans chaque intervalle i un nombre d'entrées tiré aléatoirement selon une gaussienne $G(n_i, \sigma_i)$, où n_i est le nombre d'événements dans l'intervalle i de l'histogramme de données et σ_i l'erreur statistique qui lui est associée. La méthode de minimisation par moindres carrés est alors appliquée sur chacun de ces histogrammes comme histogramme de données pour les événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, ce qui donne 100 valeurs des paramètres de dégradation. Un ajustement des distributions en A et B par une gaussienne permet d'évaluer l'incertitude statistique due au nombre d'événements dans les données $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$.

La même procédure est appliquée aux histogrammes du Monte Carlo dégradé, afin d'obtenir l'incertitude statistique due au nombre d'événements simulés.

Toutes les incertitudes statistiques ainsi obtenues sont résumées dans le tableau 4.4. La figure 4.12 montre la dispersion de la valeur du paramètre B lorsque l'on fait varier le nombre d'événements $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ simulés. C'est la contribution dominante à l'incertitude statistique sur B , comme on peut le voir dans le tableau 4.4.

4.2.4.4 Conclusion

Les paramètres ainsi déterminés permettent de tracer la dégradation relative à appliquer à l'impulsion transverse des muons des événements simulés en fonction de leur impulsion transverse. Ces fonctions, tracées à partir de la formule 4.4 et des paramètres

4.2 Ajustement de la précision de mesure de l'impulsion transverse des muons dans les événements Monte Carlo

Sources d'incertitude	$\sigma_A \times 10^{-3}, \text{ GeV}^{-1}$	$\sigma_B \times 10^{-2}$
Nombre d'événements dans les données $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$	0,09	0,07
Nombre d'événements dans le Monte Carlo $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$	0,07	0,05
Nombre d'événements dans les données $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	0,05	0,03
Nombre d'événements dans le Monte Carlo $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	0,06	0,09
Incertitude statistique totale	0,2	0,2

Tableau 4.4 – Valeur des incertitudes statistiques sur les paramètres A et B évaluées avec la méthode des tests d'ensemble. L'incertitude statistique relative totale sur A est ici de 12% et sur B de 14%.

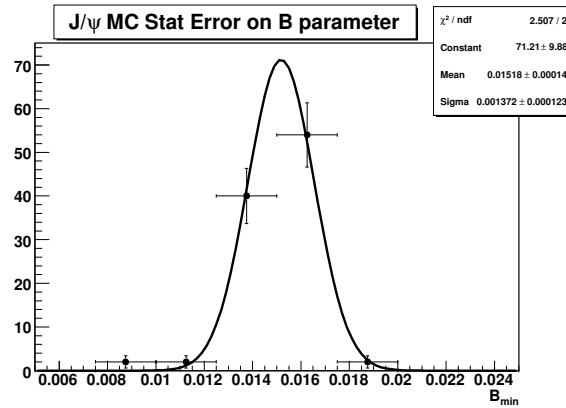


Figure 4.12 – Dispersion de la valeur du paramètre B avec le nombre d'événements dans les événements $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ simulés, ajustée par une gaussienne.

résumés dans le tableau 4.2 sont représentées sur la figure 4.13, pour des valeurs de $|\eta| = 0$ et $|\eta| = 2$. On voit alors que la dégradation relative est plus faible pour des muons ayant laissé des coups dans le SMT et $|\eta| = 0$. Pour des muons de grande impulsion transverse, lorsque $|\eta|$ n'est pas proche de 0, la dégradation relative devient équivalente que le muon ait ou non laissé des coups dans le SMT.

Les figures 4.14 et 4.15 représentent quant à elles la même fonction, mais pour le premier type de muons seulement avec $|\eta| = 0$ et son incertitude associée, donnée par :

$$\sigma\left(\frac{\sigma(1/p_T)}{1/p_T}\right)^2 = \frac{A^2 p_T^4}{A^2 p_T^2 + B^2 \cosh \eta} \sigma(A)^2 + \frac{B^2 \cosh^2 \eta}{A^2 p_T^2 + B^2 \cosh \eta} \sigma(B)^2. \quad (4.9)$$

Les erreurs sur A et B sont ici les sommes quadratiques des incertitudes systématique et statistique. La figure 4.15 montre la zone de faible impulsion transverse dans laquelle le terme de diffusion multiple B est dominant.

La résolution relative de la dégradation de l'impulsion transverse des muons des événements simulés est de l'ordre de 1,7% pour des muons ayant laissé des coups dans le SMT avec $|\eta| = 0$ et $p_T \simeq 5 \text{ GeV}$ et elle se détériore à 6,9% pour des muons de même qualité et même direction mais avec $p_T \simeq 40 \text{ GeV}$.

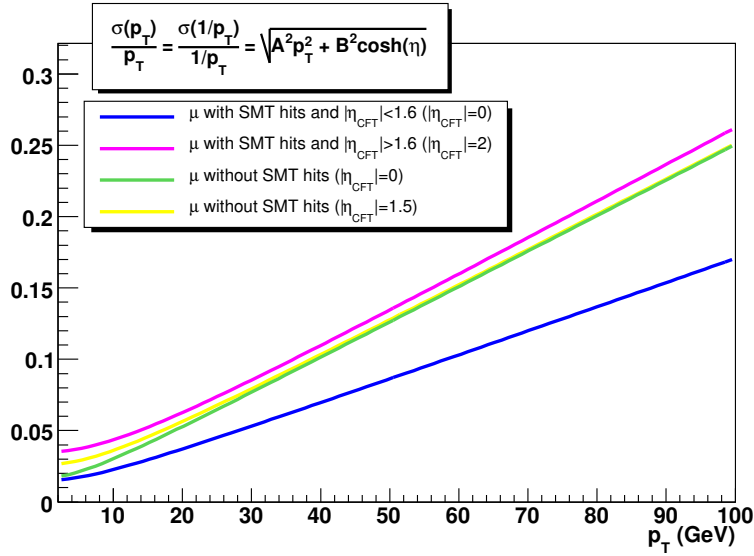


Figure 4.13 – Dégradation relative de la précision de mesure de l'impulsion transverse des muons des événements simulés pour les trois sélections de muons avec $|\eta| = 0$ et $|\eta| = 2$ ou $|\eta| = 1,5$ pour les muons n'ayant pas laissé de coup dans le SMT.

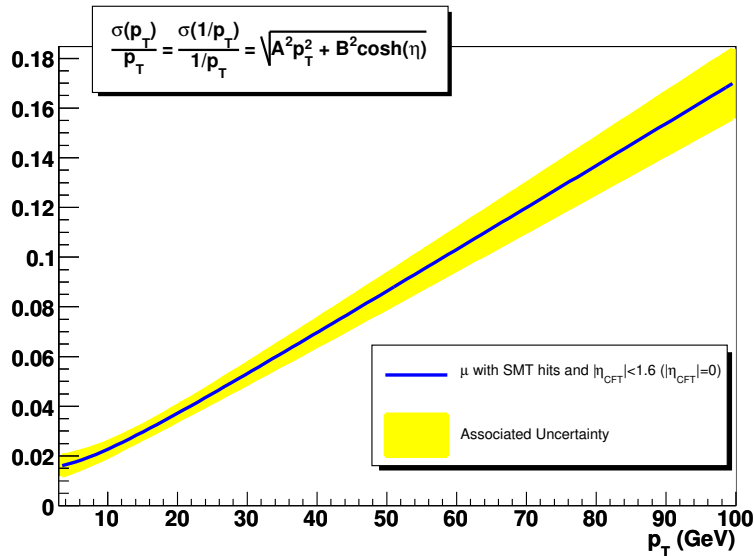


Figure 4.14 – Dégradation relative de la précision de mesure de l'impulsion transverse des muons des événements simulés pour des muons ayant laissé des coups dans le SMT avec $|\eta| = 0$ et avec son incertitude associée, dans la région où le terme de résolution est dominant.

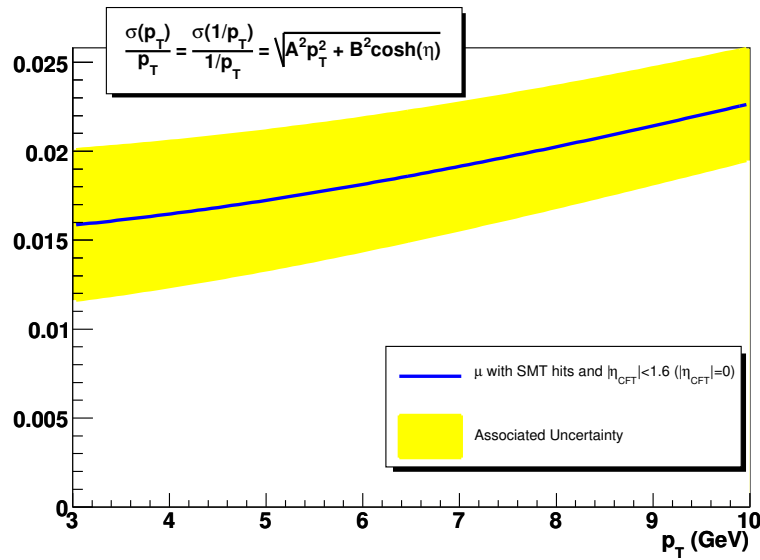


Figure 4.15 – Dégradation relative de la précision de mesure de l'impulsion transverse des muons des événements simulés pour des muons ayant laissé des coups dans le SMT avec $|\eta| = 0$ et avec son incertitude associée, dans la région où le terme de diffusion multiple est dominant.

Bibliographie

- [1] P. Calfayan, T. Gadfort, G. Hesketh, V. Lesne, M. Owen, R. Stroehmer, V. Sharyy, B. Tuchming, *Muon Identification Certification for p17 data*, DØ Note 5157 (2006).
- [2] R. Brun, F. Bruyant and M. Maire et al., GEANT3, CERN DD/EE/84-1, Genève (1987).
- [3] M. Arthaud, F. Déliot, B. Tuchming, V. Sharyy, D. Vilanova, *Muon Momentum Oversmearing for p17 Data*, DØ Note 5444 (2007).
- [4] M. Arthaud, F. Déliot, B. Tuchming, V. Sharyy, D. Vilanova, *Muon Momentum Oversmearing for p20 Data*, DØ Note 5449 (2007).
- [5] W.-M. Yao et al., *Journal of Physics*, G 33, 1 (2006).
- [6] Présentation de M. Sanders pour le groupe *Momentum Scale Task Force* (2006).

Chapitre 5

Sélection des événements top-antitop

Sommaire

5.1	Données et événements simulés utilisés	119
5.2	Critères de sélection des événements $t\bar{t}$ se désintégrant en un électron et un muon	120
5.3	Estimation du nombre d'événements de bruits de fond phy- siques sélectionnés	125
5.4	Estimation du nombre d'électrons mal identifiés	126
5.4.1	Forme de la fonction de vraisemblance pour des électrons bien identifiés	127
5.4.2	Forme de la fonction de vraisemblance pour des électrons mal identifiés	128
5.4.3	Estimation du taux d'électrons mal identifiés	129
5.5	Estimation du nombre de muons faussement isolés	130
5.6	Résultats	131

Ce chapitre présente la sélection des événements $t\bar{t}$ avec dans l'état final un électron, un muon, deux jets et deux neutrinos. Les bruits de fond associés à un tel état final vont être décrits et le nombre de chacun d'eux passant les critères de sélection va être évalué.

5.1 Données et événements simulés utilisés

La topologie des événements $t\bar{t}$ se désintégrant en un électron et muon est illustrée sur la figure 5.1. Elle est caractérisée dans l'état final par un électron et un muon de grande impulsion transverse, deux jets de grande énergie et de l'énergie transverse manquante due à la présence des deux neutrinos.

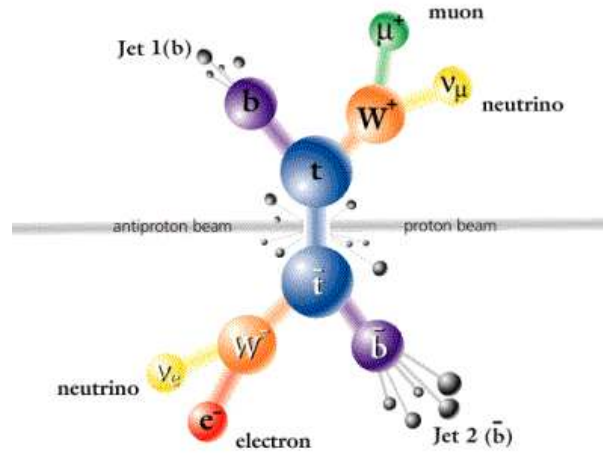


Figure 5.1 – Illustration de la topologie d'un événement $t\bar{t}$ dans le canal électron muon.

Les données utilisées ont été collectées entre le 9 juin 2006 et le 4 août 2007, puis présélectionnées en demandant au moins un électron d'impulsion transverse supérieure à 5 GeV et un muon reconstruit avec une impulsion transverse supérieure à 5 GeV et de qualité lâche (au moins un coup sur les scintillateurs et un dans les chambres à fils du système à muon). Ces événements correspondent à une luminosité de $1,17 \text{ fb}^{-1}$. Les données antérieures ont été analysées et les résultats correspondants ont été présentés en conférence [1].

Les principaux bruits de fonds physiques présentant une topologie semblable à celle des événements $t\bar{t}$ dans le canal électron muon sont les événements $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ (+2 jets) où les τ se désintègrent de façon leptonique et les événements dibosons $WW \rightarrow 2l2\nu$ (+2 jets) et $WZ \rightarrow 3l\nu$ (+2 jets) avec au moins un électron et un muon dans l'état final. Les diagrammes de Feynman de ces types d'événements sont représentés sur la figure 5.2. Dans tous ces processus, les 2 jets proviennent de rayonnements de l'état initial. Le nombre attendu de tels événements est estimé à partir d'événements Monte Carlo. Le tableau 5.1 présente les échantillons d'événements simulés utilisés, la section efficace de chaque processus, ainsi que le nombre d'événements utilisés dans l'analyse.

Deux autres bruits de fonds instrumentaux sont estimés dans les données. Il s'agit du nombre d'électrons mal identifiés, ainsi que du nombre de muons faussement isolés.

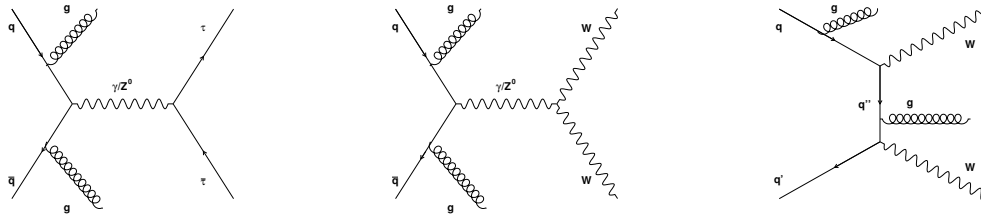


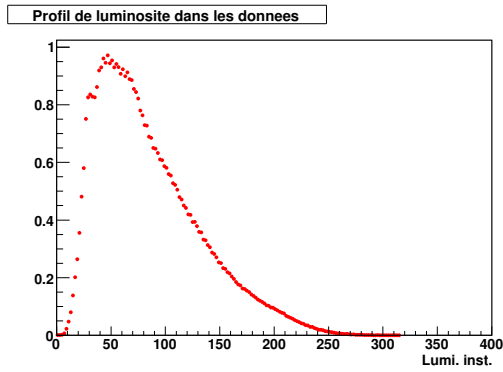
Figure 5.2 – Diagrammes de Feynman des événements de bruit de fond physiques associés au signal $t\bar{t}$: $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ (+2 jets) et $WW \rightarrow 2l2\nu$ (+2 jets). Les diagrammes correspondant au bruit de fond $WZ \rightarrow 3l$ sont identiques à ceux du processus $WW \rightarrow 2l2\nu$ (+2 jets) en échangeant un boson W en un Z .

Processus	Générateur	Section efficace utilisée pour la normalisation	Nombre d'événements
$t\bar{t} \rightarrow ll, m_t = 170 \text{ GeV}$	AlpGen+Pythia		1,2M
$Z \rightarrow \tau^+\tau^-, m_{\tau\tau} = 75 - 130 \text{ GeV}$	AlpGen+Pythia	241 pb	2,8M
$Z \rightarrow \tau^+\tau^-, m_{\tau\tau} = 15 - 75 \text{ GeV}$	AlpGen+Pythia	424 pb	818k
$WW \rightarrow 2l$	Pythia	1,26 pb	1M
$WZ \rightarrow 3l$ inclusif	Pythia	0,12 pb	304K

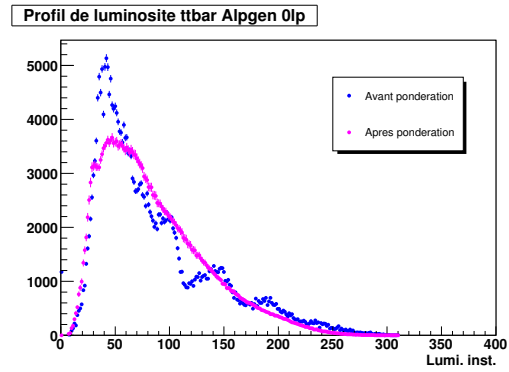
Tableau 5.1 – Echantillons d'événements simulés utilisés dans l'analyse, avec la section efficace correspondante. Les leptons l représentent soit des électrons, soit des muons, soit des taus qui se désintègrent de façon leptonique.

5.2 Critères de sélection des événements $t\bar{t}$ se désintégrant en un électron et un muon

La première sélection concerne la qualité des données (voir section 2.2.6). Un facteur de pondération est ensuite appliqué aux événements simulés afin de tenir compte de la différence entre les profils de luminosité mesurés dans les données et dans les événements Monte Carlo. Le profil de luminosité représente la luminosité intégrée en fonction de la luminosité instantanée. Dans les données, la luminosité intégrée est calculée à partir de la luminosité mesurée par les détecteurs de luminosité. Dans les événements simulés, ce sont les événements de biais nul ajoutés aux processus durs simulés qui permettent de déterminer la luminosité de l'échantillon (voir la partie 2.1.2), par un comptage d'événements. En effet, le nombre d'événements est proportionnel à la luminosité intégrée. Cependant, les profils de luminosité entre données et simulations peuvent être différents, car les événements de biais nul ajoutés aux événements simulés sont généralement enregistrés avant les données analysées. C'est pourquoi une pondération est appliquée au profil de luminosité mesuré dans les événements simulés. La figure 5.3 représente le profil de luminosité mesuré dans les données analysées ici ainsi que dans les événements simulés $t\bar{t}$. Pour les événements simulés, le profil de luminosité est représenté avant et après pondération. On voit que la forme obtenue correspond bien à celle des données après pondération, alors que la normalisation n'a pas changé.



(a) Profil de luminosité dans les données



(b) Profil de luminosité dans les événements simulés $t\bar{t}$

Figure 5.3 – Profils de luminosité mesurés dans les données et dans les événements simulés $t\bar{t}$ générés avec ALPGEN sans radiation dans l'état initial. On voit également le profil de luminosité des événements après pondération pour les événements simulés. La forme est identique à celle qui est obtenue dans les données, mais la normalisation reste inchangée.

Cette analyse ne comporte pas de sélection sur le système de déclenchement, ce qui signifie que tous les termes sont utilisés. Il a été montré dans l'étude [2] que l'efficacité des termes de déclenchement sur un électron et un muon au moins et les termes de déclenchement sur un électron au moins est supérieure à 97%, par rapport à des événements reconstruits hors-ligne avec dans l'état final au moins un électron et un muon. L'efficacité de sélection est donc encore plus proche de 100% en réalité, car par exemple les termes du système de déclenchement sur un muon au moins n'ont pas été pris en compte dans cette étude. Lors d'une mesure de la section efficace de production des paires $t\bar{t}$ par exemple, il faudrait prendre en compte dans les incertitudes systématiques l'approximation effectuée en considérant que l'efficacité du système de déclenchement sur les événements contenant un électron et un muon au moins est de 100%.

Les objets composant l'état final sont ensuite sélectionnés : un électron exactement, au moins un muon et au moins deux jets. Les critères de sélection de tous ces objets sont décrits ici.

CORRECTIONS SPÉCIFIQUES AUX ÉVÉNEMENTS SIMULÉS

Avant la sélection de chaque objet, les corrections nécessaires sont effectuées sur les événements simulés. Pour les électrons et les muons, la précision de mesure sur l'impulsion transverse est dégradée. Après la sélection des électrons et muons, une correction supplémentaire est appliquée à l'efficacité de sélection afin de tenir compte de la différence entre l'efficacité de reconstruction dans les données et les événements simulés (figures 2.2 et 2.5). De même une correction est appliquée au vertex primaire de l'événement pour prendre en compte la différence observée entre les distributions de vertex primaires dans les données et les événements simulés [3]. Des corrections spécifiques sont également appliquées aux jets des événements simulés et sont détaillées dans le paragraphe sur la sélection des jets.

CRITÈRES DE SÉLECTION DES ÉLECTRONS

Les critères de sélection pour l'électron sont les suivants (les variables utilisées sont définies dans la section 2.2.2) :

- la pseudo-rapacité de l'électron dans le calorimètre doit être $|\eta_{calo}| < 2,5$, en excluant la région intercryostat (il faut donc $|\eta_{calo}| < 1,1$ ou $|\eta_{calo}| > 1,5$);
- la fraction d'énergie déposée dans la partie électromagnétique du calorimètre doit être grande : $f_{em} > 0,9$;
- la gerbe doit être isolée dans le calorimètre : $iso < 0,15$;
- la forme de la gerbe électromagnétique doit être conforme à celle d'un électron;
- l'impulsion transverse de la gerbe électromagnétique doit être $p_T > 15$ GeV;
- la gerbe électromagnétique doit être associée à une trace centrale d'impulsion transverse $p_T > 5$ GeV.

Aucun autre électron ne doit passer ces critères de sélection dans l'événement.

Un critère supplémentaire est appliqué afin de réduire le bruit de fond contenant des électrons mal identifiés ou non isolés. Il s'agit du rapport de vraisemblance des électrons (voir la section 2.2.2). La coupure standard d'une sélection stricte des électrons dans DØ est effectuée dans cette analyse : $\mathcal{L}_e(x) > 0,85$.

CRITÈRES DE SÉLECTION DES MUONS

Les critères de sélection pour les muons sont les suivants :

- les muons doivent être localisés dans la région couverte par le système à muons : $|\eta_{det}| < 2$;
- un veto est appliqué afin de s'assurer que le muon n'est pas un muon cosmique;
- les muons doivent avoir laissé des coups dans les 3 couches du système à muon et être de qualité moyenne;
- les muons doivent être associés à une trace centrale de la qualité suivante : si la trace a laissé des coups dans le SMT, sa distance de plus petite approche (dca) par rapport au vertex reconstruit doit être $|dca| < 0,02$ cm, sinon $|dca| < 0,2$ cm;
- l'impulsion transverse des muons doit être $p_T > 15$ GeV. Pour les muons des événements simulés, ce critère est vérifié sur l'impulsion transverse dégradée;
- le muon doit être isolé dans le calorimètre : les deux variables d'isolation normalisées à l'impulsion transverse du muon doivent avoir des valeurs inférieures à 0,15 (ces deux variables ont été définies dans la section 4.2.2).

CRITÈRES DE SÉLECTION DE LA PAIRE ÉLECTRON-MUON DE L'ÉVÉNEMENT

En plus de ces critères de sélection, la trace de l'électron ne doit pas être associée à un muon sélectionné avec des critères relâchés. Ceci réduit fortement le bruit de fond dû au bremsstrahlung : un photon est émis par un muon et la trace du muon est également associée à la gerbe électromagnétique due au photon. Si plus d'un muon correspondent aux critères du paragraphe précédent, le muon choisit comme provenant de la désintégration du quark top répond aux deux critères suivants : il doit être de charge opposée à celle de l'électron et tel que la somme des impulsions transverses de l'électron et du muon soit maximale.

CRITÈRES DE SÉLECTION SUR LE VERTEX PRIMAIRE DE L'ÉVÉNEMENT

Le vertex primaire de l'événement doit respecter les trois critères suivants :

- la position longitudinale du vertex doit être $|z_{PV}| < 60$ cm ;
- le nombre de traces associées au vertex doit être supérieur ou égal à 3 ;
- la distance selon l'axe longitudinal entre la trace des leptons et le vertex doit vérifier $|z_{lepton} - z_{PV}| < 1$ cm.

CRITÈRES DE SÉLECTION DES JETS

La coupure sur le nombre de jets de l'événement est l'une des plus efficaces pour réduire le nombre d'événements de bruit de fond. En effet, dans les événements $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ et $WW \rightarrow 2l2\nu$, des jets sont présents uniquement s'il y a eu rayonnement de l'état initial et ces jets sont très généralement moins énergiques que les jets issus des quarks b présents dans les événements $t\bar{t}$.

Avant toute sélection, l'énergie des jets est corrigée de l'échelle en énergie des jets dans les données et les événements simulés, mais également des corrections complémentaires dues à la différence sur la précision de mesure entre les jets des données et des événements simulés (il s'agit de la procédure JSSR expliquée dans la section 2.2.3). Ici la correction d'échelle en énergie des jets contient une correction spécifique pour les jets issus de l'hadronisation d'un quark b : le quark b peut se désintégrer de façon semi-leptonique en émettant un muon avant de produire une gerbe. Si un muon est proche d'un jet, l'énergie du jet est corrigée en prenant en compte l'énergie du muon qui n'est pas déposée dans le calorimètre, ainsi que l'énergie moyenne du neutrino émis. Les muons sélectionnés avec les critères du paragraphe sur la sélection des muons ne sont pas pris en compte dans cette correction, car ils ne proviennent pas de la désintégration semi-leptonique d'un quark b .

Les corrections JSSR appliquées aux jets des événements Monte Carlo le sont après correction de l'échelle en énergie des jets sans la correction pour les muons. Comme les corrections JSSR ne sont disponibles que pour des jets d'impulsion transverse $p_T > 15$ GeV, une coupure supplémentaire sur l'impulsion corrigée des jets sans correction spécifique pour les muons est appliquée à tous les jets des données et des événements simulés.

Les critères de sélection des jets sont alors les suivants :

- les corrections à l'énergie des jets expliquées ci-dessus sont appliquées ;
- l'impulsion transverse des jets doit être $p_T > 20$ GeV ;
- la pseudorapidité des jets doit être $|\eta_{det}| < 2,5$;
- la fraction d'énergie déposée dans la partie électromagnétique du calorimètre f_{em} doit être inférieure à 95% et supérieure à un seuil dépendant de la pseudorapidité du jet. La coupure sur la valeur minimale de f_{em} a pour but de supprimer les faux jets qui seraient identifiés à cause d'un bruit fort dans la partie hadronique grossière du calorimètre. Cependant, pour certaines valeurs de η_{det} les jets ne traversent pas de partie électromagnétique du calorimètre (dans la région intercryostat). La valeur de la coupure sur f_{em} est alors abaissée [4] ;
- la fraction d'énergie déposée dans la partie hadronique grossière doit être inférieure à une valeur dépendante de la pseudorapidité du jet (cette valeur est comprise entre 0,4 et 0,6). Cette coupure permet de rejeter des faux jets identifiés à cause d'un bruit de fond important dans cette partie du calorimètre [4] ;
- le jet et l'électron sélectionnés doivent être distants de $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta_{det}^2 + \Delta\phi^2} > 0,5$.

CRITÈRE TOPOLOGIQUE

Un critère supplémentaire a été ajouté afin d'obtenir une sélection des événements avec une plus grande pureté. Pour optimiser les critères topologiques, la variable suivante a été utilisée :

$$F = \frac{\sqrt{N_S + N_B}}{N_S} . \quad (5.1)$$

La valeur de N_S correspond au nombre d'événements de signal $t\bar{t}$ attendus avec la luminosité correspondante à celle de l'échantillon de données analysé décrit dans la section 5.1 et N_B correspond au nombre d'événements de bruit de fond WW et $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ attendus. Pour cela, on recherche le minimum de F en fonction de deux critères de sélection sur les variables suivantes :

- l'énergie transverse manquante corrigée de l'échelle en énergie des jets et de l'énergie des muons ;
- la variable H_T définie par $H_T = p_T(\text{lepton}) + p_T(2 \text{ jets})$ où le lepton choisi est celui de plus grande impulsion transverse et les 2 jets sont également les plus énergiques de l'événement.

Il a été montré que l'énergie transverse manquante n'est pas une variable significative pour optimiser la sélection. La figure 5.4 montre les valeurs de la variable F en fonction de la coupure sur la variable H_T . On voit que la valeur optimale de cette coupure est $H_T > 115$ GeV. Cette valeur est prise de la sélection sur un lot de données précédentes [5] et n'a pas été déterminée à nouveau.

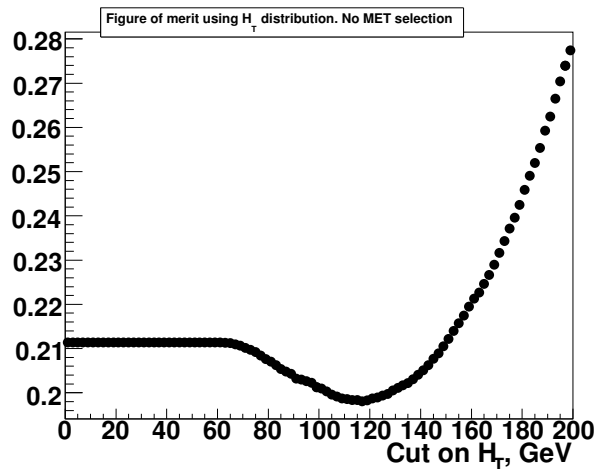


Figure 5.4 – Variation de la figure de mérite avec la valeur de la coupure sur la variable H_T . La valeur minimale de F est obtenue pour une coupure de $H_T > 115$ GeV [5].

CONCLUSION

Avec de tels critères, l'efficacité de sélection sur les événements simulés $t\bar{t}$ est de $13,10 \pm 0,09\%$. Les efficacités de sélection de chaque objet sont résumées dans la table 5.2. Les efficacités de tous les critères de la sélection sont données dans la table 5.8 à la fin du chapitre. Dans ce tableau, les efficacités des corrections appliquées à chaque objet dans les événements simulés sont notées en italique.

Nom de la sélection	Données	MC $t\bar{t} \rightarrow e\mu\nu b\bar{b}$
	Nb evts	Efficacité globale
Nb initial	9786	100 %
Qualité des données	9786	97,10 ± 0,00 %
Sélection des électrons	9786	45,41 ± 0,14 %
Sélection des muons	4456	19,52 ± 0,10 %
Sélection de la paire $e\mu$	1344	19,28 ± 0,10 %
Sélection du vertex	1185	19,13 ± 0,10 %
Sélection des jets	89	13,82 ± 0,05 %
Critères topologiques	53	11,58 ± 0,05 %

Tableau 5.2 – Efficacité des critères de sélection sur les événements $t\bar{t}$ (ce tableau a été effectué après présélection des données, ce qui explique que le nombre d'événements de données est identique dans les premières lignes du tableau).

5.3 Estimation du nombre d'événements de bruits de fond physiques sélectionnés

Le nombre d'événements de bruit de fond physique est estimé en appliquant les critères de sélection décrits ci-dessus aux différents échantillons de bruit de fond simulés.

Les échantillons de bruit de fond WW et WZ sont générés par le programme PYTHIA avec un élément de matrice au premier ordre de la série de perturbation (LO). La section efficace correspondante à l'échantillon est ensuite normalisée à la section efficace théorique au deuxième ordre de la série de perturbation. Celle-ci est environ 40% plus grande que la section efficace au premier ordre. Ceci ne modifie en rien la sélection des événements sur ces échantillons, mais la normalisation entre les différents échantillons utilisés.

L'échantillon de bruit de fond $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ a été généré avec l'association de générateurs ALPGEN+PYTHIA à partir d'un élément de matrice au premier ordre de la série de perturbation. La section efficace théorique de ce processus étant connue au 3^e ordre [6], la section efficace de l'échantillon est normalisée au calcul théorique. D'autre part, la comparaison entre l'impulsion transverse du boson Z dans les données et les événements simulés montre que cette variable n'est pas correctement décrite lors de la génération des événements. La correction à apporter à la distribution de l'impulsion transverse des bosons Z a été évaluée à partir d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$ pour une sélection inclusive, puis pour différentes multiplicités de jets de l'état final. Cette correction est effectuée par une méthode de pondération. La fonction de paramétrisation inclusive, obtenue de façon empirique, est la suivante [7] :

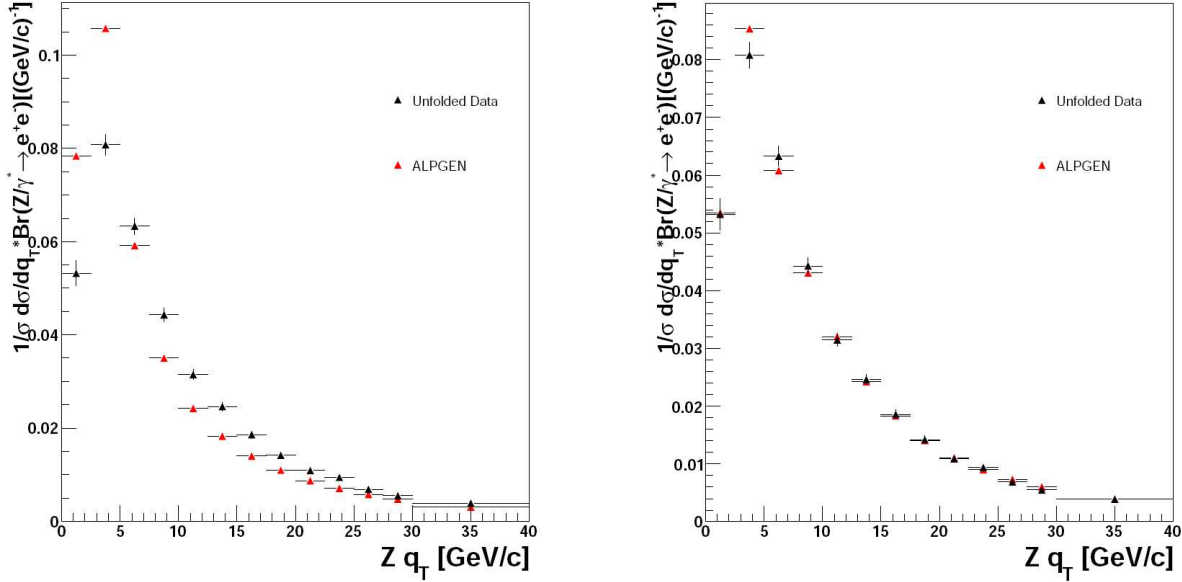
$$\begin{cases} w = \left(p_0 + p_1 \left(1 + E r f \frac{p_T - p_2}{p_3 \sqrt{2}} \right) \right) e^{-p_4 p_T} & \text{pour } 0 < p_T < 20 \text{ GeV} \\ w = p_5 & \text{pour } 20 < p_T < 100 \text{ GeV} \\ w = 1,298 e^{p_6 (p_T - 100)} & \text{pour } p_T > 100 \text{ GeV.} \end{cases}$$

Une correction supplémentaire est ensuite ajoutée en fonction du nombre de jets de l'événement. Cette correction est une constante pour les événements sans jet et sinon de la forme suivante (avec des valeurs de paramètres différentes selon le nombre de jets présents

dans l'événement) [8] :

$$w' = \frac{p'_0}{2} \left(1 + \text{Erf} \frac{p_T - p'_1}{p'_2 \pi / 2} \right) + p'_3 . \quad (5.2)$$

La figure 5.5 montre la différence entre l'impulsion transverse du boson Z dans les données et les événements simulés générés avec ALPGEN, avant et après avoir appliqué la paramétrisation 5.2.



(a) Avant correction de l'impulsion transverse du Z [7]

(b) Après correction de l'impulsion transverse du Z [7]

Figure 5.5 – Comparaison de l'impulsion transverse du boson Z dans les données et les événements simulés générés avec ALPGEN, avant et après avoir appliqué la paramétrisation 5.2. Les points noirs correspondent aux données et les points rouges aux événements simulés.

5.4 Estimation du nombre d'électrons mal identifiés

Le bruit de fond dû aux électrons mal identifiés comprend les événements pour lesquels un jet a été mal identifié comme un électron, mais aussi les événements pour lesquels un électron a bien été identifié, alors que celui-ci provient d'une désintégration semi-leptonique d'un quark b et non de la désintégration $W \rightarrow e\nu$ où le W est issu de la désintégration d'un quark top. Ce bruit de fond est principalement composé d'événements multijets mais aussi d'événements $W \rightarrow \mu\nu$ + jets, où l'un des jets est identifié à tort comme un électron.

Le taux d'électrons mal identifiés dans les événements $t\bar{t}$ est estimé avant d'appliquer le critère sur le rapport de vraisemblance des électrons en effectuant un ajustement des paramètres n_e et n_{faux} de la fonction de vraisemblance suivante :

$$\mathcal{L}_{tot}(x) = \prod_{i=1}^N (n_e S(x_i) + n_{faux} B(x_i)) \frac{e^{-(n_e + n_{faux})}}{N!} \quad (5.3)$$

où x_i est la valeur du rapport de vraisemblance de l'électron, N le nombre d'événements, n_e le nombre d'événements de signal, n_{faux} le nombre d'événements de bruit de fond. Les fonctions S et B représentent les densités de probabilité pour des électrons bien et mal identifiés. Leur paramétrisation est obtenue à partir d'événements de données $Z \rightarrow e^+e^-$ pour S et d'un échantillon de bruit de fond pour B (voir les sections 5.4.1 et 5.4.2).

5.4.1 Forme de la fonction de vraisemblance pour des électrons bien identifiés

La forme de la fonction de vraisemblance S pour les électrons bien identifiés est évaluée à partir d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$. Chaque électron doit passer les critères de sélection énumérés dans le paragraphe sur la sélection des électrons. L'un des deux électrons doit avoir un rapport de vraisemblance $\mathcal{L}_e(x) > 0,85$. Il sera alors étiqueté comme l'électron "strict" et le second comme l'électron "relâché". De plus, l'énergie transverse manquante de l'événement, corrigée de l'échelle en énergie des jets et de l'énergie des muons doit être inférieure à 15 GeV pour supprimer les événements $W + \text{jets}$ où le W se désintègre en produisant un électron et la masse invariante des deux électrons doit être comprise entre 70 et 110 GeV. A partir de ces événements, la fonction de vraisemblance suivante est ajustée :

$$\mathcal{L}_S(x) = \prod_{i=1}^N S(x_i; a_1 \dots a_6) \frac{e^{-n}}{N!} \quad (5.4)$$

où N est le nombre d'événements sélectionnés, n est le nombre d'événements attendus et S est une fonction de distribution de probabilité où la variable x_i est le rapport de vraisemblance de l'électron et a_i les paramètres de la fonction S . La fonction de densité de probabilité a la forme suivante :

$$S = c_0 \frac{(\alpha_0 - 1)(\mu_0 - x_i)^{-\alpha_0}}{(\mu_0 - 1)^{1-\alpha_0} - \mu_0^{1-\alpha_0}} + c_1 \frac{(1 - \alpha_1)(\mu_1 + x_i)^{-\alpha_1}}{(\mu_1 + 1)^{1-\alpha_1} - \mu_1^{1-\alpha_1}} + c_2, \text{ avec } c_0 + c_1 + c_2 = 1. \quad (5.5)$$

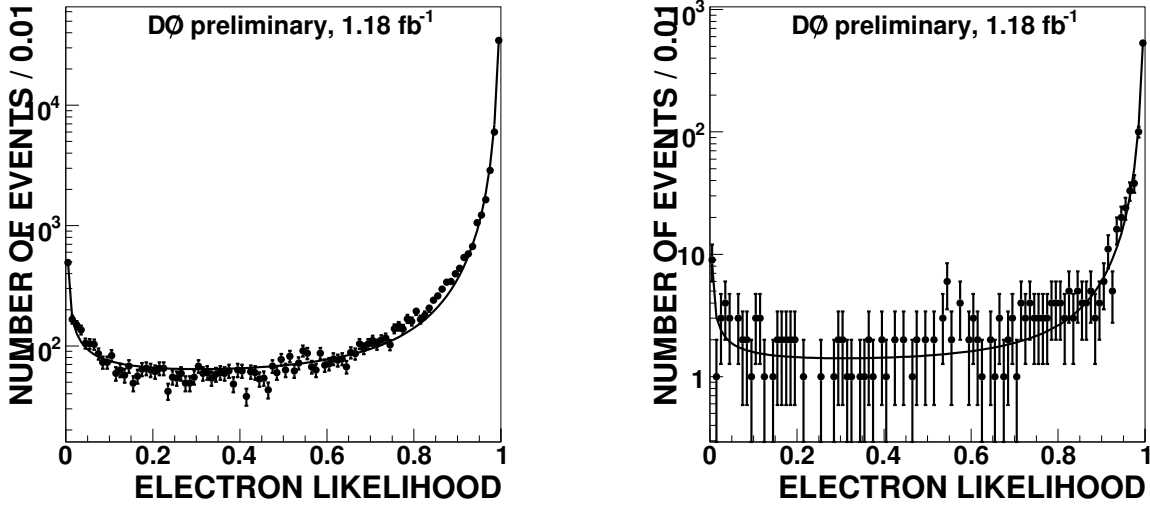
C'est le rapport de vraisemblance des électrons "relâchés" qui est utilisé pour ajuster les paramètres. Le paramètre c_0 représente la fraction d'événements pour lesquels ce rapport de vraisemblance a une valeur proche de 1, c_1 la fraction d'événements pour lesquels il a une valeur proche de 0 et c_2 la fraction d'événements qui ont une distribution de rapport de vraisemblance uniforme. Les valeurs des paramètres obtenus sont résumés dans le tableau 5.3. La valeur de μ_1 n'est pas reportée dans ce tableau car elle est inférieure à la précision qui y apparaît (de l'ordre de 10^{-5}).

c_0	μ_0	α_0	c_1	α_1	c_2
$0,860^{+0,031}_{-0,031}$	$1,004^{+0,000}_{0,000}$	$1,790^{+0,000}_{0,000}$	$0,027^{+0,010}_{-0,008}$	$0,812^{+0,000}_{0,000}$	$0,113^{+0,017}_{-0,016}$

Tableau 5.3 – Valeur des paramètres de la densité de fonction de probabilité 5.4 pour des événements $Z \rightarrow e^+e^-$.

La forme de la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}_S(x)$ obtenue à partir de l'échantillon d'événements di-électrons est représentée sur la figure 5.6 pour une sélection inclusive

(sans critère sur le nombre de jets) et une sélection demandant au moins deux jets ayant les mêmes qualités que celles détaillées par le paragraphe sur la sélection des jets. On voit que celle-ci est bien piquée à 1.



(a) Sélection inclusive (sans critère sur le nombre de jets sélectionnés)

(b) Sélection demandant au moins deux jets

Figure 5.6 – Forme de la fonction de vraisemblance obtenue à partir d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$. La courbe représente l'ajustement obtenu avec les paramètres résumés dans le tableau 5.3.

5.4.2 Forme de la fonction de vraisemblance pour des électrons mal identifiés

Afin de déterminer les paramètres de la fonction de distribution de probabilité pour le bruit de fond B , un échantillon principalement composé de bruit de fond, mais ayant la même topologie que le signal a été étudié. Il s'agit d'événements contenant un électron et un muon, mais pour lequel les coupures sur l'isolation normalisées à l'impulsion transverse sont inversées ($\text{Halo} > 0,2$ et $\text{TrkCone} > 0,2$) et dont l'énergie transverse manquante est inférieure à 15 GeV. Ces coupures permettent de supprimer les événements provenant des bruits de fond physiques $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ et WW et d'avoir un échantillon orthogonal au signal. La fonction B est paramétrée de la même façon que pour les électrons bien identifiés :

$$B = c_0 \frac{(\alpha_0 - 1)(\mu_0 - x_i)^{-\alpha_0}}{(\mu_0 - 1)^{1-\alpha_0} - \mu_0^{1-\alpha_0}} + c_1 \frac{(1 - \alpha_1)(\mu_1 + x_i)^{-\alpha_1}}{(\mu_1 + 1)^{1-\alpha_1} - \mu_1^{1-\alpha_1}} + c_2, \text{ avec } c_0 + c_1 + c_2 = 1 \quad (5.6)$$

et un ajustement de la fonction de vraisemblance suivante est ajustée pour déterminer les paramètres c_i , μ_i et α_i :

$$\mathcal{L}_B(x) = \prod_{i=1}^N B(x_i; a_1 \dots a_6) \frac{e^{-n}}{N!}. \quad (5.7)$$

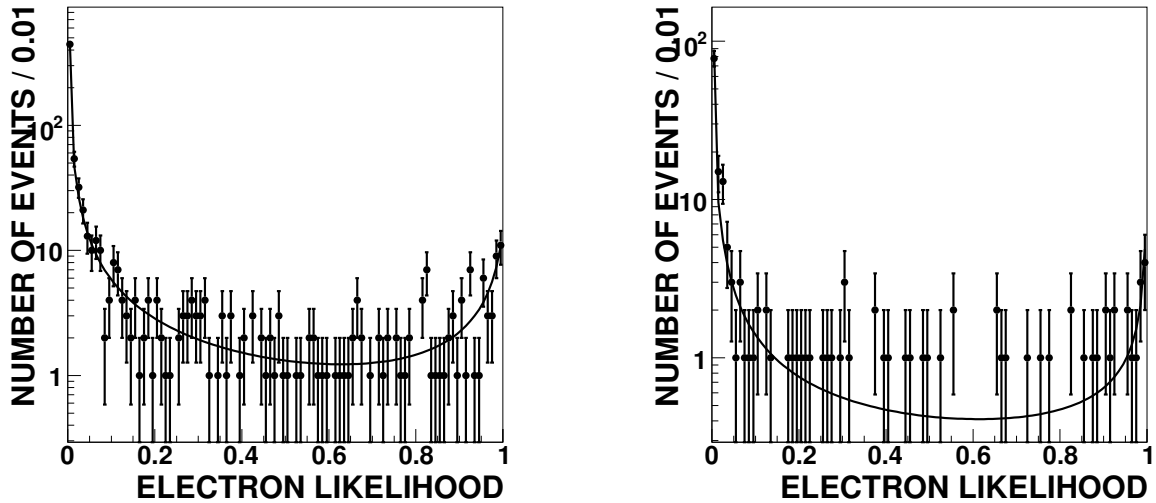
5.4 Estimation du nombre d'électrons mal identifiés

Les valeurs des paramètres obtenus à partir de ces événements sont résumés dans le tableau 5.4. De nouveau, la valeur de μ_1 n'est pas reportée ici car elle est inférieure à la précision qui y apparaît (de l'ordre de 10^{-5}).

c_0	μ_0	α_0	c_1	α_1	c_2
$0,099^{+0,037}_{-0,031}$	$1,002^{+0,000}_{0,000}$	$0,804^{+0,000}_{0,000}$	$0,901^{+0,086}_{-0,081}$	$1,046^{+0,000}_{0,000}$	$0,000^{+0,027}_{0,000}$

Tableau 5.4 – Valeur des paramètres de la densité de fonction de probabilité 5.4 pour des événements de bruit de fond.

La forme de la vraisemblance obtenue dans ce type d'événements pour la sélection inclusive et la sélection demandant au moins deux jets est présentée sur la figure 5.7. On voit ici que contrairement à la forme obtenue à partir des événements $Z \rightarrow e^+e^-$ (figure 5.6), la fonction de vraisemblance est plus piquée à 0.



(a) Sélection inclusive (sans critère sur le nombre de jets sélectionnés)

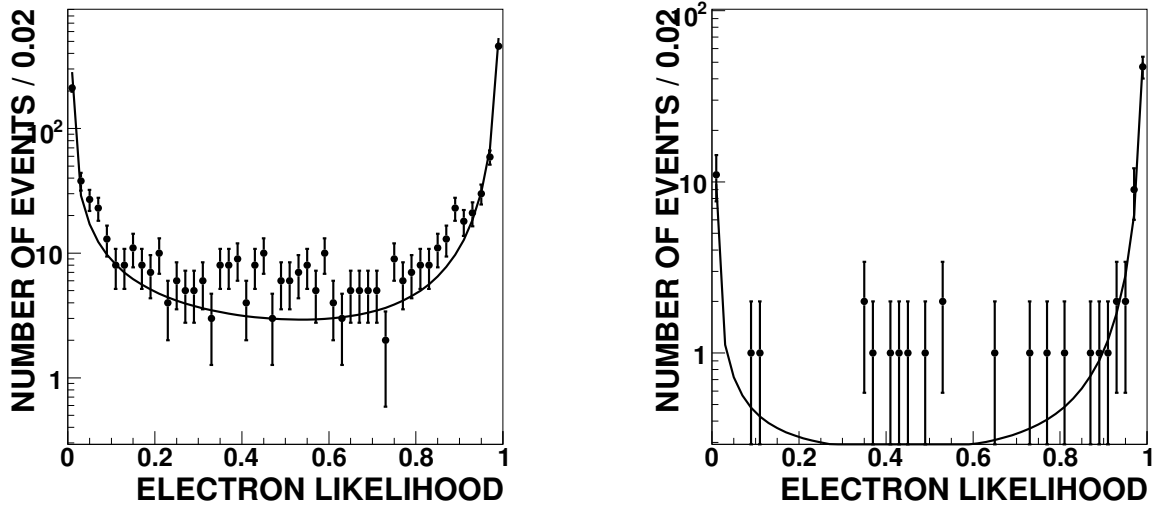
(b) Sélection demandant au moins deux jets

Figure 5.7 – Forme de la fonction de vraisemblance obtenue à partir d'événements de bruit de fond. La courbe représente l'ajustement obtenu à partir de la formule 5.7.

5.4.3 Estimation du taux d'électrons mal identifiés

Le taux d'électrons mal identifiés n_{faux} dans la sélection $t\bar{t}$ est obtenu en effectuant un ajustement de la distribution de la vraisemblance des électrons avec la fonction de vraisemblance \mathcal{L}_{tot} définie par 5.3.

La figure 5.8 présente l'ajustement de la fonction de vraisemblance obtenue sur les données sélectionnées avec les critères de la section précédente (signal $t\bar{t}$ et bruits de fonds physiques associés). Le nombre d'événements contenant un électron mal identifié en fonction du nombre de jets présents dans l'événement est résumé dans le tableau 5.5.



(a) Sélection inclusive (sans critère sur le nombre de jets sélectionnés)

(b) Sélection demandant au moins deux jets, sans coupure topologique

 Figure 5.8 – Forme du likelihood obtenue sur la sélection des événements $t\bar{t}$ avec l'ajustement réalisé avec la formule 5.3.

	Nombre d'événements	Nombre d'événements avec un électron isolé	Nombre d'événements avec un électron mal identifié
Sélection 0 jet inclusive	1185	$748, 37^{+30,53}_{-29,81}$	$436, 63^{+24,84}_{-24,08}$
Sélection 1 jet inclusive	291	$193, 54^{+15,54}_{-14,54}$	$97, 46^{+11,92}_{-10,91}$
Sélection 2 jets inclusive	89	$74, 83^{+9,40}_{-8,72}$	$14, 17^{+5,05}_{-4,20}$
Sélection 2 jets inclusive avec la coupure topologique	69	$62, 82^{+0,00}_{-7,83}$	$6, 18^{+3,61}_{-2,70}$

 Tableau 5.5 – Nombre d'événements contenant un électron mal identifié dans les événements $t\bar{t}$, en fonction du nombre de jets présents dans l'événement.

5.5 Estimation du nombre de muons faussement isolés

Ces événements sont constitués d'un électron isolé pouvant provenir des désintégrations $W \rightarrow e\nu$, $Z \rightarrow e^+e^-$ ou $t\bar{t} \rightarrow ejjj$ et d'un muon faussement isolé provenant dans la majeure partie des cas de la désintégration semi-leptonique d'un quark b . Dans un premier temps, le taux de muons faussement isolés est estimé à partir de données $b\bar{b}$, puis le nombre d'événements avec un muon faussement isolé est évalué dans un échantillon de données sélectionnés avec les critères de la section précédente mais en vérifiant que le muon et l'électron soient de même signe et sans critère d'isolation sur le muon.

La sélection des événements $b\bar{b}$ effectuée pour calculer le taux de muons faussement isolés f_μ est la suivante : un premier muon est sélectionné suivant les critères définis dans la section précédente avec $p_T > 15$ GeV mais des critères d'isolation normalisée à l'impulsion transverse inversés ($\text{Halo} > 0,15$ et $\text{TrkCone} > 0,15$). Ce muon doit également être proche

d'un jet : $\Delta R(\mu, jet) < 0,5$. Un second muon est recherché avec les mêmes critères que le premier à part les critères d'isolation. Le taux de muons faussement isolés est alors mesuré comme le taux d'événements où le muon apparaît isolé. La figure 5.9 présente le taux de muons faussement isolés pour la sélection inclusive en fonction de l'énergie transverse manquante. Le taux de muons faussement isolés en fonction du nombre de jets

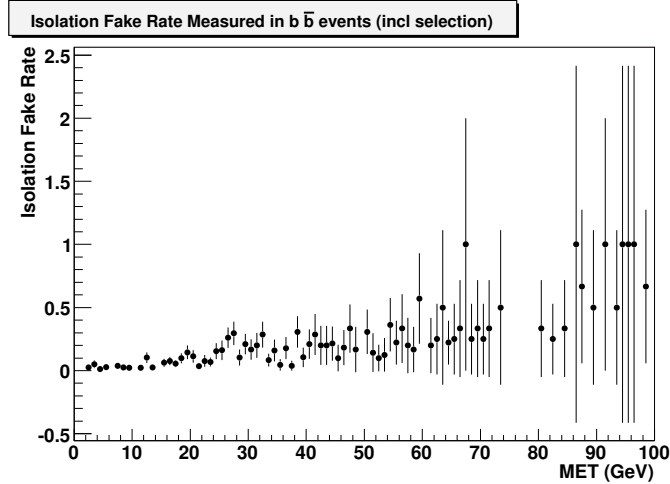


Figure 5.9 – Taux de muons faussement isolés en fonction de l'énergie transverse manquante pour la sélection inclusive.

dans l'événement est présenté dans le tableau 5.6.

	0 jet exclusif	1 jet exclusif	2 jets inclusif
f_μ	$13,14 \pm 0,9 \%$	$12,4 \pm 1,3 \%$	$13,7 \pm 2,3 \%$

Tableau 5.6 – Taux de muons faussement isolés en fonction du nombre de jets présents dans l'événement.

Le nombre d'événements contenant un muon faussement isolé est alors obtenu dans un échantillon de données sélectionné avec les critères de la section précédente, mais sans critère d'isolation du muon et avec un électron et un muon de même signe. Cette sélection permet d'obtenir un échantillon sans contamination par du bruit de fond physique. Afin de réduire le plus possible le bruit de fond contenu dans l'échantillon, le nombre d'événements contenant des électrons mal identifiés est estimé par la méthode d'ajustement du rapport de vraisemblance présentée dans la section précédente. Le nombre d'événements contenant des muons faussement isolés dans la sélection $t\bar{t}$ est alors estimé comme étant le taux de muons faussement isolés multiplié par le nombre d'événements sélectionnés avec un électron et un muon sans critère d'isolation et de même charge.

5.6 Résultats

Après tous les critères énumérés dans la section 5.2, 53 événements ont été sélectionnés. Le nombre d'événements prédits dans les événements simulés est résumé dans le

tableau 5.7, à différentes étapes de la sélection.

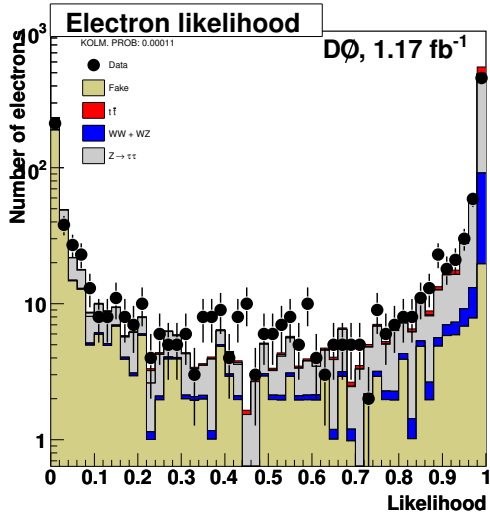
	Nb evts	Nb d'evts at- tendus	MC $t\bar{t} \rightarrow e\mu jj$, x-sec 7,91 pb, $m_t = 170$ GeV	MC $Z \rightarrow \tau\bar{\tau}$	MC $WW \rightarrow$ $ll + WZ \rightarrow$ lll	Nb d'evts avec un électron mal identifié	Nb d'evts avec un muon faus. isolé
Sélection 0 jet inclusive	1185	$1237.50^{+98.56}_{-109.44}$	$57.12^{+2.22}_{-2.49}$	$651.07^{+29.43}_{-53.93}$	$92.69^{+18.82}_{-18.96}$	$436.63^{+90.79}_{-90.59}$	
Sélection 1 jet inclusive	291	$260.16^{+23.99}_{-24.51}$	$55.83^{+2.17}_{-2.43}$	$82.44^{+4.32}_{-7.17}$	$16.37^{+3.33}_{-3.35}$	$97.46^{+22.85}_{-22.34}$	$8.06^{+1.67}_{-1.49}$
Sélection 2 jets inclusive	89	$75.53^{+6.40}_{-5.98}$	$41.27^{+1.61}_{-1.80}$	$13.40^{+1.21}_{-1.53}$	$2.34^{+0.48}_{-0.48}$	$14.17^{+5.79}_{-5.07}$	$4.35^{+1.22}_{-1.09}$
Sélection 2 jets inclusive avec coupure topologique	69	$55.87^{+4.37}_{-3.79}$	$39.12^{+1.52}_{-1.71}$	$5.38^{+0.55}_{-0.66}$	$1.64^{+0.34}_{-0.34}$	$6.18^{+3.82}_{-2.97}$	$3.55^{+1.04}_{-0.92}$
Sélection 2 jets inclusive après coupure sur la vraisemblance 0,85	53	$43.19^{+1.86}_{-2.03}$	$34.55^{+1.35}_{-1.51}$	$3.66^{+0.47}_{-0.54}$	$1.42^{+0.29}_{-0.29}$	$0.57^{+0.35}_{-0.28}$	$2.98^{+0.88}_{-0.78}$

Tableau 5.7 – Nombre d'événements sélectionnés dans les données et nombre d'événements prédits à partir des événements simulés.

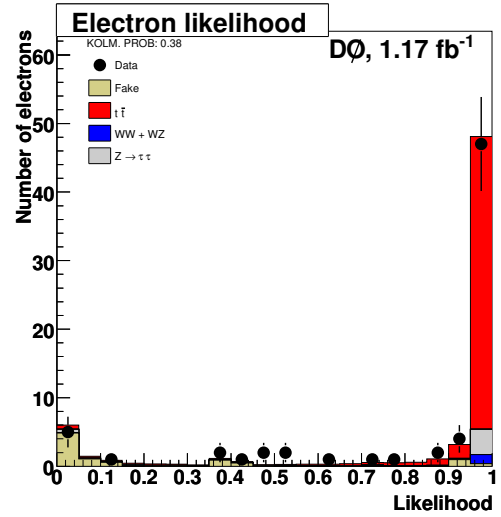
Les histogrammes suivants montrent l'accord entre les données et les événements simulés à deux niveaux de la sélection, la sélection inclusive (avant la sélection sur les jets) et la sélection finale. Pour la sélection inclusive, le nombre d'événements dû à des électrons mal identifiés est normalisé au nombre d'événements attendu après l'ajustement de la fonction de vraisemblance et la forme de la distribution est prise des événements sélectionnés avec un électron et un muon de même signe.

Les histogrammes représentent successivement les variables suivantes : l'impulsion transverse, les distributions en η et ϕ pour l'électron, le muon et les jets, le likelihood de l'électron, la variable H_T et le nombre de jets présents dans l'événement. La contribution des événements $t\bar{t}$ est normalisée à la section efficace mesurée dans toutes ces distributions, ce qui permet de comparer la forme des distributions entre les données et les événements simulés. On voit en général un bon accord dans toutes ces distributions. Dans toutes les distributions, les contributions des électrons mal identifiés et des muons faussement isolés sont regroupées sous la dénomination *fake*.

La sélection des événements $t\bar{t}$ a été optimisée afin d'obtenir un échantillon de données le plus pur possible. La composition de l'échantillon sélectionné a été évaluée à partir d'événements simulés et sera utile pour estimer la contribution du bruit de fond lors de la mesure de la masse du quark top. Cette sélection sera optimisée dans la partie suivante pour la mesure de la masse du quark top, avec pour objectif de réduire l'incertitude statistique attendue, même si la pureté de l'échantillon est moins bonne. Les méthodes utilisées pour évaluer les contributions de chaque bruit de fond resteront les mêmes.

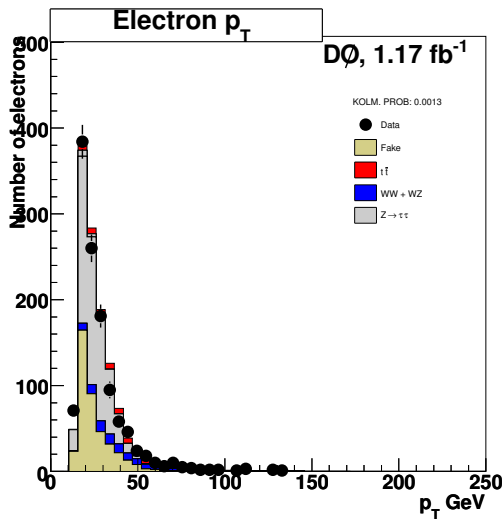


(a) Sélection inclusive

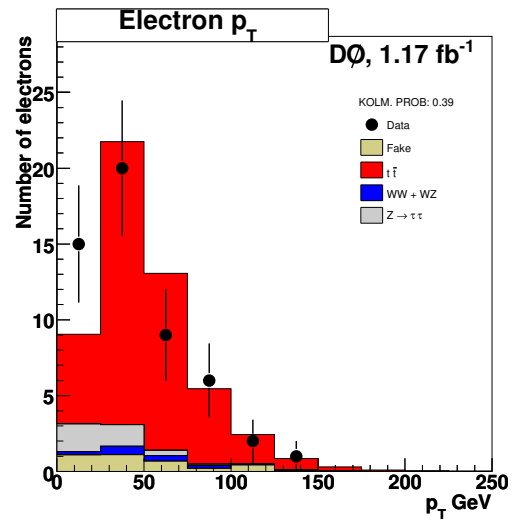


(b) Sélection finale sans coupure sur le likelihood des électrons

Figure 5.10 – Distributions du likelihood des électrons.

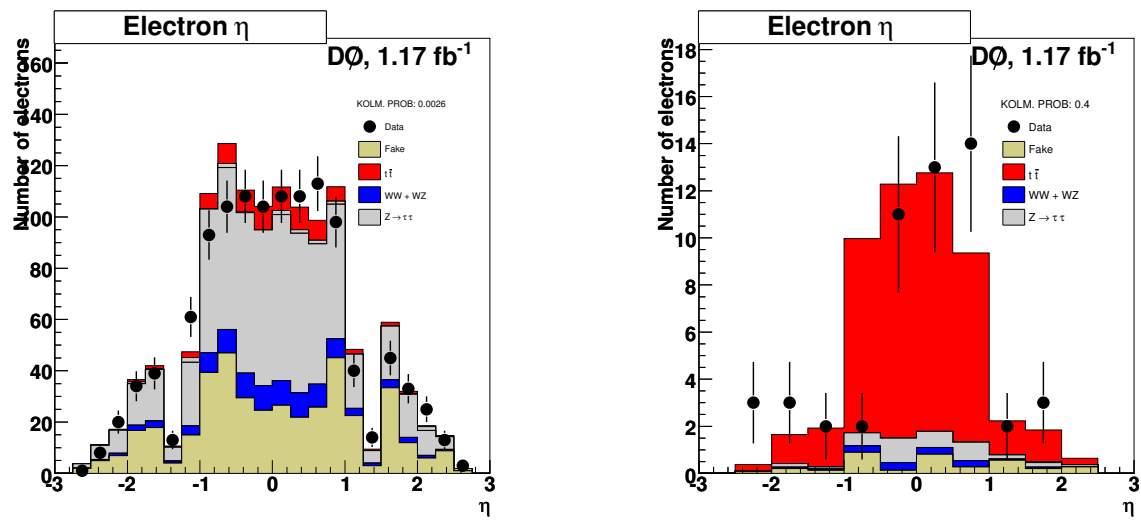


(a) Sélection inclusive



(b) Sélection finale

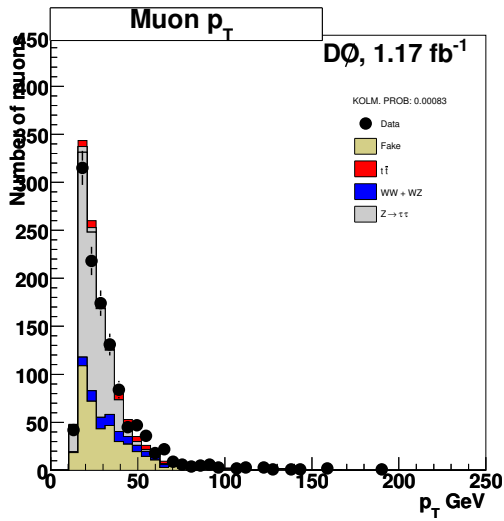
Figure 5.11 – Distributions de l'impulsion transverse des électrons.



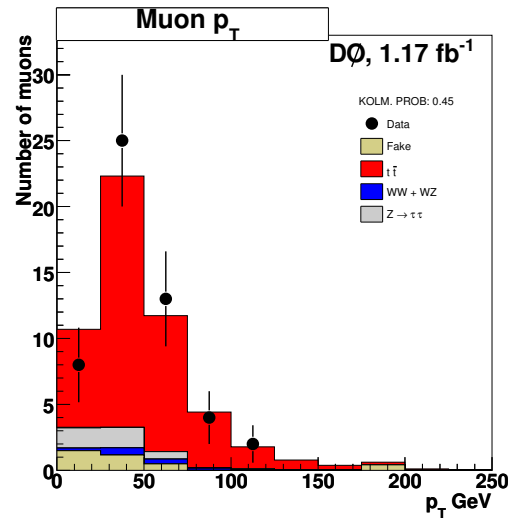
(a) Sélection inclusive

(b) Sélection finale

Figure 5.12 – Distributions de la pseudo-rapacité des électrons.

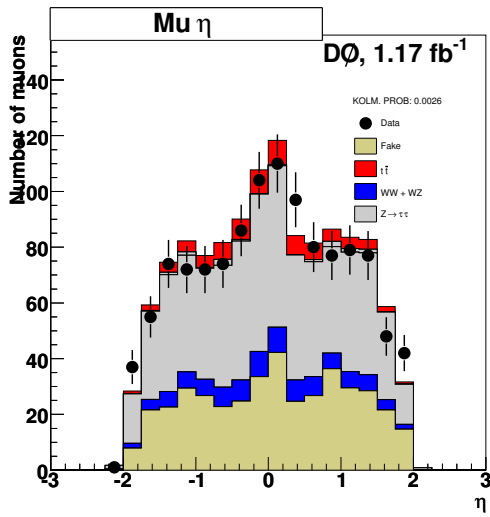


(a) Sélection inclusive

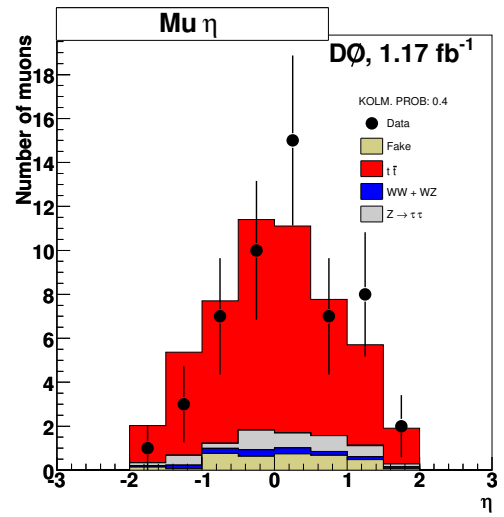


(b) Sélection finale

Figure 5.13 – Distributions de l'impulsion transverse des muons.

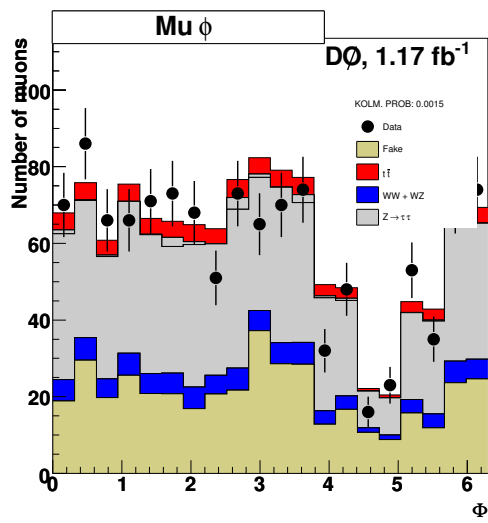


(a) Sélection inclusive

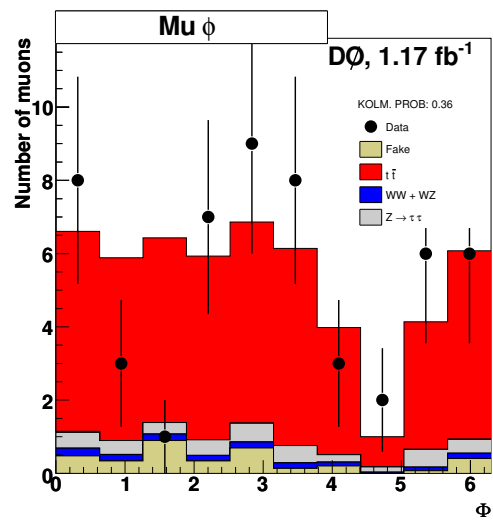


(b) Sélection finale

Figure 5.14 – Distributions de la pseudo-rapidité des muons.

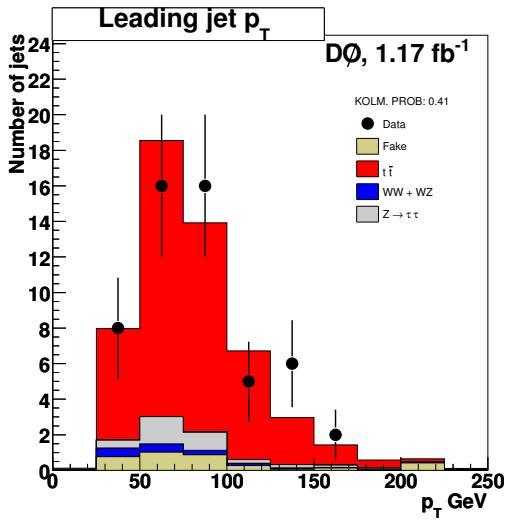


(a) Sélection inclusive

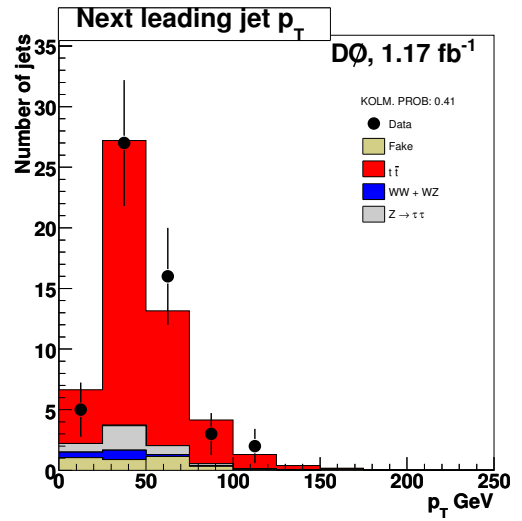


(b) Sélection finale

Figure 5.15 – Distributions de l'angle azimutal des muons.

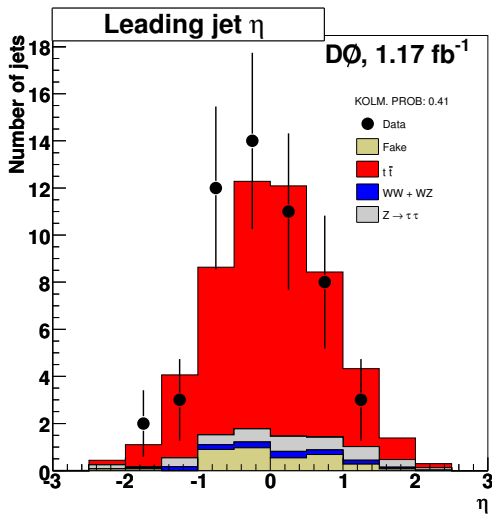


(a) Sélection finale, jet de plus grande impulsion transverse

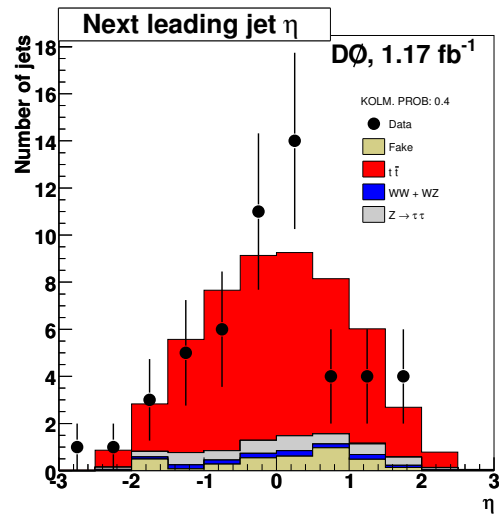


(b) Sélection finale, deuxième jet de plus grande impulsion transverse

Figure 5.16 – Distributions en impulsion transverse des jets.

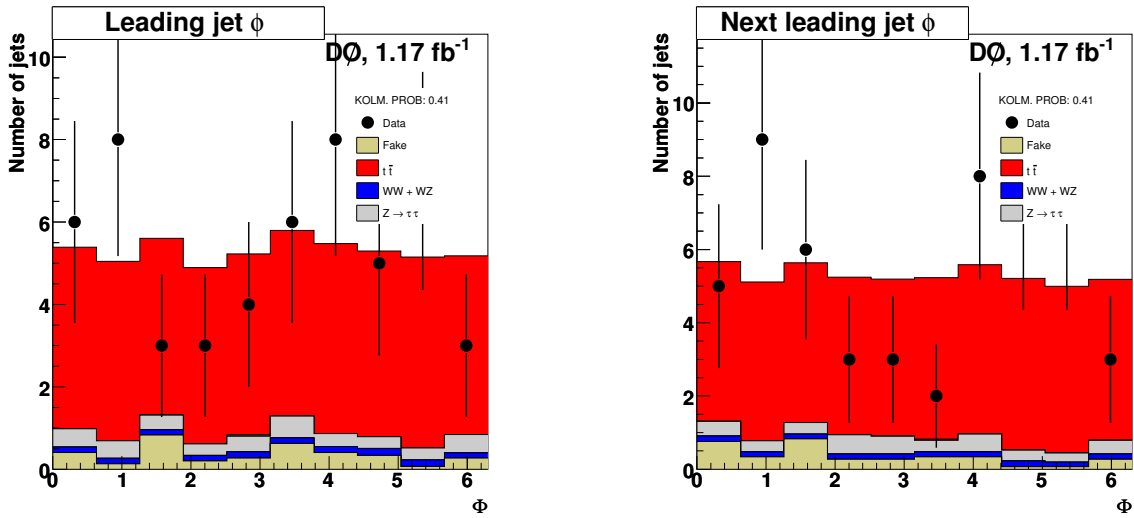


(a) Sélection finale, jet de plus grande impulsion transverse



(b)

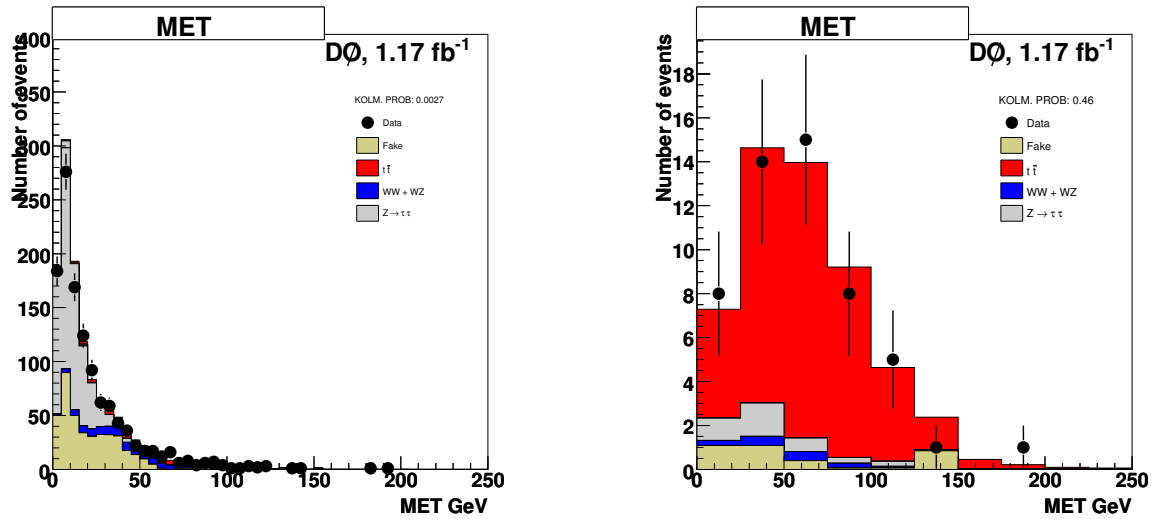
Figure 5.17 – Distributions de la pseudo-rapacité des jets.



(a) Sélection finale, jet de plus grande impulsion transverse

(b) Sélection finale, deuxième jet de plus grande impulsion transverse

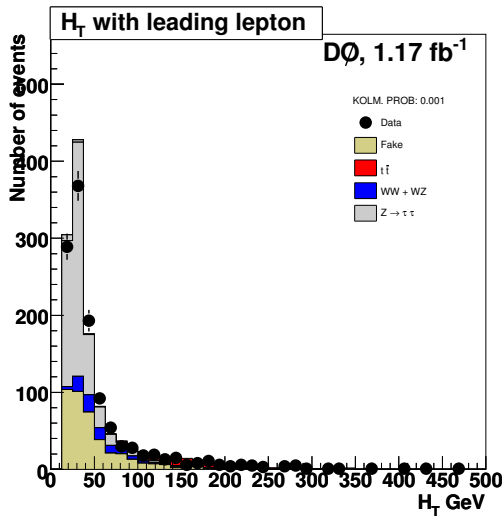
Figure 5.18 – Distributions de l'angle azimutal des jets.



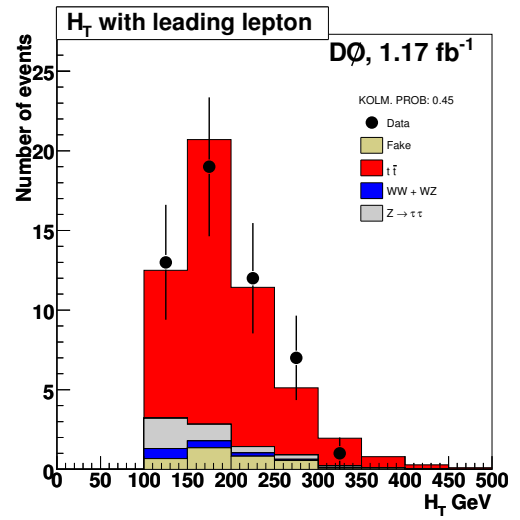
(a) Sélection inclusive

(b) Sélection finale

Figure 5.19 – Distributions de l'énergie transverse manquante.

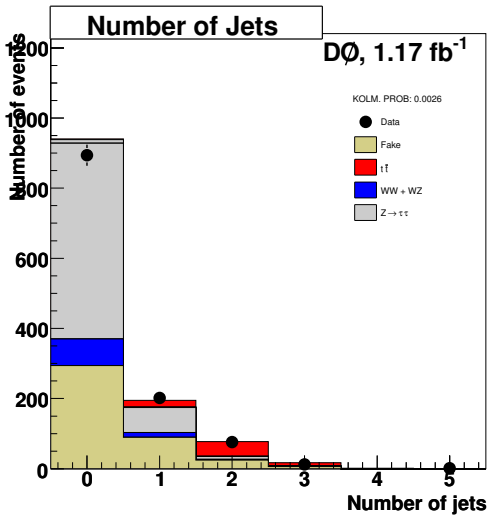


(a) Sélection inclusive

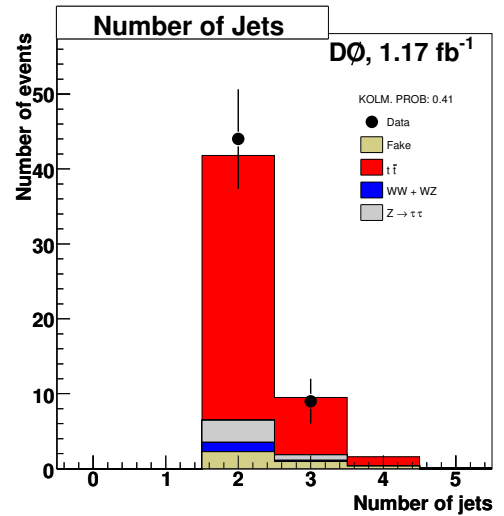


(b) Sélection finale

Figure 5.20 – Distributions de la variable H_T définie comme la somme de l'impulsion transverse du lepton de plus grande impulsion transverse et des jets.



(a) Sélection inclusive



(b) Sélection finale

Figure 5.21 – Nombre de jets présents dans les événements sélectionnés.

Sélection des événements top-antitop

Tableau 5.8 – Liste des critères de sélection appliqués aux événements $t\bar{t}$. Les corrections apportées aux événements simulés sont notées en italique. La première colonne correspond à l'efficacité de chaque critère et la seconde colonne contient l'efficacité globale après chaque critère en prenant en compte les efficacités des corrections, mesurées sur les événements simulés $t\bar{t}$. Ce tableau a été effectué après présélection des données, ce qui explique que le nombre d'événements de données est identique dans les premières lignes du tableau.

Category	Selection name and reference	Data	$t\bar{t} \rightarrow e\mu\nu\nu b\bar{b}$ MC		
		N events	efficiency	overall eff.	
	Initial	9786	100 %	100 %	
Data quality	Remove bad runs and lbn	9786			
	Data quality	9786	97.10 ± 0.00 %		
Electron identification	Electron ID 10, 11	9786	88.96 ± 0.05 %	86.38 ± 0.14 %	
	Calorimeter isolation	9786	95.66 ± 0.04 %	82.75 ± 0.14 %	
	EM fraction	9786	99.54 ± 0.01 %	82.37 ± 0.14 %	
	HMatrix	9786	96.48 ± 0.03 %	79.54 ± 0.14 %	
	Track match	9786	74.23 ± 0.08 %	59.41 ± 0.14 %	
	Track p_T cut	9786	97.35 ± 0.03 %	57.88 ± 0.14 %	
	p_T cut	9786	91.41 ± 0.06 %	52.81 ± 0.14 %	
	Acceptance	9786	94.66 ± 0.05 %	49.94 ± 0.14 %	
	Veto on the 2d electron	9786	99.36 ± 0.02 %	49.60 ± 0.14 %	
	<i>Electron ID efficiency correction</i>			91.55 ± 0.02 %	
Muon identification	Acceptance	9786	99.88 ± 0.01 %	45.30 ± 0.10 %	
	Muon quality	5749	85.94 ± 0.08 %	38.84 ± 0.10 %	
	Number of layers selection	4624	88.35 ± 0.08 %	34.34 ± 0.10 %	
	Cosmic muon veto	4603	97.37 ± 0.04 %	33.43 ± 0.10 %	
	Central track match	4580	97.04 ± 0.05 %	32.48 ± 0.10 %	
	Track χ^2 cuts	4548	98.36 ± 0.03 %	31.95 ± 0.10 %	
	Track DCA	4524	95.19 ± 0.06 %	30.42 ± 0.10 %	
	p_T cut	4464	83.41 ± 0.11 %	25.40 ± 0.10 %	
	Calorimeter isolation	4458	87.89 ± 0.10 %	22.48 ± 0.10 %	
	Track isolation	4456	95.98 ± 0.07 %	21.67 ± 0.10 %	
	<i>Muon efficiency correction</i>			97.67 ± 0.02 %	
	<i>Muon track efficiency correction</i>			92.25 ± 0.02 %	
Pair selection	Electron muon common track veto	1825	99.26 ± 0.03 %	19.37 ± 0.10 %	
	Veto on the 2d electron	1825	100.00 ± 0.00 %	19.37 ± 0.10 %	
	$e\mu$ pair selection	1344	99.39 ± 0.03 %	19.28 ± 0.10 %	
Vertex identification	Z cut	1306	99.63 ± 0.02 %	19.18 ± 0.10 %	
	Number of tracks	1274	99.97 ± 0.01 %	19.18 ± 0.10 %	
	dz	1241	99.78 ± 0.02 %	19.13 ± 0.10 %	
	dz	1185	99.86 ± 0.01 %	19.13 ± 0.10 %	
Jet identification	Jet ID cuts	291	98.26 ± 0.04 %	18.70 ± 0.10 %	
	2 jets selection	89	77.59 ± 0.14 %	13.82 ± 0.05 %	
Topological selection	H_T "leading lepton" > 115 GeV	69	94.82 ± 0.09 %	13.11 ± 0.05 %	
	Electron likelihood > 0.2	63	97.25 ± 0.07 %	12.82 ± 0.05 %	
	<i>Electron likelihood efficiency correction</i>		96.10 ± 0.00 %		
	Electron likelihood > 0.85	53	92.40 ± 0.11 %	11.43 ± 0.05 %	
	<i>Electron likelihood efficiency correction</i>			101.10 ± 0.00 %	
Final selection		53		11.58 ± 0.05 %	

Bibliographie

- [1] The DØ Collaboration, *Measurement of the $t\bar{t}$ Production cross section at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV in Dilepton Final States Using 1 fb^{-1}* , DØ-Note 5371-CONF (2007).
- [2] F. Déliot, V. Sharyy, *Trigger Efficiency Measurement for OR of Electron Muon Triggers*, DØ Note 5587 (2008).
- [3] H. Schellman, *The longitudinal shape of the luminous region at DØ*, DØ Note 5142 (2006).
- [4] A. Harel, *Jet ID Optimization*, DØ Note 4919 (2005).
- [5] M. Arthaud *et al.*, *Final Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross-Section at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV in Electron Muon Final State using p17 data set*, DØ Note 5580 (2008).
- [6] J.D. Hobbs *et al.*, *Study of $p\bar{p} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow ee$ and $\mu\mu$ event yields as a luminosity cross check*, DØ Note 5268 (2006).
- [7] M. Shamim, T. Bolton, *Generator Level Reweighting of p_T of Z Boson*, DØ Note 5565 (2008).
- [8] D. Boline, *Jet Multiplicity Dependent Reweighting of the Z Boson p_T in p20*, DØ Note 5569 (2008).

Chapitre 6

Mesure de la masse du quark top

Sommaire

6.1	La méthode de l'élément de matrice	145
6.1.1	Description de la méthode	145
6.1.2	Calcul de la probabilité de signal	146
6.1.3	Calcul de la probabilité de bruit de fond	149
6.1.4	Fonctions de transfert	151
6.1.4.1	Fonction de transfert pour les jets	151
6.1.4.2	Fonction de transfert pour les muons	151
6.2	Etalonnage de la méthode à partir d'événements simulés . . .	154
6.2.1	Procédure de tests par pseudo-expériences	155
6.2.2	Etalonnage de la méthode à partir d'événements générés	156
6.2.3	Etalonnage de la méthode à partir d'événements reconstruits .	158
6.3	Résultats	162
6.3.1	Incertitudes systématiques sur la mesure	163
6.4	Conclusion et Perspectives	168

Dans ce chapitre vont être exposés la méthode de l'élément de matrice utilisée pour mesurer la masse du quark top puis les résultats obtenus. La méthode de l'élément de matrice est basée sur le calcul d'une probabilité par événement, combinées ensuite dans une fonction de vraisemblance dépendante de la masse du quark top. Cette méthode a été développée par l'expérience DØ afin d'effectuer une nouvelle mesure de la masse du quark top avec les événements enregistrés lors du Run I [1, 2]. La méthode a ici été testée puis étalonnée à partir d'événements simulés, afin de déterminer des éventuels biais liés à cette méthode. Les événements utilisés pour cette mesure ont été sélectionnés suivant la procédure expliquée dans le chapitre précédent. Cependant, la sélection a été optimisée ici pour la mesure de la masse du quark top. Enfin, la méthode a été appliquée à l'échantillon de données sélectionnées afin de déterminer la masse du quark top.

6.1 La méthode de l'élément de matrice

6.1.1 Description de la méthode

La méthode de l'élément de matrice est basée sur le fait qu'on peut construire une probabilité par événement pour que l'événement en question provienne bien du processus $t\bar{t} \rightarrow e\nu_e\mu\nu_\mu b\bar{b}$, à partir de la section efficace différentielle normalisée de ce processus. Cette probabilité $P_{signal}(x; m_{top})$ dépend de la masse du quark top et de l'ensemble de variables cinématiques x de l'événement. L'échantillon de données utilisé pour mesurer la masse du quark top n'étant pas parfaitement pur, il est également possible de calculer une probabilité de bruit de fond $P_{bkg}(x)$ qui est ajoutée à la probabilité de signal pour former la probabilité totale de l'événement :

$$P(x; m_{top}) = f_{signal}P_{signal}(x; m_{top}) + \sum_{i \in bdf} f_{bdf_i}P_{bdf_i}(x) \quad . \quad (6.1)$$

Les fractions f_{signal} et f_{bdf_i} correspondent à la fraction de signal de l'échantillon de données utilisé et à la fraction du bruit de fond i . Celles-ci ont été déterminées lors de la sélection des événements (voir le tableau 5.7).

Le principe de calcul de ces probabilités va être expliqué plus particulièrement à partir de l'exemple de la probabilité de signal.

La probabilité de signal peut s'exprimer de la façon suivante :

$$P_{signal}(x; m_{top}) = \frac{1}{\sigma_{obs}(m_{top})} \int d^6\sigma(y, m_{top}) d\tilde{q}_1 d\tilde{q}_2 f(\tilde{q}_1) f(\tilde{q}_2) W(y, x) \quad (6.2)$$

où $d^6\sigma(y, m_{top})$ est la section efficace différentielle du processus dur et \tilde{q}_1 et \tilde{q}_2 les quadri-impulsions des deux partons initiaux. Ni la saveur ni la quadri-impulsion des partons initiaux n'étant connues, les fonctions de densité partonique $f(\tilde{q})$ sont intégrées sur tout leur spectre et une somme sur les saveurs est effectuée.

La section efficace différentielle est définie par :

$$d^6\sigma = \frac{(2\pi)^4 |\mathcal{M}|^2}{4\sqrt{(\tilde{q}_1 \cdot \tilde{q}_2)^2 - m_1^2 m_2^2}} d\Phi_6(\tilde{q}_1 + \tilde{q}_2; \tilde{p}_1, \dots, \tilde{p}_6) \quad (6.3)$$

avec \mathcal{M} l'élément de matrice du processus $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow l_1^+ \nu_{l_1} b l_2^- \bar{\nu}_{l_2} \bar{b}$ où l_1 et l_2 représentent un électron et un muon, m_1 et m_2 sont les masses des partons initiaux (elles seront

considérées comme nulles dans la suite) et $d\Phi_6(\tilde{q}_1 + \tilde{q}_2; \tilde{p}_1, \dots, \tilde{p}_6)$ est l'espace de phase à 6 corps défini par :

$$d\Phi_6(\tilde{q}_1 + \tilde{q}_2; \tilde{p}_1, \dots, \tilde{p}_6) = \delta^4(\tilde{q}_1 + \tilde{q}_2 - \sum_{i=1}^6 \tilde{p}_i) \prod_{i=1}^6 \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i} . \quad (6.4)$$

Dans le calcul de la section efficace différentielle, tous les quadrivecteurs représentent des quantités partoniques. Afin d'exprimer la probabilité $P_{signal}(x; m_{top})$ en fonction des quantités mesurées x , des fonctions de transfert $W(y, x)$ sont introduites dans la formule 6.2. Elles donnent la probabilité d'avoir un état partonique y sachant que les quantités x ont été mesurées, c'est à dire qu'elles paramètrent l'hadronisation des quarks et les effets de résolution du détecteur. Ces fonctions de transfert seront décrites dans la partie 6.1.4. Enfin, le facteur de normalisation $\sigma_{obs}(m_{top})$ de la formule 6.2 représente la section efficace observée du processus dans l'acceptance \mathcal{D} du détecteur, c'est à dire après avoir appliqué des coupures cinématiques identiques à celles de la sélection décrite dans le chapitre 5. Ces coupures devant être effectuées sur les objets reconstruits les fonctions de transfert sont également utilisées lors du calcul de la section efficace observée :

$$\sigma_{obs}(m_{top}) = \int_{\mathcal{D}} d^6 \sigma(y, m_{top}) W(y, x) f_{acc}(x) . \quad (6.5)$$

Le calcul de la probabilité de signal et de sa normalisation seront détaillés dans la section 6.1.2.

Le calcul de la probabilité de bruit de fond s'effectue de la même façon. Dans cette étude, seul l'élément de matrice du bruit de fond principal $Z \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow l_1^+ \nu_{l_1} \bar{\nu}_\tau l_2^- \bar{\nu}_{l_2} \nu_\tau + 2 \text{ jets}$, où l_1 et l_2 représentent un électron et un muon, est inclus dans le calcul de la probabilité totale de l'événement $P(x; m_{top})$. Le calcul de la probabilité de bruit de fond et de sa normalisation seront détaillés dans la section 6.1.3.

Après avoir construit la probabilité événement par événement à partir de la formule 6.1, on calcule la probabilité de l'ensemble de l'échantillon d'analyse pour différentes hypothèses de masse du quark top m_{top} et on construit une fonction logarithmique de vraisemblance définie comme :

$$\mathcal{L}(m_{top}) = - \sum_{i=1}^N \ln P(x_i; m_{top}) \quad (6.6)$$

où la somme est effectuée sur les événements de l'échantillon. Le minimum de cette fonction donne la masse du quark top mesurée.

6.1.2 Calcul de la probabilité de signal

L'élément de matrice au premier ordre de la théorie des perturbations du processus $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow l_1^+ \nu_{l_1} b l_2^- \bar{\nu}_{l_2} \bar{b}$ sans corrélation de spins où l_1 et l_2 représentent un électron et un muon est donné par [1] :

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{\alpha_s^4}{9} F \bar{F} (2 - \beta^2 \sin^2 \theta_{qt}) . \quad (6.7)$$

L'angle θ_{qt} correspond à l'angle aigu entre la direction des partons incidents et la direction des top et antitop dans le référentiel du centre de masse de la paire top-antitop (voir la

6.1 La méthode de l'élément de matrice

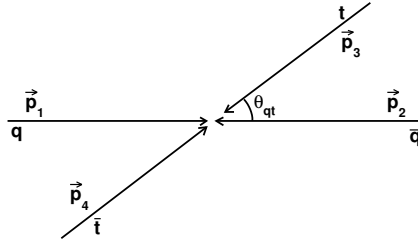


Figure 6.1 – Impulsions des quarks incidents et des quarks t et \bar{t} dans le référentiel du centre de masse de la paire $t\bar{t}$.

figure 6.1). La variable β est définie par $\beta = \sqrt{1 - \frac{4M_t^2}{s}}$ où s est l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision.

Les facteurs F et \bar{F} de désintégration des quarks top, en faisant l'approximation de la masse des quarks b nulle, sont donnés par :

$$\begin{aligned} F &= \frac{g_w^4}{4} \left[\frac{m_{b\bar{l}_\nu}^2 - m_{l\nu}^2}{(m_{b\bar{l}_\nu}^2 - M_t^2)^2 + (M_t \Gamma_t)^2} \right] \left[\frac{m_{b\bar{l}_\nu}^2 (1 - \cos^2(\widehat{l, b})) + m_{l\nu}^2 (1 + \cos(\widehat{l, b}))^2}{(m_{l\nu}^2 - M_W^2)^2 + (M_W \Gamma_W)^2} \right] \\ \bar{F} &= \frac{g_w^4}{4} \left[\frac{m_{b\bar{l}_\nu}^2 - m_{l\nu}^2}{(m_{b\bar{l}_\nu}^2 - M_t^2)^2 + (M_t \Gamma_t)^2} \right] \left[\frac{m_{b\bar{l}_\nu}^2 (1 - \cos^2(\widehat{l, \bar{b}})) + m_{l\nu}^2 (1 + \cos(\widehat{l, \bar{b}}))^2}{(m_{l\nu}^2 - M_W^2)^2 + (M_W \Gamma_W)^2} \right]. \end{aligned} \quad (6.8)$$

Dans ces formules, les masses notées m_{ij} représentent la masse invariante des particules i et j et l'angle $(\widehat{l, b})$ (respectivement $(\widehat{l, \bar{b}})$) est l'angle entre le lepton l et le quark b (respectivement le lepton \bar{l} et le quark b), mesuré dans le référentiel du centre de masse du W^- (respectivement du W^+). Les masses M_t et M_W sont les masses du quark top (que l'on cherche à mesurer) et du boson W et Γ_t et Γ_W leur largeur respective.

Le calcul complet de l'élément de matrice est donné dans l'annexe 6.4.

Cet élément de matrice est intégré sur les impulsions des 6 particules de l'état final (voir la formule de l'espace de phase 6.4) et sur les impulsions des partons initiaux qui sont supposées purement longitudinales. En fait, on peut réduire le nombre d'intégrations de 20 à 7 en fixant les valeurs des angles des jets et des leptons chargés et l'énergie de l'électron aux mesures expérimentales. Cela correspond à 9 mesures. D'autre part, la conservation de l'énergie-impulsion entre l'état initial et l'état final ajoute 4 contraintes.

Le choix des variables d'intégration est basé sur plusieurs considérations : tout d'abord, le temps de calcul pour les intégrations doit être le plus court possible. Cependant, un choix de variables qui facilite l'intégration ne doit pas conduire à des calculs de changement de variables trop longs. Enfin, il est préférable d'intégrer sur des variables non corrélées. Les variables d'intégration choisies sont alors :

- le carré des masses des quarks top $m_{top_1}^2$ et $m_{top_2}^2$;
- les impulsions des quarks b $|\vec{p}_{b_1}|$ et $|\vec{p}_{b_2}|$;
- la différence d'impulsion transverse entre les neutrinos $p_{\nu_1}^x - p_{\nu_2}^x$ et $p_{\nu_1}^y - p_{\nu_2}^y$;
- l'inverse de l'impulsion transverse du muon $c/p_T(\mu)$ où c est la charge du muon.

Il faut noter que la mesure de l'énergie des jets et de l'impulsion transverse du muon sont utilisées lors de l'intégration par l'intermédiaire des fonctions de transfert (voir la section 6.1.4).

Avec un tel choix de variables d'intégration la cinématique de l'événement peut être résolue de façon analytique (le détail du calcul est effectué dans l'annexe A.3). Afin de

réduire le nombre d'intégrations, il est possible d'utiliser la formule approchée suivante pour intégrer les propagateurs des quarks top dans l'approximation d'une largeur faible du quark top :

$$\int \frac{f(m^2)dm^2}{(m^2 - m_0^2)^2 + (m_0\Gamma_0)^2} \simeq \frac{\pi f(m^2)}{m_0\Gamma_0}. \quad (6.9)$$

On a ainsi réduit le nombre d'intégrations numériques à 5.

Les différentes étapes nécessaires pour calculer la probabilité d'un événement sont alors, pour chaque valeur possible des variables ($m_{top1}^2, m_{top2}^2, |\vec{p}_{b1}|, |\vec{p}_{b2}|, p_{\nu1}^x - p_{\nu2}^x, p_{\nu1}^y - p_{\nu2}^y, q/p_T(\mu)$) :

- le calcul des quadri-vecteurs des 6 particules de l'état final ;
- le calcul de la valeur de l'élément de matrice avec ces quadri-vecteurs ;
- la détermination de la valeur des fonctions de densité de partons ;
- l'évaluation des probabilités de mesurer les valeurs expérimentales de l'impulsion transverse du muon et de l'énergie des jets connaissant les valeurs de $|\vec{p}_{b1}|, |\vec{p}_{b2}|$ et $q/p_T(\mu)$ à partir des fonctions de transfert ;
- le calcul du jacobien résultant du changement de variables entre les quadri-vecteurs utilisés pour le calcul de l'espace de phase (formule 6.4) et les variables d'intégration décrites ci-dessus.

Les 5 variables sont intégrées en utilisant le programme VEGAS [4]. Ce programme réalise des intégrations par la méthode Monte Carlo : le résultat de l'intégration d'une fonction est donné par la moyenne de l'évaluation de cette fonction en plusieurs points tirés aléatoirement.

Cette procédure est effectuée pour les deux possibilités d'association des jets aux leptons. La probabilité de l'événement est alors la moyenne de ces deux permutations.

Enfin, la probabilité est normalisée à la section efficace observée dans le domaine d'acceptance \mathcal{D} , qui dépend de la masse du quark top m_{top} :

$$\sigma_{obs}(m_{top}) = \int_{\mathcal{D}} d^6\sigma(y, m_{top})W(y, x)f_{acc}(x). \quad (6.10)$$

La fonction f_{acc} décrit la probabilité, pour un point de l'espace de phase x , de répondre aux critères de sélection appliqués aux événements. Les fonctions de transfert sur l'énergie des jets et la courbure des muons sont intégrées afin de garantir que les coupures soient bien effectuées sur des valeurs correspondantes à des quantités reconstruites et non partoniques, comme lors de la sélection. La fonction f_{acc} a une valeur nulle si au moins l'une des variables cinématiques ne respecte pas le critère de sélection qui lui est appliqué et l'inverse sinon. Les coupures effectuées sont les suivantes :

- $p_T(jets) > 20$ GeV ;
- $|\eta_{det}(jets)| < 2,5$;
- $p_T(leptons) > 15$ GeV, pour les muons cette coupure est effectuée après évaluation de la fonction de transfert ;
- $|\eta_{det}(e)| < 1,1$ ou $1,5 < |\eta_{det}(e)| < 2,5$;
- $|\eta_{det}(\mu)| < 2$;
- $H_T = p_T(jets) + p_T(lepton) > 115$ GeV, où le lepton choisi est le lepton de plus grande impulsion transverse ;
- $\Delta R(jet_1, jet_2) > 1$;

6.1 La méthode de l'élément de matrice

– $\Delta R(\text{jet}, \text{lepton}) > 0,5$ pour chaque jet et chaque lepton.

Les deux derniers critères tiennent compte du fait que dans les événements reconstruits, il n'est pas possible de distinguer deux jets d'un jet et un lepton trop rapprochés.

La section efficace observée dans l'acceptance, $\sigma_{\text{obs}}(m_{\text{top}})$, a été calculée pour des masses de quark top comprises entre 135 et 215 GeV par pas de 5 GeV. Afin de connaître sa valeur pour toutes les masses du quark top, les valeurs obtenues ont été ajustées avec un polynôme du troisième degré. La figure 6.2 représente les valeurs de la section efficace calculée en fonction de la masse du quark top ainsi que l'ajustement effectué.

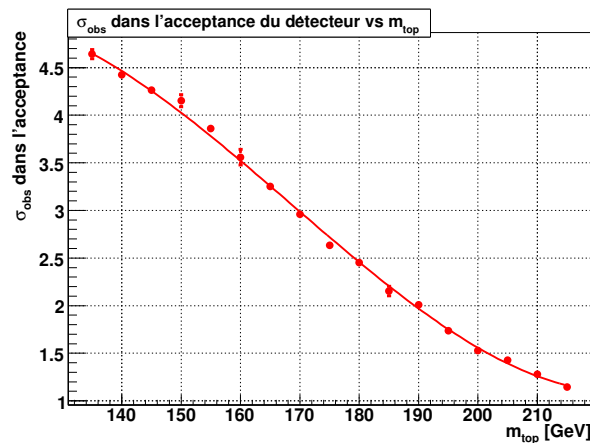


Figure 6.2 – Section efficace observée dans l'acceptance \mathcal{D} du détecteur en fonction de la masse du quark top, calculée à partir de la formule 6.10.

6.1.3 Calcul de la probabilité de bruit de fond

En principe, tous les bruits de fond associés au signal doivent être pris en compte dans la formule 6.1. En réalité, comme le nombre d'événements dibosoniques (WW et WZ) et d'événements contenant un électron mal identifié ou un muon faussement isolé prédits sont très faibles (voir le tableau 5.7), seule la probabilité pour un événement de provenir de la désintégration $Z \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow l_1^+\nu_{l_1}\bar{\nu}_{l_2}l_2^-\bar{\nu}_{l_2}\nu_\tau + 2$ jets sera prise en compte dans le calcul de la probabilité totale 6.1 de l'événement.

Cette probabilité pourrait être calculée exactement de la même façon que la probabilité de signal, en introduisant l'élément de matrice de la désintégration $Z \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow l_1^+\nu_{l_1}\bar{\nu}_{l_2}l_2^-\bar{\nu}_{l_2}\nu_\tau + 2$ jets dans la formule 6.3. En fait, ce calcul est réalisé différemment pour deux raisons : tout d'abord, même au premier ordre de la théorie des perturbations, plusieurs diagrammes de Feynman contribuent au calcul de l'élément de matrice, ce qui conduirait à un temps d'intégration très long. D'autre part, seule la distribution en masse du boson Z est assez étroite et bien localisée, ce qui rend l'intégration des variables cinématiques difficile avec le programme VEGAS.

La probabilité de bruit de fond est alors calculée de la façon suivante : l'élément de matrice multiplié par la valeur des distributions de densité partonique est évalué avec le programme VECBOS [5]. Pour cela, plusieurs hypothèses simplificatrices sont faites :

– les directions des jets et des leptons sont prises des mesures expérimentales ;

- l’impulsion transverse du système $Z + 2$ jets est supposée nulle ;
- le programme VECBOS ne comprenant pas la désintégration des leptons τ , celle-ci est modélisée par une fonction de transfert qui donne la probabilité d’observer un électron ou un muon avec une énergie E_{mesure} lorsqu’il provient de la désintégration d’un τ dont l’énergie est E_τ ;
- la direction des deux τ est considérée comme identique à la direction des leptons de l’état final, ce qui est justifié par le fait que les τ provenant de la désintégration d’un Z ont un grand *boost* de Lorentz.

Malgré ces hypothèses, les impulsions des τ et des jets ne sont pas connues. En prenant en compte la contrainte sur l’impulsion transverse du système $Z + 2$ jets, deux variables doivent être intégrées. Les différentes étapes de ce calcul sont les suivantes :

- les directions des jets et des leptons sont prises égales aux mesures expérimentales ;
- l’énergie des jets est prise aléatoirement sur la courbe de la fonction de transfert correspondant à la valeur de l’énergie et de la pseudo-rapacité mesurées du jet ;
- enfin, les valeurs des impulsions des τ sont obtenues à partir de la contrainte sur l’impulsion transverse du système $Z + 2$ jets.

Un poids assigné à ce calcul prend en compte la valeur de la probabilité donnée par la fonction de transfert sur les jets et de la fonction de transfert sur l’énergie des τ . Ceci est réalisé jusqu’à ce que le résultat soit stable, c’est à dire que la valeur de la probabilité obtenue à chaque itération ne diffère pas de plus de 10% de la moyenne de toutes les valeurs.

Enfin, la valeur de la probabilité de bruit de fond doit être normalisée à l’acceptance. Si cette normalisation est correctement calculée, l’ajustement de la probabilité totale doit donner une estimation correcte de la fraction de signal. On peut donc étalonner la normalisation de la probabilité de bruit de fond à partir d’événements simulés en testant si la normalisation obtenue permet de retrouver la fraction de signal donnée par la sélection des événements.

La normalisation du bruit de fond est déterminée de façon itérative, indépendamment pour chaque masse du quark top générée. La probabilité totale peut être écrite sous la forme :

$$P_{tot} = \frac{f_s}{\sigma_{obs}} p_s + \frac{1 - f_s}{\sigma_b} p_b , \quad (6.11)$$

avec f_s la fraction de signal, σ_{obs} la normalisation de la probabilité de signal, p_s la probabilité de signal non normalisée, σ_b la normalisation de la probabilité de bruit de fond que l’on cherche à déterminer et p_b la probabilité de bruit de fond non normalisée. La normalisation de la probabilité de bruit de fond est déterminée sur un ensemble constitué d’événements simulés $t\bar{t}$ et $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ dans les proportions f_s et $1 - f_s$ respectivement. On part d’une valeur donnée de σ_{b_0} . Les différentes étapes pour déterminer la valeur de σ_b sont alors :

- pour chaque hypothèse de masse m_{top_i} (voir formule 6.1), on détermine la fraction de signal f_{s_i} pour laquelle la probabilité totale P_{tot_i} est maximale ;
- parmi toutes les valeurs de f_{s_i} ainsi déterminées, la valeur choisie de la fraction de signal $f_{P_{min}}$ est celle qui conduit à la probabilité totale maximale ($P_{tot} = \max(P_{tot_i})$) ;
- les valeurs de $f_{P_{min}}$ et f_s sont comparées et la normalisation de la probabilité de bruit de fond σ_{b_i} est modifiée en conséquence : $\sigma_{b_1} = \sigma_{b_0}(1 - f_s)/(1 - f_{P_{min}})$;

6.1 La méthode de l'élément de matrice

- la valeur σ_{b_1} est utilisée pour l'itération suivante et les étapes décrites ci-dessus sont reproduites ;
- la condition pour arrêter les itérations est $|f_s - f_{P_{min}}| < 10^{-3}$.

Comme la normalisation de la probabilité de bruit de fond ne doit pas dépendre de la masse du quark top, la moyenne des valeurs obtenues pour les différentes masses générées est prise pour valeur de σ_b . La valeur de la normalisation déterminée est $\sigma_b = 1540 \pm 60$ pb.

6.1.4 Fonctions de transfert

Les fonctions de transfert donnent la densité de probabilité de mesurer un énergie x pour une particule dont l'énergie au niveau partonique est y . Elles modélisent la résolution du détecteur. Comme on a supposé que l'on mesure parfaitement l'énergie des électrons, deux fonctions de transfert sont utilisées, la première pour l'énergie des jets et la seconde pour la courbure des muons.

6.1.4.1 Fonction de transfert pour les jets

La fonction de transfert pour les jets donne la probabilité de mesurer dans le calorimètre une énergie E_{jet} si le parton ayant produit la gerbe avait une énergie E_{parton} . Elle est paramétrée de la façon suivante :

$$W_{jet}(E_{jet}, E_{parton}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}(p_2 + p_3p_5)} \left[\exp\left(-\frac{(\delta_E - p_1)^2}{2p_2^2}\right) + p_3 \exp\left(-\frac{(\delta_E - p_4)^2}{2p_5^2}\right) \right] \quad (6.12)$$

avec $p_i = a_i + E_{parton}b_i$ et $\delta_E = E_j - E_p$.

Les paramètres a_i et b_i ont été déterminés à partir d'événements $t\bar{t}$ générés avec des masses de quark top comprises entre 155 et 195 GeV, comme expliqué dans la note [6]. Toutes les corrections sur les jets reconstruits leur ont été appliquées afin de reproduire la résolution des données. Une fonction de vraisemblance est alors construite comme le produit des probabilités $W_{jet}(E_{jet}, E_{parton})$ de chaque événement en fonction des paramètres a_i et b_i . Ces paramètres ont été déterminés dans 4 régions du détecteur différentes : $|\eta| < 0,5$, $0,5 < |\eta| < 1$, $1 < |\eta| < 1,5$ et $1,5 < |\eta| < 2,5$. De plus, ces paramètres ont été dérivés pour 3 types de jets : les jets issus de quarks légers (u, d, s, c), les jets issus d'un quark b et les jets issus d'un quark b se désintégrant de façon semi-leptonique en produisant un muon. Le tableau 6.1 donne les valeurs des paramètres pour les jets issus d'un quark b dans les différentes régions en $|\eta|$ et la figure 6.3 représente les fonctions de transfert correspondantes.

6.1.4.2 Fonction de transfert pour les muons

La fonction de transfert des muons correspond à la probabilité de mesurer une courbure $(q/p_T)_{reco}$ où q est la charge du muon lorsque sa courbure au niveau partonique est $(q/p_T)_{gen}$. Elle est paramétrée par une gaussienne :

$$W_{\mu}((q/p_T)_{reco}, (q/p_T)_{gen}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{(q/p_T)_{reco} - (q/p_T)_{gen}}{\sigma}\right)^2\right) \quad (6.13)$$

	$ \eta < 0,5$		$0,5 < \eta < 1$		$1 < \eta < 1,5$		$1,5 < \eta < 2,5$	
$p_i = a_i + E_{parton} b_i$	a_i	b_i	a_i	b_i	a_i	b_i	a_i	b_i
p_1	-0,31615	-0,17307	-0,04819	-0,17025	10,712	-0,33564	19,389	-0,34017
p_2	0,13507	0,20188	0,16091	0,20861	4,2560	0,10497	4,7590	0,11046
p_3	0	0,013088	0	0,006715	0	0,008557	0	0,005351
p_4	-7,3582	0,025801	-6,7963	0,029813	-0,93	-0,012959	11,019	-0,04834
p_5	10,084	0,029490	11,516	0,053665	9,7203	0,10992	14,720	0,083561

Tableau 6.1 – Valeurs des paramètres définissant la fonction de transfert pour les jets issus d'un quark b dans les différentes régions du calorimètre [6].

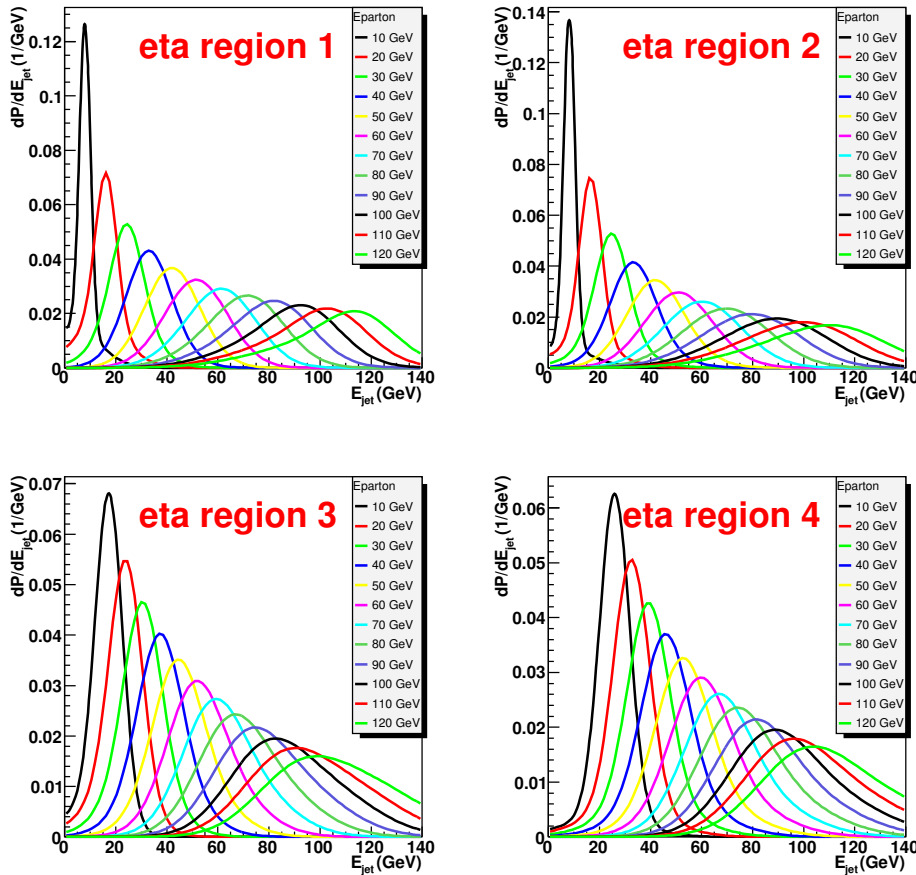


Figure 6.3 – Représentation des fonctions de transfert des jets issus d'un quark b dans les quatre régions du calorimètre [6].

où q est la charge du muon, p_T son impulsion transverse générée (*gen*) et reconstruite (*reco*), et σ est la précision de mesure. Celle-ci dépend de la pseudo-rapidité de muons : elle est supposée constante pour des muons avec $|\eta_{det}| < 1,4$, mais augmente au-delà de cette valeur [7]. La résolution σ est alors définie par une constante pour $|\eta_{det}| < 1,4$ et par la somme quadratique d'une constante et d'une droite de pente c pour $|\eta_{det}| > 1,4$

6.1 La méthode de l'élément de matrice

(voir la figure 6.4) :

$$\begin{cases} \sigma = \sigma_0 & \text{avec } |\eta| \leq \eta_0 \\ \sigma = \sqrt{\sigma_0^2 + [c(|\eta| - |\eta_0|)]^2} & \text{avec } |\eta| > \eta_0 . \end{cases} \quad (6.14)$$

Les paramètres σ_0 et c décrivant la précision de mesure σ dépendent également de l'im-

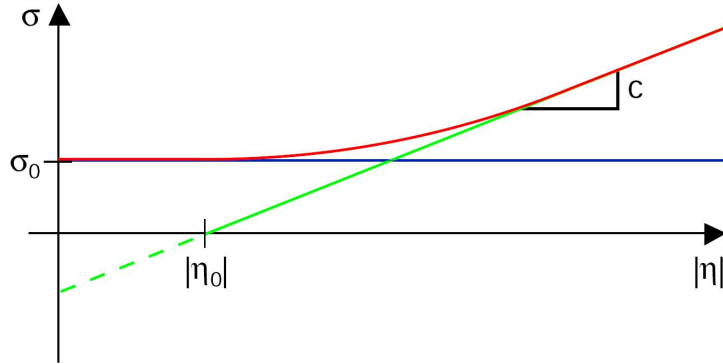


Figure 6.4 – Illustration de la forme de la précision de mesure utilisée pour dériver la fonction de transfert des muons [7].

pulsion transverse des muons et sont donc paramétrés en fonction de cette variable :

$$\begin{cases} \sigma_0 = \sigma_{0_0} + \frac{\sigma_{0_1}}{p_T} \\ c = c_0 + \frac{c_1}{p_T} . \end{cases} \quad (6.15)$$

Les valeurs des différents termes des formules 6.15 sont obtenues à partir d'événements $t\bar{t}$ simulés avec différentes masses de quark top, de la façon suivante : les valeurs de σ_0 et c sont déterminées dans différentes classes en $1/p_T$, puis un ajustement de chacune de ces variables en fonction de $1/p_T$ est effectué. Les classes en $1/p_T$ sont définies entre 0 et $0,05 \text{ GeV}^{-1}$ par pas de $0,005 \text{ GeV}^{-1}$, ce qui correspond à des pas de 20 GeV entre 20 et 200 GeV, puis une classe contenant les muons de plus de 200 GeV.

Enfin, tous ces paramètres sont dérivés séparément pour des muons ayant ou non laissé des coups dans le SMT, car la mesure de l'impulsion transverse des muons est moins bonne pour des muons n'ayant pas laissé de coups dans le SMT.

Les valeurs des paramètres σ_{0_0} , σ_{0_1} , c_0 et c_1 sont données dans le tableau 6.2.

	$n_{SMT} = 0$	$n_{SMT} > 0$
$\sigma_{0_0} \quad (\times 10^{-2})$	0,362	0,208
$\sigma_{0_1} \quad (\times 10^{-2})$	1,388	1,125
$c_0 \quad (\times 10^{-2})$	2,070	0,766
$c_1 \quad (\times 10^{-2})$	7,042	7,851

Tableau 6.2 – Valeurs des paramètres décrivant la fonction de transfert des muons 6.13 pour des muons ayant ou n'ayant pas laissé de coups dans le SMT.

6.2 Etalonnage de la méthode à partir d'événements simulés

Afin de connaître les biais éventuels de cette méthode dus à des effets non pris en compte et de vérifier que l'incertitude statistique obtenue à partir de la fonction de vraisemblance est correcte, un certain nombre de tests ont été réalisés à partir d'événements simulés.

La figure 6.5 présente un exemple de distribution de la fonction de vraisemblance obtenue à partir d'événements simulés. Si la méthode ne comportait aucun biais, le minimum de la fonction de vraisemblance serait exactement la valeur de la masse du quark top générée et la largeur de la distribution prise à $-\ln \mathcal{L}_{min} + 1/2$ donnerait l'incertitude statistique associée à la mesure. Cependant, les hypothèses simplificatrices liées à la méthode, comme par exemple le fait que l'élément de matrice soit calculé au premier ordre de la théorie des perturbations et donc ne tienne pas compte des radiations dans l'état initial et l'état final, modifient la forme de la fonction de vraisemblance.

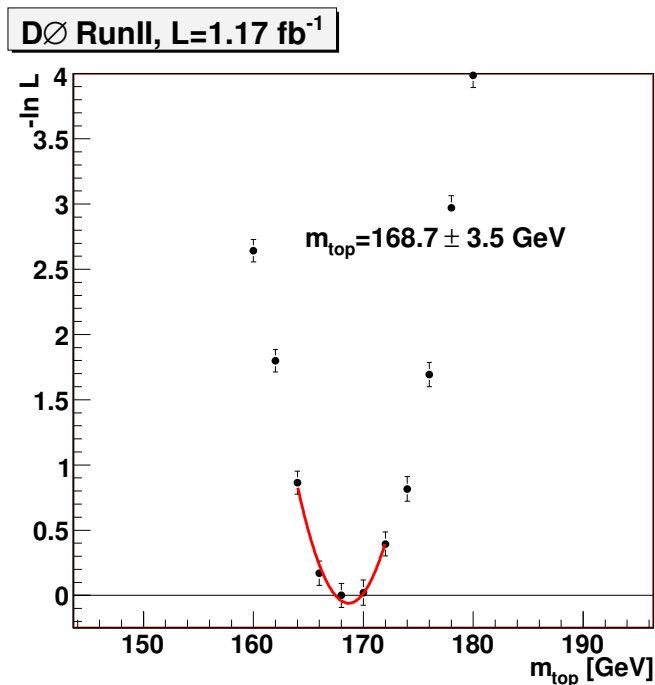


Figure 6.5 – Exemple de fonction de vraisemblance obtenue à partir d'événements simulés. Si la méthode ne comportait aucun biais, son minimum donnerait la valeur de la masse du quark top et sa largeur prise à $-\ln \mathcal{L}_{min} + 1/2$ l'incertitude statistique. L'incertitude sur chaque point de la figure provient de l'erreur numérique lors de l'intégration.

Afin d'étalonner la valeur de la masse mesurée ainsi que l'incertitude statistique qui lui est associée, la méthode des tests par pseudo-expériences a été utilisée.

6.2.1 Procédure de tests par pseudo-expériences

La procédure de tests par pseudo-expériences consiste à construire à partir d'événements simulés un grand nombre d'ensembles ayant la même composition que l'échantillon de données sélectionnées, puis à déterminer pour chaque ensemble une mesure de la masse du quark top et l'incertitude statistique sur cette mesure. En comparant la valeur moyenne des mesures ainsi effectuées avec la valeur de la masse utilisée pour générer les événements simulés, on peut en déduire le biais éventuel de la méthode. La dispersion des mesures obtenues avec les différents ensembles donne une estimation de l'incertitude statistique attendue.

Si on voulait construire 500 ensembles d'environ 60 événements chacun, il faudrait calculer la probabilité totale (6.1) pour environ 30000 événements. Ceci est en pratique irréalisable, car les intégrations multivariées numériques sont très longues : calculer la probabilité de 200 événements pour une seule masse m_{top} d'hypothèse requiert environ 20 heures de calcul numérique avec un processeur de 2 GHz. Pour cette raison, les événements pour lesquelles la probabilité a été calculée sont utilisés plusieurs fois pour construire les ensembles et peuvent également apparaître plus d'une fois dans chaque ensemble. Cette méthode ne permet pas d'améliorer l'erreur sur la mesure du biais. En revanche, le fait d'utiliser plusieurs fois chaque événement pour construire plus d'ensembles permet d'améliorer l'erreur statistique relative sur l'erreur mesurée [8]. Celle-ci est donnée par [8] :

$$\frac{V(\sigma)}{\sigma} = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\mathcal{N}_{MC}} + \frac{1}{N-1} \right)} \quad (6.16)$$

où \mathcal{N}_{MC} est le nombre d'événements simulés total pour lequel on a calculé la probabilité (6.1) et N est le nombre d'ensembles construits. On voit alors que plus le nombre d'ensembles N est grand, plus l'erreur relative sur l'erreur statistique est petite, pour un nombre d'événements \mathcal{N}_{MC} constant.

La procédure de test par pseudo-expériences est alors la suivante :

- calcul de la probabilité de signal et de bruit de fond par événement pour des événements $t\bar{t}$, $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$, dibosoniques et des événements contenant des leptons mal identifiés. La probabilité de signal est calculée pour des masses testées du quark top dans un intervalle de ± 22 GeV autour de la masse générée du quark top, par pas de 2 GeV. Le même intervalle est utilisé pour calculer la probabilité de signal pour les événements de bruit de fond ;
- construction d'ensembles contenant un nombre d'événements correspondant à la sélection. Le nombre d'événements de chaque processus inclus dans un ensemble est tiré aléatoirement suivant une distribution de Poisson centrée sur le nombre d'événements attendu de ce processus ;
- mesure de la masse du quark top et de l'incertitude statistique associée à partir de chaque ensemble. Cette dernière est obtenue en regardant l'intervalle de masse défini par $-\ln \mathcal{L}_{min}(m_{top}) + 1/2$;
- évaluation du biais sur la mesure de la masse à partir de la valeur moyenne de la distribution des masses obtenues avec tous les ensembles ;
- évaluation du biais sur l'incertitude statistique à partir de la distribution de la dispersion normalisée, appelée généralement *pull*.

La distribution de la dispersion normalisée est définie par :

$$pull = \frac{m_i - \langle m \rangle}{\sigma_i} \quad (6.17)$$

où m_i est la masse mesurée à partir de l'ensemble i , σ_i l'incertitude statistique liée à la mesure de m_i et $\langle m \rangle$ est la valeur moyenne de l'ensemble des mesures m_i .

Les figures 6.6 et 6.7 représentent un exemple de distribution des masses mesurées et de la distribution de la dispersion normalisée. Pour cela, 500 ensembles ont été construits avec une composition correspondante à la sélection présentée dans la section 5.6. La distribution des masses mesurées est ajustée par une fonction gaussienne dont la valeur moyenne donne la masse mesurée par la méthode des pseudo-expériences et la largeur donne l'incertitude statistique attendue. La distribution de la dispersion normalisée est également ajustée par une fonction gaussienne. L'écart de la largeur obtenue à 1 donne le biais sur l'incertitude statistique mesurée à partir de la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(m_{top})$.

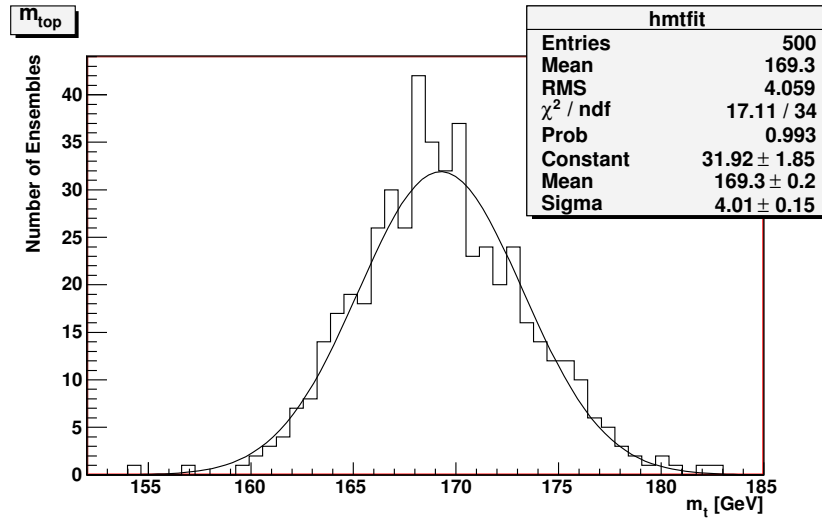


Figure 6.6 – Exemple de distribution de masses du quark top mesurées à partir de 500 ensembles. Cette distribution est ajustée par une fonction gaussienne, dont la valeur moyenne donne le biais sur la mesure de la masse et la largeur donne l'incertitude statistique attendue. Dans ce cas, le biais sur la mesure de la masse du quark top est de 0,7 GeV et l'incertitude statistique attendue est de $4,01 \pm 0,15$ GeV.

6.2.2 Etalonnage de la méthode à partir d'événements générés

Les premiers tests sur la méthode de l'élément de matrice décrite ci-dessus ont été faits au niveau partonique. Ces tests permettent de vérifier qu'en appliquant la méthode à des événements générés avec les mêmes hypothèses que celles qui ont été faites pour écrire la formule de la probabilité de signal (formule 6.2), on est bien capable de retrouver la masse générée du quark top avec une grande précision. Pour cela, des événements $t\bar{t}$ ont été générés avec le générateur MADGRAPH avec des masses comprises entre 155 et 190 GeV par pas de 5 GeV. La procédure de tests par pseudo-expériences a ensuite

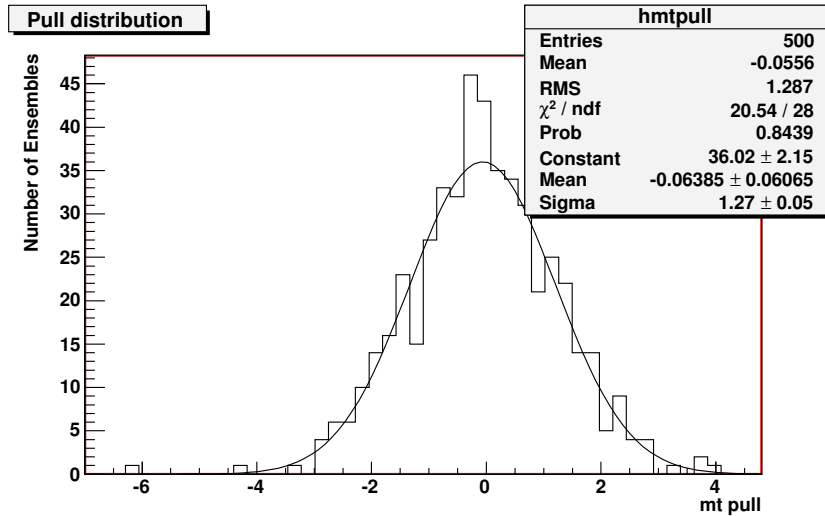


Figure 6.7 – Exemple de distribution de la dispersion normalisée, ajustée par une fonction gaussienne. L'écart de la largeur à 1 donne le biais sur l'incertitude statistique obtenue à partir de la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(m_{top})$. Dans ce cas, on sait que l'incertitude statistique donnée par la fonction de vraisemblance est sous-estimée de $27 \pm 5\%$.

été appliquée à chaque échantillon ainsi créé. Dans cette étude, il n'est pas nécessaire d'appliquer les fonctions de transfert sur l'énergie des jets et l'impulsion transverse des muons, puisque les tests sont effectués au niveau partonique. La figure 6.8 présente la courbe d'étalonnage ainsi que la largeur de la distribution de la dispersion normalisée obtenues à partir des événements générés avec MADGRAPH. On voit d'après la courbe d'étalonnage que la mesure de la masse du quark top est non biaisée (la valeur mesurée avec le minimum de la fonction de vraisemblance est exactement la valeur de la masse générée) et que l'erreur statistique donnée par la fonction de vraisemblance est non biaisée également (la distribution de la dispersion normalisée est compatible avec 1).

Le second test permet de vérifier que les fonctions de transfert sont correctes. Pour cela, à partir d'événements $t\bar{t}$ générés avec MADGRAPH, l'énergie des quarks est dégradée selon la fonction de transfert des jets afin de reproduire les effets du détecteur et de l'hadronisation. La probabilité de signal 6.2 est alors calculée pour chaque événement, cette fois-ci en incluant la fonction de transfert pour corriger des dégradations apportées. Cela permet de vérifier que le fait d'ajouter les fonctions de transfert au calcul de la probabilité de signal corrige effectivement la mesure de la masse du quark top des effets du détecteur et de l'hadronisation des quarks. La figure 6.9 montre la courbe d'étalonnage et la distribution de la dispersion normalisée obtenues lors de ce test. On voit ainsi que les fonctions de transfert permettent d'obtenir une mesure de la masse du quark top proche de la masse générée : la masse est sur-estimée d'environ 980 MeV. La valeur de l'incertitude statistique donnée par la forme de la fonction de vraisemblance est non biaisée.

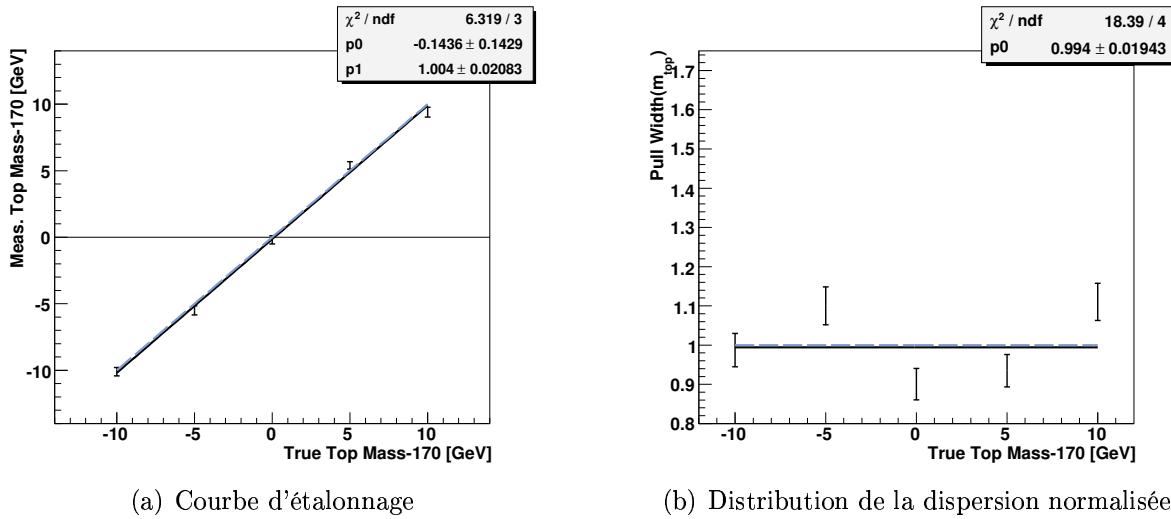


Figure 6.8 – Courbe d'étalonnage de la mesure de la masse du quark top et distribution de la dispersion normalisée obtenues à partir d'événements générés avec MADGRAPH. On voit que la méthode permet de retrouver exactement la masse générée et qu'il n'y a aucun biais sur l'incertitude statistique obtenue à partir de la fonction de vraisemblance.

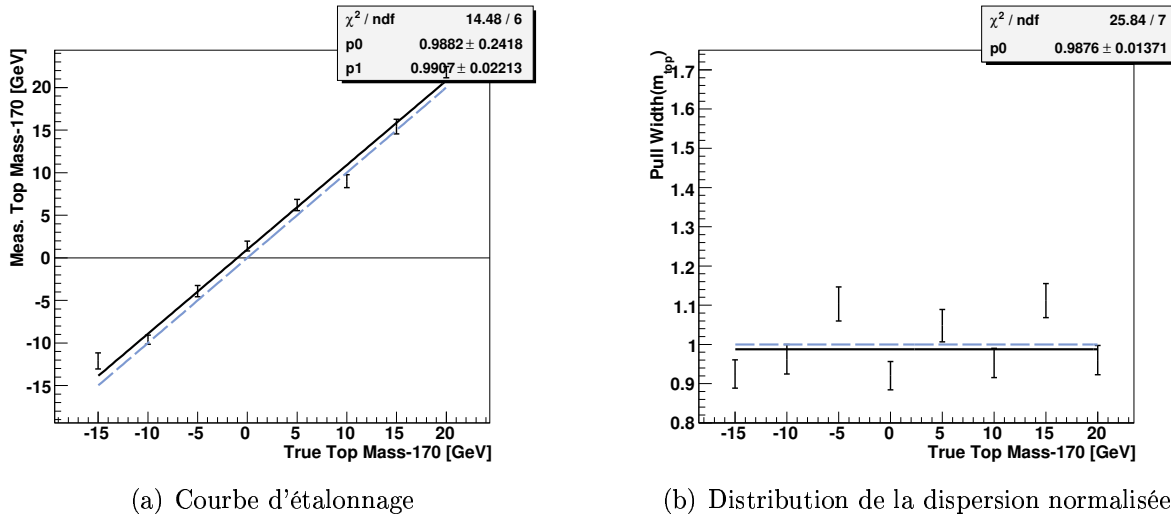


Figure 6.9 – Courbe d'étalonnage de la mesure de la masse du quark top et distribution de la dispersion normalisée obtenues à partir d'événements générés avec MADGRAPH. L'énergie des quarks a été dégradée afin de reproduire les effets du détecteur et de l'hadronisation. On voit que les fonctions de transfert permettent de prendre en compte ces effets et d'obtenir une mesure de la masse proche de la masse générée (la masse est sur-estimée d'environ 980 MeV) et une incertitude statistique non biaisée.

6.2.3 Etalonnage de la méthode à partir d'événements reconstruits

La procédure de tests par pseudo-expériences appliquée aux événements simulés reconstruits permet de déterminer les biais sur la mesure de la masse et de l'incertitude

statistique qu'il faudra corriger dans les données. Dans cette analyse, nous avons choisi de construire 500 ensembles pour chaque masse générée. Les tests par pseudo-expériences ont été réalisés pour 5 masses générées du quark top : 155, 160, 170, 180 et 190 GeV. Les événements $t\bar{t}$ et les événements dibosoniques ont été générés avec le générateur PYTHIA. Les événements $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ ont été générés avec le générateur ALPGEN. Enfin, les événements contenant des leptons mal identifiés sont pris dans les données enregistrées par le détecteur DØ et sélectionnés avec des critères similaires aux événements utilisés pour déterminer le nombre de muons faussement isolés (voir la section 5.5). Ces événements modélisent les événements contenant un muon faussement isolé ou un électron mal identifié, car nous ne disposons pas d'un échantillon suffisant de données contenant des électrons mal identifiés pour construire les 500 ensembles.

Un critère de sélection supplémentaire a été appliqué aux événements après avoir calculé la probabilité de signal $P_{signal}(x; m_{top})$ définie par la formule 6.2. Certains événements ont en effet une probabilité $P_{signal}(x; m_{top})$ dont la variation avec la masse du quark top est de plusieurs ordres de grandeur plus grande que celle des autres. De tels événements, lorsqu'ils sont inclus dans un ensemble, écrasent complètement la contribution des autres événements à la fonction de vraisemblance. Pour cette raison, nous avons décidé d'effectuer une coupure sur la variation du logarithme de la probabilité de signal de chaque événement. Le critère de sélection sur les événements utilisé est :

$$\ln P_{signal}(m_{top})_{min} - \ln P_{signal}(m_{top})_{max} < 10.$$

Nous avons par ailleurs décidé d'optimiser les critères de sélection des événements pour la mesure de la masse du quark top. En effet, en relâchant certains critères de sélection, on augmente le nombre d'événements de bruit de fond, mais également le nombre d'événements $t\bar{t}$ contenu dans l'échantillon, ce qui peut permettre de réduire l'incertitude statistique sur la mesure. Pour cela, trois critères de sélection ont été modifiés :

- la qualité des muons : les trois qualités de reconstruction des muons ont été testées ;
- le rapport de vraisemblance des électrons \mathcal{L}_e : deux valeurs ont été testées, $\mathcal{L}_e > 0,85$ et $\mathcal{L}_e > 0,2$;
- la sélection topologique avec la variable H_T : les valeurs $H_T > 0, 105, 115, 125$ et 135 GeV ont été testées, pour les muons reconstruits avec une qualité lâche seulement.

Le critère ayant motivé le choix de la sélection est l'incertitude statistique attendue, que l'on souhaite la plus faible possible. Dans tous les cas, pour une sélection avec une qualité de reconstruction des muons donnée et un même critère de sélection topologique, les incertitudes statistiques attendues avec la sélection sur le rapport de vraisemblance des électrons à $\mathcal{L}_e > 0,2$ et $\mathcal{L}_e > 0,85$ sont compatibles. Cependant, nous avons constaté que l'accord entre le nombre d'événements sélectionnés dans les données et le nombre d'événements prédits à partir des événements simulés est meilleur avec le critère de sélection $\mathcal{L}_e > 0,85$. Nous avons donc décidé de fixer ce critère à $\mathcal{L}_e > 0,85$ et de faire varier uniquement la qualité de reconstruction des muons et le critère de sélection topologique H_T .

Les valeurs des incertitudes statistiques attendues pour chaque sélection sont résumées dans le tableau 6.3. La valeur donnée dans le tableau est prise à $m_{top} = 170$ GeV. Elle est obtenue par un ajustement à l'aide d'une droite des incertitudes statistiques attendues pour les 5 masses générées étudiées. Un exemple de cet ajustement est montré sur la figure 6.10.

	Incertitude statistique attendue, GeV
Qualité des μ lâche, $H_T > 0$ GeV	$4,14 \pm 0,07$
Qualité des μ lâche, $H_T > 105$ GeV	$4,09 \pm 0,07$
Qualité des μ lâche, $H_T > 115$ GeV	$4,27 \pm 0,07$
Qualité des μ lâche, $H_T > 125$ GeV	$4,30 \pm 0,07$
Qualité des μ lâche, $H_T > 135$ GeV	$4,47 \pm 0,07$
Qualité des μ moyenne, $H_T > 115$ GeV	$4,26 \pm 0,07$
Qualité des μ moyenne avec des coups dans les 3 segments, $H_T > 115$ GeV	$4,37 \pm 0,08$

Tableau 6.3 – Incertitudes statistiques attendues pour $m_{top} = 170$ GeV pour les différentes sélections des événements testées.

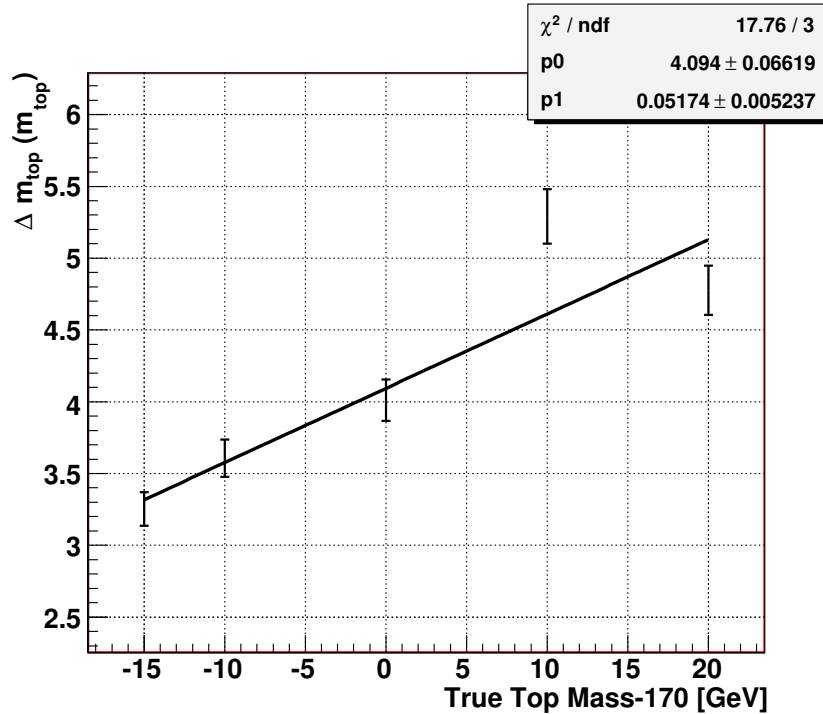


Figure 6.10 – Incertitude statistique attendue sur la mesure de la masse du quark top en fonction de m_{top} pour une sélection avec une qualité lâche de muons, un rapport de vraisemblance des électrons $\mathcal{L}_e > 0,85$ et un critère de sélection sur la variable topologique à $H_T > 105$ GeV.

6.2 Etalonnage de la méthode à partir d'événements simulés

Il est clair que la sélection sur la qualité de reconstruction lâche des muons permet d'obtenir une incertitude statistique attendue plus faible. Bien que les sélections avec un critère topologique à $H_T > 0$ (c'est à dire sans critère de sélection topologique sur H_T) ou 105 GeV donnent une incertitude statistique attendue compatible, l'influence du bruit de fond est plus importante lorsque l'on supprime le critère de sélection topologique et augmente le décalage entre la masse mesurée et la masse générée pour les événements simulés.

Nous avons alors décidé de prendre la sélection demandant des muons de qualité lâche, un électron avec un rapport de vraisemblance $\mathcal{L}_e > 0,85$ et un critère topologique sur $H_T > 105$ GeV. En faisant ce choix, le nombre de données sélectionnées ainsi que le nombre d'événements attendu de signal et de bruit de fond sont présentés dans le tableau 6.4.

Nb d'evts de données	Nb d'evts attendus	MC $t\bar{t} \rightarrow e\mu jj$ sec-eff 7,91 pb $m_t = 170$ GeV	MC $Z \rightarrow \tau\bar{\tau}$	MC $WW \rightarrow ll$ + $WZ \rightarrow lll$	Nb d'evts avec un électron mal identifié	Nb d'evts avec un muon fauss ^t isolé
77	$62.99^{+6.09}_{-6.13}$	$45.26^{+3.42}_{-3.55}$	$7.41^{+2.34}_{-2.09}$	$2.09^{+0.95}_{-0.94}$	$2.36^{+0.75}_{-0.69}$	$5.87^{+1.32}_{-1.21}$

Tableau 6.4 – Nombre d'événements sélectionnés dans les données et nombre d'événements prédits à partir des événements simulés pour une sélection sur des muons reconstruits avec une qualité lâche, un électron dont le rapport de vraisemblance est $\mathcal{L}_e > 0,85$ et la variable topologique $H_T > 105$ GeV. L'incertitude sur les nombres d'événements prend en compte à la fois les incertitudes statistiques et systématiques.

En utilisant le nombre prédit d'événements $t\bar{t}$, $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$, dibosoniques et d'événements contenant des leptons mal identifiés du tableau 6.4, on obtient la courbe d'étalonnage présentée sur la figure 6.11. Celle-ci donne le biais sur la mesure de la masse du quark top. On voit que pour des masses supérieures à environ 165 GeV, la méthode décrite ci-dessus donne une mesure sous-estimée de la masse du quark top. La masse du quark top m_{top} corrigée des biais de la méthode est donnée par la formule :

$$m_{top} = \frac{1}{p_1} [m_{mes} - p_0 + 170(p_1 - 1)] \quad (6.18)$$

où m_{mes} est la masse obtenue à partir de la fonction de vraisemblance dans les données et p_0 et p_1 sont les paramètres décrivant la droite avec laquelle la courbe d'étalonnage a été ajustée. Les paramètres de la courbe d'étalonnage pour la sélection choisie sont $p_0 = -0,25 \pm 0,35$ et $p_1 = 0,90 \pm 0,03$. La figure 6.12 représente quand à elle la distribution de la dispersion normalisée obtenue avec cette sélection, pour les différentes masses générées. Un ajustement par une droite permet de déterminer le biais sur l'incertitude statistique mesurée à partir de la fonction de vraisemblance obtenue dans les données. Il est ici de $26 \pm 2\%$. La figure 6.13 montre la valeur moyenne des distributions de la dispersion normalisée. On vérifie bien qu'elle est compatible avec une valeur de 0.

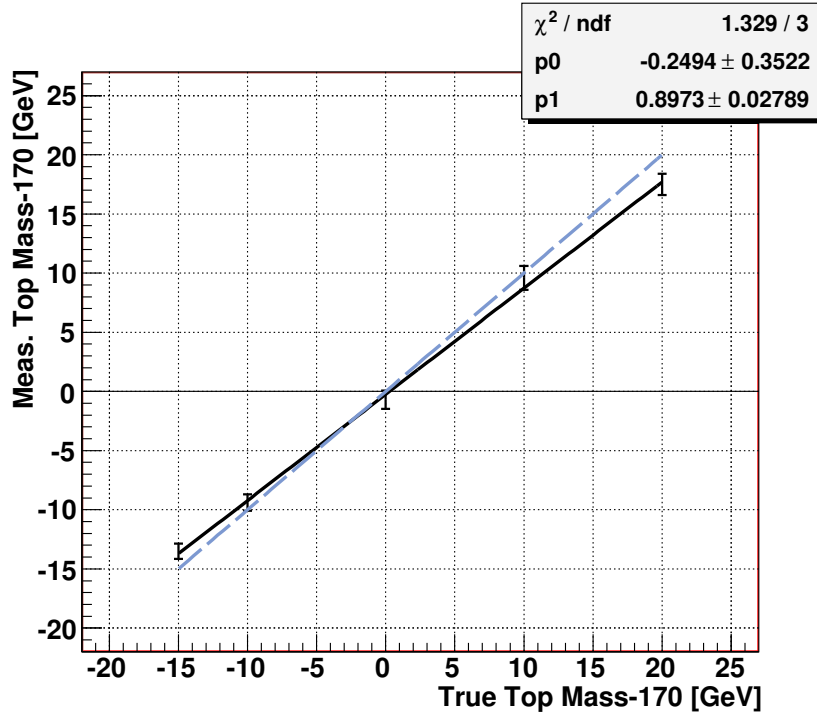


Figure 6.11 – Courbe d'étalonnage de la mesure de la masse du quark top obtenue à partir d'événements simulés. Un ajustement de cette courbe par une droite permet de connaître, pour une masse mesurée m_{mes} , la valeur de la masse du quark top m_{top} corrigée des biais liés à la méthode de mesure.

6.3 Résultats

La méthode décrite ci-dessus a été appliquée aux données, sélectionnées avec la même méthode que dans la section 5.2, mais avec deux critères relâchés :

- la qualité de reconstruction des muons peut être lâche ;
- le critère de sélection topologique doit être $H_T > 105$ GeV.

L'ensemble utilisé pour construire la fonction de vraisemblance dans les données est alors composé des 77 événements sélectionnés (voir le tableau 6.4). La figure 6.14 présente cette fonction de vraisemblance, ajustée par un polynôme de deuxième degré. Le minimum de ce polynôme donne la valeur de la masse non corrigée du biais lié à la méthode. Elle est de $m_{mes} = 171,7 \pm 3,3$ GeV. L'incertitude statistique donnée par la largeur de la fonction de vraisemblance n'est pas non plus corrigée du biais lié à la méthode (voir la figure 6.14).

La figure 6.15 montre l'incertitude statistique non corrigée obtenue dans les données (flèche) et la distribution des incertitudes statistiques obtenues à partir des fonctions de vraisemblance de chaque ensemble construit pour la procédure de tests par pseudo-expériences. Les événements $t\bar{t}$ ont ici été générés avec une masse de 170 GeV.

En utilisant les valeurs de l'ajustement de la courbe d'étalonnage, on peut alors déterminer la masse du quark top m_{top} et l'ajustement de la courbe de la dispersion normalisée permet de corriger l'incertitude statistique. La masse du quark top déterminée dans cette analyse est :

$$m_{top} = 172,2 \pm 4,2 \text{ (stat.) GeV.} \quad (6.19)$$

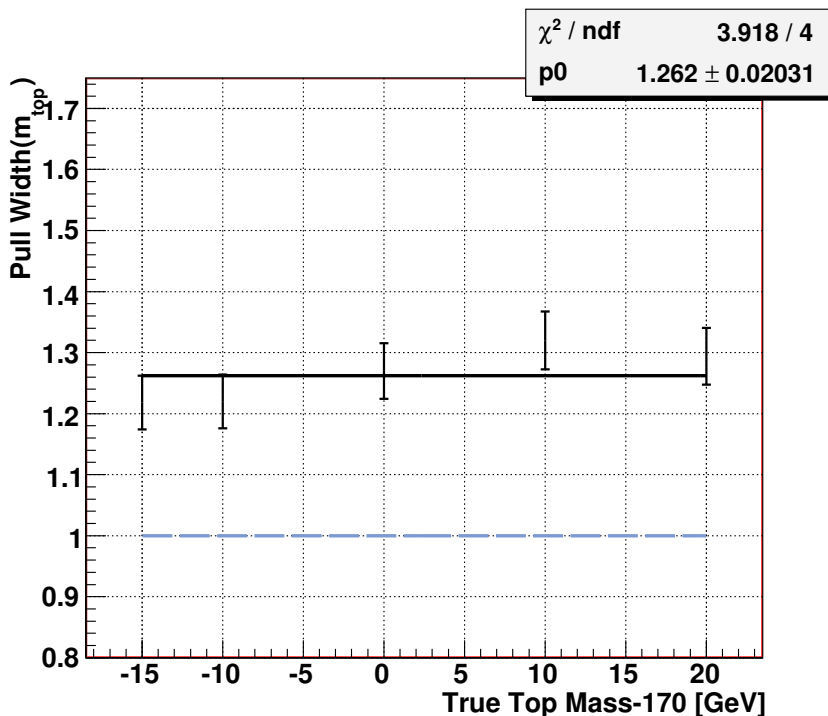


Figure 6.12 – Distribution de la dispersion normalisée, ajustée par une droite. Celle-ci permet de connaître le biais sur l’incertitude statistique obtenue à partir de la fonction de vraisemblance. Dans ce cas, l’incertitude statistique est sous-estimée de 26%.

6.3.1 Incertitudes systématiques sur la mesure

Différentes sources d’incertitudes ont été étudiées. La plupart d’entre elles sont liées aux corrections effectuées sur les événements simulés, d’autres sont liées à la méthode de mesure. Ces incertitudes influent sur la sélection des événements mais aussi sur les distributions cinématiques des événements sélectionnés et donc sur la courbe d’étalonnage. Afin de tenir compte de ces deux effets, les incertitudes systématiques ont été déterminées en deux étapes. La sélection des événements $t\bar{t}$ a été réalisée en prenant en compte indépendamment les différentes incertitudes sur les corrections appliquées aux événements simulés. Pour chacune d’elles, une nouvelle courbe d’étalonnage a été déterminée en utilisant la cinématique des événements ainsi corrigés sans modifier la fraction de chaque échantillon dans les ensembles; celle-ci permet d’obtenir l’incertitude systématique sur la masse du quark top en corrigeant la masse non corrigée mesurée dans les données ($m_{mes} = 171,7$ GeV) avec la courbe d’étalonnage obtenue. La différence entre la masse ainsi obtenue et la valeur centrale corrigée ($m_{top} = 172,2$ GeV) est prise comme incertitude systématique. Dans un deuxième temps, les sélections effectuées ont permis de déterminer les incertitudes systématiques sur le nombre d’événements sélectionné. Ces incertitudes ont été utilisées pour déterminer l’incertitude systématique liée à la fraction de signal et de chaque bruit de fond utilisée pour construire les ensembles.

Les différentes sources d’incertitudes systématiques étudiées vont être décrites dans la suite.

- **L’échelle en énergie des jets JES** : l’incertitude sur la correction de l’échelle en

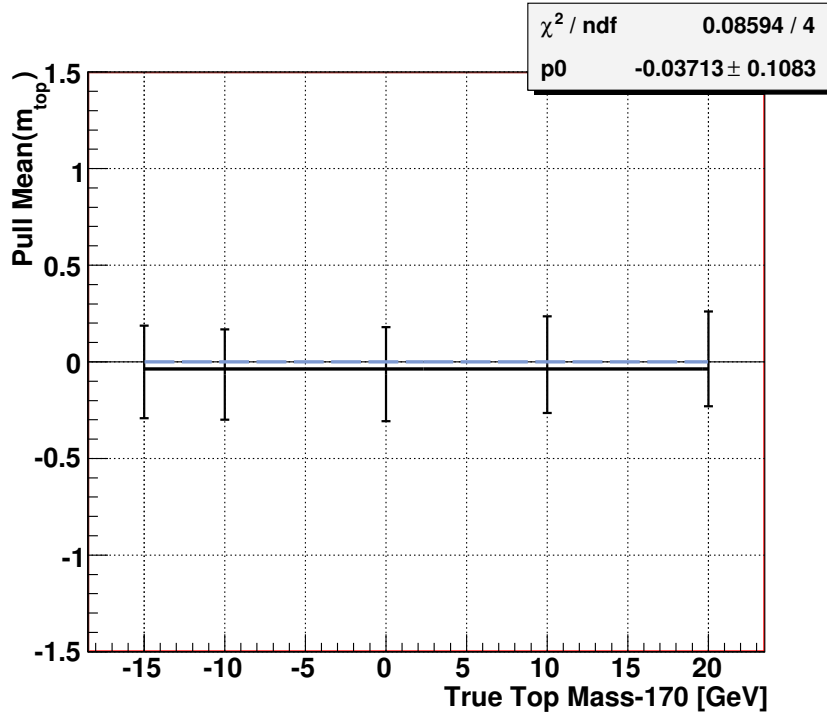


Figure 6.13 – Valeur moyenne des distributions de la dispersion normalisée obtenue pour chaque masse du quark top générée et ajustée par une droite. La valeur de l’ajustement est bien compatible avec 0.

énergie des jets (voir la partie 2.2.3) a été propagée à la sélection des événements simulés. Pour cela, l’énergie et l’impulsion transverse des jets des événements simulés ont été modifiées de $\pm 1\sigma_{JES}$ où σ_{JES} est l’incertitude sur la mesure de l’échelle en énergie des jets. Cela revient à augmenter et diminuer l’énergie des jets des événements simulés. La masse du quark top obtenue avec une énergie des jets augmentée (en prenant l’échelle en énergie des jets modifiée de $+1\sigma_{JES}$) est plus faible que la valeur centrale. Cela vient du fait que lorsque l’on augmente l’énergie des jets des événements simulés, la masse du quark top non corrigée obtenue à partir des tests par pseudo-expériences va également augmenter. Cependant, comme on évalue l’incertitude systématique en gardant la masse mesurée dans les données m_{mes} constante, la masse corrigée du quark top sera plus petite après avoir augmenté l’énergie des jets. L’incertitude systématique sur l’échelle en énergie des jets est alors donnée par $\sigma_{m_{top}}(JES) = \frac{1}{2}(\sigma_{m_{top}}(JES_-) - \sigma_{m_{top}}(JES_+))$. On en déduit que l’incertitude systématique sur la masse du quark top liée à l’échelle en énergie des jets est de $\sigma_{m_{top}}(JES) = 1,88$ GeV. La figure 6.16 montre les courbes d’étalonnage obtenues avec l’échelle en énergie des jets modifiée de $\pm 1\sigma_{JES}$ dans les événements simulés.

- **L’échelle en énergie des jets de quarks b** : la correction de l’échelle en énergie des jets a été déterminée pour des jets issus de quarks légers. Or dans la désintégration d’une paire de quarks top, les quarks produits sont des quarks b . Afin de tenir compte de cette différence dans l’incertitude systématique sur la mesure de la masse

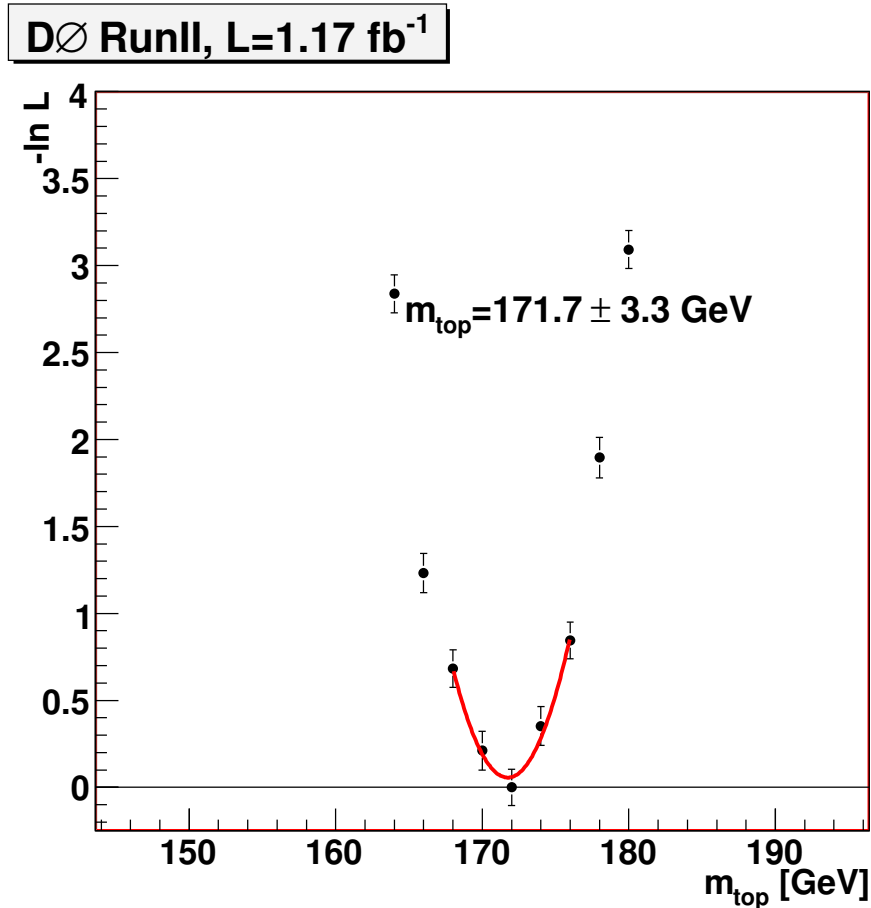


Figure 6.14 – Fonction de vraisemblance obtenue dans les données, ajustée par un polynôme de deuxième degré. Le minimum du polynôme donne la masse non corrigée du quark top et sa largeur prise à $-\ln \mathcal{L}_{min} + 1/2$ donne l’incertitude statistique non corrigée du biais de la méthode.

du quark top, un facteur correctif ($bJES = 0,982$ [9]) a été appliqué à l’échelle en énergie des jets des événements simulés. L’incertitude systématique sur la mesure de la masse du quark top est $\sigma_{m_{top}}(bJES) = 1,1$ GeV.

- **Le décalage de l’énergie des jets simulés** : l’incertitude systématique associée au décalage de l’énergie des jets simulés (procédure *JSSR*, voir la section 2.2.3) a été déterminée en supprimant ce décalage. L’incertitude sur la masse du quark top est alors de $\sigma_{m_{top}}(\text{no shift}) = 0,02$ GeV.
- **La précision de mesure de l’énergie des jets et de l’impulsion transverse des muons** : la dégradation de la précision de mesure de l’énergie des jets simulés (procédure *JSSR*, voir la section 2.2.3) est modifiée de l’incertitude sur cette correction, $\pm 1\sigma_{JSSR}$. L’incertitude sur la mesure de la masse du quark top est $\sigma_{m_{top}}(JSSR) = 0,66$ GeV. Il en est de même pour la dégradation de la précision de mesure de l’impulsion transverse des muons, pour laquelle l’incertitude sur la mesure de la masse du quark top est de $\sigma_{m_{top}}(\text{res. } \mu) = 0,08$ GeV.
- **La paramétrisation de la fragmentation des quarks b** : afin de déterminer

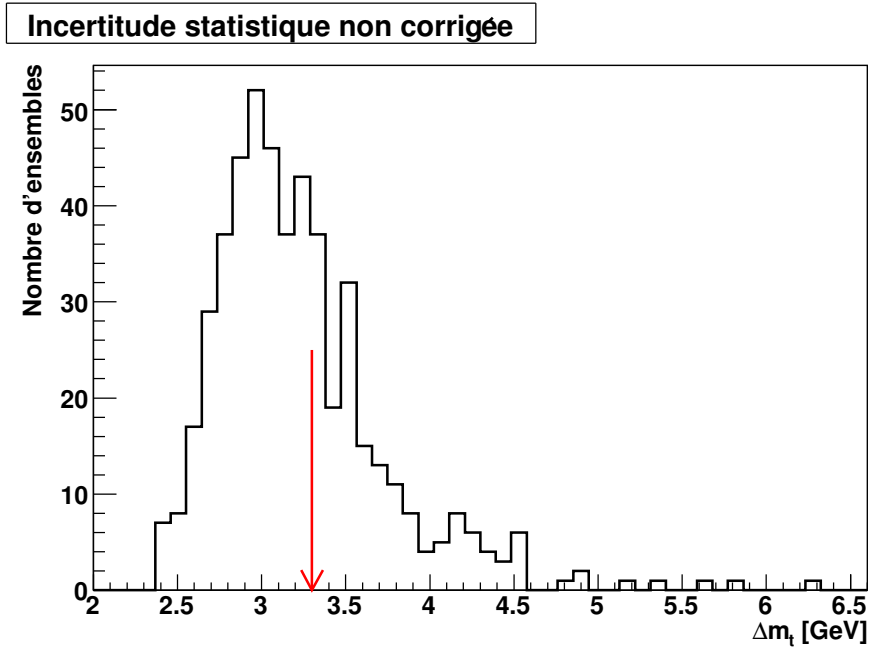


Figure 6.15 – Incertitude statistique non corrigée du biais de la méthode obtenue dans les données (flèche) et par la procédure de tests par pseudo-expériences avec des ensembles composés d'événements $t\bar{t}$ générés avec une masse de 170 GeV et d'événements de bruit de fond.

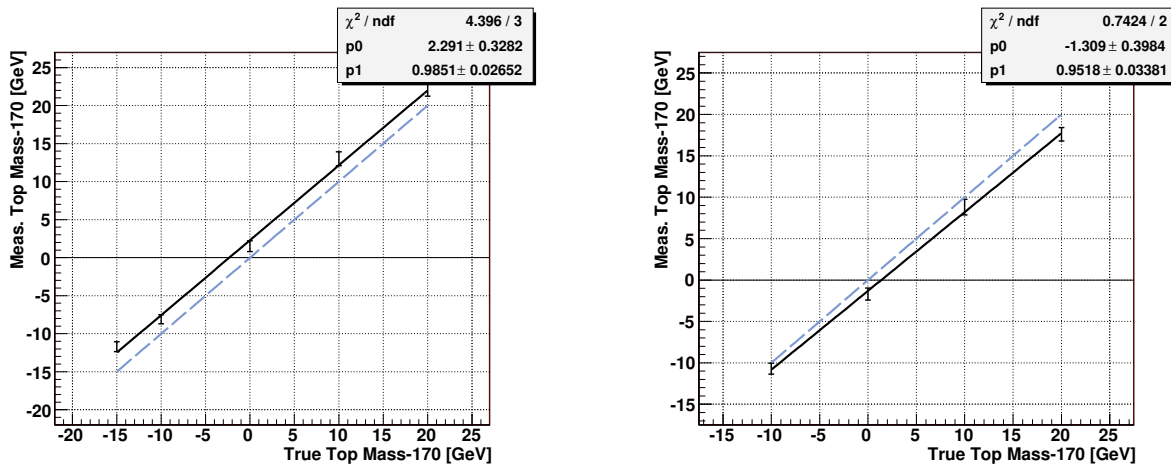


Figure 6.16 – Courbes d'étalonnage obtenues avec des événements simulés pour lesquels la correction d'échelle en énergie des jets a été modifiée de $\pm 1\sigma_{JES}$. On voit que le fait d'augmenter l'énergie des jets (correction de l'échelle en énergie des jets augmentée de σ_{JES}) augmente également la valeur de la masse du quark top qui sera mesurée, pour une même masse générée.

cette incertitude systématique, une repondération des événements simulés $t\bar{t}$ a été effectuée avec un modèle alternatif de fragmentation des quarks b [10]. La diffé-

rence entre la mesure ainsi obtenue et la valeur centrale est prise comme incertitude systématique $\sigma_{m_{top}}(b \text{ frag.}) = 0,33 \text{ GeV}$.

- **Les fonctions de densité partonique PDF** : l'incertitude systématique liée aux fonctions de densité partoniques est estimée en faisant varier les 20 paramètres décrivant ces fonctions de $\pm 1\sigma_{PDF_i}$, où σ_{PDF_i} représente l'incertitude associée au paramètre i . Les incertitudes obtenues pour chaque paramètre sont ensuite sommées en quadrature, ce qui donne une incertitude systématique de $\sigma_{m_{top}}(PDF) = 0,6 \text{ GeV}$.
- **La simulation des événements $t\bar{t}$** : l'incertitude systématique liée à la modélisation des événements $t\bar{t}$ est estimée en utilisant des événements $t\bar{t}$ générés non pas avec PYTHIA mais avec ALPGEN. L'incertitude systématique obtenue sur la mesure de la masse du quark top est $\sigma_{m_{top}}(\text{model. } t\bar{t}) = 0,45 \text{ GeV}$.
- **L'incertitude sur l'ajustement de la courbe d'étalonnage** : l'incertitude sur la mesure de la masse du quark top due à l'incertitude statistique sur les paramètres p_0 et p_1 d'ajustement de la courbe d'étalonnage est obtenue en différenciant la formule 6.18. Celle-ci est de $\sigma_{m_{top}}(p_0, p_1) = 0,40 \text{ GeV}$.
- **La composition de l'échantillon sélectionné** : afin d'évaluer cette incertitude systématique, le nombre d'événements prédit pour le signal et chaque bruit de fond est simultanément modifié de $\pm\sigma_i$, où σ_i est l'incertitude totale sur le nombre d'événements prédits du signal ou bruit de fond i . Ces incertitudes sont données dans le tableau 6.4. Il n'est pas nécessaire de calculer la probabilité de chaque événement pour cela, seule la composition des ensembles construits pour la procédure de tests par pseudo-expériences est modifiée. L'incertitude obtenue est de $\sigma_{m_{top}}(\text{sélection}) = 0,17 \text{ GeV}$.

Le tableau 6.5 résume la valeur des incertitudes systématiques sur la mesure de la masse du quark top. L'incertitude systématique totale est de 2,46 GeV.

	$\Delta m_{top}, \text{ GeV}$
Echelle d'énergie des jets	1,88
Echelle d'énergie des jets issus de quarks b	1,10
Précision de mesure de l'énergie des jets	0,66
Fonctions de densité partonique	0,60
Simulation des événements $t\bar{t}$	0,45
Ajustement de la courbe d'étalonnage	0,40
Fragmentation des quarks b	0,33
Composition de l'échantillon sélectionné	0,17
Précision de mesure de l'impulsion transverse des muons	0,08
Décalage de l'énergie des jets simulés	0,02
Incetitude systématique totale	2,46

Tableau 6.5 – Valeur des incertitudes systématiques liées à la mesure de la masse du quark top.

6.4 Conclusion et Perspectives

La mesure de la masse du quark top dans le canal électron-muon obtenue avec l'analyse présentée dans ce chapitre en utilisant $1,17 \text{ fb}^{-1}$ est :

$$m_{top} = 172,2 \pm 4,2 \text{ (stat)} \pm 2,5 \text{ (syst)} \text{ GeV.} \quad (6.20)$$

Cette mesure est en accord avec la mesure effectuée par l'expérience CDF dans l'ensemble des canaux dileptoniques avec une luminosité intégrée de $1,9 \text{ fb}^{-1}$:

$$m_{top} = 171,2 \pm 2,7 \text{ (stat)} \pm 2,9 \text{ (syst)} \text{ GeV [11].}$$

Cette mesure est en bon accord avec la valeur combinée des mesures de la masse du quark top obtenues par les deux expériences DØ et CDF [12], dans les différents états finals possibles (voir la figure 6.17) : $m_{top} = 172,6 \pm 1,4 \text{ GeV}$. L'incertitude donnée ici est la combinaison des incertitudes statistique et systématique.

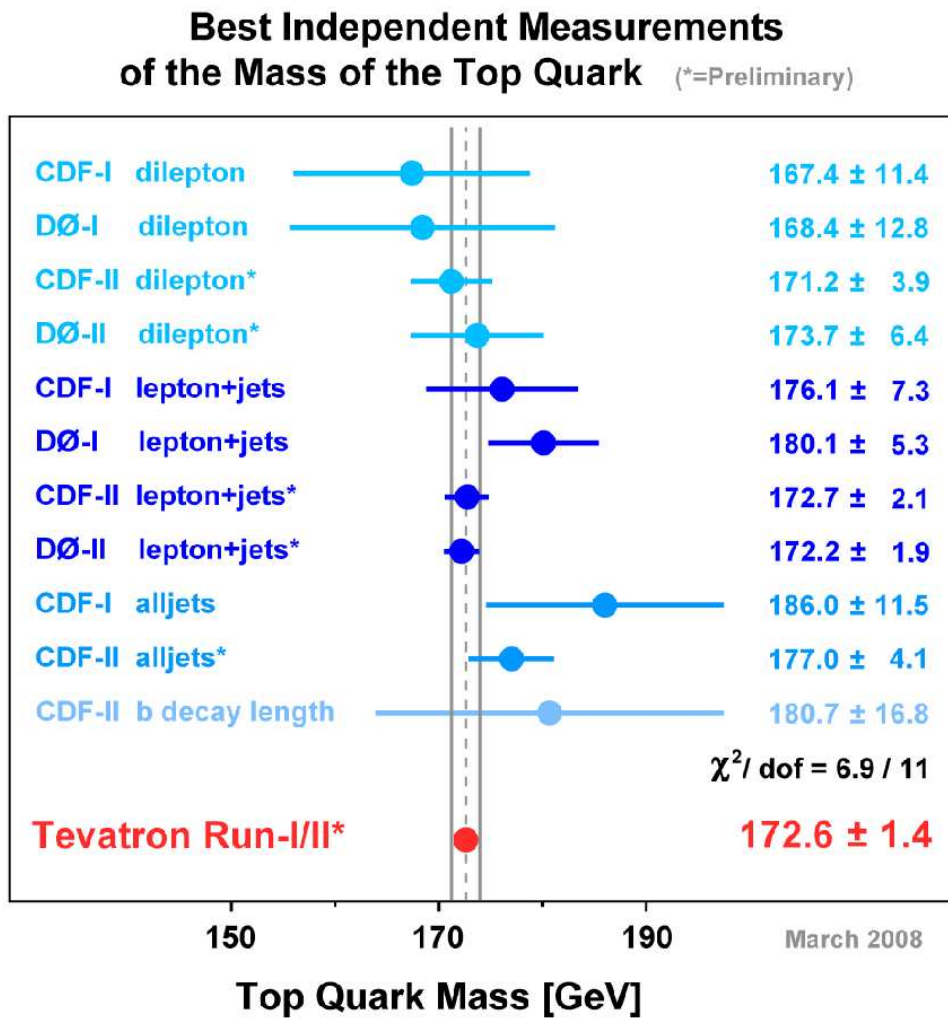


Figure 6.17 – Valeur combinée de la masse du quark top entre les expériences DØ et CDF, pour les différents états finals possibles [12].

L'incertitude sur la mesure de la masse du quark top présentée ici est limitée par l'incertitude statistique. Elle pourra être améliorée en combinant ce résultat avec d'autres

mesures : d'une part, il sera combiné avec les autres canaux de désintégration de la paire $t\bar{t}$ avec deux leptons dans l'état final (deux électrons ou deux muons) et d'autre part avec l'analyse des données précédentes en cours de finalisation (environ 1 fb^{-1} enregistrés entre avril 2002 et février 2006). Avec ce doublement de statistique et basé sur le résultat présenté ici, on peut s'attendre à une incertitude statistique de l'ordre de 2,8 GeV pour le canal électron-muon seul.

La mesure de la masse du quark top sera effectuée avec une statistique beaucoup plus importante dans les expériences du LHC [13]. Les incertitudes attendues avec une luminosité de $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$ sont pour l'expérience ATLAS $\Delta m_{top} = \pm 0,04 \text{ (stat)} \pm 1,7 \text{ (syst) GeV}$, l'incertitude systématique dominante étant due aux fonctions de densité partoniques [14] et pour CMS $\Delta m_{top} = \pm 0,5 \text{ (stat)} \pm 1,1 \text{ (syst) GeV}$, où l'incertitude systématique sera dominée par l'incertitude sur l'échelle en énergie des jets [15].

Bibliographie

- [1] V.M. Abazov *et al.*[D0 collaboration], *A precision measurement of the mass of the top quark*, Nature 429, 638-642 (2004).
- [2] V.M. Abazov *et al.*[D0 collaboration], *New measurement of the top quark mass in lepton + jets t anti- t events at D0*, FERMILAB-PUB-04-102-E, hep-ex/0407005 (2004).
- [3] G. Mahlon, S. J. Parke, *Maximizing spin correlations in top quark pair production at the Tevatron*, Phys. Lett. B411, 173-179 (1997).
- [4] G.P. Lepage, VEGAS : *An Adaptive Multi-dimensional Integration Program*, Cornell preprint CLNS :80-447 (1980).
- [5] F. A. Berends, H. Kuijf, B. Tausk, W.T. Giele, *On the production of a W and jets at hadron colliders*, Nucl. Phys. B357 :32-64 (1991).
- [6] G. Gutierrez, M. Wang, Z. Ye, *Measurement of the Top Quark Mass in the Lepton+Jets Final State of Top Quark Pair Production Using Matrix Element Method on 1.2 fb^{-1} $D\bar{O}$ RunIIb Data*, $D\bar{O}$ Note 5585 (2008).
- [7] P. Haefner, F. Fiedler, *Determination of the Muon Transfer Function for Top Mass Measurements*, $D\bar{O}$ Note 4818 (2005).
- [8] M. Mulders, *Ensemble Testing for the Top Mass Measurement*, $D\bar{O}$ Note 4460 (2005).
- [9] A. Harel, *An estimate of the data over MC, b over light jet response uncertainty for RunIIa JES*, $D\bar{O}$ Note 5654 (2008).
- [10] Y. Peters, M. Begel, K. Hamacher, D. Wicke, *Reweighting of the fragmentation function for the D0 Monte Carlo*, $D\bar{O}$ Note 5325 (2007).
- [11] The CDF Collaboration, *Measurement of the Top Quark Mass in the Dilepton Channel using a Matrix Element Method and Neuroevolution Selection with 2.0 fb^{-1}* , CDF/PHYS/TOP/PUBLIC/9130 (2007).
- [12] The Tevatron Electroweak Working Group, *Combination of CDF and $D\bar{O}$ Results on the Mass of the Top Quark*, FERMILAB-TM-2403-E, TEVWWG/top2008/01 (2008).
- [13] The Large Hadronic Collider, LHC Design Report, <http://ab-div.web.cern.ch/ab-div/Publications/LHC-DesignReport.html> .
- [14] A.-I. Etienvre, *Top Mass measurement at LHC*, Proceedings of Science, International Workshop on Top Quark Physics, Coimbra, Portugal (2006).
- [15] The CMS Collaboration, *CMS Physics Technical Design Report, Volume II : Physics Performance*, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 34 995-1579 (2007).

Conclusion

Au cours de cette thèse, la masse du quark top a été mesurée dans le canal électron-muon à partir d'un lot de données enregistrées par le détecteur DØ correspondant à une luminosité intégrée de $\mathcal{L} = 1,17 \text{ fb}^{-1}$. La masse du quark top est l'un des paramètres libres du modèle standard et permet de contraindre la masse du boson de Higgs en étudiant la dépendance des corrections radiatives du propagateur du boson W à la masse du quark top et à la masse du boson de Higgs.

La présence d'un muon dans l'état final recherché nous a conduit à étudier la précision de mesure de l'impulsion transverse des muons. Des paramètres ont été déterminés afin de corriger la différence observée entre la précision de mesure obtenue dans les données et les événements simulés. Nous avons pour cela utilisé les distributions en masse invariante d'événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Le lot de données étudié nous a alors permis de sélectionner 77 événements $t\bar{t}$ avec dans l'état final un électron et un muon. Les critères de sélection appliqués aux données ont également été appliqués à des échantillons d'événements simulés de signal et des principaux bruits de fond (bruits de fond physiques et instrumentaux). Ceci a permis de tester la validité de la sélection effectuée.

Enfin, nous avons mesuré la masse du quark top avec la méthode des éléments de matrice. Celle-ci est basée sur le calcul d'une probabilité par événement dépendante de la masse du quark top. Cette méthode avait été développée en 2004 par la collaboration DØ afin de mesurer la masse du quark top en analysant à nouveau les données du Run I. Certains critères de sélection des événements $t\bar{t}$ ont été optimisés afin d'obtenir une incertitude statistique sur la mesure de la masse du quark top la plus faible possible. La valeur de la masse du quark top déterminée lors de cette thèse est de :

$$m_{top} = 172,2 \pm 4,2 \text{ (stat)} \pm 2,5 \text{ (syst)} \text{ GeV.}$$

Annexe A

Calcul de l'élément de matrice de production et de désintégration d'une paire $t\bar{t}$

Cette annexe présente le calcul complet de l'élément de matrice de la création d'une paire $t\bar{t}$ par annihilation d'une paire $q\bar{q}$ et de sa désintégration dans un état final dileptonique. Le résultat correspond bien à celui de la référence [1]. Il a par ailleurs été amélioré avec la prise en compte de la masse du quark b .

Le calcul de l'amplitude du diagramme complet peut être décomposé en plusieurs parties, comme illustré sur la figure A.18. L'amplitude totale est donc le produit des amplitudes de création de la paire top-antitop, de ses désintégrations et des termes de propagateurs pour les particules se désintégrant :

$$|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}(q\bar{q} \rightarrow t\bar{t})|^2 P(t) |\mathcal{M}(t \rightarrow bl^+\nu_l)|^2 P(\bar{t}) |\mathcal{M}(\bar{t} \rightarrow \bar{b}l^-\bar{\nu}_l)|^2 \quad (\text{A.21})$$

Ces différents éléments de matrice vont être chacun calculés dans les sections qui suivent.

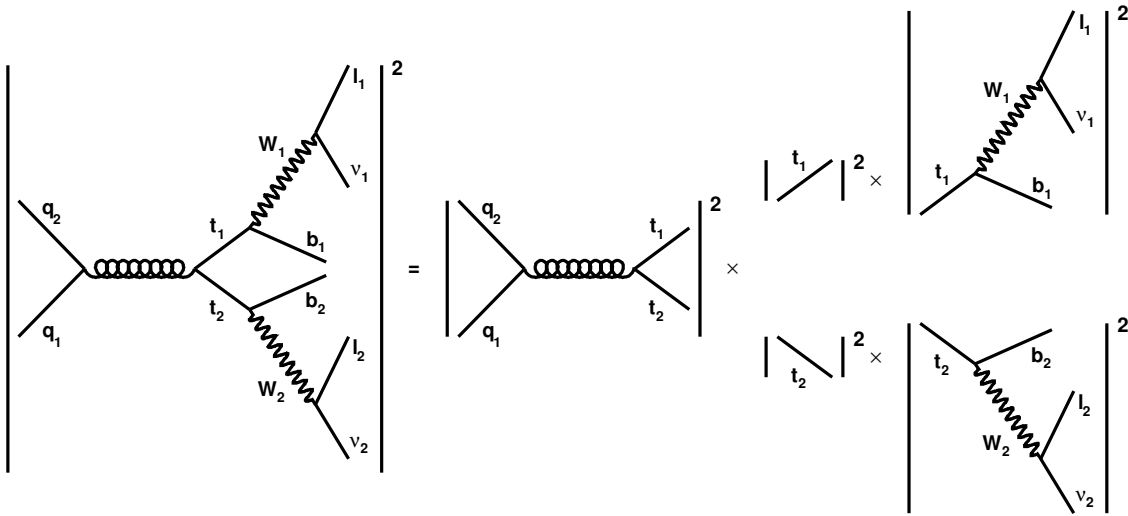


Figure A.18 – Le théorème de factorisation permet de décomposer le calcul de l'amplitude du diagramme complet de la création d'une paire top-antitop et de ses désintégrations.

A.1 Calcul de l'amplitude de l'interaction $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$

Le diagramme de l'interaction $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ par annihilation d'une paire de quarks est représenté sur la figure A.19, où les différents indices représentent :

- i, j, k, l : la couleur des quarks (1 - 3) ;
- b : la couleur du gluon (1 - 8) ;
- $\alpha, \beta, \gamma, \delta$: la saveur des quarks (u, d, s, ...).

L'élément de matrice de cette interaction dans la voie s est donné par :

$$\mathcal{M}_1 = \mathcal{M}(q_\alpha^i \bar{q}_\beta^k \rightarrow q_\delta^j \bar{q}_\gamma^l) = -\frac{g_s^2}{s} \delta_{\alpha\beta} \delta_{\delta\gamma} T_{ij}^b T_{kl}^b \bar{u}_\delta^j(p_4) \gamma_\nu v_\gamma^l(p_3) \bar{v}_\beta^k(p_2) \gamma^\nu u_\alpha^i(p_1) \quad (\text{A.22})$$

où g_s est la constante de l'interaction forte et les matrices T sont les générateurs de SU(3).

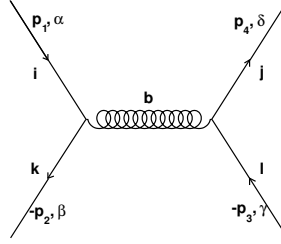


Figure A.19 – Production d'une paire top antitop par annihilation d'un quark et d'un antiquark dans la voie s.

En nommant K le facteur de couleur multiplié par la constante de couplage forte, l'amplitude d'interaction s'écrit :

$$\begin{aligned}
 |\mathcal{M}_1|^2 &= KTr(\bar{u}_4\gamma_\nu v_3\bar{v}_2\gamma^\nu u_1\bar{u}_1\gamma_\mu v_2\bar{v}_3\gamma^\mu u_4) \\
 &= KTr((\not{p}_4 + m_4)\gamma_\nu v_3\bar{v}_2\gamma^\nu(\not{p}_1 + m_1)\gamma_\mu v_2\bar{v}_3\gamma^\mu u_4) \\
 &= KTr(\bar{v}_2\gamma^\nu(\not{p}_1 + m_1)\gamma_\mu v_2)Tr((\not{p}_4 + m_4)\gamma_\nu v_3\bar{v}_3\gamma^\mu u_4) \\
 &= KTr((\not{p}_2 - m_2)\gamma^\nu(\not{p}_1 + m_1)\gamma_\mu)Tr((\not{p}_4 + m_4)\gamma_\nu(\not{p}_3 - m_3)\gamma^\mu) \\
 &= K[Tr(\gamma^\nu\not{p}_1\gamma_\mu\not{p}_2) - m_1m_2Tr(\gamma^\nu\gamma_\mu)][Tr(\gamma_\nu\not{p}_3\gamma^\mu\not{p}_4) - m_3m_4Tr(\gamma_\nu\gamma^\mu)] \\
 &= K[4(p_1^\nu p_{2\mu} + p_2^\nu p_{1\mu} - g_\mu^\nu p_1 \cdot p_2) - 4m_1m_2g_\mu^\nu][4(p_{3\nu}p_4^\mu + p_3^\mu p_{4\nu} - g_\nu^\mu p_3 \cdot p_4) - 4m_3m_4g_\nu^\mu] \\
 &= 16K[(p_1 \cdot p_3)(p_2 \cdot p_4) + (p_1 \cdot p_4)(p_2 \cdot p_3) - (p_1 \cdot p_2)(p_3 \cdot p_4) - m_3m_4(p_1 \cdot p_2) \\
 &\quad + (p_2 \cdot p_3)(p_1 \cdot p_4) + (p_2 \cdot p_4)(p_1 \cdot p_3) - (p_1 \cdot p_2)(p_3 \cdot p_4) - m_3m_4(p_1 \cdot p_2) \\
 &\quad - (p_1 \cdot p_2)(p_3 \cdot p_4) - (p_1 \cdot p_2)(p_3 \cdot p_4) + 4(p_1 \cdot p_2)(p_3 \cdot p_4) + 4m_3m_4(p_1 \cdot p_2) \\
 &\quad - m_1m_2(p_3 \cdot p_4 + p_3 \cdot p_4 - 4p_3 \cdot p_4 - 4m_3m_4)] \tag{A.23} \\
 &= 16K[2(p_1 \cdot p_3)(p_2 \cdot p_4) + 2(p_1 \cdot p_4)(p_2 \cdot p_3) + 2m_3m_4(p_1 \cdot p_2) \\
 &\quad + 2m_1m_2(p_3 \cdot p_4) + 4m_1m_2m_3m_4] .
 \end{aligned}$$

Le facteur de couleur est obtenu en moyennant sur l'état initial et en sommant sur l'état final de couleur, ce qui donne :

$$\frac{1}{3 \times 3}Tr(T^a T^b)Tr(T^a T^b) = \frac{1}{9}(\frac{1}{2}\delta_{ab})(\frac{1}{2}\delta_{ab}) = \frac{2}{9} . \tag{A.24}$$

L'amplitude de l'interaction peut alors s'écrire :

$$|\mathcal{M}_1|^2 = \frac{64g_s^4}{9s^2}[(p_1 \cdot p_3)(p_2 \cdot p_4) + (p_1 \cdot p_4)(p_2 \cdot p_3) + m_3m_4p_1 \cdot p_2 + m_1m_2p_3 \cdot p_4 + 2m_1m_2m_3m_4] . \tag{A.25}$$

On ne va considérer ici que le cas où les masses des quarks initiaux sont nulles et les masses des quarks finaux sont égales. On pose alors $m_1 = m_2 = 0$ et $m_3 = m_4 = M$ et on va exprimer l'amplitude dans le référentiel du centre de masse de la paire $t\bar{t}$. Les notations sont définies sur le schéma A.20.

Dans ce référentiel, on a par définition $p_1 = p_2 = E_1 = E_2 \equiv E$ car $m_1 = m_2 = 0$ et on a également $E_3 = E_4 = E$ et $p_3 = p_4 = \sqrt{E^2 - M^2}$. On en déduit donc les produits

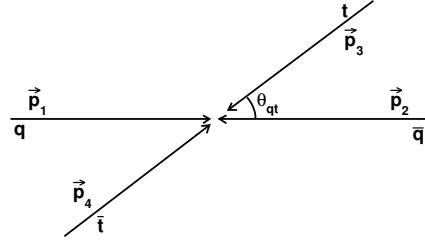


Figure A.20 – Impulsions des quarks incidents et des quarks t et \bar{t} dans le référentiel du centre de masse de la paire $t\bar{t}$.

scalaires nécessaires au calcul de l'amplitude :

$$p_1 \cdot p_2 = p_3 \cdot p_4 = 2E^2 = \frac{s}{2} \quad (\text{A.26})$$

$$p_1 \cdot p_3 = E^2(1 - \beta \cos \theta_{qt}) = \frac{s}{4}(1 - \beta \cos \theta_{qt}) \quad (\text{A.27})$$

$$p_1 \cdot p_4 = E^2(1 + \beta \cos \theta_{qt}) = \frac{s}{4}(1 + \beta \cos \theta_{qt}) \quad (\text{A.28})$$

$$p_2 \cdot p_3 = E^2(1 + \beta \cos \theta_{qt}) = \frac{s}{4}(1 + \beta \cos \theta_{qt}) \quad (\text{A.29})$$

$$p_2 \cdot p_4 = E^2(1 - \beta \cos \theta_{qt}) = \frac{s}{4}(1 - \beta \cos \theta_{qt}) \quad (\text{A.30})$$

où $\beta = \sqrt{1 - \frac{4M^2}{s}}$ et $s \equiv 4E^2$ est l'énergie disponible dans le centre de masse. L'amplitude est donc proportionnelle à :

$$|\mathcal{M}_1|^2 = \frac{64g_s^4}{9s^2} \left[\frac{s^2}{16}(1 - \beta \cos \theta_{qt})^2 + \frac{s^2}{16}(1 + \beta \cos \theta_{qt})^2 + M^2 \frac{s}{2} \right] , \quad (\text{A.31})$$

soit en utilisant le fait que $\frac{4M^2}{s} = 1 - \beta^2$:

$$|\mathcal{M}_1|^2 = \frac{8g_s^4}{9}(2 - \beta^2 \sin^2 \theta_{qt}) . \quad (\text{A.32})$$

A.2 Calcul de l'amplitude de la désintégration $t \rightarrow b + l^+ + \nu_l$

A.2.1 Calcul sans propagateur du boson W

L'élément de matrice de la désintégration du quark top est donné par :

$$\mathcal{M}_2 = \mathcal{M}(t \rightarrow bl^+\nu_l) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{u}(b)\gamma^\alpha(1 - \gamma_5)u(t)\bar{u}_\nu\gamma_\alpha(1 - \gamma_5)v(l) . \quad (\text{A.33})$$

On a considéré ici que l'élément de matrice CKM $|V_{tb}| = 1$, il n'est donc pas écrit. On peut écrire le module au carré de cet élément de matrice :

$$\begin{aligned}
|\mathcal{M}_2|^2 &= \frac{G_F^2}{2} \bar{v}_l \gamma^\beta (1 - \gamma_5) u_\nu \bar{u}_t \gamma_\beta (1 - \gamma_5) u_b \bar{u}_b \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) u_t \bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) v_l \\
&= \frac{G_F^2}{2} Tr\{(\not{V} - m_l) \gamma^\beta (1 - \gamma_5) u_\nu \bar{u}_t \gamma_\beta (1 - \gamma_5) (\not{b} + m_b) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) u_t \bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 - \gamma_5)\} \\
&= \frac{G_F^2}{2} Tr\{(\not{V} - m_l) \gamma^\beta (1 - \gamma_5) u_\nu \bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 - \gamma_5)\} Tr\{\bar{u}_t \gamma_\beta (1 - \gamma_5) (\not{b} + m_b) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) u_t\} \\
&= \frac{G_F^2}{2} Tr\{(\not{V} - m_l) \gamma^\beta (1 - \gamma_5) \not{V} \gamma_\alpha (1 - \gamma_5)\} Tr\{(\not{b} + m_t) \gamma_\beta (1 - \gamma_5) (\not{b} + m_b) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5)\} \\
&= \frac{G_F^2}{2} Tr\{2\gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \not{V} \gamma^\beta \not{V}\} Tr\{2\gamma^\alpha (1 - \gamma_5) \not{b} \gamma_\beta \not{b}\} \\
&= 2G_F^2 [\gamma_\alpha (1 - \gamma_5)]_{\lambda\rho} [\not{V} \gamma^\beta \not{V}]_{\rho\lambda} [\gamma^\alpha (1 - \gamma_5)]_{\mu\sigma} [\not{b} \gamma_\beta \not{b}]_{\sigma\mu} .
\end{aligned} \tag{A.34}$$

Afin de permuter les indices pour se ramener du produit de 2 traces à une seule trace, nous allons utiliser ici les formules de Fierz, qui permettent d'écrire :

$$\begin{aligned}
|\mathcal{M}_2|^2 &= -2G_F^2 [\gamma_\alpha (1 - \gamma_5)]_{\mu\rho} [\not{V} \gamma^\beta \not{V}]_{\rho\lambda} [\gamma^\alpha (1 - \gamma_5)]_{\lambda\sigma} [\not{b} \gamma_\beta \not{b}]_{\sigma\mu} \\
&= -2G_F^2 Tr\{\gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \not{V} \gamma^\beta \not{V} \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) \not{b} \gamma_\beta \not{b}\} \\
&= -4G_F^2 Tr\{(1 + \gamma_5) \gamma_\alpha \not{V} \gamma^\beta \not{V} \gamma^\alpha \not{b} \gamma_\beta \not{b}\} .
\end{aligned} \tag{A.35}$$

Les deux identités suivantes sont alors utilisées afin de trouver l'expression finale de l'amplitude de la désintégration :

$$\gamma_\alpha \not{V} \gamma^\beta \not{V} \gamma^\alpha = -2\not{V} \gamma^\beta \not{V} \quad \text{et} \quad \gamma^\beta \not{V} \not{b} \gamma_\beta = 4t \cdot l . \tag{A.36}$$

On a alors :

$$\begin{aligned}
|\mathcal{M}_2|^2 &= 8G_F^2 Tr\{(1 + \gamma_5) \not{V} \gamma^\beta \not{V} \not{b} \gamma_\beta \not{b}\} \\
&= 32G_F^2 (t \cdot l) Tr\{(1 + \gamma_5) \not{V} \not{b}\} \\
&= 32G_F^2 (t \cdot l) (b \cdot \nu) .
\end{aligned} \tag{A.37}$$

On peut à présent faire apparaître la constante de couplage faible g_w plutôt que la constante de Fermi G_F en utilisant la relation suivante :

$$\frac{g_w^2}{8m_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} . \tag{A.38}$$

On obtient alors l'amplitude de la désintégration du quark top suivante :

$$|\mathcal{M}_2|^2 = \frac{g_w^4}{m_W^4} (t \cdot l) (b \cdot \nu) . \tag{A.39}$$

Il faudra par la suite rajouter le propagateur du boson W intervenant comme particule intermédiaire dans la désintégration du quark top. Nous allons tout d'abord exprimer les quadrivecteurs du top et de ses produits de désintégration dans le référentiel du centre de

masse du boson W. La conservation de la quadri-impulsion du quark top implique, dans ce référentiel :

$$E_t = E_W + E_b = m_W + E_b \quad (\text{A.40})$$

$$\vec{p}_t = \vec{p}_W + \vec{p}_b = \vec{p}_b \quad . \quad (\text{A.41})$$

D'autre part, l'énergie peut être écrite :

$$E_t^2 = m_t^2 + p_t^2 \quad (\text{A.42})$$

$$E_b^2 = m_b^2 + p_b^2 \quad . \quad (\text{A.43})$$

En utilisant ces deux dernières relations avec le fait que $p_t = p_b$, on obtient le système d'équations suivant :

$$E_b^2 - m_b^2 = E_t^2 - m_t^2 \quad (\text{A.44})$$

$$E_t = m_W + E_b \quad . \quad (\text{A.45})$$

On en déduit l'énergie des quarks t et b :

$$E_t = \frac{m_t^2 - m_b^2 + m_W^2}{2m_W} \quad (\text{A.46})$$

$$E_b = \frac{m_t^2 - m_b^2 - m_W^2}{2m_W} \quad . \quad (\text{A.47})$$

L'impulsion du quark top est alors donnée à partir de la relation $E_t^2 = m_t^2 + p_t^2$:

$$p_t^2 = \frac{m_t^4}{4m_W^2} \left[1 + \frac{m_b^4}{m_t^4} + \frac{m_W^4}{m_t^4} - 2\frac{m_b^2}{m_t^2} - 2\frac{m_b^2 m_W^2}{m_t^4} - 2\frac{m_W^2}{m_t^2} \right] \quad . \quad (\text{A.48})$$

L'impulsion du quark b est $p_b = p_t$.

D'autre part, la conservation de la quadri-impulsion du boson W implique :

$$E_W = m_W = E_l + E_\nu \quad (\text{A.49})$$

$$\vec{p}_W = \vec{0} = \vec{p}_l + \vec{p}_\nu \quad . \quad (\text{A.50})$$

On néglige ici les masses du lepton et du neutrino. On a donc :

$$m_W = E_l + E_\nu = p_l + p_\nu = 2p_l \quad . \quad (\text{A.51})$$

On a alors $p_l = p_\nu = E_l = E_\nu = \frac{m_W}{2}$.

On appelle θ l'angle entre le quark top et le lepton comme on peut le voir sur le schéma A.21. Nous allons dans un premier temps négliger la masse du quark b , puis refaire le calcul de l'amplitude de désintégration du quark top avec une masse non nulle du quark b .

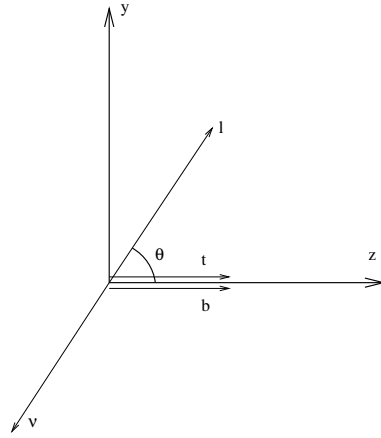


Figure A.21 – Représentation des impulsions des quarks t et b , et du lepton et du neutrino issus de la désintégration du quark top dans le référentiel du centre de masse du boson W .

A.2.1.1 La masse du quark b est négligée

Les quadrivecteurs s'écrivent, avec les notations de la référence [2] :

$$\tilde{p}_t = \frac{m_t^2}{2m_W} (f_+, 0, 0, f_-) \quad (\text{A.52})$$

$$\tilde{p}_b = \frac{m_t^2}{2m_W} (f_-, 0, 0, f_-) \quad (\text{A.53})$$

$$\tilde{p}_l = \frac{m_W}{2} (1, 0, \sin \theta, \cos \theta) \quad (\text{A.54})$$

$$\tilde{p}_\nu = \frac{m_W}{2} (1, 0, -\sin \theta, -\cos \theta) \quad (\text{A.55})$$

avec $f_\pm = 1 \pm f = 1 \pm \frac{m_W^2}{m_t^2}$. On peut à présent calculer l'élément de matrice A.37 :

$$\begin{aligned} 16(t \cdot l)(b \cdot \nu) &= m_t^4 (f_+ - f_- \cos \theta)(f_- - f_- \cos \theta) \\ &= m_t^4 (f_+ f_- - f_-^2 \cos^2 \theta + 2f f_- \cos \theta) \\ &= m_t^4 f_- [f_+ + 2f \cos \theta - f_- \cos^2 \theta] \\ &= m_t^4 \left(1 - \frac{m_W^2}{m_t^2}\right) \left[\left(1 + \frac{m_W^2}{m_t^2}\right) + 2\frac{m_W^2}{m_t^2} \cos \theta - \left(1 - \frac{m_W^2}{m_t^2}\right) \cos^2 \theta\right] \\ &= (m_t^2 - m_W^2) [m_t^2 (1 - \cos^2 \theta) + m_W^2 (1 + \cos \theta)^2] \end{aligned} \quad (\text{A.56})$$

A.2.1.2 La masse du quark b est prise en compte

Si on ne néglige plus la masse du quark b , les quadrivecteurs s'écrivent alors :

$$\begin{aligned}\tilde{p}_t &= \frac{1}{2m_W}(m_t^2 - m_b^2 + m_W^2, 0, 0, \sqrt{\lambda}) \\ \tilde{p}_b &= \frac{1}{2m_W}(m_t^2 - m_b^2 - m_W^2, 0, 0, \sqrt{\lambda}) \\ \tilde{p}_l &= \frac{m_W}{2}(1, 0, \sin \theta, \cos \theta) \\ \tilde{p}_\nu &= \frac{m_W}{2}(1, 0, -\sin \theta, -\cos \theta)\end{aligned}$$

avec la notation suivante :

$$\lambda = m_t^4 + m_W^4 + m_b^4 - 2m_t^2 m_b^2 - 2m_t^2 m_W^2 - 2m_b^2 m_W^2 = (m_t^2 - m_W^2)^2 + m_b^2(m_b^2 - 2m_W^2 - 2m_t^2) \quad (\text{A.57})$$

On a donc pour les produits scalaires de l'élément de matrice :

$$\begin{aligned}(t \cdot l)(l \cdot \nu) &= \left[\frac{1}{4}(m_t^2 - m_b^2 + m_W^2) - \frac{1}{4} \cos \theta \sqrt{\lambda} \right] \left[\frac{1}{4}(m_t^2 - m_b^2 - m_W^2) + \frac{1}{4} \cos \theta \sqrt{\lambda} \right] \\ &= \frac{1}{16} \left[(m_t^2 - m_b^2 + m_W^2)(m_t^2 - m_b^2 - m_W^2) - \lambda \cos^2 \theta + 2m_W^2 \sqrt{\lambda} \cos \theta \right] \\ &= \frac{1}{16} \left[(m_t^2 - m_b^2)^2 - m_W^4 - \cos^2 \theta ((m_t^2 - m_W^2)^2 + m_b^2(m_b^2 - 2m_W^2 - 2m_t^2)) \right. \\ &\quad \left. + 2m_W^2 \cos \theta \sqrt{(m_t^2 - m_W^2)^2 + m_b^2(m_b^2 - 2m_W^2 - 2m_t^2)} \right] \quad (\text{A.58})\end{aligned}$$

A.2.2 Propagateur du boson W

Le propagateur du boson W, P_W , ajoute à l'amplitude de désintégration du quark top le terme suivant :

$$P_W = \frac{m_W^4}{(m_{l\nu}^2 - m_W^2)^2 + (m_W \Gamma_W)^2} \quad , \quad (\text{A.59})$$

avec m_W et Γ_W les masse et largeur du W et $m_{l\nu}$ la masse invariante du système lepton-neutrino.

A.2.3 Amplitude de la désintégration en négligeant la masse du quark b

En combinant les formules A.39, A.56 et A.59, on obtient finalement :

$$|\mathcal{M}_2|^2 = \frac{g_w^4}{16} (m_t^2 - m_W^2) \frac{m_t^2(1 - \cos^2 \theta) + m_W^2(1 + \cos \theta)^2}{(m_{l\nu}^2 - m_W^2)^2 + (m_W \Gamma_W)^2} \quad , \quad (\text{A.60})$$

A.3 Amplitude totale de la production et la désintégration d'une paire $t\bar{t}$

Le propagateur du quark top a la forme suivante :

$$|\mathcal{M}_1|^2 = \frac{1}{(m_{b\nu}^2 - m_t^2)^2 + (m_t \Gamma_t)^2} \quad . \quad (\text{A.61})$$

Il suffit à présent de multiplier l'amplitude de la création d'une paire $t\bar{t}$, les propagateurs des t et \bar{t} et l'amplitude de désintégration des t et \bar{t} pour obtenir le résultat final, en suivant la formule A.21 :

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{g_s^4}{9} (2 - \beta^2 \sin^2 \theta_{qt}) F \bar{F} \quad (\text{A.62})$$

où l'angle θ_{qt} est mesuré dans le système du centre de masse de la paire $t\bar{t}$. Pour la désintégration des quarks top, on a :

$$\begin{aligned} F &= \frac{g_w^4}{4} \left(\frac{m_{bl+\nu}^2 - m_{l+\nu}^2}{(m_{bl+\nu}^2 - m_t^2)^2 + (m_t \Gamma_t)^2} \right) \left(\frac{m_{bl+\nu}^2 (1 - \cos^2 \theta_{bl+}^*) + m_{l+\nu}^2 (1 + \cos \theta_{bl+}^*)^2}{(m_{l+\nu}^2 - m_W^2)^2 + (m_W \Gamma_W)^2} \right) \\ \bar{F} &= \frac{g_w^4}{4} \left(\frac{m_{bl\bar{\nu}}^2 - m_{l\bar{\nu}}^2}{(m_{bl\bar{\nu}}^2 - m_t^2)^2 + (m_t \Gamma_t)^2} \right) \left(\frac{m_{bl\bar{\nu}}^2 (1 - \cos^2 \theta_{bl}^*) + m_{l\bar{\nu}}^2 (1 + \cos \theta_{bl}^*)^2}{(m_{l\bar{\nu}}^2 - m_W^2)^2 + (m_W \Gamma_W)^2} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.63})$$

où θ^* représente les angles mesurés dans le système du centre de masse du boson W.

Lorsque la masse du quark b est prise en compte, les formules de F et \bar{F} deviennent :

$$F = \frac{g_w^4}{4} \frac{A}{BC} \quad (\text{A.64})$$

$$\bar{F} = \frac{g_w^4}{4} \frac{\bar{A}}{\bar{B}\bar{C}} \quad (\text{A.65})$$

avec :

$$\begin{aligned} A &= (m_{bl+\nu}^2 - m_b^2)^2 - m_{l+\nu}^4 - \cos^2 \theta ((m_{bl+\nu}^2 - m_{l+\nu}^2)^2 + m_b^2 (m_b^2 - 2m_{l+\nu}^2 - 2m_{bl+\nu}^2)) \\ &+ 2m_{l+\nu}^2 \cos \theta \sqrt{(m_{bl+\nu}^2 - m_{l+\nu}^2)^2 + m_b^2 (m_b^2 - 2m_{l+\nu}^2 - 2m_{bl+\nu}^2)} \end{aligned} \quad (\text{A.66})$$

$$B = (m_{bl+\nu}^2 - m_t^2)^2 + (m_t \Gamma_t)^2 \quad (\text{A.67})$$

$$C = (m_{l+\nu}^2 - m_W^2)^2 + (m_W \Gamma_W)^2 \quad (\text{A.68})$$

$$\begin{aligned} \bar{A} &= (m_{bl\bar{\nu}}^2 - m_b^2)^2 - m_{l\bar{\nu}}^4 - \cos^2 \theta ((m_{bl\bar{\nu}}^2 - m_{l\bar{\nu}}^2)^2 + m_b^2 (m_b^2 - 2m_{l\bar{\nu}}^2 - 2m_{bl\bar{\nu}}^2)) \\ &+ 2m_{l\bar{\nu}}^2 \cos \theta \sqrt{(m_{bl\bar{\nu}}^2 - m_{l\bar{\nu}}^2)^2 + m_b^2 (m_b^2 - 2m_{l\bar{\nu}}^2 - 2m_{bl\bar{\nu}}^2)} \end{aligned} \quad (\text{A.69})$$

$$\bar{B} = (m_{bl\bar{\nu}}^2 - m_t^2)^2 + (m_t \Gamma_t)^2 \quad (\text{A.70})$$

$$\bar{C} = (m_{l\bar{\nu}}^2 - m_W^2)^2 + (m_W \Gamma_W)^2 \quad (\text{A.71})$$

Bibliographie

- [1] G. Mahlon, S. J. Parke, *Maximizing spin correlations in top quark pair production at the Tevatron*,
Phys. Lett. B411, 173-179 (1997).
- [2] B. Lampe, *Forward - backward asymmetry in top quark semileptonic decay*,
Nucl.Phys.B454 :506-526 (1995).

Annexe B

Résolution de la cinématique des événements

Dans cette annexe sont présentés le changement de variables pour calculer la probabilité de signal par événement, ainsi que le jacobien résultant de ce changement de variables.

B.4 Résolution de la cinématique pour chaque événement

Les quadri-vecteurs des 6 particules de l'état final d'un événement $t\bar{t}$ sont calculés à partir des valeurs des variables d'intégration $m_{top_1}^2$, $m_{top_2}^2$, $|\vec{p}_{b_1}|$, $|\vec{p}_{b_2}|$, $\Delta p_{x\nu} = p_{x\nu_1} - p_{x\nu_2}$, $\Delta p_{y\nu} = p_{y\nu_1} - p_{y\nu_2}$, $q/p_T(\mu)$, des angles mesurés des jets et des leptons, ainsi que de l'énergie de l'électron.

Dans la suite, l'impulsion transverse de la paire $t\bar{t}$ sera considérée comme nulle. Il reste à déterminer l'impulsion des deux neutrinos de l'état final. L'impulsion transverse des neutrinos est donnée par :

$$\begin{aligned} p_{x\nu_1} &= -\frac{1}{2}(p_{xl_1} + p_{xl_2} + p_{xb_1} + p_{xb_1} - \Delta p_{x\nu}) \\ p_{x\nu_2} &= -\frac{1}{2}(p_{xl_1} + p_{xl_2} + p_{xb_1} + p_{xb_1} + \Delta p_{x\nu}) . \end{aligned} \quad (\text{B.72})$$

Les impulsions des neutrinos selon l'axe y s'écrivent exactement de la même façon.

Afin de déterminer les impulsions longitudinales des neutrinos, commençons par écrire la conservation de la quadri-impulsion du quark top :

$$\begin{aligned} m_{top}^2 &= (p_l + p_b + p_\nu)^2 = (p_l + p_b)^2 + 2(p_l + p_b) \cdot p_\nu \\ &= (p_l + p_b)^2 + 2(E_l + E_b)E_\nu - 2(\vec{p}_l + \vec{p}_b) \cdot \vec{p}_\nu \end{aligned} \quad (\text{B.73})$$

ce qui peut s'écrire :

$$\frac{1}{2} (m_{top}^2 - (p_l + p_b)^2) + (p_{xl} + p_{xb})p_{x\nu} + (p_{yl} + p_{yb})p_{y\nu} + (p_{zl} + p_{zb})p_{z\nu} = (E_l + E_b) \sqrt{p_{x\nu}^2 + p_{y\nu}^2 + p_{z\nu}^2} . \quad (\text{B.74})$$

On pose alors :

$$A = \frac{1}{2} (m_{top}^2 - (p_l + p_b)^2) + (p_{xl} + p_{xb})p_{x\nu} + (p_{yl} + p_{yb})p_{y\nu} \quad (\text{B.75})$$

et l'équation B.74 peut s'écrire :

$$(A + (p_{zl} + p_{zb})p_{z\nu})^2 = (E_l + E_b)^2 (p_{x\nu}^2 + p_{y\nu}^2 + p_{z\nu}^2) \quad (\text{B.76})$$

soit :

$$A^2 - (E_l + E_b)^2 (p_{x\nu}^2 + p_{y\nu}^2) + 2A(p_{zl} + p_{zb})p_{z\nu} + ((p_{zl} + p_{zb})^2 - (E_l + E_b)^2) p_{z\nu}^2 = 0 . \quad (\text{B.77})$$

Si on pose à présent :

$$\begin{aligned} B &= \frac{2A(p_{zl} + p_{zb})p_{z\nu}}{(p_{zl} + p_{zb})^2 - (E_l + E_b)^2} \\ C &= \frac{A^2 - (E_l + E_b)^2 (p_{x\nu}^2 + p_{y\nu}^2)}{(p_{zl} + p_{zb})^2 - (E_l + E_b)^2} , \end{aligned} \quad (\text{B.78})$$

on obtient l'équation du second degré $p_{z\nu}^2 + Bp_{z\nu} + C = 0$, dont les deux solutions sont :

$$p_{z\nu} = \frac{-B \pm \sqrt{B^2 - 4C}}{2}. \quad (\text{B.79})$$

Enfin, l'énergie des deux partons incidents est donnée par :

$$E_{\pm} = \frac{1}{2} (E_{bl+\nu\bar{bl}\bar{\nu}} \pm p_{bl+\nu\bar{bl}\bar{\nu}}^z). \quad (\text{B.80})$$

La résolution de l'équation du second degré peut mener à des solutions non physiques. Ceci peut être vérifié par le fait que l'énergie des deux partons doit bien être inférieure à l'énergie des faisceaux.

B.5 Calcul du déterminant de la matrice jacobienne

Le changement de variables effectué lors du calcul de l'intégrale 6.2 nécessite d'introduire le déterminant de la matrice jacobienne J résultante de ce changement de variable. Pour un changement des variables $|\vec{p}_{b1}|, |\vec{p}_{b2}|, p_{x\nu_1}, p_{y\nu_1}, p_{z\nu_1}, p_{z\nu_2}$ aux variables $m_{top1}^2, m_{top2}^2, |\vec{p}_{b1}|, |\vec{p}_{b2}|, \Delta p_{x\nu} = p_{x\nu_1} - p_{x\nu_2}, \Delta p_{y\nu} = p_{y\nu_1} - p_{y\nu_2}$, le jacobien s'écrit :

$$\det(J) = \det \begin{pmatrix} \frac{\partial |\vec{p}_{b1}|}{\partial |\vec{p}_{b1}|} & \frac{\partial |\vec{p}_{b2}|}{\partial |\vec{p}_{b1}|} & \frac{\partial (p_{x\nu_1} - p_{x\nu_2})}{\partial |\vec{p}_{b1}|} & \frac{\partial (p_{y\nu_1} - p_{y\nu_2})}{\partial |\vec{p}_{b1}|} & \frac{\partial m_{top1}^2}{\partial |\vec{p}_{b1}|} & \frac{\partial m_{top2}^2}{\partial |\vec{p}_{b1}|} \\ \frac{\partial |\vec{p}_{b1}|}{\partial |\vec{p}_{b2}|} & \frac{\partial |\vec{p}_{b2}|}{\partial |\vec{p}_{b2}|} & \frac{\partial (p_{x\nu_1} - p_{x\nu_2})}{\partial |\vec{p}_{b2}|} & \frac{\partial (p_{y\nu_1} - p_{y\nu_2})}{\partial |\vec{p}_{b2}|} & \frac{\partial m_{top1}^2}{\partial |\vec{p}_{b2}|} & \frac{\partial m_{top2}^2}{\partial |\vec{p}_{b2}|} \\ \frac{\partial |\vec{p}_{b1}|}{\partial p_{x\nu_1}} & \frac{\partial |\vec{p}_{b2}|}{\partial p_{x\nu_1}} & \frac{\partial (p_{x\nu_1} - p_{x\nu_2})}{\partial p_{x\nu_1}} & \frac{\partial (p_{y\nu_1} - p_{y\nu_2})}{\partial p_{x\nu_1}} & \frac{\partial m_{top1}^2}{\partial p_{x\nu_1}} & \frac{\partial m_{top2}^2}{\partial p_{x\nu_1}} \\ \frac{\partial |\vec{p}_{b1}|}{\partial p_{y\nu_1}} & \frac{\partial |\vec{p}_{b2}|}{\partial p_{y\nu_1}} & \frac{\partial (p_{x\nu_1} - p_{x\nu_2})}{\partial p_{y\nu_1}} & \frac{\partial (p_{y\nu_1} - p_{y\nu_2})}{\partial p_{y\nu_1}} & \frac{\partial m_{top1}^2}{\partial p_{y\nu_1}} & \frac{\partial m_{top2}^2}{\partial p_{y\nu_1}} \\ \frac{\partial |\vec{p}_{b1}|}{\partial p_{z\nu_1}} & \frac{\partial |\vec{p}_{b2}|}{\partial p_{z\nu_1}} & \frac{\partial (p_{x\nu_1} - p_{x\nu_2})}{\partial p_{z\nu_1}} & \frac{\partial (p_{y\nu_1} - p_{y\nu_2})}{\partial p_{z\nu_1}} & \frac{\partial m_{top1}^2}{\partial p_{z\nu_1}} & \frac{\partial m_{top2}^2}{\partial p_{z\nu_1}} \\ \frac{\partial |\vec{p}_{b1}|}{\partial p_{z\nu_2}} & \frac{\partial |\vec{p}_{b2}|}{\partial p_{z\nu_2}} & \frac{\partial (p_{x\nu_1} - p_{x\nu_2})}{\partial p_{z\nu_2}} & \frac{\partial (p_{y\nu_1} - p_{y\nu_2})}{\partial p_{z\nu_2}} & \frac{\partial m_{top1}^2}{\partial p_{z\nu_2}} & \frac{\partial m_{top2}^2}{\partial p_{z\nu_2}} \end{pmatrix} \quad (\text{B.81})$$

$$= \det \begin{pmatrix} 1 & 0 & \frac{\partial (p_{x\nu_1} - p_{x\nu_2})}{\partial |\vec{p}_{b1}|} & \frac{\partial (p_{y\nu_1} - p_{y\nu_2})}{\partial |\vec{p}_{b1}|} & \frac{\partial m_{top1}^2}{\partial |\vec{p}_{b1}|} & \frac{\partial m_{top2}^2}{\partial |\vec{p}_{b1}|} \\ 0 & 1 & \frac{\partial (p_{x\nu_1} - p_{x\nu_2})}{\partial |\vec{p}_{b2}|} & \frac{\partial (p_{y\nu_1} - p_{y\nu_2})}{\partial |\vec{p}_{b2}|} & \frac{\partial m_{top1}^2}{\partial |\vec{p}_{b2}|} & \frac{\partial m_{top2}^2}{\partial |\vec{p}_{b2}|} \\ 0 & 0 & 2 & 0 & \frac{\partial m_{top1}^2}{\partial p_{x\nu_1}} & \frac{\partial m_{top2}^2}{\partial p_{x\nu_1}} \\ 0 & 0 & 0 & 2 & \frac{\partial m_{top1}^2}{\partial p_{y\nu_1}} & \frac{\partial m_{top2}^2}{\partial p_{y\nu_1}} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{\partial m_{top1}^2}{\partial p_{z\nu_1}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{\partial m_{top2}^2}{\partial p_{z\nu_2}} \end{pmatrix} \quad (\text{B.82})$$

$$= 4 \frac{\partial m_{top1}^2}{\partial p_{z\nu_1}} \frac{\partial m_{top2}^2}{\partial p_{z\nu_2}}. \quad (\text{B.83})$$

Les valeurs des dérivées partielles sont alors calculées en écrivant la masse invariante

du quark top :

$$\begin{aligned} m_{top}^2 &= (p_b + p_l + p_\nu)^2 \\ &= (p_b + p_l)^2 + 2(E_b + E_l)E_\nu - 2(\vec{p}_b + \vec{p}_l) \cdot \vec{p}_\nu . \end{aligned} \quad (\text{B.84})$$

On en déduit alors la valeur des dérivées partielles recherchées :

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_{top}^2}{\partial p_{z\nu}} &= 2(E_b + E_l) \frac{\partial E_\nu}{\partial p_{z\nu}} - 2(p_{zb} + p_{zl}) \\ &= 2(E_b + E_l) \frac{p_{z\nu}}{E_\nu} - 2(p_{zb} + p_{zl}) . \end{aligned} \quad (\text{B.85})$$

Résumé

Le modèle standard de la physique des particules est une théorie décrivant les constituants élémentaires de la matière et leurs interactions. Le quark top est la particule élémentaire la plus lourde décrite par ce modèle et sa masse en est l'un des paramètres libres. La mesure de cette masse permet notamment de contraindre la masse du boson de Higgs. Il ne peut actuellement être observé directement qu'auprès des deux détecteurs situés autour du TeVatron. Cet accélérateur proton-antiproton fournit une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s}=1,96$ TeV. Lors de cette thèse, les données du Run IIb prises par le détecteur DØ entre juin 2006 et août 2007 (environ 1 fb^{-1}) ont été analysées. Le quark top est produit très majoritairement par paires et se désintègre dans presque 100% des cas en un boson W et un quark bottom. Dans l'état final étudié, l'un des bosons W se désintègre en un électron et un neutrino, l'autre en un muon et un neutrino. Un tel état final requiert de bien maîtriser la précision de mesure de l'impulsion transverse des muons. L'étude des événements contenant un Z et un J/ψ se désintégrant en deux muons a permis d'ajuster cette précision dans les événements simulés à celle mesurée dans les données. Lors de l'analyse, 77 événements top-antitop dans le canal électron-muon ont été sélectionnés pour effectuer la mesure de la masse du quark top avec une méthode basée sur l'intégration par Monte Carlo de l'élément de matrice décrivant la création d'une paire top-antitop et sa désintégration en un électron et un muon. La valeur obtenue pour la masse du quark top est $m_{top} = 172,2 \pm 4,2 \text{ (stat)} \pm 2,5 \text{ (syst)} \text{ GeV}$.

Abstract

The Standard Model of particle physics is a theory that describes the elementary components of matter and their interactions. The top quark is the heaviest elementary particle described by this model and its mass is one of its free parameters. The measurement of this mass constrains the Higgs boson mass. At the moment of this study, it can be observed only with the two detectors located around the TeVatron which collides protons and antiprotons at a centre of mass energy of $\sqrt{s}=1.96$ TeV. In this thesis, the Run IIb data collected by the DØ detector between June 2006 and August 2007 (around 1 fb^{-1}) have been analysed. The top quark is mainly produced by pairs and it decays in almost 100% of the time into a W boson and a bottom quark. In the final state studied here, one of the W boson decays into an electron and a neutrino and the second one into a muon and a neutrino. Such a final state requires to control tightly the muon transverse momentum precision measurement. Events containing Z and J/ψ decaying into two muons have been studied to adjust the momentum precision in simulated events to the one observed in data. During the analysis, 77 top-antitop events have been selected in the electron-muon channel to determine the top quark mass with a method based on the Monte Carlo integration of the matrix element describing the production of a top-antitop pair decaying into an electron and a muon. This yields a top quark mass value of $m_{top} = 172.2 \pm 4.2 \text{ (stat)} \pm 2.5 \text{ (syst)} \text{ GeV}$.