UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE
UFR 925 de Physique fondamentale et appliquée

THESE

pour l'obtention du diplôme de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE
Constituants élémentaires - Systèmes complexes

présentée par

Solène Théry

Mesure de la section efficace de production de paires de quarks top auprès de l'expérience DØ au Tevatron et détermination de la masse du quark top à l'aide de cette mesure

soutenance le 21 juin 2010 devant la commission d'examen composée de

Mme	F.	Badaud	
Mme	U.	Bassler	(directrice de thèse)
M.	M.	Cacciari	(directeur de thèse)
M.	J.	Chauveau	
M.	F.	Déliot	(encadrant)
M.	A.	Lucotte	(rapporteur)
M.	P.	Slavich	
M.	R.	Wallny	(rapporteur)

Merci à tous.

Table des matières

Introduction **9**

1 Le Modèle Standard **11**
1.1 Les constituants élémentaires de la matière et leurs interactions 13
1.2 Les symétries de jauge 14
1.2.1 Un peu d'histoire 14
1.2.2 Théorie de jauge et l'exemple de l'Electrodynamique Quantique . . 15
1.3 Lagrangien du Modèle Standard 18
1.3.1 L'interaction forte 18
1.3.2 Le secteur électrofaible 18
1.3.3 Le mécanisme de Higgs 21
1.4 Renormalisation 24
1.5 Calcul de section efficace en Chromodynamique Quantique 29
1.5.1 Le théorème de factorisation 29
1.5.2 Traitement perturbatif : le calcul de section efficace partonique et la gerbe partonique 31
1.5.3 Traitement non perturbatif : l'hadronisation et les fonctions de densité de partons (PDFs) 33
1.5.3.1 L'hadronisation 33
1.5.3.2 Les fonctions de densité des partons : PDFs. 35

2 Le quark top **41**
2.1 Le quark top : son rôle dans le Modèle Standard 43
2.2 Mode de production par paires et de désintégration 47
2.2.1 Production $t\bar{t}$ par interaction forte 47
2.2.2 Section efficace aux ordres supérieurs 49
2.2.3 Mode de désintégration 53
2.3 Modélisation des événements $t\bar{t}$ 55
2.4 Mesure directe de la masse du quark top 56
2.4.1 La méthode des gabarits 57
2.4.2 La méthode de l'élément de matrice 61
2.5 Discussion sur la définition de la masse du quark top 63
2.5.1 Aspects théoriques sur la masse d'un quark libre 63
2.5.2 Quelle masse mesure-t-on ? 66

3 Dispositif expérimental : le Tevatron et le détecteur DØ 73
3.1 Fermilab et le Tevatron . . . 75
3.1.1 Création du faisceau de protons . . . 76
3.1.2 L'injecteur principal et le recycleur . . . 77
3.1.3 Création du faisceau d'antiprotons . . . 78
3.1.4 Le Tevatron . . . 79
3.1.5 Le cycle de fonctionnement . . . 80
3.2 Le détecteur DØ . . . 80
3.2.1 Le système de coordonnées . . . 82
3.2.2 Les trajectographes . . . 83
3.2.3 Les détecteurs de pieds de gerbes . . . 86
3.2.4 Le calorimètre . . . 87
3.2.5 Le système de détection des muons . . . 91
3.3 La luminosité . . . 94
3.4 Le système de déclenchement . . . 97

4 Identification et reconstruction des objets détectés dans DØ 105
4.1 Reconstruction des traces . . . 107
4.2 Reconstruction des vertex . . . 108
4.3 Reconstruction des jets . . . 110
4.3.1 L'algorithme de cône . . . 110
4.3.2 Formation des tours calorimétriques . . . 110
4.3.3 Formation des pré-amas . . . 111
4.3.4 Formation des jets . . . 111
4.3.5 Identification des jets hadroniques . . . 112
4.3.6 Etalonnage de l'énergie des jets (JES) . . . 113
4.4 Reconstruction des électrons . . . 119
4.5 Reconstruction des muons . . . 121
4.6 Reconstruction de l'énergie transverse manquante . . . 123

5 Etude d'efficacités de coupures pour l'identification des muons 127
5.1 Etude de la coupure sur le temps détecté par les scintillateurs pour la diminution de la contamination des muons cosmiques . . . 129
5.1.1 Sélection des données . . . 130
5.1.1.1 Création de l'échantillon de signal . . . 130
5.1.1.2 Création de l'échantillon de muons cosmiques . . . 131
5.1.2 Qualité de l'échantillon de muons cosmiques . . . 134
5.1.3 Etude des coupures en temps des scintillateurs . . . 135
5.2 Etude de la coupure portant sur l'ajustement des traces centrales . . . 137
5.2.1 Sélection de données . . . 137
5.2.1.1 Création de l'échantillon de signal . . . 139
5.2.1.2 Création de l'échantillon de mauvaises traces . . . 139
5.2.2 Qualité de l'échantillon de mauvaises traces . . . 140
5.2.3 Etude de la coupure sur l'ajustement des traces . . . 142
5.2.4 Etude de la dépendance en luminosité instantanée . . . 143

6 Mesure de la section efficace de production de paires de quarks top-antitop dans le canal électron-muon **151**
6.1 Les données et les processus simulés . . . 154
6.1.1 Les données . . . 154
6.1.2 Les processus simulés . . . 155
6.2 Déclenchement sur les événements $t\bar{t} \to e\mu b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ . . . 159
6.3 Sélection des événements top-antitop . . . 161
6.4 Corrections particulières appliquées aux objets simulés . . . 166
6.4.1 Correction de la résolution en énergie des leptons . . . 166
6.4.2 Correction de l'efficacité d'identification des leptons . . . 169
6.4.3 Echelle en énergie, résolution et identification des jets . . . 170
6.5 Evaluation des bruits de fond instrumentaux . . . 173
6.5.1 Les électrons mal identifiés . . . 173
6.5.2 Les muons mal identifiés . . . 178
6.6 Résultats . . . 180
6.7 Erreurs sur la mesure . . . 187
6.8 Conclusion . . . 203

7 Détermination de la masse du quark top à partir des mesures de sections efficaces **209**
7.1 Extraction de la masse du quark top à partir de la section efficace $t\bar{t}$ . . . 211
7.1.1 Mesure indirecte de la masse . . . 211
7.1.2 Principe de l'extraction . . . 212
7.1.3 Résultats . . . 218
7.1.4 Contribution des différentes incertitudes . . . 220
7.2 Etude du rapport de la section efficace de production de quarks top et du boson Z . . . 221
7.2.1 Corrélations liées aux fonctions de densité de partons au Tevatron . 221
7.2.2 Corrélations liées aux échelles de factorisation et de renormalisation au Tevatron . . . 222
7.2.2.1 Corrélation de l'incertitude liée à la valeur de l'échelle de renormalisation . . . 223
7.2.2.2 Corrélation de l'incertitude liée à la valeur de l'échelle de factorisation . . . 223
7.2.3 Combinaison des incertitudes . . . 225
7.3 Conclusion . . . 227

Conclusion **231**

Résumé **233**

Introduction

La découverte en 1995 du quark top par les expériences DØ et CDF avec une masse compatible avec les ajustements électrofaibles a constitué l'une des grandes confirmations de la validité du Modèle Standard. Depuis, les mesures des différentes propriétés du quark top n'ont cessé de s'améliorer jusqu'à devenir des mesures de précision. Ainsi à l'heure actuelle, la masse du quark top est connue à mieux que 1%.

Ce manuscrit présente la mesure de la section efficace de production de paires de quark top-antitop dans le canal dileptonique électron-muon. Celle-ci a été effectuée à l'aide des données fournies par le collisionneur $p\bar{p}$ Tevatron et détectées par l'expérience DØ. Cet échantillon correspond à une luminosité intégrée de $4,3$ fb^{-1}. A partir de cette mesure, une méthode d'extraction de la masse du quark top est présentée afin de proposer une méthode alternative à la mesure directe. En effet, la précision élevée sur la mesure directe de la masse du quark top a conduit à un questionnement sur la définition du paramètre mesuré et au développement de méthodes alternatives de mesures.

Le chapitre 1 rappelle la structure du Modèle Standard. Une partie est axée sur le calcul des sections efficaces en Chromodynamique Quantique afin de comprendre la provenance des incertitudes théoriques sur de tels calculs.

Le chapitre 2 présente plus précisemment la physique du quark top. Après un bref historique de sa découverte, les modes de production et de désintégration sont développés. Le reste du chapitre s'intéresse aux mesures directes de la masse du quark top : deux méthodes de mesure sont décrites et une discussion est menée sur la définition de la masse mesurée.

Les chapitres 3 et 4 décrivent le dispositif expérimental d'accélération et de détection à Fermilab ainsi que les méthodes de reconstruction et d'identification des différents objets détectés par DØ.

Le chapitre 5 décrit les deux études effectuées pour l'optimisation de l'identification des muons. La première s'intéresse à la diminution de la contamination des muons cosmiques et la deuxième à l'efficacité de reconstruction des traces des muons.

Le chapitre 6 présente la mesure de la section efficace de production de paires de quarks top dans le canal dileptonique électron-muon. La sélection des données et des échantillons simulés est décrite ainsi que les différentes corrections apportées à la simulation afin de décrire parfaitement les effets du détecteur. La mesure finale est ensuite présentée et les différentes erreurs systématiques décrites.

Le chapitre 7 décrit une méthode alternative de mesure de la masse du quark top à partir de la mesure de la section efficace effectuée au chapitre précédent et de la section efficace théorique. Une étude approfondie des différents paramètres de la méthode ainsi que de la contribution des différentes erreurs théoriques et expérimentales à l'erreur sur la masse extraite sont présentées. Afin d'étudier la possibilité de diminuer cette erreur, les corrélations théoriques entre la section efficace de production du quark top et du boson Z ont été étudiées.

Chapitre 1

Le Modèle Standard

Sommaire

1.1 Les constituants élémentaires de la matière et leurs interactions 13
1.2 Les symétries de jauge 14
1.2.1 Un peu d'histoire 14
1.2.2 Théorie de jauge et l'exemple de l'Electrodynamique Quantique 15
1.3 Lagrangien du Modèle Standard 18
1.3.1 L'interaction forte 18
1.3.2 Le secteur électrofaible 18
1.3.3 Le mécanisme de Higgs 21
1.4 Renormalisation 24
1.5 Calcul de section efficace en Chromodynamique Quantique . 29
1.5.1 Le théorème de factorisation 29
1.5.2 Traitement perturbatif : le calcul de section efficace partonique et la gerbe partonique 31
1.5.3 Traitement non perturbatif : l'hadronisation et les fonctions de densité de partons (PDFs) 33
1.5.3.1 L'hadronisation 33
1.5.3.2 Les fonctions de densité des partons : PDFs. 35

Le Modèle Standard [1] est le cadre théorique qui permet de décrire les composants les plus élémentaires de la matière et leurs interactions. Ce modèle est construit à partir du formalisme de la théorie quantique des champs et de la relativité restreinte et est basé sur le groupe de symétrie de jauge $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Les bases de cette théorie sont tout d'abord rappelées dans ce chapitre avec la présentation des symétries de jauge et la construction progressive du lagrangien du Modèle Standard. La théorie de jauge $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ne prédit cependant que des particules sans masse ; ceci étant contraire aux observations expérimentales. Le mécanisme de Higgs, introduisant un nouveau champ, est pour le moment le mécanisme privilégié pour expliquer la masse des particules tout en conservant les symétries de jauge et sera décrit ensuite. Une fois ce mécanisme ajouté, il est possible d'écrire le lagrangien final du Modèle Standard. Ce lagrangien permet le calcul des grandeurs physiques (comme les sections efficaces) grâce à des développements perturbatifs. Pour que ces calculs soient possibles, des outils théoriques tels que la renormalisation et le théorème de factorisation sont nécessaires. Ces outils seront présentés en fin de ce chapitre afin de montrer comment ils gèrent les divergences apparaissant dans la théorie pour pouvoir conserver l'approche perturbative.

1.1 Les constituants élémentaires de la matière et leurs interactions

Les particules du Modèle Standard peuvent être séparées en deux grandes familles en fonction de leur spin. Les fermions, de spin demi-entier, sont les particules qui constituent la matière. Ils sont constitués des quarks et des leptons et divisés en trois générations (la première correspond aux constituants de la matière ordinaire). Leurs principales caractéristiques sont résumées dans les tableaux 1.1 et 1.2.

Génération	Saveur	Masse (GeV)	Charge
$1^{\text{ère}}$	e (électron)	$(0,510998910 \pm 0,000000013) \times 10^{-3}$	-1
	ν_e(neutrino électronique)	$< 2 \times 10^{-9}$	0
$2^{\text{ème}}$	μ (muon)	$(105,658367 \pm 0,000004 \times 10^{-3})$	-1
	ν_μ(neutrino muonique)	$< 1,9 \times 10^{-4}$	0
$3^{\text{ème}}$	τ (tau)	$(1776,84 \pm 0,17) \times 10^{-3}$	-1
	ν_τ(neutrino tauonique)	$< 1,8 \times 10^{-2}$	0

Tableau 1.1 – Propriétés des leptons [2].

Tous les fermions sont sensibles à l'interaction électro-faible. Les quarks, contrairement aux leptons, sont également sensibles à l'interaction forte et ne sont pas observables à l'état libre : ils sont confinés dans les hadrons. Seul le quark top dont le temps de vie est plus faible ($\tau_t \sim 10^{-25}$s) que le temps nécessaire pour l'hadronisation ($\tau_{had} \sim 10^{-24}$s), peut être étudié directement.

Les bosons vecteurs, de spin 1, véhiculent les différentes interactions. Les interactions décrites par le Modèle Standard sont au nombre de trois :

– l'interaction forte, qui est à l'origine de la cohérence des nucléons et des noyaux ;

Génération	Saveur	Masse (GeV)	Charge
$1^{\text{ère}}$	u (up)	$2,55^{+0,75}_{-1,05} \times 10^{-3}$	2/3
	d (down)	$5,04^{+0,96}_{-1,54} \times 10^{-3}$	$-1/3$
$2^{\text{ème}}$	c (charm)	$1,27^{+0,07}_{-0,11}$	2/3
	s (strange)	$105^{+25}_{-35} \times 10^{-3}$	$-1/3$
$3^{\text{ème}}$	t (top)	$173,1^{+1,3}_{-1,3}$	2/3
	b (bottom)	$4,20^{+0,17}_{-0,07}$	$-1/3$

Tableau 1.2 – Propriétés des quarks [2]. Les masses des quarks sont données pour le schéma de renormalisation $\overline{\text{MS}}$ (voir le paragraphe 1.4) sauf pour le quark top où la masse donnée est celle mesurée de manière directe : elle est proche de la masse au pôle (voir le paragraphe 2.5).

– l'interaction faible, qui est à l'origine notamment de la radioactivité β des noyaux ;
– l'interaction électromagnétique, qui intervient entre deux particules portant une charge électrique.

Le tableau 1.3 présente les différents bosons médiateurs de ces interactions ainsi que leur portée.

Interaction	**Boson** (masse en GeV)	**Portée**
Interaction forte	8 gluons (nulle)	$\sim 10^{-2}$ fm
Interaction faible	Z^0 (91.2 GeV) $W^{\pm}$(80.4 GeV)	Quelques fm
Interaction électromagnétique	Photon (nulle)	Infinie

Tableau 1.3 – Interactions et bosons médiateurs.

A chaque particule est associée une antiparticule, de masse identique mais dont tous les nombres quantiques sont opposés. Le Modèle Standard postule enfin l'existence d'un boson scalaire, appelé boson de Higgs, nécessaire au mécanisme de génération des masses par le mécanisme du même nom qui sera présenté plus tard dans ce chapitre.

L'interaction gravitationnelle n'est pas décrite par le Modèle Standard. Il n'existe pas de théorie quantique renormalisable permettant de la décrire pour le moment.

1.2 Les symétries de jauge

1.2.1 Un peu d'histoire

Le fait que le Modèle Standard soit un modèle basé sur le groupe de symétrie $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ n'est pas en soi quelque chose d'évident dans la mesure où les symétries sont présentées ici comme un principe à la base de la théorie. Il faut rappeler que les symétries en physique ont été en premier lieu purement descriptives. La meilleure illustration en est la classification des cristaux au XIX^e siècle suivant la symétrie présentée par le réseau cristallin. En 1894, Pierre Curie change un peu de point de vue sur les symétries

en établissant le principe qui porte son nom [3] dans lequel il relie les symétries des causes et des conséquences en affirmant qu'un phénomène est au moins aussi symétrique que sa cause. Ainsi en électrostatique, les symétries de la distribution de charges contraignent les propriétés du champ électrique produit par cette distribution. Par exemple, si la source est invariante par translation suivant l'axe z alors le champ électrique ne dépend pas de z.

Ainsi jusque là, les symétries ne sont jamais utilisées pour décrire les lois physiques fondamentales alors que ces dernières en sont des conséquences : pour exemple, la loi fondamentale de la dynamique de Newton est une conséquence de l'invariance galiléenne et du principe de moindre action. L'utilisation des symétries comme principe à la base d'une théorie ne commence à apparaître qu'au début du XX^e siècle où l'invariance par translation locale guidera Einstein vers une formulation de la relativité générale [4]. En physique des particules, elles seront pleinement utilisées par Yang et Mills dans les années 1950 [5] qui ont compris que les symétries d'une théorie peuvent être utilisées de manière constructive et non plus descriptive : la physique décrivant une interaction fondamentale peut être construite à l'aide d'un groupe de symétrie dont elle découle. Cela conduira dans les années 1960 à la construction du Modèle Standard [6].

Une autre propriété importante des symétries est que leur existence implique une grandeur conservée d'après le théorème dû à A.E. Noether en 1918 [7]. Ainsi, l'invariance par translation correspond à la conservation de l'impulsion du système ou bien l'invariance par rotation conduit à la conservation du moment cinétique du système. Cette propriété est aussi étroitement liée à la dynamique possible pour un système physique donné : par exemple, la dynamique a priori ératique d'un gaz respecte à chaque instant la conservation de l'énergie du système. Ainsi les symétries et les conservations qu'elles impliquent peuvent être utilisées pour déterminer la dynamique d'un système. Dans le cadre de la physique des particules, les particules sont caractérisées par des nombres quantiques (charge électrique, isospin, ...) qui sont conservés par certaines interactions. Ces conservations sont liées à des symétries qui sont dites internes car elles ne modifient pas l'espace-temps mais les nombres quantiques internes de l'objet physique.

1.2.2 Théorie de jauge et l'exemple de l'Electrodynamique Quantique

Les symétries jouent un rôle central dans la construction d'une théorie susceptible de décrire le comportement des particules élémentaires et leurs interactions. Cette théorie doit être quantique (vue la taille des particules) et relativiste (vue l'énergie des particules). Le formalisme nous permettant de traduire le plus facilement les symétries et en particulier la symétrie relativiste, et d'en déduire la dynamique est le formalisme lagrangien. Dans le cadre de la physique des particules, les variables dont dépend le lagrangien sont des champs dont l'amplitude dépend du vecteur position $\overrightarrow{x}$ et du temps t, noté x^μ :

$$\mathcal{L}\left(\phi, \frac{\partial \phi}{\partial x_\mu}, x^\mu\right) \tag{1.1}$$

où le champ ϕ est lui-même une fonction du paramètre continu x_μ et $\mathcal{L}$ est la densité lagrangienne liée au lagrangien L par : $L = \int \mathcal{L} d^3x$ où l'intégration est effectuée sur les variables d'espace. L'apparente contradiction à décrire des objets discrets tels que les

particules, par des objets continus, tels que les champs, est résolue par le fait que les particules correspondent à des excitations du champ et non au champ lui-même.

La dynamique du système est alors dérivée de ce lagrangien en appliquant le principe de moindre action : cette dynamique est telle qu'elle rend l'action minimale. L'action S étant définie par :

$$S = \int_{t_i}^{t_f} dt L\Big(\phi, \frac{\partial \phi}{\partial x_\mu}, x^\mu\Big), \tag{1.2}$$

nous obtenons l'équation d'évolution appelée équation d'Euler-Lagrange :

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu}\Big(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial\phi/\partial x_\mu)}\Big) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = 0. \tag{1.3}$$

Il s'agit maintenant de construire un lagrangien possédant les bonnes symétries à savoir celles permettant de décrire une particule en interaction. Commençons par le cas simple d'une particule sans interaction. La particule et son antiparticule, toutes les deux de masse m et de spin 1/2, sont décrites par un bi-spineur ψ à 4 composantes :

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}$$

où ψ_1 et ψ_2 sont les spineurs à deux composantes de la particule et de son antiparticule.

La dynamique de la particule doit respecter l'invariance de Lorentz : elle doit être indépendante du référentiel galiléen choisi. Le lagrangien d'une particule libre de spin 1/2, appelé lagrangien de Dirac, s'écrit :

$$\mathcal{L} = \underbrace{i\overline{\psi}\gamma_\mu\partial^\mu\psi}_{\text{terme cinétique}} - \underbrace{m\overline{\psi}\psi}_{\text{terme de masse}} . \tag{1.4}$$

Les matrices γ_μ sont des matrices 4×4 définies à partir des matrices de Pauli :

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix}. \tag{1.5}$$

Le lagrangien est composé de deux termes : un terme décrivant la cinétique de la particule et un terme correspondant à la masse de la particule. Si nous nous intéressons aux symétries sous lesquelles ce lagrangien reste invariant, il est évident que la transformation globale de phase du champ $\psi(x) \to e^{i\alpha}\psi(x)$ (et donc $\overline{\psi}(x) \to e^{-i\alpha}\overline{\psi}(x)$) satisfait ce critère. La famille de transformations $U(\alpha) \equiv e^{i\alpha}$ où l'unique paramètre α peut varier de façon continue sur l'ensemble des réels forme un groupe abélien unitaire[1] appelé U(1). A cette symétrie est associée, d'après le théorème de Noether, une quantité conservée : la charge électrique dans le cas de l'Electrodynamique Quantique.

Généralisons la transformation précédente en considérant :

$$\psi(x) \to e^{i\alpha(x)}\psi(x). \tag{1.6}$$

Le paramètre α dépend maintenant de l'espace et du temps : cette symétrie est appelée symétrie locale ou encore symétrie de jauge.

[1]Il s'agit d'un groupe au sens mathématique du terme. Abélien signifie que les différents éléments du groupe commutent entre eux et unitaire signifie $U^\dagger U = 1$.

Le lagrangien n'est plus invariant sous la transformation considérée en raison de l'apparition d'un deuxième terme dans la transformation de la dérivée du champ :

$$\partial_\mu \psi \rightarrow e^{i\alpha(x)} \partial_\mu \psi + i e^{i\alpha(x)} \psi \partial_\mu \alpha. \tag{1.7}$$

L'invariance de jauge pourrait cependant être conservée si nous introduisons une nouvelle dérivée D_μ, appelée dérivée covariante, qui serait invariante sous la transformation de jauge :

$$D_\mu \psi \rightarrow e^{i\alpha(x)} D_\mu \psi. \tag{1.8}$$

Pour cela, un nouveau champ vecteur A_μ doit être introduit afin de compenser exactement le terme non désiré. La dérivée covariante est alors définie par :

$$D_\mu \equiv \partial^\mu - ieA_\mu \tag{1.9}$$

où e est une constante de couplage et A_μ se transforme suivant :

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha. \tag{1.10}$$

L'invariance du lagrangien est alors vérifiée par remplacement de la dérivée ∂_μ par D_μ :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= i\overline{\psi}\gamma^\mu D_\mu \psi - m\overline{\psi}\psi & (1.11) \\ &= \underbrace{\overline{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi}_{\text{particule libre}} + \underbrace{e\overline{\psi}\gamma^\mu \psi A_\mu}_{\text{couplage au champ } A_\mu} . & (1.12) \end{aligned}$$

Ainsi le fait de demander l'invariance de jauge locale conduit à l'introduction d'un nouveau champ vecteur A_μ, appelé champ de jauge, qui se couple aux fermions libres. Le lagrangien ne décrit alors plus des particules libres mais des particules en interaction avec un champ de jauge. Afin que la description d'un système physique comprenant des particules en interaction avec un champ soit complète, il faut ajouter au lagrangien un terme cinétique pour ce nouveau champ. Pour introduire un terme invariant de jauge, il faut faire intervenir le tenseur du champ :

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu, \tag{1.13}$$

ce qui conduit au lagrangien :

$$\mathcal{L} = \underbrace{\overline{\psi} i\gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\overline{\psi}\psi}_{\text{particule libre}} + \underbrace{e\overline{\psi}\gamma^\mu \psi A_\mu}_{\text{interaction}} - \underbrace{\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}}_{\text{cinétique champ}} . \tag{1.14}$$

Il est à remarquer qu'un terme de masse du type $\frac{1}{2} m^2 A_\mu A^\mu$ briserait l'invariance de jauge. La particule décrite par le champ de jauge doit donc être sans masse.

Ce lagrangien est en réalité le lagrangien de l'Electrodynamique Quantique qui décrit l'interaction des fermions avec le photon (décrit par le champ de jauge A_μ) suivant une intensité donnée par la charge électrique e.

Pour résumer, le fait de demander une invariance de jauge locale revient à créer des différences de phases entraînant une physique différente pour des observateurs situés en des points de l'espace différents. Pour conserver l'invariance physique, il est nécessaire d'introduire un nouveau champ auquel se couplent les particules qui correspond au photon dans le cas de l'Electrodynamique Quantique décrit ici.

1.3 Lagrangien du Modèle Standard

Il est possible de généraliser l'étude précédente à des groupes non abéliens tels que SU(2) ou SU(3) : il s'agit de théories de Yang-Mills [5]. Elles permettent de décrire la partie interaction faible et forte de la physique des particules.

1.3.1 L'interaction forte

L'interaction forte est décrite par la théorie appelée Chromodynamique Quantique (QCD). Les hadrons, particules sensibles à l'interaction forte, présentent un spectre tellement large que l'existence d'une structure sous jacente a été proposée en 1963 par Gell-Mann et Zweig : il s'agit des quarks. Le spectre hadronique peut alors être expliqué comme des états liés de quarks de spin 1/2 et de 6 saveurs différentes (u, d, c, s, t, b) dans la mesure où est introduit un nouveau nombre quantique nommé couleur. Il existe trois couleurs différentes pour les quarks, données par analogie aux couleurs primaires : rouge, vert et bleu et seuls des états non colorés sont observables. L'existence de ces trois charges conservées et le fait que seuls des baryons (états liés de trois quarks) et des mésons (états liés d'un quark et d'un antiquark) sont observables, a conduit à baser la description de l'interaction forte sur une symétrie $SU(3)_c$.

La dérivée covariante associée s'écrit :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s T_a G^a_\mu \tag{1.15}$$

où G^a_μ (a=1,..,8) représentent les gluons médiateurs de l'interaction forte, g_s la constante de couplage de cette interaction et T_a les générateurs du groupe $SU(3)_c$.

Le lagrangien décrivant l'interaction forte est alors :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{QCD} &= \overline{\psi} i(D_\mu \gamma^\mu - m)\psi - \frac{1}{4} G^a_{\mu\nu} G^{\mu\nu}_a \\ &= \underbrace{\overline{\psi}(i\partial_\mu \gamma^\mu - m)\psi}_{\text{quark libre}} \underbrace{+ig_s \overline{\psi} T_a G^a_\mu \gamma^\mu \psi}_{\text{couplage quark-gluon}} \underbrace{-\frac{1}{4} G^a_{\mu\nu} G^{\mu\nu}_a}_{\text{gluon libre}}. \end{aligned} \tag{1.16}$$

Le terme cinétique du champ du gluon fait intervenir :

$$G^a_{\mu\nu} = \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu - g_s f^{abc} G^b_\mu G^c_\nu. \tag{1.17}$$

où f^{abc} sont appelés constantes de structure du groupe $SU(3)_c$ et sont définies à partir de la relation : $[T^a,\ T^b] = if^{abc}T^c$. Le dernier terme est nouveau par rapport au groupe $U(1)$: il provient du caractère non abélien du groupe $SU(3)_c$ et se traduit par le couplage des gluons entre eux.

1.3.2 Le secteur électrofaible

L'interaction électrofaible unifie les interactions faible et électromagnétique. La partie électromagnétique peut être décrite à l'aide d'une théorie de jauge basée sur le groupe de symétrie $U(1)$. En ce qui concerne la description de l'interaction faible, plusieurs observations expérimentales sont à considérer pour la construction de la théorie correspondante :

- les bosons $W^{\pm}$ se couplent de la même manière aux quarks u et d et aux leptons e^- et ν_e et il en est de même pour les autres familles de quarks et de leptons ;
- seuls des fermions d'hélicité gauche (ou des antifermions d'hélicité droite) sont produits par interaction faible. Dans le cas de particules de spin non nul, l'hélicité est la projection du spin dans la direction du mouvement. Une particule sera dite d'hélicité gauche si la projection est négative et droite sinon. Elle correspond à la chiralité dans le cas de particules non massives ou de hautes énergies. Dans le cas de particules massives, l'hélicité dépend du référentiel ; ainsi la chiralité lui est préférée car elle correspond à une grandeur équivalente mais invariante de Lorentz : toute particule peut alors se décomposer en une partie de chiralité gauche et une partie de chiralité droite : $\psi = \psi_L + \psi_R = P_L\psi + P_R\psi$ où P_L et P_R sont les projecteurs de chiralité.

Pour tenir compte de ces observations, les fermions de chiralité gauche seront assemblés en doublets et l'interaction faible sera décrite par une théorie de jauge basé sur un groupe de symétrie du type $SU(2)_L$ (L pour *left* en anglais). Les fermions de chiralité droite seront quant à eux décrits sous forme de singlets invariants sous l'interaction faible.

Les leptons, sont décrits par :

$$\psi_{L_l} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad \psi_{R_l} = e^-_R. \tag{1.18}$$

Seuls des neutrinos de chiralité gauche sont formés lors des désintégrations β donc les neutrinos de chiralité droite n'interviennent pas dans cette théorie. Pour les quarks :

$$\psi_{L_q} = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \psi_{R_{q1}} = u_R, \quad \psi_{R_{q2}} = d_R. \tag{1.19}$$

La dérivée covariante associée à ce groupe de jauge est pour les fermions de chiralité gauche :

$$D^L_\mu = \partial_\mu + ig_2\frac{\tau_a}{2}W^a_\mu \tag{1.20}$$

où W^a_μ (a=1, 2 ou 3) représentent les trois bosons de jauge du groupe $SU(2)_L$, g_2 sa constante de couplage et τ_a les générateurs de ce groupe qui sont les matrices de Pauli.

Pour les fermions de chiralité droite :

$$D^R_\mu = \partial_\mu. \tag{1.21}$$

Le lagrangien décrivant l'interaction faible s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{faible} &= \overline{\psi_R} i D^R_\mu \gamma^\mu \psi_R + \overline{\psi_L} i D^L_\mu \gamma^\mu \psi_L - \frac{1}{4} W^a_{\mu\nu} W_a^{\mu\nu} \qquad (1.22)\\ &= \underbrace{\overline{\psi_R}(i\partial_\mu\gamma^\mu)\psi_R}_{\text{fermion droit libre}} \underbrace{+\overline{\psi_L}(i\partial_\mu\gamma^\mu)\psi_L}_{\text{fermion gauche libre}} \underbrace{+ig_2\overline{\psi_L}\frac{\tau_a}{2}W^a_\mu\gamma^\mu\psi_L}_{\text{couplage fermion gauche-boson}} \underbrace{-\frac{1}{4}W^a_{\mu\nu}W_a^{\mu\nu}}_{\text{boson libre}}. \end{aligned}$$

où g_2 est la constante de couplage. L'unification des interactions faible et électromagnétique se fait en considérant le groupe de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ et le lagrangien global s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{electrofaible} &= i\overline{\psi_L}(\partial_\mu\gamma^\mu + ig_2\frac{\tau_a}{2}W^a_\mu\gamma^\mu + ig_1\frac{1}{2}Y_L B_\mu\gamma^\mu)\psi_L + i\overline{\psi_R}(\partial_\mu\gamma^\mu + ig_1\frac{1}{2}Y_R B_\mu\gamma^\mu)\psi_R \\ &\quad -\frac{1}{4}W^a_{\mu\nu}W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}. \qquad (1.23) \end{aligned}$$

où g_1 est la constante de couplage associée à l'interaction qui est véhiculée par le boson de jauge B_μ. Les quatre bosons de jauge W_μ^a et B_μ ne sont pas directement les quatre bosons physiques médiateurs des interactions faible ($W^\pm$ et Z) et électromagnétique A_μ (photon). Ces champs physiques sont une combinaison linéaire des champs de jauge. Les courants chargés s'obtiennent à partir de W_μ^1 et W_μ^2 :

$$\begin{aligned} W_\mu^+ &= (W_\mu^1 - W_\mu^2)/\sqrt{2} \\ W_\mu^- &= (W_\mu^1 + W_\mu^2)/\sqrt{2} \end{aligned} \tag{1.24}$$

et les courants neutres à partir de W_μ^3 et B_μ :

$$\begin{aligned} A_\mu &= \cos\theta_w B_\mu + \sin\theta_w W_\mu^3 \\ Z_\mu &= -\sin\theta_w B_\mu + \cos\theta_w W_\mu^3 \end{aligned} \tag{1.25}$$

où θ_w est appelé l'angle de mélange de Weinberg. Il lie les constantes de couplages de l'interaction faible et électromagnétique suivant :

$$\sin\theta_w = \frac{g_1}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}} \qquad \cos\theta_w = \frac{g_2}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}. \tag{1.26}$$

Enfin, l'invariance sous l'action du groupe $U(1)_Y$ implique la conservation d'une quantité notée Y et appelée hypercharge. Elle est reliée à la charge électrique Q et à l'isospin faible T_3 par la relation de Gell-Man et Nishijima :

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}. \tag{1.27}$$

Le lagrangien du Modèle Standard peut alors être formé en rassemblant les parties forte et électrofaible :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{MS} &= \underbrace{\overline{\psi} i\partial_\mu \gamma^\mu \psi}_{\text{fermion libre}} \\ &\quad \underbrace{+ig_s\overline{\psi}T_a G_\mu^a \gamma^\mu \psi - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}}_{\text{partie forte}} \\ &\quad \underbrace{\overline{\psi_L}(ig_2\frac{\tau_a}{2}W_\mu^a\gamma^\mu + ig_1\frac{1}{2}Y_L B_\mu\gamma^\mu)\psi_L + i\overline{\psi_R}(ig_1\frac{1}{2}Y_R B_\mu\gamma^\mu)\psi_R - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}}_{\text{partie électrofaible}}. \end{aligned} \tag{1.28}$$

A ce stade, ce lagrangien ne contient pas de termes de masse. Les gluons et le photon sont effectivement de masse nulle mais ce n'est pas le cas pour les fermions ni pour les bosons $W^\pm$ et Z de l'interaction faible. Le problème est que l'ajout de termes de masse pour les fermions du type $m\overline{\psi}\psi$, bien qu'il ne brise pas la symétrie $SU(3)_c$, brise la symétrie $SU(2)_L$. De plus, des termes du type $\frac{1}{2}mW_\mu W^\mu$, pouvant rendre massif les bosons de jauge de l'interaction faible, ne sont pas invariants sous la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Une possibilité pourrait être d'abandonner l'invariance de jauge afin de pouvoir introduire ces termes de masse. Cet abandon pose des problèmes théoriques gênant avec comme conséquence que la théorie n'est alors plus nécessairement renormalisable. Il a été nécessaire de pallier ce problème de génération de masse en trouvant un mécanisme différent permettant l'introduction de termes massifs tout en conservant les symétries de jauge : ce mécanisme est connu sous le nom de mécanisme de Higgs.

1.3.3 Le mécanisme de Higgs

La brisure spontanée de symétrie

Il est possible de générer des masses pour les particules grâce à une brisure spontanée de symétrie. Considérons un exemple simple de particules représentées par un champ scalaire complexe $\Phi = (\Phi_1 + i\Phi_2)/\sqrt{2}$ obéissant au lagrangien :

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \Phi)^\dagger (\partial^\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \tag{1.29}$$

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

Ce lagrangien peut être rendu invariant sous la symétrie de jauge U(1) locale par l'introduction d'une dérivé covariante et l'ajout d'un terme décrivant la cinétique du champ d'interaction. Le lagrangien s'écrit alors :

$$\mathcal{L} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \tag{1.30}$$

où :

$$D_\mu \equiv \partial^\mu - ieA_\mu$$

et A_μ se transforme suivant :

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu \alpha(x). \tag{1.31}$$

L'état fondamental de ce système dépend du signe de μ^2. Si $\mu^2 > 0$, le potentiel a alors la forme de gauche de la figure 1.1. L'état fondamental correspond alors à un champ nul et le lagrangien est celui de l'Electrodynamique Quantique pour une particule scalaire de masse μ (en négligeant le terme en Φ^4).

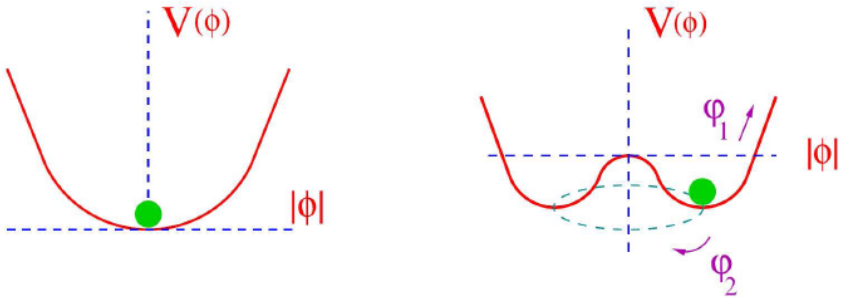


Figure 1.1 – Forme du potentiel du champ de Higgs : à gauche, dans le cas où $\mu^2>0$; à droite, dans le cas où $\mu^2<0$. Dans le cas de droite, l'adoption par le système d'un vide parmi l'infinité de vides possibles entraîne une brisure spontanée de symétrie.

Si $\mu^2 < 0$, le potentiel a alors l'allure représentée sur la figure de droite 1.1, communément appelée « chapeau mexicain ». Il n'y a pas alors un seul état fondamental mais une infinité décrite par un cercle dans le plan (Φ_1, Φ_2) tel que :

$$|\Phi|^2 = \Phi_1^2 + \Phi_2^2 = v^2 \qquad \text{avec} \qquad v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda}. \tag{1.32}$$

L'état fondamental correspond au choix d'un des points du cercle et donc ne respecte plus la symétrie $U(1)$: cette symétrie est spontanément brisée. Afin de s'intéresser au

contenu en particules de cette théorie, nous allons nous centrer sur le voisinage de ce minimum. Sans perte de généralité, nous considérerons un état fondamental sans partie imaginaire : $\Phi_1 = v$ et $\Phi_2 = 0$. Un développement autour de ce minimum peut se faire en substituant :

$$\Phi(x) = \sqrt{\frac{1}{2}}[v + \eta(x)]e^{i\xi(x)} \tag{1.33}$$

où $\eta(x)$ et $\xi(x)$ sont des champs, dans le lagrangien (1.30) et en supposant les fluctuations autour du minimum faibles :

$$\mathcal{L}' = \frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2 - v^2\lambda\eta^2 + \frac{1}{2}e^2v^2A_\mu^2 + \text{autres termes non quadratiques.} \tag{1.34}$$

Le spectre en particules présent dans ce lagrangien se compose alors d'une particule non massive décrite par le champ ξ, d'un scalaire massif η et le plus important d'un boson vecteur massif A_μ. Leurs masses s'expriment :

$$m_\xi = 0, \quad m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2}, \quad m_A = ev.$$

Ainsi la brisure spontanée de symétrie permet de générer une masse pour le boson de jauge de la symétrie U(1). Il fait aussi apparaître une particule massive et une autre non massive appelée boson de Goldstone. Ceci peut s'expliquer par la forme du potentiel car dans la direction du champ ξ, le potentiel est plat et donc les excitations du champ se font sans besoin d'énergie ce qui correspond à une particule non massive. L'apparition de cette particule sans masse est prédite par le théorème de Goldstone [8] qui stipule qu'un scalaire sans masse apparaît quand une symétrie continue est spontanément brisée.

Il est possible de faire disparaître ce boson de Goldstone grâce à la transformation de jauge pour le champ A_μ car le champ $\alpha(x)$ de l'équation (1.31) peut être choisi :

$$A_\mu \to A_\mu + \frac{1}{ev}\partial_\mu \xi(x). \tag{1.35}$$

Le lagrangien s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'' &= \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2 - v^2\lambda\eta^2 + \frac{1}{2}e^2v^2A_\mu^2 - \lambda v\eta^3 - \frac{1}{4}\lambda\eta^4 & (1.36)\\ &\quad + \frac{1}{2}e^2A_\mu^2\eta^2 + ve^2A_\mu^2\eta - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. & (1.37) \end{aligned}$$

Génération des masses des bosons de jauge du Modèle Standard

L'application de ce mécanisme peut se faire dans le cadre du Modèle Standard afin de générer des masses pour les bosons de jauge et pour les fermions. Un champ de Higgs Φ, doublet[2] de $SU(2)_L$, est introduit :

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \Phi^1 \\ \Phi^2 \end{pmatrix}. \tag{1.38}$$

Ce doublet de champs a une hypercharge égale à 1 et est décrit par le lagrangien :

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu\Phi)^\dagger(D^\mu\Phi) - \mu^2\Phi^\dagger\Phi - \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2 \tag{1.39}$$

[2]Un singlet scalaire ne peut donner une masse aux trois états $W^\pm$ et Z.

où :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_2\frac{\tau_a}{2}W_\mu^a + ig_3\frac{Y}{2}B_\mu.$$

Si $\mu^2 < 0$, le doublet aura une valeur moyenne non nulle dans le vide :

$$\langle\Phi\rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}}.$$

Cette valeur n'a pas la symétrie de $SU(2)_L$ mais est invariante sous $U(1)_{em}$. Nous avons donc brisé la symétrie du groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ en $U(1)_{em}$. Afin de déterminer les termes de masses associés aux bosons, il faut étudier le voisinage du minimum en définissant :

$$\Phi(x) = e^{\frac{i}{v}\xi_a(x)\tau_a}\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+\eta(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \tag{1.40}$$

Les champs $\xi_a(x)$ (a=1, 2 ou 3) sont les bosons de Goldstone de masse nulle apparaissant après la brisure de la symétrie continue $SU(2)_L$. En fixant une jauge physique unitaire, nous pouvons réabsorber ces bosons de Goldstone. Si nous introduisons l'expression (1.40) dans le lagrangien (1.46), les masses générées pour les bosons physiques $W^\pm$, Z, A_μ (photon) ainsi que pour le boson scalaire, appelé boson de Higgs, sont :

$$M_{W^\pm} = \frac{g_2 v}{2}, \quad M_Z = \frac{v}{2}\sqrt{g_3^2 + g_2^2}, \quad m_A = 0, \quad m_H = \sqrt{-2\mu^2}. \tag{1.41}$$

Les masses du boson W et Z sont liées par :

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos\theta_W. \tag{1.42}$$

Ainsi le mécanisme de Higgs conduit à la brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ en $U(1)_{em}$ par l'introduction d'un champ scalaire dans le lagrangien auquel est associé un boson massif : le boson de Higgs. Par cette brisure, les bosons de jauge W et Z deviennent massifs ce qui est en accord avec l'expérience. La symétrie $SU(3)_c$ liée à l'interaction forte, est quant à elle, conservée lors de ce mécanisme.

Le boson de Higgs est l'une des particules les plus recherchées auprès des collisioneurs de particules car il permettrait de confirmer ou d'infirmer ce modèle. Sa recherche est d'autant plus difficile que sa masse est un paramètre libre du modèle. Celle-ci peut cependant être contrainte car elle intervient dans les corrections radiatives du propagateur du boson W (voir paragraphe 2.1).

Le secteur des fermions

Pour le moment, seuls les bosons de jauge possèdent une masse grâce au mécanisme de Higgs. Ce dernier permet également de donner une masse aux fermions du Modèle Standard par leurs couplages au boson de Higgs. Il faut pour cela ajouter au lagrangien du Modèle Standard un lagrangien dit de Yukawa qui décrit ces couplages :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -\lambda_e\overline{\psi_{L_l}}\Phi\psi_{R_l} - \lambda_d\overline{\psi_{L_q}}\Phi\psi_{R_{q2}} - \lambda_u\overline{\psi_{L_q}}\Phi_c\psi_{R_{q1}} + \text{conjugué hermitien} \tag{1.43}$$

où les notations pour les champs des leptons et des quarks sont celles définies par les relations (1.18) et (1.19), le champ Φ est le champ de Higgs défini précédemment et

$\Phi_c = i\tau_2\Phi^*$ où τ_2 est une des trois matrices de Pauli. Les λ_i sont appelés couplages de Yukawa. En faisant le même développement que pour les bosons de jauge, les fermions acquièrent une masse donnée par :

$$m_f = \lambda_f \frac{v}{\sqrt{2}}. \tag{1.44}$$

Les couplages de Yukawa traduisent l'intensité du couplage des fermions au boson de Higgs : celui-ci est proportionnel à la masse des fermions. Le quark top étant le plus lourd des fermions, il aura donc le plus grand couplage au boson de Higgs. La valeur du couplage de Yukawa pour le quark top est d'environ 1 : il est possible que le quark top joue un rôle particulier dans la brisure électrofaible.

Le lagrangien final

Pour décrire l'ensemble des interactions faible, forte et électromagnétique, il faut former une théorie quantique et relativiste basée sur les symétries $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Afin de générer les masses des bosons et des fermions, il faut ajouter un champ scalaire de Higgs. Le lagrangien final du Modèle Standard est alors :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{MS} \;=\; & \underbrace{\overline{\psi} i\partial_\mu \gamma^\mu \psi}_{\text{fermion libre}} \\
& \underbrace{+ig_s\overline{\psi}T_a G^a_\mu \gamma^\mu \psi - \frac{1}{4}G^a_{\mu\nu}G^{\mu\nu}_a}_{\text{partie forte}} \\
& \underbrace{\overline{\psi_L}(ig_2\frac{\tau_a}{2}W^a_\mu\gamma^\mu + ig_1\frac{1}{2}Y_L B_\mu\gamma^\mu)\psi_L + i\overline{\psi_R}(ig_1\frac{1}{2}Y_R B_\mu\gamma^\mu)\psi_R - \frac{1}{4}W^a_{\mu\nu}W^{\mu\nu}_a - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}}_{\text{partie électrofaible}}. \\
& \underbrace{+((\partial_\mu + ig_2\frac{\tau_a}{2}W^a_\mu + ig_1\frac{Y}{2}B_\mu)\Phi)^\dagger(\partial_\mu + ig_2\frac{\tau_a}{2}W^a_\mu + ig_1\frac{Y}{2}B_\mu)\Phi) - \mu^2\Phi^\dagger\Phi - \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2}_{\text{partie liée au boson de Higgs}} \\
& \underbrace{-\lambda_e\overline{\psi_{L1}}\Phi\psi_{R1} - \lambda_d\overline{\psi_{L2}}\Phi\psi_{R3} - \lambda_u\overline{\psi_{L2}}\Phi_c\psi_{R2} + \text{conjugué hermitien}}_{\text{couplage des fermions au boson de Higgs}}.
\end{aligned} \tag{1.45}$$

1.4 Renormalisation

Lors de la propagation d'une particule, les fluctuations du vide conduisent à la création puis l'annihilation de paires de particules virtuelles à partir de la particule initiale. Ces fluctuations sont représentées par des boucles dans les diagrammes de Feynman (voir figure 1.2). Le calcul d'une grandeur physique à un ordre plus grand que celui des arbres fait intervenir ce type de diagrammes : ils font apparaître des quantités infinies. Pour illustration, si nous nous intéressons à la propagation d'un gluon, des fluctuations quantiques conduisent à la création puis l'annihilation d'une paire de fermions virtuels. En utilisant les règles de Feynman, la contribution de cette boucle dans l'espace des phases s'écrit :

$$i\Pi^{\mu\nu}_{ab}(q) = -g_s^2\delta_{ab}T_F\int\frac{d^4k}{(2\pi)^4}\frac{\gamma^\mu \not{k}\gamma^\nu(\not{k}-\not{q})}{k^2(k-q)^2} \tag{1.46}$$

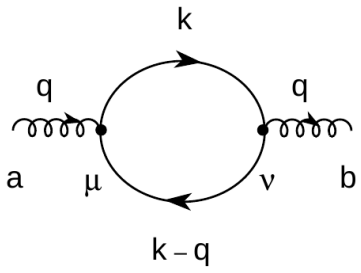


Figure 1.2 – Un des diagrammes de Feynman à une boucle contribuant au propagateur du gluon.

où $T_F = \frac{1}{2}$. L'intégrale sur la quadri-impulsion diverge ($\sim \int d^4k(1/k^2) = \infty$) pour de grandes valeurs de l'impulsion (correspondant à de courtes distances) : elle sont appelées divergences ultraviolettes. Ces divergences ultraviolettes sont en contradiction avec le caractère fini des observables physiques. Cela vient du fait que la théorie quantique des champs que nous avons construite ne possède pas de limitation en énergie : celles-ci peuvent alors diverger. Or, la théorie quantique des champs ne décrit pas la gravitation qui doit intervenir au-dessous de l'échelle de Planck : ce comportement divergeant n'est donc pas physique.

Il est cependant possible de conserver notre théorie grâce au processus de renormalisation. Pour cela, une échelle en énergie, dite de renormalisation, est introduite. Les effets liés à des énergies supérieures à cette échelle de renormalisation sont alors pris en compte en rendant les paramètres de la théorie dépendant de l'énergie tout en conservant le même formalisme. En faisant varier cette échelle, les paramètres, tels que la constante de couplage, changent ; les observables physiques restent quant à elles identiques.

La régularisation dimensionnelle

Avant de redéfinir, ou renormaliser, les paramètres du lagrangien, il est utile de passer par l'étape dite de régularisation qui consiste à rendre explicite les divergences de la théorie. Différentes méthodes de régularisation sont possibles. La première consiste en l'introduction d'une échelle arbitraire Λ comme borne supérieure à l'intégrale sur les impulsions. Le problème de cette régularisation est qu'elle n'est pas invariante de Lorentz. Ainsi la régularisation dimensionnelle lui est préférée. Elle consiste à changer la dimension sur laquelle est faite l'intégration : elle ne vaut plus 4 mais elle est seulement proche de 4 ($D = 4 - 2\epsilon$).

Etant donné que l'action $S = \int d^D x \mathcal{L}$ est sans dimension alors[3] $[\mathcal{L}] = [m]^D$. Or une partie du lagrangien QCD s'écrit (voir l'équation 1.16) :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \overline{\psi}(i\partial_\mu \gamma^\mu - m)\psi - \frac{1}{4} G^a_{\mu\nu} G_a^{\mu\nu} + ... \tag{1.47}$$

où :

$$G^a_{\mu\nu} = \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu - g_s f^{abc} G^b_\mu G^c_\nu. \tag{1.48}$$

A D dimensions, une analyse dimensionnelle donne :

[3] Car $[x] = [m]^{-1}$

– $[\psi] = [m]^{(D-1)/2}$;
– un terme $\partial_\mu G^a_\nu \partial^\mu G^{a\nu}$ impose $[G^a_\mu] = [m]^{(D-2)/2}$;
– pour le terme $[g_s^2 f^{abc} G^b_\mu G^c_\nu f^{ade} G^\mu_d G^\nu_e] = [g_s]^2 [m]^{2(D-2)}$.

Afin de conserver $[\mathcal{L}] = [m]^D$, le terme g_s^2 doit être remplacé par $g_s^2 \mu^{4-D}$, où μ est une échelle d'énergie arbitraire qui correspondra après renormalisation à l'échelle de renormalisation. De manière équivalente, g_s est remplacé par $g_s \mu^\epsilon$.

La contribution de la boucle dans le diagramme de Feynman de la boucle représentée sur la figure 1.2 s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \Pi^{\mu\nu}_{ab} &= \delta_{ab}(-q^2 g^{\mu\nu} + q^\mu q^\nu)\Pi(q^2), \\ \Pi(q^2) &= -\frac{4}{3} T_F \left(\frac{g_s \mu^\epsilon}{4\pi}\right)^2 \left\{ \frac{1}{\epsilon} + \gamma_E - \ln 4\pi + \ln(-q^2/\mu^2) - \frac{5}{3} + \mathcal{O}(\epsilon) \right\}. \end{aligned} \tag{1.49}$$

où $\gamma_E = 0.577215...$ est la constante d'Euler.

Il est possible de séparer l'expression en une partie divergente qui sera réabsorbée lors de la renormalisation et en une partie convergente qui inclut une dépendance en l'échelle d'énergie q^2 :

$$\Pi(q^2) \equiv \Delta\Pi_\epsilon(\mu^2) + \Pi_R(q^2/\mu^2). \tag{1.50}$$

Cette séparation est totalement arbitraire car les parties finies peuvent posséder différentes contributions. Un choix donné correspond à ce qui s'appelle un schéma de renormalisation. En particulier, il est possible de définir les schémas de renormalisation suivants :

$$\Delta\Pi_\epsilon(\mu^2) = \begin{cases} -\frac{T_F}{3\pi}\frac{g_s^2}{4\pi}\mu^{2\epsilon}\left[\frac{1}{\epsilon} + \gamma_E - \ln 4\pi - \frac{5}{3}\right] & (\mu\text{-scheme}), \\ -\frac{T_F}{3\pi}\frac{g_s^2}{4\pi}\mu^{2\epsilon}\frac{1}{\epsilon} & (\text{MS-scheme}) \\ -\frac{T_F}{3\pi}\frac{g_s^2}{4\pi}\mu^{2\epsilon}\left[\frac{1}{\epsilon} + \gamma_E - \ln 4\pi\right] & (\overline{\text{MS}}\text{-scheme}) \end{cases}$$

$$\Pi_R(q^2/\mu^2) = \begin{cases} -\frac{T_F}{3\pi}\frac{g_s^2}{4\pi}\ln(-q^2/\mu^2) & (\mu\text{-scheme}), \\ -\frac{T_F}{3\pi}\frac{g_s^2}{4\pi}[\ln(-q^2/\mu^2) + \gamma_E - \ln 4\pi - \frac{5}{3}] & (\text{MS-scheme}) \\ -\frac{T_F}{3\pi}\frac{g_s^2}{4\pi}\mu^{2\epsilon}[\ln(-q^2/\mu^2) - \frac{5}{3}] & (\overline{\text{MS}}\text{-scheme}) \end{cases}$$

où MS signifie soustraction minimale et $\overline{\text{MS}}$ soustraction minimale modifiée [9].

Les divergences sont ensuite absorbées par une redéfinition des paramètres de lagrangien (constante de couplage, normalisation des champs,...).

Redéfinition des constantes de couplage

Prenons l'exemple de la diffusion $e^- e^-$. Le calcul du propagateur du photon fait intervenir un nombre infini de diagrammes avec un nombre croissant de boucles fermioniques, comme indiqué sur la figure 1.3.

A une boucle, la contribution à l'amplitude de diffusion du propagateur du photon, est donnée par la formule (1.49) où $T_F \to 1$ et $g_s \to e$. L'amplitude de diffusion est alors de la forme :

$$T(q^2) \sim -J^\mu J_\mu \frac{e^2}{q^2}\{1 - \Pi(q^2) + ...\} \tag{1.51}$$

où J^μ correspond au courant électromagnétique fermionique. A l'ordre des arbres, $T(q^2) \sim \alpha_0/q^2$ avec $\alpha_0 = e^2/(4\pi)$.

Les divergences apparaissant dans les corrections d'ordre supérieur peuvent être réabsorbées par une redéfinition de la constante de couplage :

$$\frac{\alpha_0}{q^2}\{1-\Delta\Pi_\epsilon(\mu^2)-\Pi_R(q^2/\mu^2)\}\equiv\frac{\alpha_R(\mu_R^2)}{q^2}\{1-\Pi_R(q^2/\mu_R^2)\}, \tag{1.52}$$

$$\alpha_R(\mu_R^2)=\alpha_0\Big\{1+\frac{\alpha_0}{3\pi}\mu_R^{2\epsilon}[\frac{1}{\epsilon}+C_{\text{schéma}}+...]\Big\},\quad \alpha_0\equiv\frac{e_0^2}{4\pi} \tag{1.53}$$

où α_R est la constante de couplage renormalisée et e_0 la constante de couplage nue apparaissant dans le lagrangien de l'Electrodynamique Quantique. L'échelle d'énergie introduite lors de la régularisation dimensionnelle est alors identifiée comme l'échelle de renormalisation. En effectuant une redéfinition de la constante de couplage, les calculs des grandeurs physiques deviennent finis et permettent donc leurs prédictions, qui peuvent être comparées à l'expérience. Ainsi, la grandeur mesurée est la constante de couplage renormalisée $\alpha_R(\mu_R)$. Elle dépend du choix de schéma de renormalisation et de l'échelle arbitraire μ_R, appelée échelle de renormalisation.

La variation de la constante de couplage avec l'énergie est gouvernée par l'équation du groupe de renormalisation. Celle-ci est obtenue en demandant que les grandeurs physiques ne dépendent pas des conventions de renormalisation :

$$\mu_R^2\frac{d\alpha_R(\mu_R^2)}{d\mu_R^2}=\beta(\alpha_R(\mu_R^2))=-\alpha_R^2(\beta_0+\beta_1\alpha_R+\beta_2\alpha_R^2+\dots). \tag{1.54}$$

Cette variation, valable pour l'Electrodynamique Quantique et la Chromodynamique Quantique, s'écrit sous la forme au premier ordre en perturbation :

$$\alpha_R(\mu_R^2)=\frac{\alpha_R(Q_0^2)}{1-\frac{\beta_0\alpha_R(Q_0^2)}{2\pi}\ln(\mu_R^2/Q_0^2)} \tag{1.55}$$

où Q_0 est une énergie de référence à laquelle la constante de couplage est connue. Seule la valeur que prend β_0 varie pour les deux théories :

$$\begin{aligned}\beta_0^{QED}&=\frac{2}{3},\\ \beta_0^{QCD}&=\frac{2}{3}N_f-11N_C.\end{aligned} \tag{1.56}$$

Dans le Modèle Standard, le nombre de saveurs est $N_f=6$ et le nombre de couleurs $N_C=3$. Cette différence de valeurs est cruciale du point de vue du comportement des

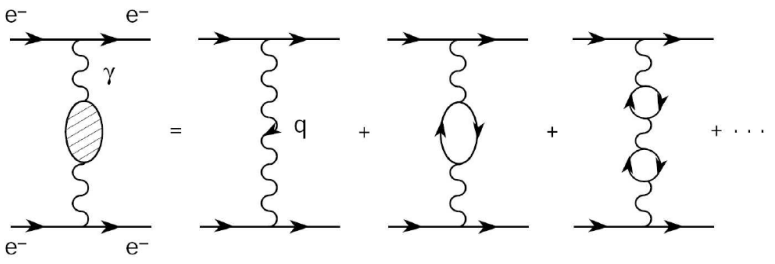


Figure 1.3 – Contribution du propagateur du photon au calcul de la diffusion e^-e^-.

théories. Dans le cas de l'Electrodynamique Quantique, $\beta_0 > 0$ ce qui implique que la constante de couplage augmente avec l'énergie. A l'inverse, pour la Chromodynamique Quantique, β_0 possède deux contributions différentes :

- la première $2/3N_f$ fait augmenter la constante de couplage à haute énergie et provient des diagrammes de boucles de fermions. Cette contribution se retrouve également en QED et conduit donc à un comportement similaire de la constante de couplage.
- la deuxième $-11N_C$ fait diminuer la constante de couplage avec l'énergie et provient des diagrammes non abéliens typiques de la QCD donnant lieu à une auto-interaction entre gluons.

La deuxième contribution est dominante ce qui conduit au phénomène de liberté asymptotique : à haute énergie, les quarks ne subissent qu'une très faible constante de couplage et sont donc libres. A l'inverse à basse énergie, ceux-ci sont confinés. Ce comportement va séparer deux domaines de la Chromodynamique Quantique : le domaine perturbatif où la constante de couplage est assez faible pour qu'un calcul perturbatif soit possible et le domaine non perturbatif. Nous reviendrons sur cette séparation dans le prochain paragraphe.

Comme la constante de couplage forte intervient dans tous les calculs d'observables faisant intervenir des hadrons, elle a pu être mesurée pour différentes valeurs d'énergie comme le montre la figure 1.4 et le phénomène de liberté asymptotique a pu être vérifié expérimentalement. La cohérence de toutes ces valeurs peut également être vérifiée en ramenant toutes ces valeurs de α_s à une même énergie de référence : habituellement celle de la masse du boson Z (voir figure 1.4 à gauche).

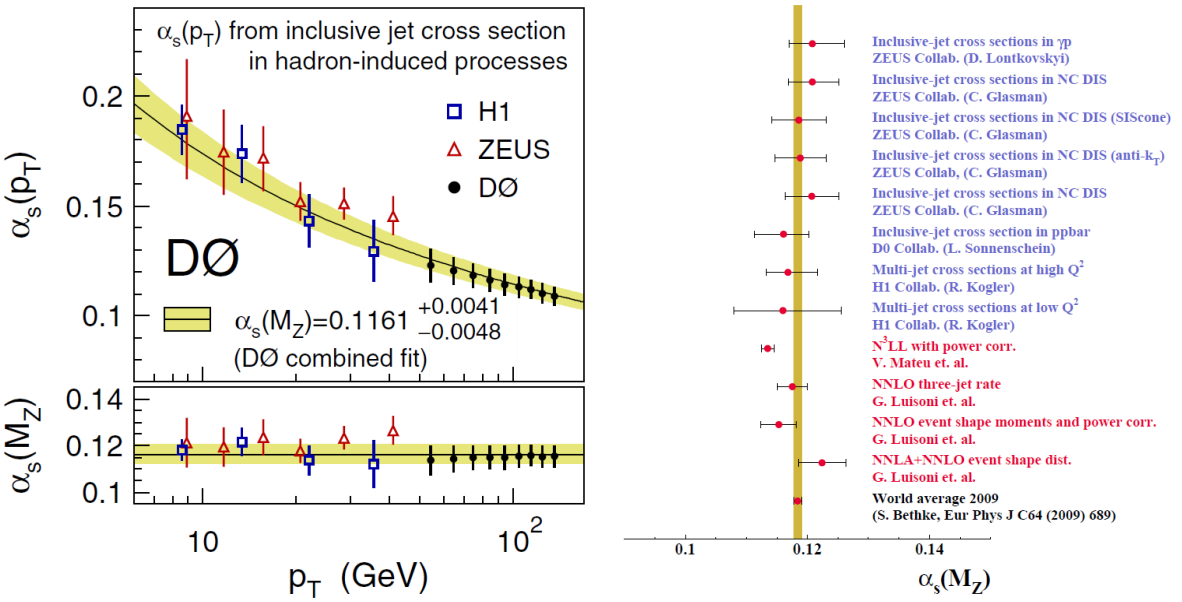


Figure 1.4 – Mesures expérimentales de $\alpha_s(\mu)$, menées par DØ [10] et combinaison mondiale.

Calcul des observables physiques

Le processus de renormalisation nous conduit à l'introduction de l'échelle de renormalisation. Cependant, il a été dit plus haut que les observables physiques ne doivent pas dépendre de cette échelle de renormalisation. Pour une observable liée à la Chromodynamique Quantique, il est possible d'écrire les corrections à tous les ordres supérieurs en perturbation sous la forme :

$$\Delta_{QCD} = \sum_{1}^{\infty} c_n(\mu_R)\alpha_s^n(\mu_R). \tag{1.57}$$

où les coefficients $c_n(\mu_R)$ sont les coefficients du développement perturbatif de l'observable en fonction de la constante de couplage : ils dépendent de l'échelle de renormalisation [4]. En pratique, les corrections ne sont calculées qu'à un certain ordre N en perturbation : la série de l'équation (1.57) est tronquée et l'observable dépend de l'échelle de renormalisation. Cette dépendance résiduelle est commandée par celle du reste de la série : $\mathcal{O}(\alpha_s^{N+1}(\mu_R))$. Cette série étant censée converger, la dépendance en μ_r doit donc diminuer avec l'ordre en perturbation d'où la motivation des théoriciens à calculer à des ordres de plus en plus élevés en perturbation afin de minimiser l'impact du choix de l'échelle de renormalisation sur les grandeurs physiques.

Les coefficients c_n du développement perturbatif font intervenir les logarithmes des quotients Q^2/μ_R^2 (voir le paragraphe 2.2.2), un choix souvent utilisé est de prendre $\mu_R \sim Q$ où Q est l'échelle d'énergie caractéristique du processus considéré. Grâce à ce choix, les termes en $\ln(Q^2/\mu_R^2)$ seront les plus faibles possibles dans le développement perturbatif. De même, afin d'évaluer l'erreur commise par un tel choix, une variation de l'échelle de renormalisation entre $Q/2$ et $2Q$ peut être faite (voir chapitre 2 pour l'estimation de l'erreur dûe aux échelles de renormalisation et factorisation pour les calculs théoriques de la section efficace de production de paires de quarks top).

1.5 Calcul de section efficace en Chromodynamique Quantique

1.5.1 Le théorème de factorisation

Le succès de la Chromodynamique Quantique provient en particulier des calculs d'observables physiques qui peuvent se faire de manière perturbative. Cela semble cependant être en opposition avec le confinement des partons et la détection de hadrons par les expériences de physique des particules. L'explication de cette contradiction réside dans la propriété de liberté asymptotique liée à la variation de la constante de couplage fort avec l'énergie. Ainsi pour une énergie assez élevée, les partons sont faiblement liés. Il est alors possible d'effectuer des calculs de grandeurs physiques dans le cadre de la Chromodynamique Quantique perturbative. Cependant, cette propriété ne permet qu'un calcul à courte distance entre quarks et gluons et ne peut donc pas décrire à elle seule, une

[4] Pour plus de clarté il est possible de se reporter au paragraphe 2.2.2 dans lequel est présenté la section efficace de production de paire de quark top au deuxième ordre en perturbation : on pourra donc trouver un exemple de ces coefficients $c_n(\mu_R)$.

collision entre deux hadrons ayant lieu au Tevatron ou au LHC. La propriété supplémentaire essentielle est la possibilité de factoriser un processus en une partie à courte distance (calculable perturbativement) et une partie à grande distance (non perturbative mais universelle).

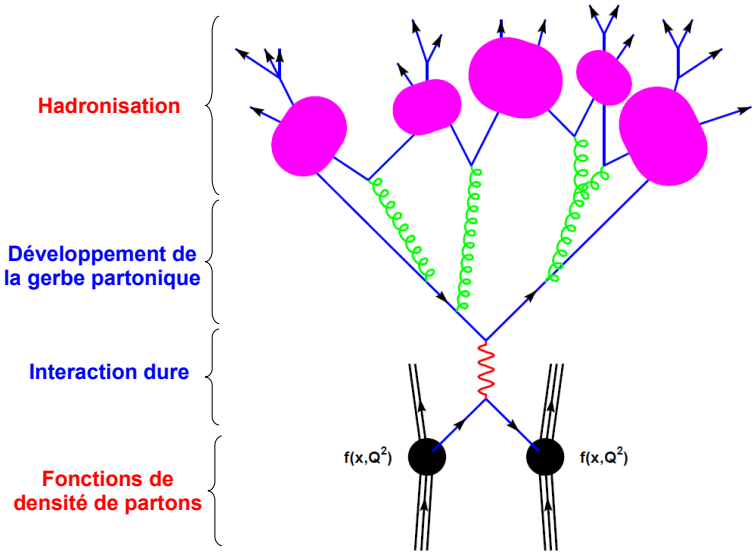


Figure 1.5 – Schéma illustrant la factorisation possible d'un processus hadronique entre une partie perturbative à haute énergie (termes en bleus) et une partie non perturbative à plus basse énergie (termes en rouge). L'interaction dure de deux des partons se trouvant au sein des hadrons, emportant une fraction d'impulsion x de l'impulsion totale, s'effectue à haute énergie : le calcul de la section efficace partonique de ce processus peut se faire de manière perturbative. La détermination des fonctions de densité de partons et l'hadronisation (voir le paragraphe 1.5.3) correspondent à des énergies plus basses : ce sont des processus non perturbatifs.

La section efficace de production de paire de quarks lourds à partir d'une collision de deux hadrons A et B, d'énergie s dans le centre de masse, (voir figure 1.5) peut s'écrire grâce au théorème de factorisation sous la forme :

$$\sigma_{A+B\to q\bar{q}}(\sqrt{s}, m_q) = \sum_{a,b=g,q,\bar{q}} \int \hat{\sigma}_{a+b\to q\bar{q}}(\hat{s}, \alpha_s(\mu_R^2), \mu_R^2, \mu_F^2, m_q) \times f_{a/A}(x_a, \mu_F^2) f_{b/B}(x_b, \mu_F^2) dx_a dx_b. \tag{1.58}$$

où $\hat{s} = s x_a x_b$ représente l'énergie dans le centre de masse du système de partons ab et $\hat{\sigma}_{a+b\to q\bar{q}}$ la section efficace du processus dur partonique qui pourra être calculée perturbativement. Les fonctions $f_{a/A}(x_a, \mu_F^2)$ et $f_{b/B}(x_b, \mu_F^2)$ sont les fonctions de densité de partons (appelées PDF pour *parton density function*) qui correspondent à la probabilité de trouver un parton a (resp. b) avec une fraction de l'impulsion x_a (resp. x_b) du hadron A (resp. B) au sein duquel il se trouve. Ces fonctions de densité de partons, ainsi que les fonctions de fragmentation décrivant l'arrangement des partons finals en hadrons, sont universelles mais non calculables perturbativement et sont donc paramétrées à partir de données expérimentales (voir le paragraphe 1.5.3).

Le processus de factorisation fait intervenir une échelle dite de factorisation, μ_F, qui sépare le domaine à courte distance (perturbatif) de celui à longue distance (non perturbatif). Comme dans le cas de la renormalisation, la section efficace hadronique finale ne devrait pas dépendre de cette échelle mais le fait que les calculs perturbatifs ne soient menés qu'à un certain ordre en perturbation introduit une dépendance de cette section efficace avec l'échelle de factorisation. Afin que les termes du calcul qui font intervenir des termes $\ln(Q^2/\mu_F^2)$ ne deviennent pas trop grands pour que l'approche perturbative reste valide, l'échelle de factorisation doit rester de l'ordre de l'échelle Q du processus physique considéré, tout comme l'échelle de renormalisation. Pour cette raison, le choix des échelles est souvent : $\mu_R = \mu_F = Q$.

1.5.2 Traitement perturbatif : le calcul de section efficace partonique et la gerbe partonique

La partie perturbative du théorème de factorisation décrit la partie du processus étudié qui s'effectue à haute énergie. Cela comprend la section efficace partonique et l'émission de gluons ou de paires de quarks par les partons incidents ou créés lors de l'interaction. En ce qui concerne la section efficace, celle-ci est calculée à un certain ordre en perturbation, le plus élevé possible afin de diminuer la dépendance du résultat physique avec l'échelle de renormalisation et de factorisation, entraînant une incertitude théorique importante si l'ordre est faible (voir figure 1.6). Il est possible d'étudier l'incertitude théorique liée aux ordres supérieurs en faisant varier les échelles de renormalisation et de factorisation (éventuellement indépendamment) entre les valeurs $Q/2$ et $2Q$ afin de ne pas avoir de termes trop divergents.

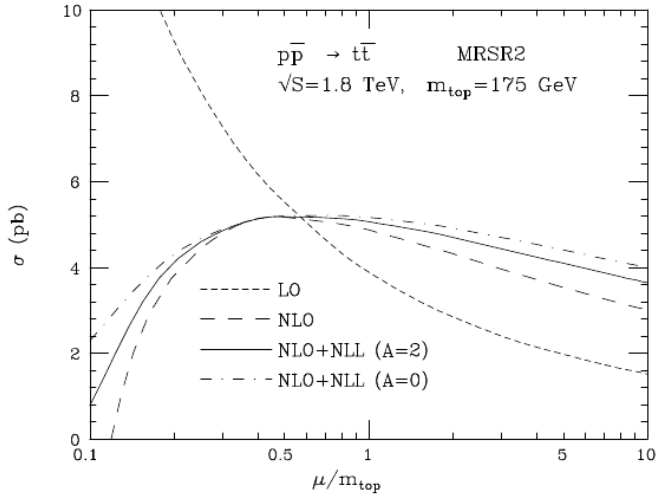


Figure 1.6 – Comportement typique de la section efficace (ici celle de production de paires de quarks top au Tevatron) pour différents ordres en perturbation, en fonction des échelles de factorisation et de renormalisation, prises égales [11]. Les calculs NLL seront présentés dans le paragraphe 2.2.2.

L'autre partie du calcul perturbatif concerne l'émission de quarks ou gluons par les partons incidents ou créés lors du processus ISR (*initial state radiation*) et FSR (*final state*

radiation) (voir figure 1.7). Cette cascade de partons est calculable perturbativement et conduit à la création de partons de moins en moins énergétiques jusqu'à ce que leur énergie soit tellement faible que le calcul perturbatif ne soit plus possible et qu'il faille alors décrire le système soit avec les fonctions de densité de partons dans l'état initial ou bien par les fonctions de fragmentation dans l'état final. Le calcul de cet état à n

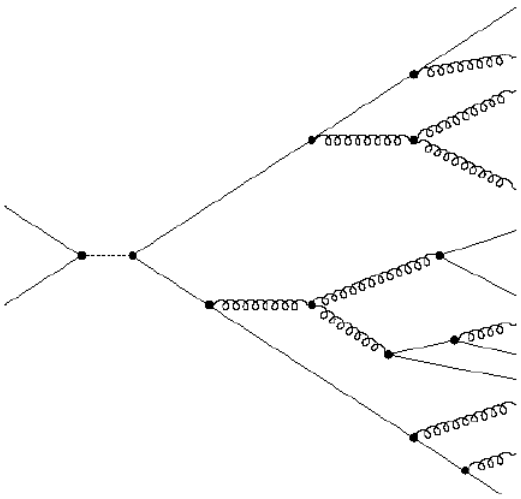


Figure 1.7 – Exemple de cascade de partons dans l'état final.

partons se base sur la possibilité de le décrire de manière dynamique comme la succession de partitions d'une particule mère en deux particules filles. Les partitions possibles sont $q \to qg$, $g \to qg$, $g \to gg$, $g \to q\bar{q}$. La cinématique de ces partitions est exprimée en fonction de deux variables : la virtualité à laquelle se fait la désintégration Q^2 et la fraction d'énergie emportée par les partons z et $(1-z)$. Il est alors possible de simuler la cascade de partons à l'aide de la probabilité de désintégration d'un parton alors que son énergie diminue. La probabilité différentielle $d\mathcal{P}$ pour un parton de se partitionner est donnée par :

$$d\mathcal{P}_a = \sum_{b,c} \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} P_{a\to bc}(z) dz dt \quad \text{où} \quad t = \ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2_{QCD}}). \tag{1.59}$$

Les fonctions $P_{a\to bc}(z)$ (appelées Altarelli-Parisi *splitting kernels*) valent, à l'ordre le plus bas en perturbation :

$$\begin{aligned} P_{q\to qq}(z) &= C_F \frac{1+z^2}{1-z}, \\ P_{g\to gg}(z) &= 2C_A\Big(\frac{z}{1-z} + + \frac{1-z}{z} + z(1-z)\Big) \\ P_{g\to qg}(z) &= T_F(z^2 + (1-z^2)), \\ P_{q\to gq}(z) &= C_F \frac{1+(1-z)^2}{z}. \end{aligned} \tag{1.60}$$

où $C_F = 4/3$ et $C_A = 3$ sont les facteurs de couleurs, et $T_F = 1/2$. Les divergences apparaissant dans les formules sont régularisées par l'inclusion des corrections virtuelles. Cette approche temporelle et probabiliste de la cascade de partons est utilisée dans de

nombreux générateurs Monte Carlo permettant la simulation d'événements en physique des particules. Il faut cependant remarquer que cette méthode n'est qu'une approximation du calcul de l'élément de matrice complet à n particules et ce, dans l'espace des phases dominant. Ce domaine correspond à l'émission de partons de faibles énergies ou bien à des émissions colinéaires, qui sont les contributions dominantes du calcul. Des corrections à cette méthode sont alors nécessaires pour décrire les autres régions de l'espace des phases.

1.5.3 Traitement non perturbatif : l'hadronisation et les fonctions de densité de partons (PDFs)

1.5.3.1 L'hadronisation

Il s'agit ici de faire le lien entre la fin du calcul perturbatif de la cascade de partons où ceux-ci ont alors une énergie de l'ordre de 1 GeV, et les hadrons détectés par les expériences. Il faut pour cela décrire l'arrangement des partons en hadrons non colorés et ensuite, considérer tous les hadrons instables et prédire leur désintégration en hadrons, leptons et photons stables détectables par l'expérience. Cette description de l'arrangement en hadrons se fait grâce à différents modèles phénoménologiques [12] qui sont utilisés dans des programmes de simulation dont :

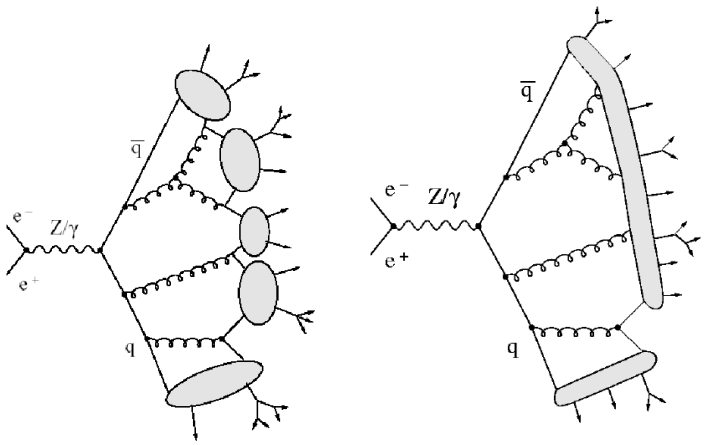


Figure 1.8 – Exemple d'hadronisation : à gauche par amas, à droite à l'aide de cordes.

– **Hadronisation par amas** (voir figure 1.8 à gauche) : cette fragmentation est utilisée par exemple par le générateur Monte Carlo Herwig [35]. Elle utilise le fait que les particules formant un singlet de couleur restent proches dans l'espace des phases et ce, en raison d'une propriété de pré-confinement de la QCD perturbative [14]. Les gluons restant à la fin de la gerbe partonique sont séparés en paires de quark-antiquark et des singlets de couleur sont ensuite formés par amas d'un quark et d'un antiquark qui sont connectés par la couleur. Trois types d'amas sont alors considérés (voir figure 1.9) : la plupart des amas se désintègrent en deux hadrons, les plus légers se désintègrent en un seul hadron tout en redistribuant une partie de leur énergie et de leur impulsion aux amas voisins et les plus lourds se désintègrent en amas ; chacuns d'eux se désintégrant en deux hadrons. La probabilité de désintégration d'un amas en deux hadrons donnés est basée sur l'espace des phases disponible.

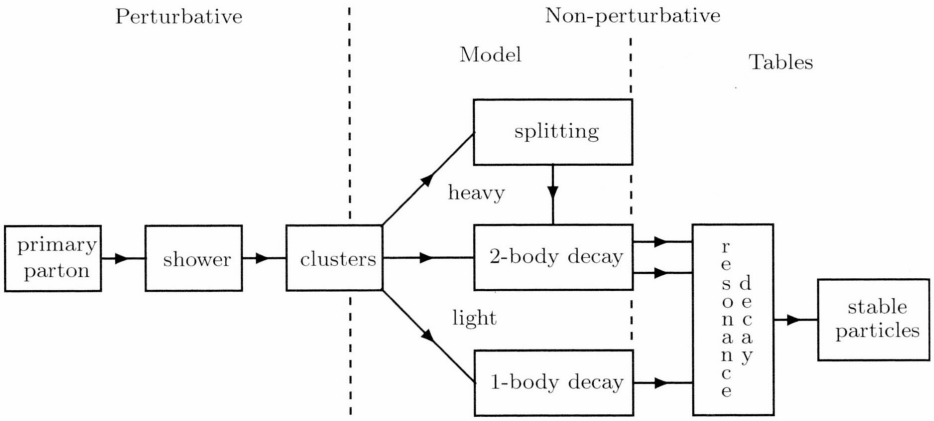


Figure 1.9 – Diagramme résumant l'hadronisation par amas.

– **Hadronisation à l'aide de cordes** (voir figure 1.8 à droite) : cette fragmentation est utilisée par exemple par le générateur Monte Carlo Pythia [15]. Ce modèle est basé sur l'image que les quarks sont reliés entre eux par des lignes de force dues à l'interaction forte. L'énergie de la corde étant proportionnelle à sa longueur, il est possible de créer une paire de quark-antiquark à partir d'une corde suffisamment longue. Cette corde se brise alors en deux cordes séparées : la probabilité pour que cela arrive est donnée par la loi de l'aire de Wilson [16] :

$$\frac{d\mathcal{P}}{dA} = P_0 e^{-P_0 A} \tag{1.61}$$

où P_0 est la probabilité qu'une paire $q\bar{q}$ soit créée à partir de la corde par unité de temps et par unité de longueur : c'est une constante, traduisant le fait que la corde est homogène. A est l'aire arrière dans l'espace-temps (voir figure 1.10) délimitée par un cône de lumière ayant pour début la création précédente de paire $q\bar{q}$. Les quarks ainsi créés se combinent à ceux déjà existant pour former des hadrons.

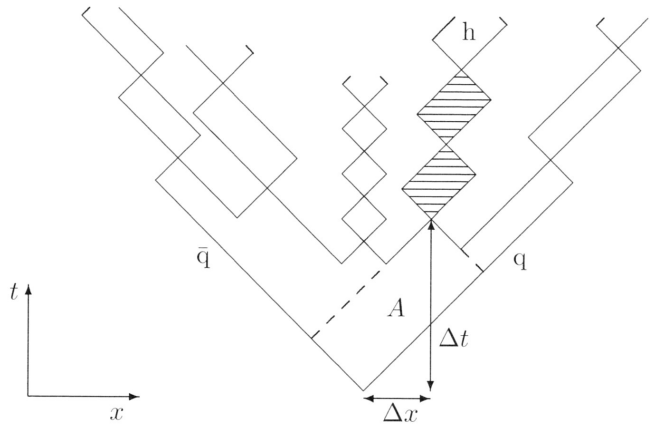


Figure 1.10 – Evolution spatio-temporelle d'une corde lors de sa séparation en différents hadrons.

1.5.3.2 Les fonctions de densité des partons : PDFs.

Les fonctions de densité des partons décrivent la structure des nucléons : elles correspondent à la probabilité de trouver un parton au sein d'un nucléon. Elles sont nécessaires pour tout calcul de section efficace hadronique. Appartenant au domaine non perturbatif de la QCD, ces fonctions ne sont pas calculables. Seule leur évolution avec l'énergie (voir figure 1.11) est connue théoriquement et décrite par les équations de Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli et Parisi (DGLAP) [17] :

$$\mu_F^2 \frac{df_{i/p}(x,\mu_F)}{d\mu_F^2} = \sum_{j=g,u,\bar{u},d,\bar{d},...} \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{i/j}(\frac{x}{y}, \alpha_s(\mu_F)) f_{j/p}(y,\mu_F) \tag{1.62}$$

où les fonctions $P_{i/j}$ sont les *splitting kernels*, utilisées également lors de la description de la gerbe partonique. En effet, les fonctions de densité de partons et la gerbe partonique correspondent à une physique identique mais décrite avec des outils différents. $f_{i/p}$ est la fonction de densité de probabilité du parton i dans le proton p ; x la fraction d'impulsion portée par ce parton i et y la fraction d'impulsion sur laquelle est effectuée l'intégrale, variant entre x et 1. Les fonctions de densité de partons sont des fonctions universelles

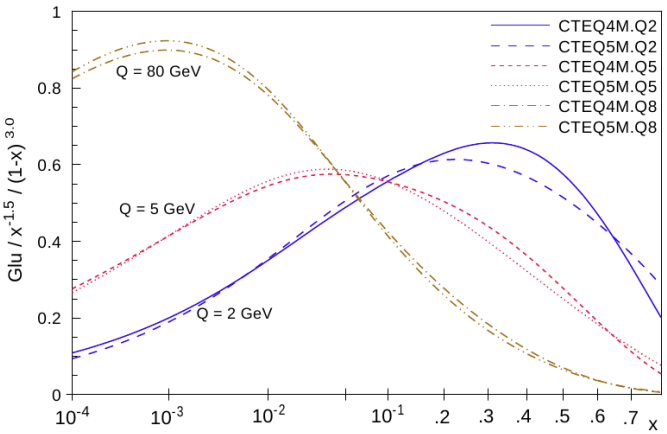


Figure 1.11 – Evolution de la fonction de densité partonique associée au gluon pour des énergies allant de 2 à 80 GeV et pour différents groupes de fonctions de densité de partons.

dépendant uniquement du nucléon et du parton considérés. Elles sont principalement mesurées par des réactions de diffusion profondément inélastique et peuvent alors être utilisées pour tous les autres processus. Le tableau 1.4 liste une partie des processus physiques utilisés pour leur détermination et le nom des expériences impliquées. Ces fonctions sont déterminées à partir d'un ensemble de données expérimentales (jusqu'à 40 expériences pour une même fonction de densité de partons) contraignant dans différents domaines cinématiques les densités de partons. Plusieurs collaborations se sont formées pour proposer des ajustements globaux pour extraire les fonctions de densité de partons. Pour l'extraction à partir des données, il faut choisir une paramétrisation en fonction de x à une énergie donnée, Q_0^2, les valeurs pour les autres énergies sont obtenues par les équations d'évolution. Cette paramétrisation est contrainte grâce à des règles et à des comportements que les fonctions de densité de partons doivent suivre :

Processus physique	Expérience
DIS - Courant neutre (e, μ sur p,d)	SLAC, BCDMS, NMC, E665, H1, ZEUS
DIS - Courant chargé ($\nu, \bar{\nu}$ sur des noyaux)	CDHSW, CCFR, CHARM, CHORUS
Drell-Yan - continuum (pair de lepton)	E605, NA51, E866
Drell-Yan - W et Z	CDF, D0
Production directe de photon	WA70, UA6, E706, ISR, UA2, CDF, D0
Production inclusive de jets	CDF, D0
Lepto production de quarks lourds (c)	H1, ZEUS
Hadro production de quarks lourds (b)	CDF, D0

Tableau 1.4 – Liste de processus utilisés dans la détermination des PDFs et les expériences impliquées.

- les règles de somme permettant de conserver le fait que le proton est composé de deux quarks u et un quark d, ainsi que de paires de quarks antiquarks et de gluons : l'impulsion de tous ses constituants doit correspondre à l'impulsion totale ;
- une fonction de densité de partons doit conduire à une valeur physique pour les observables physiques : section efficace positive (impose $f_{i/p}(x, Q) > 0$), asymétrie comprise entre -1 et 1 (contraint la plage possible pour les paramétrisations des fonctions) ;
- la paramétrisation doit être assez flexible pour reproduire les données sans reproduire les fluctuations aléatoires.

La paramétrisation habituelle est de la forme :

$$f_{i,p}(x, Q_0) = a_0 x^{a_1}(1-x)^{a_2} F(x; a_3, a_4, ...) \tag{1.63}$$

où les deux premiers termes reproduisent le comportement pour les domaines limites de x. La fonction F permet de décrire le domaine intermédiaire. Les a_i ($i = 1..N$) sont les paramètres (22 dans le cas de la collaboration CTEQ[18] , dont les fonctions de densité de partons seront utilisées dans cette thèse).

La procédure d'ajustement doit répondre aux problèmes suivants de manière cohérente :

- Comment utiliser et combiner les différentes erreurs des expériences qui ne sont qu'approximatives et qui sont parfois incompatibles ?
- Quels schémas de factorisation et de renormalisation adopter ?

Une fois la stratégie d'ajustement adoptée, la fonction obtenue (voir figure 1.12) correspond au meilleur candidat possible pour l'ajustement. Par exemple, dans le cas de la collaboration CTEQ, la fonction de densité de partons est obtenue grâce à la minimisation d'un χ^2 global incluant chaque χ^2 des expériences et tenant compte de leur possible corrélation.

Ces fonctions obtenues, il s'agit d'évaluer l'incertitude due à cet ajustement (voir figure 1.13). En ce qui concerne la collaboration CTEQ [18], la connaissance du voisinage du minimum de la fonction de χ^2 global leur permet d'estimer l'incertitude sur les fonctions de densité de partons et surtout, l'incertitude qui en découle sur une observable physique. Cette connaissance est codée dans l'espace des N paramètres utilisés pour décrire les fonctions de densité de partons, espace pouvant être décrit par N vecteurs propres tous

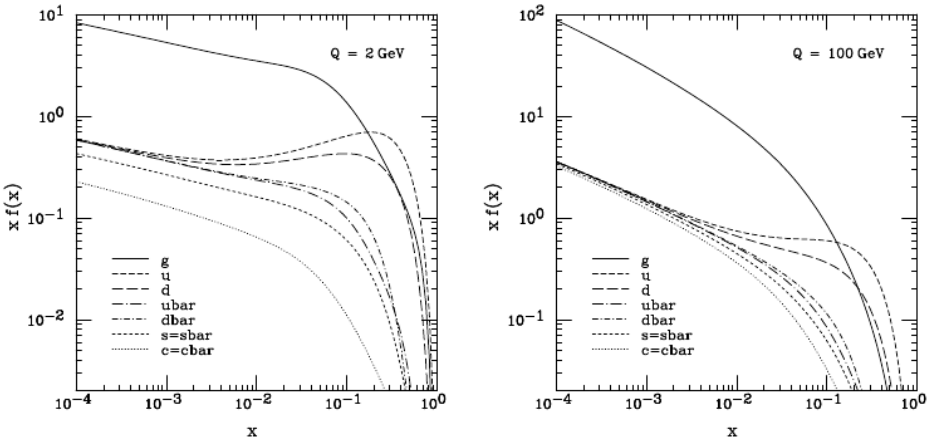


Figure 1.12 – Exemple de fonctions de densité de partons correspondant à CTEQ6M pour des énergies de 2 et 100 GeV [18].

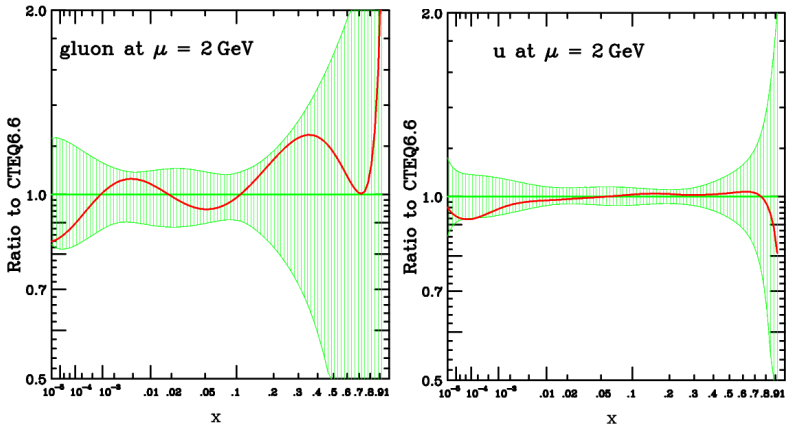


Figure 1.13 – Erreur correspondant à $\Delta\chi^2 = 100$ sur la fonction de densité de partons du gluon à gauche et du quark up à droite, pour une énergie de 2 GeV. En rouge est représenté le meilleur ajustement pour CTEQ6.1 en comparaison à celui de CTEQ6.6 [19]

orthogonaux. Dans cet espace, les surfaces correspondantes à des valeurs de χ^2 constantes sont des hypersphères. Le déplacement le long d'une direction d'un des vecteurs propres, d'une amplitude de $\pm 1\sigma$, donne l'erreur sur le paramètre correspondant. L'erreur pour une observable physique X est alors donnée par la formule :

$$\Delta X = \sqrt{\sum_i (X(S_i^+) - X(S_i^-))^2} \tag{1.64}$$

où $S_i^\pm$ sont des fonctions obtenues en se déplaçant suivant le vecteur propre i de $\pm 1\sigma$.

Bibliographie

[1] S.L. Glashow, *Partial symmetries of weak interactions*, Nucl. Phys. 22 579-588 (1961).
S. Weinberg, *A model of Leptons*, Phys. Rev. Let. 19 1264-1266 (1967).
A. Salam, N. Svartholm. ed. *Elementary Particle Physics : Relativistic Groups and Analyticity*. Eight Nobel Symposium. Stockolm : Almquvist and Wiksell. p367 (1968).

[2] `http://pdg.lbl.gov/`

[3] P. Curie, *Sur la symétrie dans les phénoménes physiques, symétrie d'un champ électrique et d'un champ magnétique*, Journal de Physique Théorique et Appliquée, Vol. 3 No. 1 (1894).

[4] A. Einstein, *Die Grundlage der allgemeinen relativitätstheorie*, Annalen der Physik, 49, 1916.

[5] Yang, Chen-Ning et Mills, Robert L., *Conservation of isotopic gauge invariance*, Phys. Rev.,96, 191-195, 1954.

[6] S.L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys. 22, 579 (1961) ;
A. Salam et J.C. Ward, *Electromagnetic and weak interactions*, Phys. Lett. 13, 168 (1964) ;
S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967).

[7] E. Noether, *Invariante Variationsprobleme*, Kgl. Ges. Wiss. Nachr. Math.-phys., 2, 235, 1918.

[8] J. Goldstone, *Nuovo Cim.*, 19, 154, 1961.

[9] G.'t Hooft, *Dimensional regularization and the renormalization group*, Nucl. Phys. B 61 : 455 (1973).
S. Weinberg, *New Approach to the Renormalization Group*, Phys. Rev. D, 8(10) : 3497-3509.

[10] V.M. Abazov *et al.*, *Determination of the strong coupling constant from the inclusive jet cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV.*, Phys. Rev. D 80, 111107 (2009).

[11] R. Bonciani, S.Catani, M.Mangano, P.Nason, NPB 529 (1998) 424.

[12] G. Dissertori, I. Knowles, M. Schmelling, *Quantum Chromodynamics, High Energy Experiments and Theory*, Oxford University Press, (2003).

[13] G. Corcella *et al.*, *HERWIG 6.5*, JHEP 0101 (2001) 010.

[14] D. Amati et G. Veneziano, Phys. Lett. B83, 87 (1979).

[15] `http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html`

[16] K. G. Wilson, Phys. Rev. D10 2445 (1974).

[17] V.N. Gribov et L.N. Lipatov, Sov, J. Nucl. Phys. 15, 438 (1972) ;
G. Altarelli et G. Parisi, Nucl. Phys. B126, 298 (1977) ;
Y.L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP 46, 641 (1977).

[18] J. Pumplin, D.R. Stump, J. Huston, H.L. Lai, P. Nadolsky and W.K. Tung, *New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD analysis*, arXiv : 0201195v3.

[19] http ://hep.pa.msu.edu/cteq/public/6.6/pdfs/.

Chapitre 2

Le quark top

Sommaire

2.1 Le quark top : son rôle dans le Modèle Standard 43
2.2 Mode de production par paires et de désintégration 47
2.2.1 Production $t\bar{t}$ par interaction forte 47
2.2.2 Section efficace aux ordres supérieurs 49
2.2.3 Mode de désintégration 53
2.3 Modélisation des événements $t\bar{t}$ 55
2.4 Mesure directe de la masse du quark top 56
2.4.1 La méthode des gabarits 57
2.4.2 La méthode de l'élément de matrice 61
2.5 Discussion sur la définition de la masse du quark top 63
2.5.1 Aspects théoriques sur la masse d'un quark libre 63
2.5.2 Quelle masse mesure-t-on ? 66

2.1 Le quark top : son rôle dans le Modèle Standard

En 1974, la découverte du quark charmé comme constituant du J/ψ complète les deux familles de quarks et de leptons connus permettant alors d'expliquer toute la spectroscopie hadronique. Cependant, la découverte du lepton τ à SLAC [1] en 1975 et deux ans après au Fermilab, celle de l'upsilon Υ, état lié $b\bar{b}$, fait entrer en jeu les premiers membres de la troisième famille. La question est alors de savoir si le quark b est aussi membre d'un doublet, adoptant alors une structure identique aux deux premières familles.

Les arguments de l'existence d'un partenaire au quark b sont à la fois théorique et expérimentale :

– le premier argument théorique est lié à la renormalisabilité du Modèle Standard. Afin que celle-ci soit vérifiée, aucune anomalie triangulaire ne doit exister [1]. Ces anomalies apparaissant dans les diagrammes tels que celui de la figure entraînent une divergence du courant non nulle2.1. Cette divergence du courant peut s'annuler

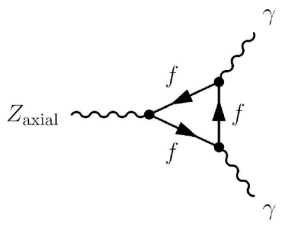


Figure 2.1 – Exemple de diagramme conduisant à une anomalie triangulaire.

à la condition qu'à chaque doublet de leptons correspond un doublet de quarks.

– le deuxième argument est lié à l'absence de courant neutre avec changement de saveur des quarks ($b \to s + l^+l^-$). Dans le cas où le quark b est membre d'un singlet, le rapport des rapports d'embranchement entre le courant neutre et le courant chargé est :

$$\frac{BR(B \to \mu^+\mu^- X)}{BR(B \to \mu\nu_\mu X)} \geq 0,12. \tag{2.1}$$

Ce rapport est de quatre ordres de grandeur supérieur à la limite établie par la collaboration UA1 [3] :

$$\frac{BR(B \to \mu^+\mu^- X)}{BR(B \to \mu\nu_\mu X)} < \frac{5,0 \times 10^{-5}}{0,103 \pm 0,005} \tag{2.2}$$

excluant la possibilité du quark b en tant que composante d'un singlet.

– le troisième argument provient de l'étude expérimentale au LEP et au SLC du vertex $Zb\bar{b}$ près de la résonance du Z, permettant la mesure de l'isospin du quark b. Le boson Z se couple au quark b avec une intensité :

$$-i\sqrt{\sqrt{2}G_F M_Z^2}\gamma^\mu(v_b - a_b\gamma_5) \tag{2.3}$$

[1] Le fait qu'une théorie contienne des anomalies empêche l'application de la preuve utilisée généralement pour prouver la renormalisabilité d'une théorie. La théorie peut cependant être renormalisable [2].

où G_F est la constante de Fermi et v_b et a_b sont les couplages vectoriel et axial du quark b et sont définis par :

$$\begin{aligned} v_b &= [T_3^L(b) + T_3^R(b)] - 2e_b \sin^2\theta_W \\ a_b &= [T_3^L(b) + T_3^R(b)] \end{aligned} \tag{2.4}$$

où $T_3^L(b)$ et $T_3^R(b)$ sont la troisième composante de l'isospin faible du quark b de chiralité gauche et droite respectivement. Une mesure de v_b et a_b permet donc une détermination de l'isospin faible du quark b. e_b la charge électrique du quark b : $e_b = -\frac{1}{3}$ a été mesurée grâce à la largeur de désintégration de l'upsilon en leptons auprès du synchroton e^+e^- DORIS [4].
La largeur de désintégration du boson Z dans l'approximation de Born et dans la limite d'une masse nulle pour le quark b est donnée par :

$$\Gamma(Z \to b\bar{b}) \simeq \frac{G_F M_Z^3}{2\sqrt{2}\pi}(v_b^2 + a_b^2). \tag{2.5}$$

Si l'isospin faible du quark b était nul, la largeur du boson Z serait 13 fois plus faible que dans le cas où le quark b fait partie d'un doublet. La mesure du LEP du rapport de cette largeur sur la largeur hadronique totale est [5] :

$$R_b = \frac{\Gamma_b}{\Gamma_h} = 0,21629 \pm 0,00066 \tag{2.6}$$

Cette mesure est en accord avec la prédiction du Modèle Standard de $0,2158$ [5], incluant les effets du quark top. Ceci exclut une valeur nulle pour l'isospin faible du quark b.
Il est possible d'effectuer une mesure précise de la valeur de cet isospin faible en utilisant les mesures de l'asymétrie avant-arrière des événements $e^+e^- \to b\bar{b}$ au pôle du Z :

$$A_{FB}^0(M_Z) = \frac{3}{4}A_e A_b \quad \text{où} \quad A_f = \frac{2v_f a_f}{v_f^2 + a_f^2} \tag{2.7}$$

L'ambigüité résiduelle sur le signe peut être résolue grâce aux données prises par des expériences ayant lieues à des énergies plus faibles qui sont sensibles à l'interférence entre les amplitudes de courant neutre et électromagnétique. Les valeurs obtenues sont alors [6] :

$$\begin{aligned} T_3^L(b) &= -0,490^{+0,015}_{-0,012} \\ T_3^R(b) &= -0,028 \pm 0,056 \end{aligned} \tag{2.8}$$

suggérant l'existence d'un partenaire pour le quark b.

Recherche directe

Dès la découverte du quark b et au vue des arguments en faveur de l'existence d'un partenaire au quark b, la recherche du quark top a commencé. Les quarks c et b ayant été découverts à partir des mésons dans lesquels ils sont présents (J/ψ : résonance $c\bar{c}$ et Υ : résonance $b\bar{b}$), les premières recherches qui ont été faites auprès des collisioneurs

e^+e^- ont été la production d'états liés de quark top (toponium) $e^+e^- \to t\bar{t}$ par PETRA à DESY (1979-84, $\sqrt{s} = 12 - 46,8$ GeV), TRISTAN à KEK (1986-90, $\sqrt{s} = 61,4$GeV), SLC à SLAC et LEP au CERN (1989-90, $\sqrt{s} = M_Z$). Ces expériences, en l'absence d'observation de cet état lié, ont permis de poser une limite inférieure sur la masse du quark top : $m_t > 23,3$ GeV à PETRA, $m_t > 30,2$ GeV à TRISTAN et finalement, $m_t > 45,8$ GeV à SLC et LEP.

Les années 80 ont vu apparaître les collisioneurs hadroniques $Sp\bar{p}S$ au CERN ($\sqrt{s} = 630$ GeV) et le Tevatron au Fermilab ($\sqrt{s} = 1,8$ TeV). Au $Sp\bar{p}S$, le mode dominant de production à basse masse ($m_t < 80$ GeV) est la production électrofaible. Les limites établies sur la section efficace de production par UA1 et UA2 ont été $m_t > 69$ GeV [7]. Au Tevatron, le mode de production dominant est la production par interaction forte où le quark top est créé par paires. En 1992, CDF atteint une limite de $m_t > 91$ GeV. Cette année-là, DØ commence sa prise de données avec une sensibilité similaire au top que CDF. En 1994, CDF publie sa première « évidence » d'un signal de quark top à $2,9\ \sigma$ avec $19,3$ pb^{-1} de luminosité intégrée [8]. La section efficace mesurée avec ses 12 candidats est cependant trois fois plus grande que la prédiction du Modèle Standard. L'utilisation de variables topologiques permettant une séparation du signal par rapport au bruit de fond par DØ et de l'étiquetage des jets de quark b grâce à son détecteur de silicium par CDF, conduisent en 1995, DØ avec 50 pb^{-1} [9] et CDF avec 67 pb^{-1} [10] à publier l'observation du quark top avec une section efficace en accord avec celle prédite par le Modèle Standard. Les expériences donnent également une première estimation de sa masse : $m_t = 176 \pm 8$ (stat) ± 10 (sys) GeV.

Recherche indirecte et contrainte sur la masse du boson de Higgs

En complément de la recherche directe du quark top, sa masse avait été prédite, dans le cadre du Modèle Standard, par les mesures de précisions électrofaibles effectuées à LEP et SLC. Ces mesures permettent la vérification de la validité du Modèle Standard et ainsi de contraindre la valeur de ses paramètres.

Toutes les quantités électrofaibles (masses, largeurs de désintégration et couplages des bosons Z et W) dépendent, dans le cadre du Modèle Standard, de seulement 5 paramètres au niveau des arbres. Ainsi la masse du boson W s'exprime :

$$M_W = \sqrt{\frac{\pi\alpha_{em}}{\sqrt{2}}\frac{1}{G_F}\sin^2\theta_W\left(1 - \frac{1}{1-\Delta r}\right)} \tag{2.9}$$

où Δr correspond aux corrections radiatives à une boucle du propagateur du boson W dont les différentes contributions sont représentées sur la figure 2.2.

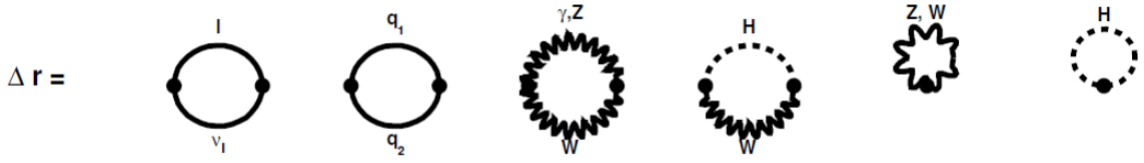


Figure 2.2 – Diagrammes intervenant dans les corrections radiatives du propagateur du boson W.

Elles s'écrivent sous la forme :

$$\Delta r = \Delta\alpha - \frac{\cos^2\theta_W}{\sin^2\theta_W}\Delta\rho + (\Delta r)_{\text{résiduel}} \tag{2.10}$$

où :

- $\Delta\alpha$ correspond aux corrections radiatives au propagateur du photon ;
- $\Delta\rho$ contient une somme sur tous les doublets fermioniques dont le terme dominant est celui dépendant de la masse du quark top (voir le diagramme 2.3) :

$$\Delta\rho = \frac{\sqrt{2}G_F}{16\pi^2}\sum_f C_f|m_1^2 - m_2^2| \simeq \frac{\sqrt{2}G_F}{16\pi^2}3m_t^2. \tag{2.11}$$

  Parmi les différents termes de corrections radiatives, ce terme présente la plus forte dépendance à la masse du quark top .

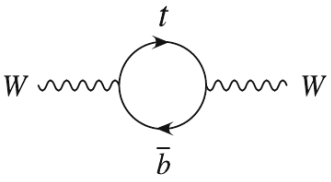


Figure 2.3 – Diagramme à une boucle incluant le quark top intervenant dans les corrections radiatives du propagateur du W et contribuant de manière dominante au terme $\Delta\rho$.

- $(\Delta r)_{\text{résiduel}}$ peut s'écrire sous la forme :

$$(\Delta r)_{\text{résiduel}} = \Delta r_H + \Delta r_{top} + \Delta r_{leptons} + \Delta r_{hadrons} \tag{2.12}$$

  où :

$$\begin{aligned} \Delta r_H &= \frac{\sqrt{2}G_F}{16\pi^2}M_W^2\frac{11}{3}\Big(\ln(\frac{M_H^2}{M_W^2}) - \frac{5}{6}\Big) \\ \Delta r_{top} &= \frac{\sqrt{2}G_F}{16\pi^2}M_W^2 2\Big(\frac{\cos^2\theta_W}{\sin^2\theta_W} - \frac{1}{3}\Big)\ln(\frac{M_t^2}{M_W^2}) \end{aligned} \tag{2.13}$$

  Le terme dépendant logarithmiquement de la masse boson de Higgs (voir les diagrammes 2.4) est 100 fois plus faible que la contribution quadratique du quark top à $\frac{\cos^2\theta_W}{\sin^2\theta_W}\Delta\rho$ et ce, même pour une masse du boson de Higgs d'une centaine de GeV. La contribution Δr_{top} est quant à elle, 5 fois plus faible que la contribution quadratique et est du même ordre de grandeur que celle des termes $\Delta r_{leptons}$ et $\Delta r_{hadrons}$.

Les mesures électrofaibles ont donc pu prédire la masse du quark top avant sa découverte par DØ et CDF. Cette prédiction réussie a également confirmé la validité du Modèle Standard.

L'historique de l'ensemble des mesures directes et indirectes de la masse du quark top ainsi que l'évolution des limites inférieures sont réunies sur la figure 2.5.

Une fois la masse du quark top connue, il est possible de contraindre la masse du boson de Higgs (voir figure 2.6). Au vue de la dépendance logarithmique des corrections radiatives avec la masse du boson de Higgs cette contrainte ne peut être que large. Elle se fait de plus dans le cadre uniquement du Modèle Standard. Les deux figures de la figure 2.6 montrent que l'ensemble des données expérimentales contraignent une masse pour le boson de Higgs plutôt légère.

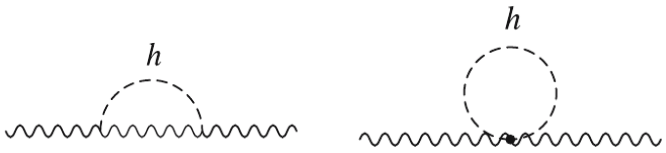


Figure 2.4 – Diagramme à une boucle incluant le boson de Higgs intervenant dans les corrections radiatives du propagateur du boson W.

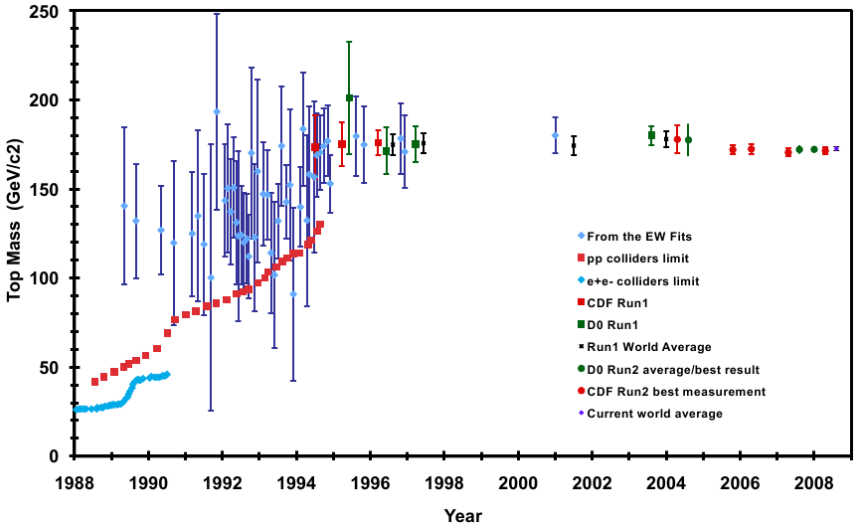


Figure 2.5 – Evolution des différentes mesures de la masse du quark top (directes et indirectes).

2.2 Mode de production par paires et de désintégration

2.2.1 Production $t\bar{t}$ par interaction forte

Dans le cadre du Modèle Standard, le quark top peut être produit en paires $t\bar{t}$ par interaction forte ou seul (production *single top*) par interaction faible. Seul le premier cas, dominant au Tevatron, nous intéresse dans ce manuscrit. Cette production peut se faire soit par annihilation de paires $q\bar{q}$ soit par fusion de gluons (voir les diagrammes de Feynman 2.7). Le processus de production de paires de quark top peut être décrit à l'aide du théorème de factorisation (voir le paragraphe 1.5.1) par la convolution de deux termes :

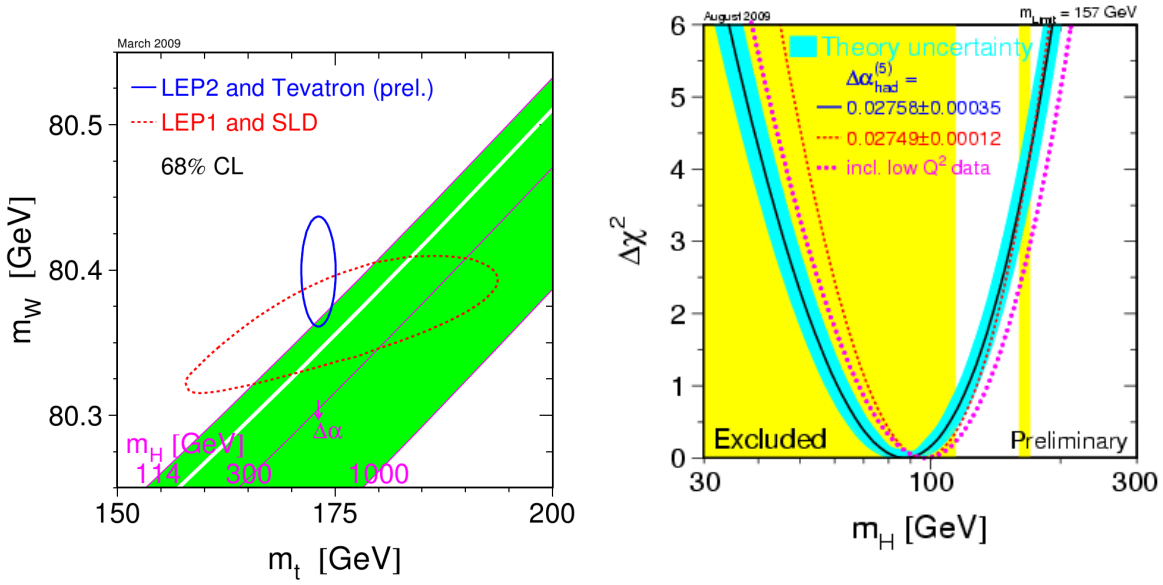
- un terme décrivant la physique à courte distance résultant de la collision dure parton-parton et calculable perturbativement ;
- un terme décrivant la physique à longue distance : distributions des partons au sein des hadrons.

La section efficace de production de paires de quarks top s'écrit alors :

$$\sigma_{p\bar{p}\to t\bar{t}}(\sqrt{s}, m_t) = \sum_{a,b=g,q,\bar{q}} \int \hat{\sigma}_{a+b\to q\bar{q}}(\hat{s}, \alpha_s(\mu_R^2), \mu_R^2, \mu_F^2, m_t) \times f_{a/p}(x_a, \mu_F^2) f_{b/\bar{p}}(x_b, \mu_F^2) dx_a dx_b \tag{2.14}$$

où :

- $f_{a/p}(x_a, \mu_F^2)$ et $f_{b/\bar{p}}(x_b, \mu_F^2)$ sont les fonctions de densité de partons correspondant



(a) Intervalle de confiance à 68%C.L. dans le plan (M_W, m_t) : les différentes ellipses représentent les mesures directes. Les lignes obliques correspondent à des lignes $M_H = cte$. La limite inférieure de 114 GeV correspond à la limite d'exclusion obtenue par le LEP, la bande blanche à l'exclusion par le Tevatron et la limite supérieure de 1000 GeV à une contrainte théorique liée à la validité du Modèle Standard.

(b) Détermination indirecte de la masse du boson de Higgs à partir des observables électrofaibles. La masse la plus probable est : $M_H = 87^{+35}_{-26}$ GeV. La bande jaune symbolise la limite d'exclusion à 95% C.L. obtenue par les recherches directes : $M_H > 114$ GeV au LEP et ($M_H < 160$ GeV et $M_H > 170$ GeV) au Tevatron.

Figure 2.6 – Contraintes sur la masse du boson de Higgs à partir des mesures directes [11] et indirectes [12] des observables électrofaibles. La valeur préférée pour la masse du boson de Higgs du Modèle Standard correspond à une faible valeur : aux alentours de 100 GeV.

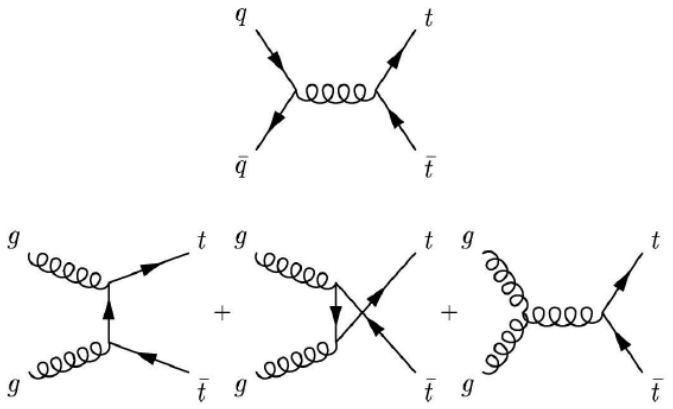


Figure 2.7 – Diagrammes de Feynman de production de paires de quarks top par annihilation de paires de quarks en haut et par fusion de gluons en bas.

à la probabilité de trouver le parton a à l'intérieur du proton (respectivement b à l'intérieur de l'antiproton) portant une fraction de l'impulsion initiale x_a (respectivement x_b). Ces fonctions sont non calculables perturbativement et sont évaluées expérimentalement (voir le paragraphe 1.5.3).

– $\hat{\sigma}_{a+b\to q\bar{q}}(\hat{s}, \alpha_s(\mu_R^2), \mu_R^2, \mu_F^2, m_t)$ est la section efficace partonique où $\hat{s}$ vaut $\hat{s} = x_a x_b s$: s et $\hat{s}$ représentent l'énergie dans le centre de masse de la collision $p\bar{p}$ et ab respectivement. Elle est calculée à un certain ordre en perturbation et va donc dépendre des échelles de renormalisation et de factorisation. L'introduction de ces deux échelles est nécessaire au calcul de la section efficace : la première permet la régularisation des infinis apparaissant dans les boucles des diagrammes de Feynman, la deuxième est introduite lors de la factorisation.

Pour que la production de paires de quarks top soit cinématiquement possible, l'énergie dans le centre de masse partonique doit vérifier $\hat{s} \geq 4m_t^2$ ce qui, en supposant $x_a = x_b = x$, conduit à un seuil de production pour $x \simeq \frac{2m_t}{\sqrt{s}}$. Dans le cas du Tevatron *Run II*, $\sqrt{s} = 1,96$ TeV, $x \simeq 0,18$ et au LHC, $\sqrt{s} = 14$ TeV, $x \simeq 0,025$. Pour ces valeurs, la densité de partons dominante au Tevatron est celle des quarks de valences u et d (celle du quark d est du même ordre de grandeur que celle du gluon) (voir la figure 2.8). Le processus dominant pour la production de paires de quarks top au Tevatron est donc l'annihilation de paires $q\bar{q}$ (85%) par rapport à la fusion de gluon (15%). Ce mode de production est minoritaire au LHC et ce, en raison de la forte augmentation de la fonction de densité de probabilité du gluon pour la fraction d'impulsion typique au LHC par rapport à celle du Tevatron (voir la figure 2.8).

L'augmentation entre le *Run I* et le *Run II* du Tevatron de 10% de l'énergie dans le centre de masse conduisant à des fractions d'impulsion nécessaires plus faibles pour la production de quarks top, a permis l'augmentation du taux de production de 30%. Au LHC, l'augmentation de la section efficace est d'un facteur 100 par rapport au Tevatron.

2.2.2 Section efficace aux ordres supérieurs

En ce qui concerne le calcul perturbatif de la section efficace partonique, celui de la section efficace de paires de quarks top a été mené complètement jusqu'au deuxième ordre

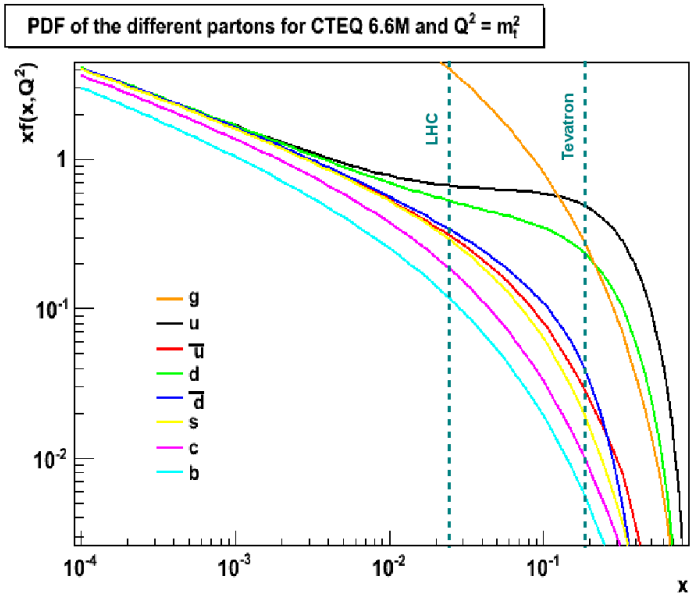


Figure 2.8 – Distributions des différentes densités de quantité de mouvement des partons (multipliée par la fraction x de quantité de mouvement du parton), en fonction de x et ce pour un proton d'énergie initiale $Q^2 = m_t^2$ et pour CTEQ6.6M.

en perturbation (NLO), ordre en α_s^3 par Nason et al. [13] et Beenakker et al. [14] :

$$\hat{\sigma}_{ab}^{NLO}(m_t^2, \mu) = \frac{\alpha_s^2(\mu)}{m_t^2}\Big\{c_{ab}^0 + 4\pi\alpha_s(\mu)\Big[c_{ab}^1(\rho) + \bar{c}_{ab}^1(\rho)\ln\Big(\frac{\mu^2}{m_t^2}\Big)\Big]\Big\} \tag{2.15}$$

où $\rho = \frac{4m_t^2}{\hat{s}}$ et où les termes c_{ab}^0, c_{ab}^1 et $\bar{c}_{ab}^1$ sont définis dans les équations 2.16. Ce calcul fait intervenir des boucles virtuelles s'ajoutant à l'ordre des arbres (voir figures 2.9a et 2.9c) ou encore des processus d'émission de gluons (voir figures 2.9b et 2.9d). La constante de couplage a été renormalisée suivant le schéma $\overline{MS}$ et la masse a été renormalisée de manière à ce qu'elle corresponde à la masse au pôle (voir le paragraphe 2.5). Le calcul NLO

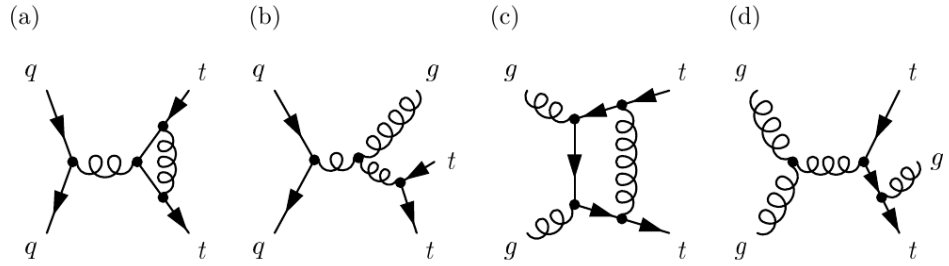


Figure 2.9 – Exemples de diagrammes de Feynman contribuant au calcul NLO de la section efficace. Les figures a et c représentent des corrections virtuelles ; b et d l'émission de gluons.

permet de diminuer l'incertitude théorique et donc la dépendance de la section efficace avec les échelles de renormalisation et factorisation (voir le paragraphe 1.5.2). Le rapport entre la section efficace NLO et LO est de $1,25$ au Tevatron en raison des contributions

importantes des radiations de gluons. En effet, la production de paires de quarks top se fait proche du seuil au Tevatron. Dans cette limite, les coefficients intervenant dans le calcul de la section efficace deviennent :

$$\begin{aligned}
\text{Termes LO :} \quad & c^0_{q\bar{q}}(\rho) \simeq \frac{T_R C_F}{2N_c}\pi\beta \underset{\beta\to 0}{\longrightarrow} 0 \\
& c^0_{gg}(\rho) \simeq \frac{T_R}{N_c^2-1}(C_F - C_A/2)\pi\beta \underset{\beta\to 0}{\longrightarrow} 0 \\
\text{Termes NLO :} \quad & c^1_{q\bar{q}}(\rho) \underset{\beta\to 0}{\longrightarrow} \frac{1}{4\pi^2} c^0_{q\bar{q}}(\rho)\Big[(C_F - C_A/2)\frac{\pi^2}{2\beta} + 2C_F \ln^2(8\beta^2) - (8c_F + C_A)\ln(8\beta^2)\Big] \\
& c^1_{gg}(\rho) \underset{\beta\to 0}{\longrightarrow} \frac{1}{4\pi^2} c^0_{gg}(\rho)\Big[\frac{N_c^2+2}{N_c(N_c^2-2)}\frac{\pi^2}{4\beta} + 2C_A \ln^2(8\beta^2) - \frac{(9N_c^2-20)C_A}{N_c^2-2}\ln(8\beta^2)\Big] \\
& \bar{c}^1_{q\bar{q}}(\rho) \underset{\beta\to 0}{\longrightarrow} \frac{1}{4\pi^2} \bar{c}^0_{q\bar{q}}\Big[- 2C_F \ln(4\beta^2) + \bar{C}_2(\mu^2/m_t^2)\Big] \\
& \bar{c}^1_{gg}(\rho) \underset{\beta\to 0}{\longrightarrow} \frac{1}{4\pi^2} \bar{c}^0_{gg}\Big[- 2C_A \ln(4\beta^2) + \bar{C}_3(\mu^2/m_t^2)\Big]
\end{aligned} \tag{2.16}$$

où $\beta = \sqrt{1-\rho}$. Les termes LO disparaissent alors que les corrections NLO présentent des infinis dûs aux termes logarithmiques décrivant l'émission de gluons mous. Le calcul peut être affiné en incluant des corrections à des ordres plus élevés liées à la radiation de gluons. En effet, les termes logarithmiques sont connus à tous les ordres et peuvent donc être resommés. Ils sont de différents types :

- dans les termes 2.16, la contribution logarithmique dominante est $\alpha_s(\mu^2)\ln^2(8\beta^2)$. Celle-ci intervenant à tous les ordres, elle peut s'écrire de manière générique $\alpha_s^n(\mu^2)\ln^{2n}(8\beta^2)$: ces termes sont appelés logarithmes dominants et sont notés LL (pour *leading log*).
- la contribution suivante correspond à $\alpha_s^n(\mu^2)\ln^{2n-1}(8\beta^2)$, est notée NLL (pour *next to leading log*) et est appelée contribution sous dominante.
- les contributions suivantes seront notées NNLL, NNNLL, ...

La contribution de ces logarithmes est positive à tous les ordres en perturbation et augmente donc la valeur de la section efficace NLO (voir figure 2.10). L'impact de cette resommation sur la section efficace de production de paires de quarks top a été étudié par Berger et Contopanagos [15], Laenen, Smith et van Neerven [16] et Catani, Mangano et Trentadue [17] en considérant les logarithmes dominant (LL). D'autres études ont ensuite considérer la resommation des logarithmes de l'ordre suivant (NLL) dont celle de Cacciari *et al.* [18] et Kidonakis et Vogt [20].

Dans le cas du Tevatron, la resommation des logarithmes dominants et sous-dominants (NLL) conduit à une variation de la section efficace d'environ 5%. Cette resommation diminue également la dépendance de la section efficace avec les échelles de renormalisation et factorisation (voir le paragraphe 1.5.2) d'un facteur 2 : de 10% à 5% (voir figure 2.10). L'incertitude liée aux fonctions de densité de partons devient quant à elle dominante : 41% pour le calcul NLO contre 72% pour le calcul $NNLO_{approx}$ de Moch et Uwer [22]. Les différents calculs théoriques considérés dans ce manuscrit sont :

- ceux de Cacciari *et al.* [18]. Ils sont basés sur les travaux de Bonciani *et al.*[19] et correspondent à un calcul de la section efficace au NLO avec l'ajout de la resommation à tous les ordres des logarithmes dominants et sous-dominants (calcul NLO+NLL). Ils utilisent des paramétrisations de fonctions de densité de partons plus récentes que Bonciani *et al.*. L'incertitude sur la section efficace due aux ordres

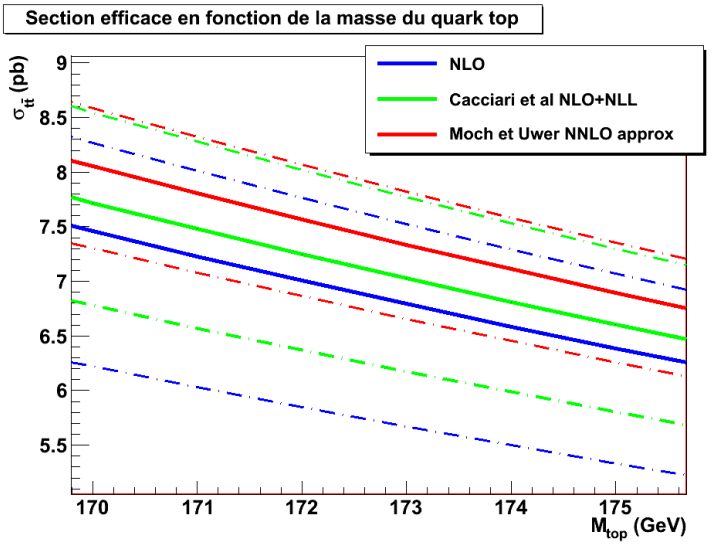


Figure 2.10 – Allure de la section efficace théorique de paires de quarks top pour différents ordres en pertubation : la resommation des logarithmes dominants conduit à une augmentation de la valeur centrale et à une diminution de l'incertitude liée aux échelles de renormalisation et factorisation.

supérieurs a été évaluée en faisant varier indépendamment les échelles de factorisation et de renormalisation entre $m_t/2$ et $2m_t$: la plus grande variation a été assignée comme erreur. Cette méthode permet d'éviter de sous-estimer cette incertitude en tenant compte de toutes les variations de la section efficace avec les échelles et pas uniquement celle suivant la diagonale correspondant à $\mu_R = \mu_F$ (voir figure 2.11).

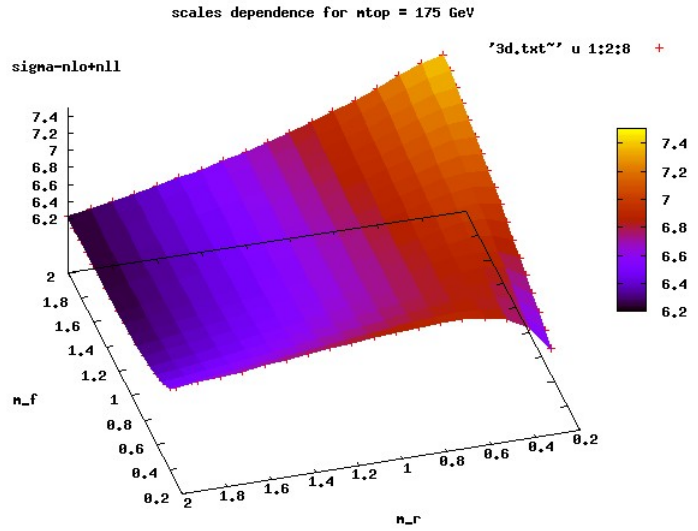


Figure 2.11 – Variation de la section efficace de production de paires de quark top au NLO+NLL en fonction de l'échelle de renormalisation et de factorisation. La variation indépendante des deux échelles entre $m_t/2$ et $2m_t$ permet d'éviter de sous-estimer l'incertitude liée aux échelles en ne prenant que les échelles égales.

Pour l'incertitude sur la paramétrisation des fonctions de densité de partons, une variation des paramètres a été effectuée et une erreur asymétrique a été considérée comme préconisé par Nadolsky et Sullivan [21]. L'utilisation d'une erreur asymétrique conduit à une erreur peu différente de celle obtenue par la méthode symétrique présentée dans le paragraphe 1.5.3.2. Pour $m_t = 172,5$ GeV et pour CTEQ 6.6 :

$$\sigma_{t\bar{t}}^{NLO+NLL} = 7,14^{+0,28}_{-0,50}\ (\text{scale})^{+0,48}_{-0,37}\ (\text{PDF})\ \text{pb}. \tag{2.17}$$

– ceux de Moch et Uwer [22]. Ils correspondent à un calcul NLO auquel est ajouté un certain nombre de termes NNLO provenant des corrections au seuil (ajout de termes NLL et NNLL mais non resommés). L'incertitude sur la section efficace due aux ordres supérieurs a été évaluée en faisant varier les échelles de factorisation et de renormalisation prises égales entre $m_t/2$ et $2m_t$. Pour l'incertitude liée à la paramétrisation des fonctions de densités de partons, l'erreur considérée a été déterminée suivant la procédure décrite dans le paragraphe 1.5.3.2. Pour $m_t = 172,5$ GeV et pour CTEQ 6.6 :

$$\sigma_{t\bar{t}}^{NNLO_{approx}} = 7,46^{+0,06}_{-0,27}\ (\text{scale})^{+0,42}_{-0,43}\ (\text{PDF})\ \text{pb}. \tag{2.18}$$

– ceux de Kidonakis et Vogt [20]. Ils correspondent à un calcul NLO auquel est ajouté un certain nombre de termes NNLO provenant des corrections au seuil (ajout de termes NLL, NNLL et NNNLL mais non resommés). L'incertitude sur la section efficace due aux ordres supérieurs a été évaluée en faisant varier les échelles de factorisation et de renormalisation prises égales entre $m_t/2$ et $2m_t$. Pour l'incertitude liée à la paramétrisation des fonctions de densités de partons, l'erreur considérée a été déterminée suivant la procédure décrite dans le paragraphe 1.5.3.2. Deux approches cinématiques sont considérées [23] et le passage de l'une à l'autre entraîne une variation non négligeable de la section efficace et est donc considéré comme une source d'incertitude supplémentaire (*kinematics*). Pour $m_t = 172$ GeV et pour CTEQ 6.6 :

$$\sigma_{t\bar{t}}^{NNLO_{approx}} = 7,39^{+0,03}_{-0,20}\ (\text{scale})^{+0,48}_{-0,37}\ (\text{PDF}) \pm 0,30\ (\text{kinematics})\ \text{pb}. \tag{2.19}$$

2.2.3 Mode de désintégration

Dans le cadre du Modèle Standard, le quark top se désintègre de façon quasi-exclusive en un boson W et un quark b : $\mathcal{BR}(t \to Wb) \simeq 1$. Les différents canaux de désintégration des paires de quarks top sont alors classés en fonction de la désintégration des deux bosons W (voir figure 2.12 à gauche). La probabilité pour un boson W de se désintégrer en deux quarks est de 2/3. La probabilité de désintégration du boson W en un lepton chargé et le neutrino correspondant est de 1/3. En ce qui concerne les canaux où un des bosons W au moins se désintègre en un lepton tau, seuls les cas où le tau se désintègre en un lepton et deux neutrinos sont inclus dans les différents canaux décrits ci-dessous. Le cas de la désintégration hadronique des taus est traité à part car leur identification est complexe et ne sera pas considérée ici. Les différents rapports d'embranchement pour la paire $t\bar{t}$ sont illustrés sur la figure 2.12 à droite. Les trois canaux de désintégration communément définis sont :

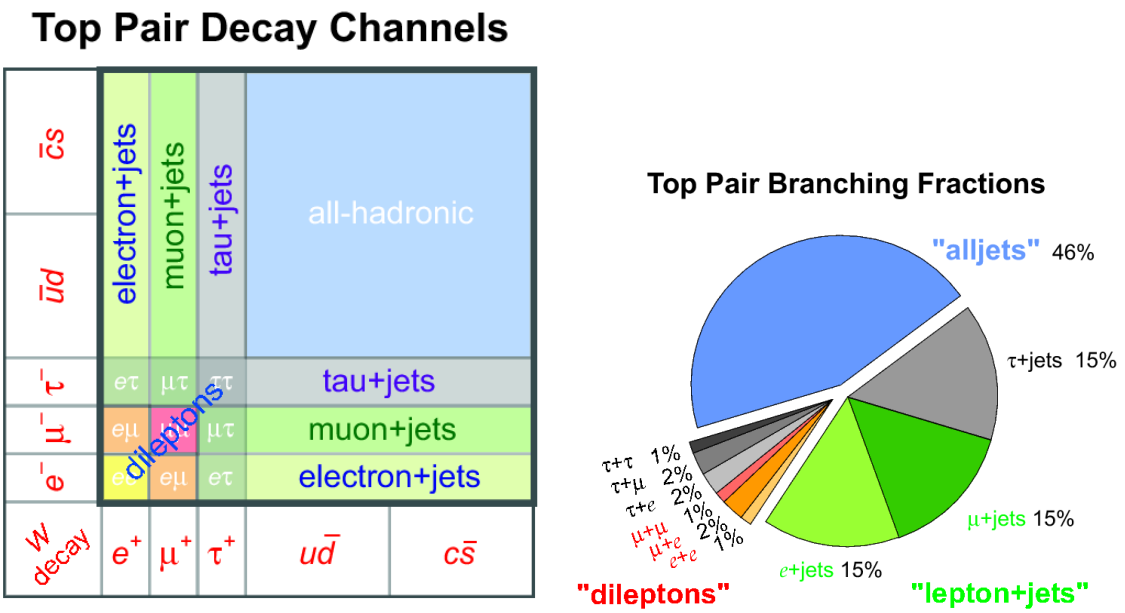


Figure 2.12 – A gauche, présentation des différents canaux de désintégration en fonction des produits de désintégration du W. A droite, leurs proportions relatives.

- **le canal dileptonique** : les deux bosons W se désintègrent en un lepton et un neutrino. Il se compose des états finals : ee, $e\mu$ et $\mu\mu$ ainsi que $e\tau$, $\mu\tau$ et $\tau\tau$ où un ou deux taus se désintègrent de manière leptonique. Ce canal représente environ 6,5% de tous les états finals et constitue la plus faible contribution. La signature de cet état final est constituée de deux leptons de haute impulsion transverse, une quantité importante d'énergie transverse manquante et de deux jets de quark b. Ces événements ont très peu de bruit de fond : il s'agit principalement de la production du boson Z en association avec des jets. Il est possible de réduire ce bruit de fond en imposant que la masse invariante des deux leptons soit différente de celle de la résonance du Z. Dans le cas du canal $e\mu$, cette contamination provient uniquement de la désintégration tauonique du Z où les τ se désintègrent en un e et un μ, contribution donc plus faible que pour les deux autres canaux dileptoniques. Le bruit de fond instrumental est composé de jets ou de photons identifiés comme un électron ou bien de muons et d'électrons provenant de la désintégration d'un quark b détecté comme isolé.
  Ce canal présente le désavantage de posséder deux neutrinos dans l'état final ce qui ne permet pas une complète reconstruction de la cinématique des événements sauf si certaines hypothèses sont formulées comme la masse du quark top ou encore la probabilité des différentes configurations des impulsions dans l'état final.
- **le canal lepton+jets** : un des bosons W se désintègre en un lepton et un neutrino et le deuxième en deux quarks. Il se compose des états finals : e+jets, μ+jets ainsi que le cas τ+jets où le tau se désintègre de manière leptonique. Ce canal représente environ 35% de tous les états finals. La signature de cet état final est constituée d'un lepton de haute impulsion transverse, d'énergie transverse manquante, de deux jets de quark b et de deux jets de haute impulsion provenant de la désintégration du boson W. La source principale de bruit de fond est constituée par des événements où

un boson W se désintègre de façon leptonique en association avec des jets. Les événements multijets, où un jet est identifié comme un électron, composent la deuxième source de bruit de fond, expérimentale celle-ci. L'utilisation d'outil d'étiquetage des jets de quark b permet une forte discrimination entre le signal et le bruit de fond où la majorité des jets sont de saveurs légères.
La cinématique de ce canal est complètement contrainte. Seul un problème d'association des différents jets se pose.

– **le canal tout hadronique** : les deux bosons W se désintègre en deux quarks. Ce canal représente environ 46% de tous les états finals. La signature de cet état final est constituée de six jets de haute impulsion transverse dont deux jets de quark b, d'aucun lepton chargé ni d'énergie transverse manquante. Le bruit de fond principal composé d'événements multijet est très important et difficilement modélisable. Il est possible de le réduire à l'aide de l'étiquetage des jets de quark b.
La cinématique de ces événements est surcontrainte mais la présence de six jets dans l'état final entraîne 90 possibilités différentes pour l'association des jets. L'étiquetage des jets de quark b peut permettre de réduire cette combinatoire.

2.3 Modélisation des événements $t\bar{t}$

Pour mesurer les propriétés du quark top, les données sont comparées à des événements simulés à l'aide de générateurs Monte Carlo et suivant les prédictions théoriques connues. Ces générateurs doivent pouvoir fournir les caractéristiques (impulsion, couleur, particule mère) de chaque particule de l'état final ainsi que de toutes celles permettant de remonter l'histoire de cette particule. La simulation d'interactions $p\bar{p}$ se base sur le théorème de factorisation (voir le paragraphe 1.5.1) permettant la séparation du processus en une partie à courte distance correspondant à l'interaction dure et calculable perturbativement et une partie à longue distance incluant les fonctions de densité de partons et autres interactions de faibles énergies comme l'événement sous-jacent (voir figure 2.13). L'ensemble de la chaîne de simulation est composée :

– du processus dur : déterminé à partir du calcul de l'élément de matrice correspondant au processus considéré. Ce calcul est effectué par les générateurs pour la plupart des processus à l'ordre des arbres. Ils existent cependant certains générateurs ayant implémenté les calculs d'éléments de matrice effectués aux ordres supérieurs (MC@NLO par exemple [24]).
– du développement de la gerbe : lié à la radiation de gluons dans l'état initial ou final, il est effectué dans les générateurs par une approche probabiliste. Pour chaque particule, au cours de sa propagation, une probabilité d'émission de partons est déterminée à l'aide des « Altarelli-Parisi splitting kernels »(voir le paragraphe 1.5.2). Le développement de la gerbe est effectué jusqu'à ce que les partons finals et initiaux aient une virtualité de l'ordre de 1 GeV correspondant au domaine non perturbatif de la théorie.
– de l'hadronisation : elle permet de relier toutes les particules colorées afin de créer les hadrons finals non colorés. Deux modèles d'hadronisation sont utilisés : l'hadronisation par amas ou à l'aide de cordes (voir le paragraphe 1.5.3).
– des fonctions de densité de partons : elles permettent de faire le lien entre les partons de l'interaction dure et les protons incidents.

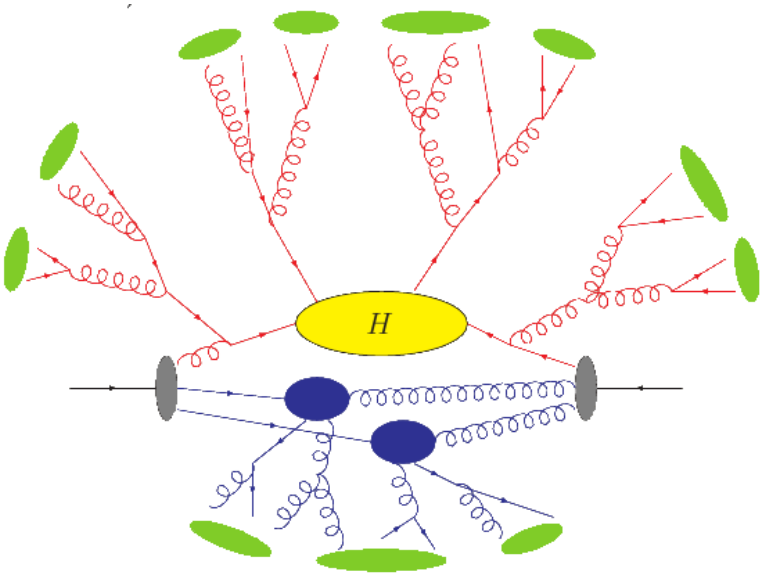


Figure 2.13 – Schéma représentant les différentes parties d'une interaction hadronique qui doivent être décrites par le générateur Monte Carlo : en gris les protons incidents, en jaune l'interaction dure, en rouge le développement de la gerbe, en bleu l'événement sous-jacent et en vert l'hadronisation.

- l'événement sous-jacent : il s'agit de décrire les interactions supplémentaires ayant lieu entre des partons incidents différents de ceux du processus dur. De plus, des connections de couleur sont possibles entre les partons de l'interaction principale et ceux de l'événement sous-jacent. Ces effets étant difficilement modélisables, ils sont basés sur des modèles phénoménologiques ajustés sur les données.

Afin de pouvoir comparer ces événements simulés avec les données, d'autres effets doivent être considérés : les interactions multiples, l'empilement et l'interaction des particules avec le détecteur. Les deux premiers effets sont décrits par l'ajout de données sans interaction dure (données de biais minimum) à la simulation, le dernier à l'aide d'un programme de simulation du détecteur (voir le paragraphe 6.1.2).

De nombreux programmes officiels sont disponibles pour le calcul de l'élément de matrice seul ou bien pour le calcul de la chaîne dans son ensemble. Selon les processus étudiés, le choix peut se porter sur des générateurs différents. Dans le cas où l'élément de matrice est calculé à un ordre supérieur à celui des arbres, l'interface doit être faite en tenant compte de la correspondance entre les partons provenant du calcul de l'élément de matrice et le processus de développement de la gerbe afin d'éviter un double comptage.

2.4 Mesure directe de la masse du quark top

A ce jour, seul le Tevatron peut produire directement le quark top. La combinaison de l'ensemble des mesures faites par les collaborations DØ et CDF lors des *Run I* et *II* conduit à une moyenne mondiale de $m_t = 173,1 \pm 0,6\ (\text{stat}) \pm 1,1\ (\text{syst})$ GeV [25] (voir figure 2.14).

L'incertitude totale sur cette moyenne est de $1,3$ GeV correspondant à une erreur relative de $0,8\%$. Cette erreur est dominée par l'incertitude systématique dont les com-

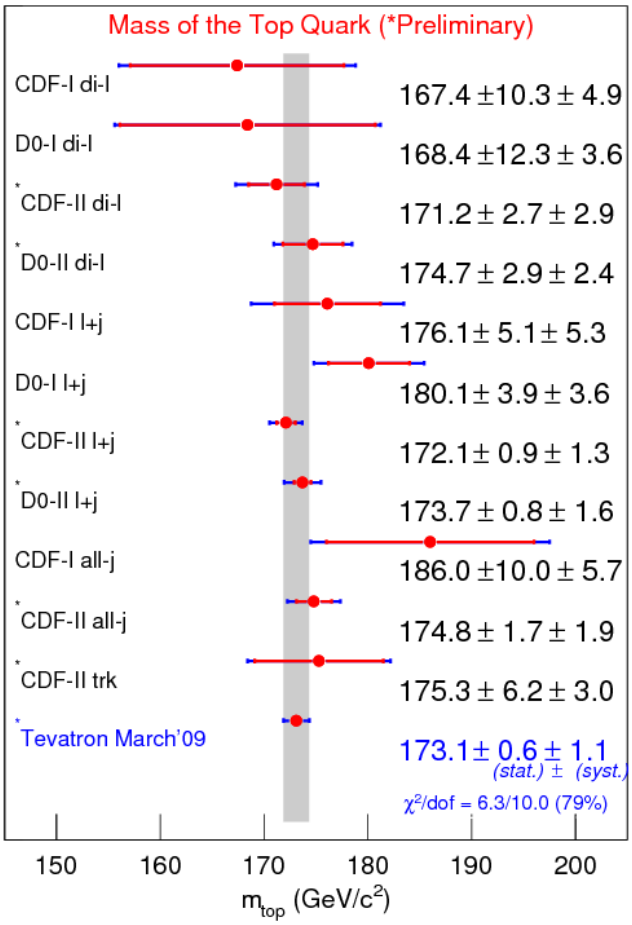


Figure 2.14 – Ensemble des mesures directes de la masse du quark top pour les expériences DØ et CDF pour les *Run I* et *II*.

posantes principales sont dues à l'incertitude sur la modélisation du signal par les générateurs Monte Carlo, avec $0,49$ GeV, et à l'incertitude liée à l'échelle en énergie des jets, avec $0,48$ GeV. Un effort est donc fait par les deux collaborations afin de comprendre et d'améliorer ces erreurs (amélioration de la calibration des différentes particules, études approfondies des procédures d'identification des particules, amélioration de l'étiquetage des jets de quark b...).

Parmi les différentes techniques de mesure directe de la masse (voir [26]), nous n'en présenterons que deux : la méthode des gabarits (*template method*) et la méthode de l'élément de matrice (*matrix element method*).

2.4.1 La méthode des gabarits

Cette méthode est basée sur l'utilisation d'observables qui sont sensibles à la masse du quark top, comme par exemple la masse reconstruite du quark top à partir des quadri-impulsions de ses produits de désintégration. Ces observables sont évaluées à partir des données puis comparées à des distributions de référence simulées et ce, pour différentes valeurs de la masse du quark top. Nous nous concentrerons ici sur le canal lepton+jets où

la cinématique contrainte de chaque événement permet la reconstruction de la masse du quark top et son utilisation comme observable de référence.

Bien que la cinématique des événements lepton+jets soit contrainte, il existe 24 combinaisons possibles des 4 jets constituant l'état final avec les 4 partons correspondants. Ce nombre peut être diminué par l'utilisation de l'étiquetage des jets de quark b : il reste alors 4 attributions à faire dans le cas de l'étiquetage des deux jets de quark b (ambiguïté sur la composante z du neutrino et sur l'association du bon boson W). Pour chaque combinaison, le χ^2 suivant est minimisé :

$$\begin{aligned}\chi^2 \;=\; & \sum_{i=\text{lepton, 4jets}} \frac{(p_T^{i,fit} - p_T^{i,mes})^2}{\sigma_i^2} + \sum_{j=x,y} \frac{(p_T^{uncl^{j,fit}} - p_T^{uncl^{j,mes}})^2}{\sigma_j^2} \\ & + \frac{(m_{l\nu}^{fit} - M_W)^2}{\Gamma_W^2} + \frac{(m_{jj}^{fit} - M_W)^2}{\Gamma_W^2} + \frac{(m_{bl\nu}^{fit} - m_t^{reco})^2}{\Gamma_t^2} + \frac{(m_{bjj}^{fit} - m_t^{reco})^2}{\Gamma_t^2}\end{aligned} \tag{2.20}$$

où :

- $p_T^{i,mes}$ sont les impulsions transverses mesurées des 4 jets et du lepton ; et σ_i l'erreur correspondante,
- $p_T^{uncl^{j,mes}}$ sont les impulsions mesurées de l'énergie transverse manquante suivant x et y ; et σ_j l'erreur correspondante.

Lors de cet ajustement :

- toutes les grandeurs X^{fit} sont variées afin d'obtenir le χ^2 le plus bas ;
- une variation est permise autour de la valeur de la masse du boson W et autour de la masse du quark top en accord avec leur largeur de désintégration.
- m_t^{reco} est considéré comme l'estimateur de l'événement s'il conduit au χ^2 le plus faible ;
- si $\chi^2 > 9$, l'événement est rejeté.

La figure 2.15 montre les différentes distributions de la masse reconstruite pour différentes possibilités d'étiquetage des jets de quark b pour des événements de signal simulés. Nous voyons que la meilleure résolution est obtenue lorsque les deux jets de quark b sont étiquetés en raison du nombre de permutations moindre à considérer lors de l'ajustement du χ^2.

La dernière étape pour obtenir la masse du quark top est la maximisation d'une fonction de vraisemblance à partir de la distribution des masses invariantes reconstruites obtenue dans les données. Pour cela, la distribution de la masse reconstruite pour le signal est générée pour différentes valeurs de la masse du quark top : ces distributions constituent les gabarits (voir figure 2.16). Elles sont ajustées par une fonction dépendant de 12 paramètres et de la masse du quark top. Ces 12 paramètres sont évalués par un ajustement simultané de tous les gabarits. Pour les différents cas d'étiquetage des jets de quark b, l'ensemble de ces paramètres est réévalué. Dans le cas du bruit de fond, les distributions simulées sont ajustées avec moins de paramètres et sans aucune dépendance avec la masse du quark top.

Une fonction de vraisemblance est alors construite à partir des différents gabarits et de la distribution de la masse reconstruite observée dans les données. L'opposé du logarithme de la fonction de vraisemblance est minimisé en faisant varier les paramètres des distributions et la fraction du bruit de fond autour de leur valeur centrale et dans la limite de leur incertitude ; seule la masse du top est laissée complètement libre.

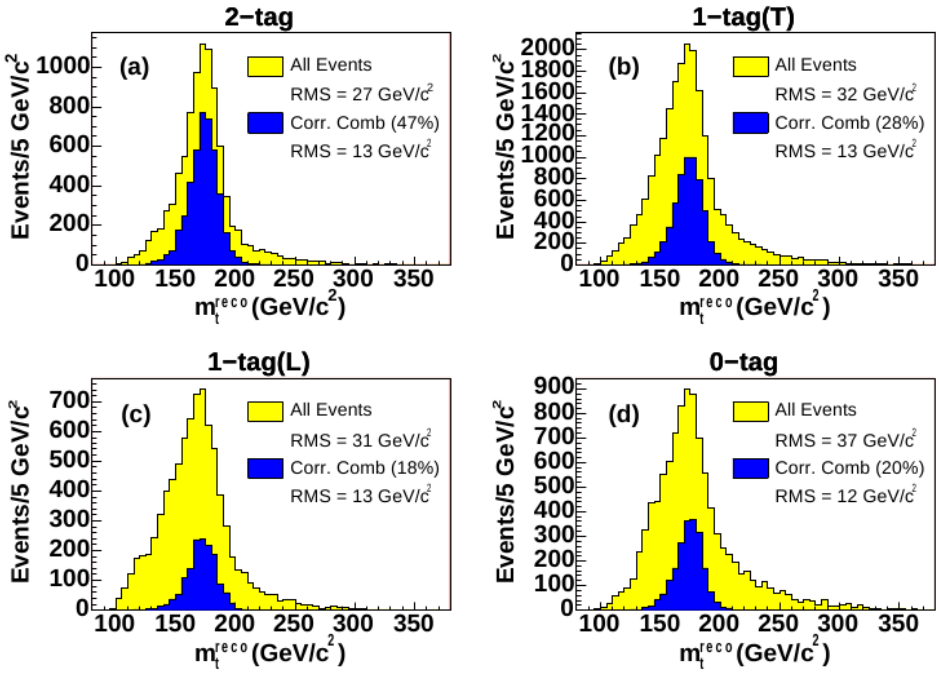


Figure 2.15 – Distributions simulées pour la masse du quark top reconstruite en fonction du nombre de jets de quark b étiquetés (résultat de CDF [27]). Les courbes en jaune représentent la masse reconstruite pour un échantillon simulé avec HERWIG [35] pour une masse de 178 GeV. En bleu sont représentées les distributions où l'association quark-jet conduit au χ^2 le plus faible.

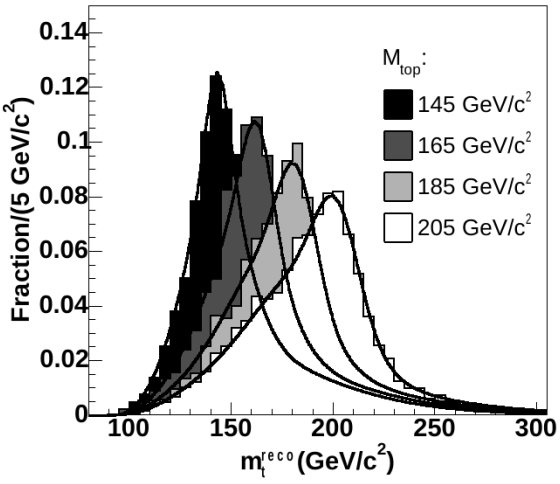


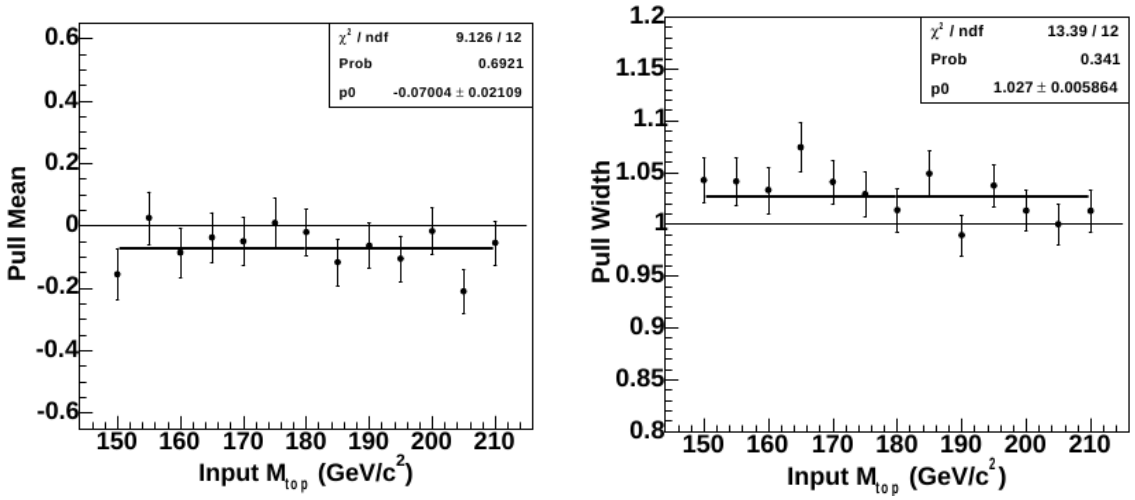
Figure 2.16 – Distributions générées de la masse du quark top reconstruite pour différentes masses du quark top [27].

Une fois les gabarits obtenus, la méthode est calibrée afin d'éviter tout biais systématique et statistique. On réalise alors un grand nombre de « pseudo-expériences » créées à partir du Monte Carlo. Les échantillons du signal et du bruit de fond sont construits avec un même nombre d'événements que la sélection et avec une masse du quark top connue : cette valeur est ensuite comparée à la valeur obtenue à partir de l'ajustement de

la fonction de vraisemblance. En plus de la valeur moyenne, la dispersion normalisée est vérifiée :

$$pull = \frac{m_i - \langle m \rangle}{\sigma_i} \tag{2.21}$$

où m_i est la masse mesurée à partir de l'ensemble i, σ_i, l'incertitude statistique liée à la mesure m_i et $\langle m \rangle$ la valeur moyenne de l'ensemble des mesures m_i. Cette grandeur permet d'évaluer le biais sur l'incertitude statistique. Les courbes de calibration (voir figures 2.17) montrent qu'il n'y a aucun biais entre la masse du top générée et la masse du top mesurée. La dispersion normalisée est quant à elle, centrée autour de 1 : il n'y a pas de biais sur l'incertitude statistique.



(a) Différence entre la masse du top générée et la masse du top reconstruite.

(b) Allure de la dispersion normalisée.

Figure 2.17 – Calibration de la méthode des gabarits [27].

Dans le cas du canal lepton + jets (et tout hadronique), l'échelle en énergie des jets (source d'incertitude systématique importante sur la valeur de la masse mesurée) peut être étalonnée *in situ* en utilisant le fait que la masse invariante de deux des jets (en tenant compte des permutations) doit être égale à la masse du boson W. L'ajustement final est alors fait en fonction de m_{top} et de l'échelle en énergie des jets.

Il est possible d'utiliser cette méthode dans un canal sous contraint tel que le canal dileptonique et ce, en formulant des hypothèses supplémentaires sur la cinématique des objets finals.

Le résultat le plus récent pour cette méthode dans le canal lepton+jets est le résultat de la collaboration CDF pour une luminosité intégrée de $4,8$ fb^{-1} [29] :

$$m_t = 172,2 \pm 1,2 \text{ (stat+JES)} \ \pm 1,0 \text{ (sys)} \tag{2.22}$$

Les erreurs systématiques dominantes sont l'erreur sur l'échelle en énergie des jets (résiduelle et ce, malgré la calibration in situ) avec $0,6$ GeV et la simulation Monte Carlo avec $0,7$ GeV.

2.4.2 La méthode de l'élément de matrice

Cette méthode fournit pour le moment les mesures les plus précises et ce, quel que soit le canal considéré. Elle permet en effet d'utiliser tout l'information contenue dans chaque événement. Pour chacun d'entre eux, la probabilité que l'ensemble x des variables mesurées (impulsion,η,...) dans l'état final provienne d'un événement de signal ou de bruit de fond est évaluée :

$$P_{evt}(x;m_t) = fP_{sig}(x;m_t) + (1-f)P_{bckg}(x) \tag{2.23}$$

où $P_{sig}(x;m_t)$ (resp. $P_{bckg}(x)$) est la probabilité qu'un événement de signal $t\bar{t}$ (resp. de bruit de fond) conduise à l'état final x ; f représente la fraction de signal dans l'échantillon étudié. Ces probabilités sont évaluées à l'aide d'un calcul explicite d'élément de matrice, intégré sur l'ensemble de toutes les variables inconnues (par exemple, l'ensemble des états partoniques pouvant conduire à l'observation de l'état final x). La probabilité $P_{sig}(x;m_t)$ est calculée de la manière suivante (voir figure 2.18) :

$$P_{sig}(x;m_t) = \frac{1}{\sigma_{obs}(m_t)} \sum_{i,j} \int_{x_1,x_2,y} dx_1 dx_2 f_i(x_1) f_j(x_2) \frac{(2\pi)^4 |\mathcal{M}|^2}{x_1 x_2 s} d\Phi_6 W(x,y) \tag{2.24}$$

où :

- x_1, x_2 sont les fractions d'impulsion des partons au sein du proton et de l'antiproton qui ont collisionné ;
- $f_i(x_1)$ est la fonction de densité de probabilité que le parton i ait la fraction d'impulsion x_1 ;
- $\mathcal{M}$ est l'élément de matrice pour la réaction $q\bar{q},\ gg \to t\bar{t} \to y$;
- s est l'énergie dans le centre de masse ;
- $d\Phi_6$ est l'élément d'espace des phases de la désintégration d'une paire de quarks top donnant six particules dans l'état final ;
- $W(x,y)$ est la fonction de transfert, décrivant les effets liés à la détection. Elle correspond à la probabilité qu'un état final x observé dans le détecteur soit reconstruit comme un état partonique y ;
- $\sigma_{obs}(m_t)$ est la section efficace du processus $p\bar{p} \to t\bar{t} \to y$ corrigée de l'acceptance du détecteur qui inclut les coupures de sélection (dépendantes de m_t). Elle sert à la normalisation de P_{sig}.

Le calcul de P_{bckg} s'effectue de manière analogue, excepté qu'elle ne dépend pas de la masse du quark top.

La masse du quark top est alors déterminée grâce à la maximisation de la fonction de vraisemblance définie par :

$$\mathcal{L}(m_t) = \prod_{i=1}^{N_{obs}} P_{evt}(x_i;m_t). \tag{2.25}$$

Ainsi chaque événement contribue en fonction de sa qualité et de sa résolution. La quantité $-\ln(\mathcal{L}(m_t))$ est calculée pour différentes hypothèses de masse puis est ajustée par une parabole dont le minimum correspond à la masse du quark top mesurée.

La méthode est calibrée, tout comme la méthode des gabarits, à l'aide de pseudo-expériences. Les résultats de la calibration (voir figures 2.19) montrent une différence significative entre la masse générée et la masse mesurée : la courbe obtenue sera utilisée

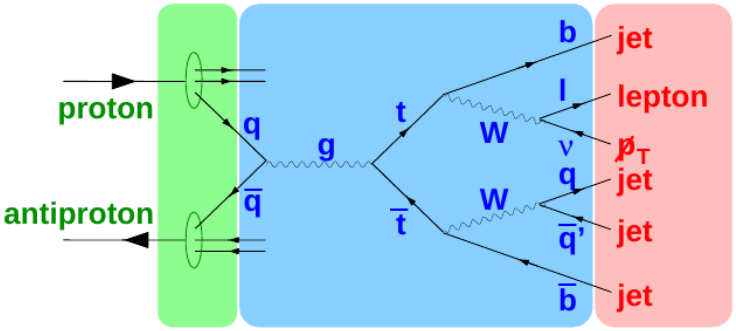
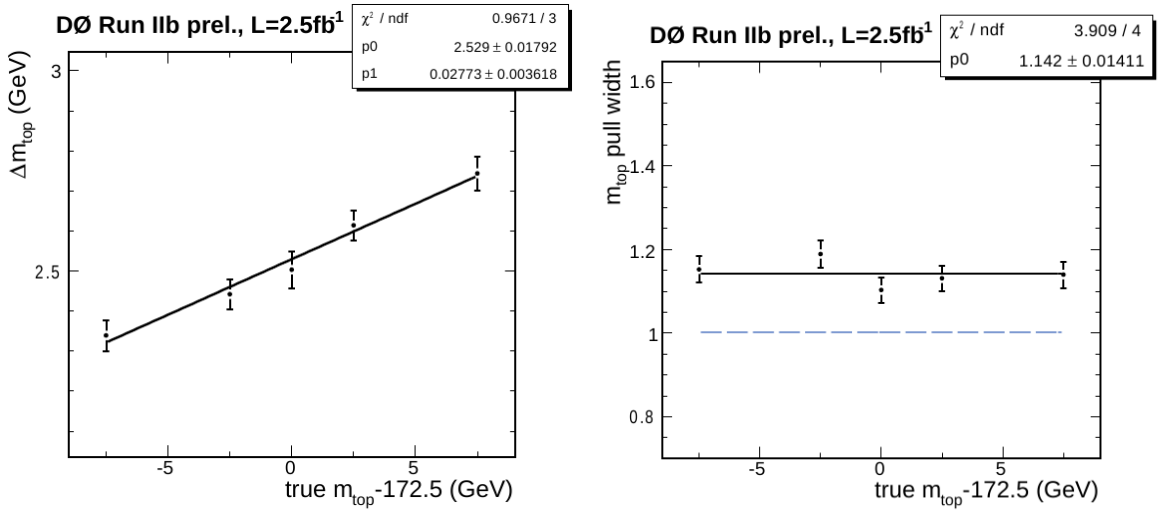


Figure 2.18 – Représentation schématique du calcul de la probabilité P_{sig} pour un événement lepton + jets observé. L'événement observé décrit par l'ensemble de variables x, indiqué en rouge sur la figure, est fixé alors que l'on intègre sur l'ensemble des configurations y possibles pour l'état final, indiqué en bleu. En vert est représentée la convolution du phénomène partonique considéré par les fonctions de densité de partons du proton et de l'antiproton incident.



(a) Différence entre la masse du top générée et la masse du top reconstruite.

(b) Allure de la dispersion normalisée.

Figure 2.19 – Calibration de la méthode de l'élément de matrice [30].

comme référence lors des mesures pour obtenir la vraie masse à partir de celle mesurée. Le biais sur l'incertitude statistique reste, quant à lui, assez faible.

De même que pour la méthode des gabarits, il est possible d'étalonner *in situ* l'énergie des jets dans le cas du canal lepton + jets grâce à la contrainte de la masse du boson W. L'incertitude systématique liée à l'échelle en énergie des jets est alors diminuée. La fonction de vraisemblance est alors évaluée comme : $\mathcal{L}(m_t) = \int \mathcal{L}(m_t, JES) dJES$

Les résultats récents pour cette méthode sont dans le canal lepton+jets :

– pour la collaboration CDF pour une luminosité intégrée de $3,2$ fb^{-1} [31] :

$$m_t = 172,4 \pm 1,4 \text{ (stat+JES)} \ \pm 1,3 \text{ (sys)}. \tag{2.26}$$

Les erreurs systématiques dominantes sont l'échelle en énergie des jets résiduelle

(0, 65 GeV) et la simulation Monte Carlo (0, 70 GeV).
– pour la collaboration DØ pour une luminosité intégrée de 3, 6 fb^{-1} [32] :

$$m_t = 173,7 \pm 0,8 \text{ (stat+JES)} \pm 1,6 \text{ (sys)}. \quad (2.27)$$

L'erreur systématique dominante est l'échelle en énergie des jets de quark b (0, 81 GeV). Ces deux résultats (en particulier celui de DØ) sont limités par l'erreur systématique.

2.5 Discussion sur la définition de la masse du quark top

Avec l'augmentation des données analysées par le Tevatron ainsi que l'amélioration des techniques d'analyse, la mesure de la masse du quark top est désormais mesurée avec une grande précision (de l'ordre du GeV [25]). Les prévisions sur l'évolution de cette incertitude sont représentées sur la figure 2.20.

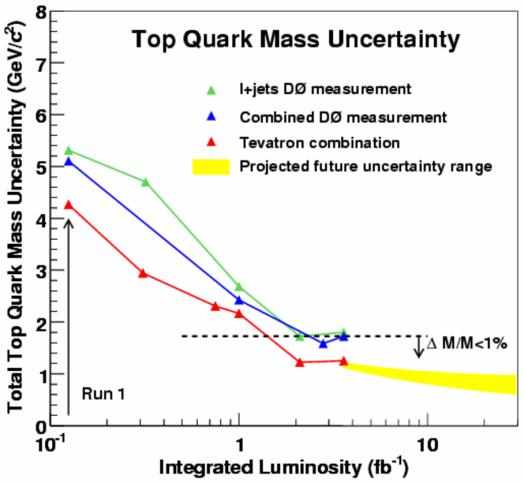


Figure 2.20 – Evolution de l'incertitude sur la masse du quark top mesurée en fonction de la luminosité intégrée.

Avec de telles précisions, il devient important de comprendre quelle masse est effectivement mesurée. En effet, plusieurs masses théoriques existent et sont mesurables en fonction de la méthode de mesure utilisée (mesure cinématique, mesure au seuil, mesure indirecte...). En plus de la méthode de mesure, l'insuffisance des générateurs Monte Carlo à simuler tous les effets non perturbatifs de la théorie influence par la calibration la nature de la masse mesurée.

2.5.1 Aspects théoriques sur la masse d'un quark libre

De manière générale, la masse m d'une particule représente un paramètre dans un cadre théorique donné. Ainsi dans le cadre du Modèle Standard, les masses des quarks sont des paramètres dont la valeur est proportionelle au couplage de Yukawa entre le quark et le boson Higgs et dépend du schéma de renormalisation utilisé. Il existe donc plusieurs masses théoriques dont :

– **la masse** $\overline{MS}$: après renormalisation, les masses ont été redéfinies comme des masses dépendant de l'échelle de renormalisation $m(\mu)$, appelées *running masses*. Un des schémas les plus communs est celui appelé : *Modified Minimal Substraction ($\overline{MS}$) scheme* (voir le paragraphe 1.4). Cette masse n'a a priori pas d'interprétation physique claire car elle dépend du schéma et de l'échelle de renormalisation.
– **la masse au pôle** : elle correspond à la partie réelle du pôle du propagateur et est identifiable à la masse physique de la particule dans le cas d'une particule stable (électron par exemple). Dans le cas d'un quark, particule non libre, cette masse est définie de manière ambigüe.

Ambigüité théorique sur la définition de la masse au pôle d'un quark

La masse au pôle est parfaitement définie dans le cas d'une particule observable, telle que l'électron ou encore le muon. Pour un quark, il est possible de définir une masse au pôle à partir de la position du pôle dans le propagateur du quark. Ce propagateur est défini pour un quark de quadri-impulsion p par :

$$D(\not{p}) = \frac{i}{\not{p} - m_R - \Sigma(\not{p})} \tag{2.28}$$

où m_R est une masse renormalisée à *courtes distances*, ce qui signifie suivant un schéma tel que $\overline{MS}$ où les divergences ultraviolettes sont réabsorbées ; $\Sigma(\not{p})$ représente l'énergie d'auto-interaction du quark. Cette dernière est complexe en raison de la durée de vie finie du quark top. Par définition, la partie réelle du pôle correspond à la masse au pôle et la partie imaginaire correspond à la largeur de désintégration. L'équation pour la position du pôle est donc :

$$\not{p}_{pole} = m_R + \Sigma(\not{p}_{pole}). \tag{2.29}$$

Cette équation implicite en $\not{p}_{pole}$ peut être résolue à chaque ordre en perturbation. Cependant, l'insertion de n polarisations du vide dans le propagateur du gluon dans le calcul à une boucle de l'énergie propre du quark (voir figure 2.21) conduit à une série factoriellement divergente appelée renormalon infrarouge car elle se manifeste pour des gluons de faibles impulsions. La série ne peut être évaluée que si on adopte une prescription arbitraire pour s'affranchir de la divergence [33]. La différence entre ces prescriptions est une mesure de l'ambigüité sur la masse au pôle. Pour le quark top, l'indétermination est de l'ordre de [33] :

$$\delta m_{pole} \sim \frac{8\pi}{3\beta_0} e^{5/6} \Lambda_{QCD} \simeq 0,5 \text{ GeV} \tag{2.30}$$

où $\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}N_f$ et $\Lambda_{QCD} \simeq 200$ MeV.

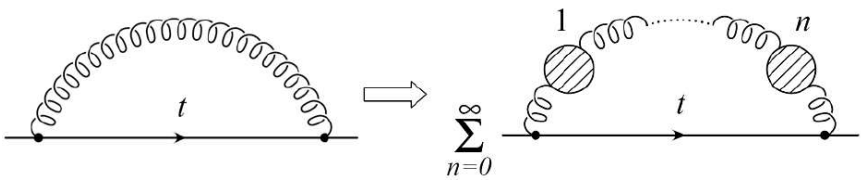


Figure 2.21 – Diagramme représentant l'insertion des n polarisations du vide dans le propagateur du gluon.

Donc la masse au pôle du quark top n'est théoriquement pas mieux définie que 500 MeV. Une explication physique possible à ce problème de définition est liée au fait que la masse au pôle n'est définie que pour des particules observables et non pour les quarks qui sont confinés. Dans le cas du quark top, le fait qu'il se désintègre avant de s'hadroniser pourrait laisser penser qu'il est insensible aux effets QCD non perturbatifs et pourrait donc avoir une masse au pôle parfaitement définie. Cependant, si l'on considère un processus de diffusion entre deux états libres avec échange d'un quark top où le pôle du propagateur permettrait la définition d'une masse au pôle, il existe un problème de conservation de la couleur : le quark top est un état coloré alors que les états libres sont non colorés car observables. De même, la détection du quark top se fait par l'intermédiaire de la détection d'un boson W et d'un quark b ; ce dernier est reconstruit à partir de hadrons non colorés : un des quarks constituants ces hadrons provient donc de l'événement sous-jacent, comme le montre la figure 2.22, ce qui conduit à une incertitude irréductible sur la masse invariante du système Wb de l'ordre de Λ_{QCD}.

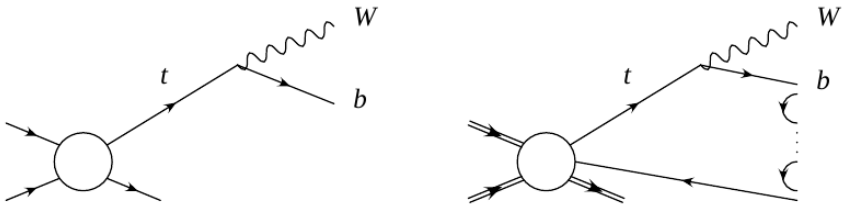


Figure 2.22 – Désintégration du quark top : à gauche sans considérer les effets non perturbatifs de reconnection de couleur, à droite en tenant compte de ces effets.

Lien entre les différentes masses

Bien que la masse au pôle du quark top soit définie théoriquement qu'à $0,5$ GeV près, on verra dans la partie suivante que la plupart des mesures expérimentales conduisent à mesurer cette masse. Une autre partie des mesures permet d'évaluer la masse $\overline{MS}$. Afin de confronter ces deux types de mesures, il est possible d'exprimer la masse au pôle en fonction de la masse $\overline{MS}$ (évaluée à l'échelle $\mu = m_{\overline{MS}}$). A ce jour, le calcul le plus précis est effectué à l'ordre NNNLO [34] :

$$\begin{aligned} m_{pole} &= m_{\overline{MS}}(m_{\overline{MS}})\left(1+\frac{4}{3}\frac{\alpha_s(m_{\overline{MS}})}{\pi}+8,28\left(\frac{\alpha_s(m_{\overline{MS}})}{\pi}\right)^2+75\left(\frac{\alpha_s(m_{\overline{MS}})}{\pi}\right)^3+\mathcal{O}\left(\frac{\alpha_s(m_{\overline{MS}})}{\pi}\right)^4\right) \\ &\quad +\mathcal{O}(\Lambda_{QCD}). \end{aligned} \tag{2.31}$$

Et réciproquement,

$$\begin{aligned} m_{\overline{MS}}(m_{pole}) &= m_{pole}\left(1-\frac{4}{3}\frac{\alpha_s(m_{pole})}{\pi}-9,13\left(\frac{\alpha_s(m_{pole})}{\pi}\right)^2-82\left(\frac{\alpha_s(m_{pole})}{\pi}\right)^3+\mathcal{O}\left(\frac{\alpha_s(m_{pole})}{\pi}\right)^4\right) \\ &\quad +\mathcal{O}(\Lambda_{QCD}). \end{aligned} \tag{2.32}$$

Ainsi pour une masse au pôle de 175,6 GeV, la masse $\overline{MS}$ vaut 166,5 GeV : la différence entre les deux est de l'ordre de 10 GeV permettant la discrimination lors des mesures entre les deux masses en cas de doute sur le type de masse mesurée.

2.5.2 Quelle masse mesure-t-on ?

Afin de déterminer la masse du quark top, que ce soit la masse $\overline{MS}$ ou encore la masse au pôle, il faut déterminer des observables physiques sensibles à ces variables et qui puissent être comparées à la théorie. Voici les différentes approches possibles :

- **Contrainte indirecte grâce aux mesures électrofaibles :** même avant la première observation directe du quark top, il a été possible de contraindre la valeur de sa masse en utilisant les ajustements des mesures de précision électrofaible en fonction de la masse du quark top (voir le paragraphe 2.1). Le problème de cette approche est qu'elle dépend du modèle considéré : Modèle Standard, supersymétrie... La masse obtenue est soit la masse au pôle ou bien la masse $\overline{MS}$ en fonction du schéma de renormalisation dans lequel sont effectués les calculs.
- **Reconstruction des produits de désintégration du quark top :** la conservation de l'énergie et de l'impulsion permet la reconstruction de la masse du quark top à partir de la somme des impulsions de tous ces produits de désintégration. Comme le propagateur du quark top conduit à un pic de la distribution de la masse invariante pour $\sqrt{p^2} \approx m_{pole}$, cette technique permet de mesurer la masse au pôle. Comme l'impulsion des neutrinos n'est pas mesurable, les techniques de reconstruction sont différentes suivant le canal étudié si la cinématique est contrainte (canal lepton+jets et tout hadronique) ou sous-contrainte (canal dilepton). Une présentation des différentes techniques peut être trouvée dans [26]. Cette méthode est valable dans le cadre du Modèle Standard mais dans le cadre aussi de toute théorie qui n'introduit pas de changements importants dans la production et la désintégration du quark top. L'influence de l'utilisation de générateurs sera discutée plus tard.
- **Production de paires $t\bar{t}$ au seuil en collisioneurs leptonique :** cette méthode est basée sur la mesure de la section efficace de production de paires de quarks top autour du seuil auprès d'un collisioneur e^+e^-. Cette mesure faite dans un environnement leptonique est très propre : seul le nombre de paires $t\bar{t}$, non colorées, doit être considéré : les incertitudes systématiques expérimentales sont alors très faibles car seule l'identification des quarks tops intervient. Cette mesure permet par exemple, de s'affranchir du problème de la reconnection de couleur. Cette mesure peut de plus être reliée à des prédictions théoriques qui dépendent de la masse $\overline{MS}$ [35] et permet de ne pas avoir l'indétermination théorique dont souffre la masse au pôle.
- **Extraction de la masse au pôle à partir des mesures de sections efficaces :** cette méthode se base sur la dépendance de la section efficace théorique et expérimentale en fonction de la masse au pôle. Elle est étudiée en détail dans le chapitre 7.

Lors des mesures de la masse du quark top, sa détermination est effectuée par une comparaison entre les données et les événements simulés. La simulation d'événements $t\bar{t}$ souffre d'imperfections dans la description de la théorie correspondante : ces imperfections vont conduire à des imprécisions supplémentaires sur la définition de la masse mesurée. La masse du quark top est générée :

- suivant une distribution de Breit-Wigner pour le générateur PYTHIA [36] :

$$f(p^2) \propto \frac{p^2}{\pi} \frac{m\Gamma}{(p^2 - m^2)^2 + (m\Gamma)^2} \tag{2.33}$$

  où p est la quadri-impulsion, m, la masse et Γ, la largeur de désintégration.

– de manière plate pour le générateur ALPGEN [37].

Ces deux méthodes de génération de la masse du quark top n'influence pas la masse mesurée : dans les deux cas, ce paramètre intervient dans le calcul de l'élément de matrice conduisant à la mesure de la masse au pôle. Même si celle-ci est mal définie théoriquement, une simulation de tous les effets non perturbatifs permettrait la mesure de la masse au pôle du quark top.

Différentes techniques se sont développées afin d'affiner la simulation : par exemple, pour accorder correctement les générateurs d'élément de matrice au NLO et les générateurs de gerbe de partons ou encore pour décrire au mieux l'événement sous-jacent en incluant une description plus complète des interactions multiples. Cependant, certains aspects non perturbatifs restent encore difficiles à modéliser et à quantifier comme les effets de reconnection de couleur par exemple. Des études récentes ont montré que de tels effets conduisent à une incertitude sur la masse mesurée de l'ordre de 0,5 GeV [38][2].

En raison de ces problèmes d'imprécisions de la simulation, la mesure directe de la masse du quark top va souffrir des mêmes imprécisions à cause de l'étape de calibration nécessaire à la mesure. L'idée est donc de développer des méthodes alternatives dépendant moins de la simulation : ceci constitue la motivation du développement de la méthode d'extraction de la masse à partir des mesures de section efficace développée dans le chapitre 7.

[2]L'incertitude citée dans cet article est de 1,5 GeV. Cependant, cette évaluation est basée sur une nouvelle simulation du développement de la gerbe qui décrit mal les données actuelles. Cette incertitude a donc été ramenée à 0,5 GeV.

Bibliographie

[1] M. L. Perl *et al.*, *Evidence For Anomalous Lepton Production In e^+e^- Annihilation*, Phys. Rev. Lett. 35, 1489 (1975).

[2] A. Quadt, *Top quark physics at hadron colliders*, Eur. Phys. J. C 48, 835-1000 (2006)

[3] C. Albajar *et al.*, Phys. Lett. B256 (1991) 121, E : ibid. B262 (1991) 497.
Particle Data Group, Phys. Rev. D50, 1171 (1994).

[4] The PLUTO Collaboration, Phys. Lett. B 76, 243 (1978) ;
The DESY-Heidelberg Collaboration, Phys. Lett. B78, 360 (1978) ;
The DASP Collaboration, Phys. Lett. B76, 246 (1978).

[5] W. Hollik, présentation à la conférence Int. Europhysics Conf. sur HEP, Bruxelles, KA-TP-15-1995, arXiv : hep-ph 9512232 (1995).

[6] D. Schaile, P.M. Zerwas, Phys. Rev. D 45, 3262 (1992).

[7] T. Akesson *et al.*, *Search For Top Quark Production At The Cern $p\bar{p}$ Collider*, Z. Phys. C 46, 179 (1990).

[8] CDF Collaboration, *Evidence for top quark production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}$ =* 1.8 TeV, Phys. Rev. Lett. 73, 225 (1994).

[9] S. Abachi *et al.*, *Observation of the top quark*, Phys. Rev. Lett. 74, 2632 (1995).

[10] F. Abe *et al.*, *Observation of top quark production in $p\bar{p}$ collisions*, Phys. Rev. Lett. 74, 2626 (1995).

[11] http ://www.ifca.es/ heinemey/uni/plots/index.html.

[12] http ://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/.

[13] P. Nason, S. Dawson et R. K. Ellis, *The Total Cross Section for the Production of Heavy Quarks in Hadronic Collisions*, Nucl. Phys. B303 : 607-633 (1988).

[14] W. Beenaker *et al.*, *QCD corrections to heavy quark production in hadron hadron collisions*, Nucl. Phys. B351 507-560 (1991).
W. Beenaker *et al.*, *QCD corrections to heavy quark production in p anti-p collisions*, Phys. Rev. D40 183-186 (1989).

[15] E. L. Berger et H. Contopanagos, *Threshlod resummation of the total cross section for heavy quark production in hadronic collisions*, Phys. Rev. D57 (1998) 253-264.
E. L. Berger et H. Contopanagos, *The Perturbative Resummed Series for Top Quark Production in Hadron Reactions*, Phys. Rev. D54 (1996) 3085-3113.
E. L. Berger et H. Contopanagos, *Perturbative gluon resummation of the top quark production cross-section*, Phys. Lett. B361 (1995) 115-120.

[16] E. Laenen, J. Smith et W.L. van Neerven, *Top quark production cross-section*, Phys. Lett. B321 (1994) 254-258.
E. Laenen, J. Smith et W.L. van Neerven, *All order resummation of soft gluon contributions to heavy quark production in hadron hadron collisions*, Nucl. Phys. B369 (1992) 543-599.

[17] S. Catani *et al.*, *The Top Cross Section in Hadronic Collisions*, Phys. Lett. B378 (1996) 329-336.

[18] M. Cacciari *et al.*, *The $t\bar{t}$ cross-section at 1.8 TeV and 1.96 TeV : A study of the systematics due to parton densities and scale dependence*, JHEP 04 (2004) 068.

[19] , R. Bonciani *et al.*, *NLL resummation of the heavy-quark hadropoduction cross-section*, Nucl. Phys. B529 (1998) 424-450.

[20] N. Kidonakis et R. Vogt, *Top quark production at the Tevatron at NNLO*, Eur. Phys. J. C33 (2004) S466-S468.
N. Kidonakis et R. Vogt, *Next-to-next-to-leading order soft-gluon corrections in top quark hadroproduction*, Phys. Rev. D68 (2003) 114014.

[21] P. M. Nadolsky et Z. Sullivan, *in the proceedinds of the APS/DPF/DPB Summer Study on the Future of Particle Physics (Snowmass 2001)*, Snowmass, Colorado, 30 Juin -21 Juillet 2001 arXiv :hep-peh/0110378.

[22] S. Moch et P. Uwer, *Theoretical status and prospects for top-quark pair production at hadron colliders*, PRD 78, 034003 (2008).

[23] N. Kidonakis *et al.*, *Sudakov resummation and finite order expansions of heavy quark hadroproduction cross sections*, Phys. Rev. D64 (2001) 114001.

[24] `http://www.hep.phy.cam.ac.uk/theory/webber/MCatNLO/`.

[25] The Tevatron Electroweak Working Group for the CDF and DØ Collaborations, *Combination of CDF and DØ Results on the Mass of the Top Quark*, FERMILAB-TM-2427-E, arXiv :0903.2503 (2009).

[26] M. A. Pleier, *Review of Top Quark Properties Measurements at the Tevatron*, arXiv : hep-ex 0810.522 (2008).
F. Fiedler, *Precision Measurements of the Top Quark Mass*, arXiv : hep-ex :1003.0521 (2010).

[27] A. Abulencia *et al.*, *Top Quark Mass Measurement Using the Template Method in the Lepton + Jets Channel at CDF II*, Phys. Rev. D 73.032003 (2005).

[28] G. Corcella *et al.*, *HERWIG 6.5*, JHEP 0101 (2001) 010.

[29] The CDF Collaboration, *Combined template-based Top Quark Mass Measurement in the Lepton+Jets and Dileptons Channels Using* $4,8$ fb^{-}1 *of data*, CDF Note 10077 (2010).

[30] The DØ Collaboration, *Measurement of the Top Quark Mass in the Electron-Muon Channel using the Matrix Element Method with* $3,6$ fb^{-}1, DØ Note 5857 (2009).

[31] The CDF Collaboration, *Top Quark Mass Measurement using Matrix Element Method and Lepton+Jets Channel*, CDF Note 9725 (2009).

[32] The DØ Collaboration, *Measurement of the Top Quark Mass in the Lepton+Jets Channel Using the Matrix Element Method on* $3,6$ fb^{-}1 *of DØ Run II Data*, DØ Note 5877 (2009).

[33] M. C. Smith et S. S. Willenbrock, *Top-quark pole mass*, arXiv : hep-ph 9612329 (1996).

[34] K.G. Chetyrkin et M. Steinhauser, *Short Distance Mass of a Heavy Quark at Order* α_s^3 , arXiv : hep-ph 9907509 (1999).

[35] A. H. Hoang, *Top-Antitop Pair Production close to Threshold : Synopsis of recent NNLO results*, arXiv : hep-ph 0001286 (2000).

[36] `http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html`.

[37] `http://mlm.home.cern.ch/mlm/alpgen/`.

[38] P. Skands et D. Wicke, *Non-perturbative QCD Effects and the Top Mass at the Tevatron*, arXiv : hep-ph 0703081 (2008).

Chapitre 3

Dispositif expérimental : le Tevatron et le détecteur DØ

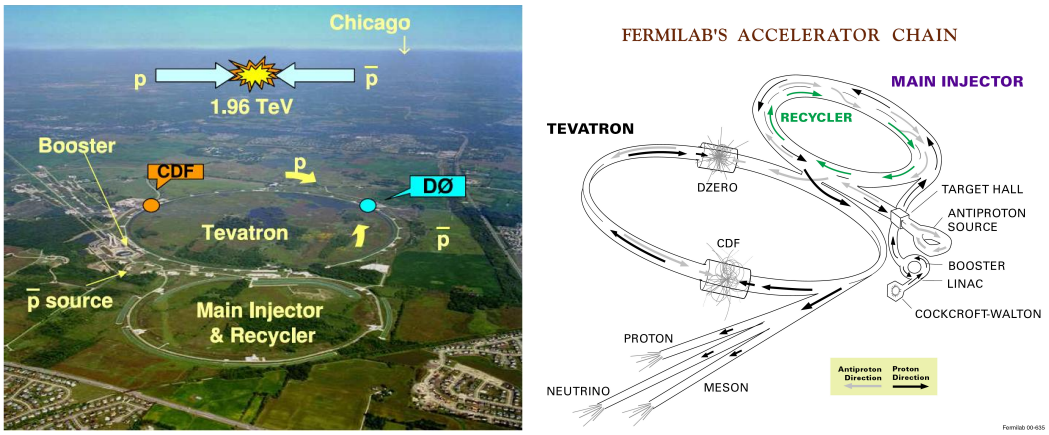
Sommaire

3.1 Fermilab et le Tevatron 75
3.1.1 Création du faisceau de protons 76
3.1.2 L'injecteur principal et le recycleur 77
3.1.3 Création du faisceau d'antiprotons 78
3.1.4 Le Tevatron 79
3.1.5 Le cycle de fonctionnement 80
3.2 Le détecteur DØ 80
3.2.1 Le système de coordonnées 82
3.2.2 Les trajectographes 83
3.2.3 Les détecteurs de pieds de gerbes 86
3.2.4 Le calorimètre 87
3.2.5 Le système de détection des muons 91
3.3 La luminosité 94
3.4 Le système de déclenchement 97

Ce chapitre présente le dispositif expérimental DØ auprès duquel les données utilisées pour la mesure de la section efficace ont été enregistrées. La première partie de ce chapitre sera consacrée à la description de la chaîne de production puis d'accélération permettant de créer des collisions $p\bar{p}$ au Tevatron avec une énergie de $1,96$ TeV dans le centre de masse. Ensuite, la seconde partie décrira les différentes parties constituant le détecteur DØ permettant la détection des différentes particules créées lors des collisions.

3.1 Fermilab et le Tevatron

Le laboratoire Fermilab, ou FNAL (*Fermi National Accelerator Laboratory*), est un complexe de recherches scientifiques se situant à une soixantaine de kilomètres à l'ouest de Chicago aux Etats-Unis. Créé en 1967, il a été le lieu de plusieurs découvertes dans le domaine de la physique des particules. Ainsi, en 1977, le quark bottom fut découvert par la collaboration E288 [1]. En 1995, les collaborations DØ et CDF observaient le quark top [2] [3]. Le neutrino tau fut également observé directement à Fermilab en 2000 par la collaboration DONUT [4].



(a) Vue aérienne du site du Fermilab.

(b) Schématisation de la chaîne d'accélération.

Figure 3.1 – Présentation du laboratoire Fermilab et de son complexe d'accélération. Les parties composées par le *Cockroft-Walton*, le *linac* et le *booster* permettent la création et l'accélération des protons. Une partie de ces protons est utilisée pour créer les antiprotons. Les faisceaux de protons et d'antiprotons sont alors accélérés dans l'injecteur principal puis dans le Tevatron.

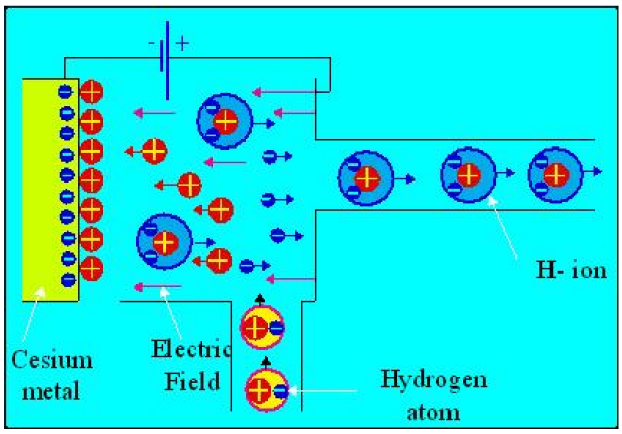
Le laboratoire Fermilab possède un complexe d'accélérateurs linéaires et circulaires (voir figure 3.1) permettant d'accélérer des faisceaux de protons et d'antiprotons jusqu'à une énergie de 980 GeV. Les collisions créées à deux points d'interaction du Tevatron sont enregistrées par deux détecteurs construits par des collaborations internationales : CDF et DØ. Le Tevatron, qui a été mis en service en 1988, a connu deux périodes de fonctionnement en mode collisionneur :

– le *Run I* jusqu'en 1996 a permis de fournir 125 pb^{-1} aux deux expériences avec des collisions à $1,8$ TeV dans le centre de masse.

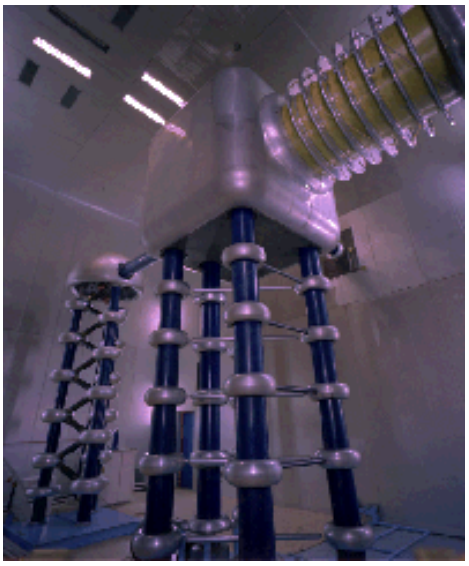
– le *Run II* a débuté en 2001 après un arrêt de 5 ans. Il a permis d'augmenter l'énergie dans le centre de masse jusqu'à sa valeur actuelle de 1,96 TeV. La luminosité intégrée attendue d'ici la fin de l'année 2011 est d'environ 10 fb^{-1}. Cette période est séparée en deux parties : le *Run IIa* entre mars 2001 et mars 2006 correspondant à une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} et le *Run IIb* ensuite. Cette séparation du *Run II* en deux parties est spécifique à la collaboration DØ et est due entre autre à l'ajout d'une couche supplémentaire dans le détecteur à micro-pistes de silicium (voir le paragraphe 3.2).

3.1.1 Création du faisceau de protons

Pour une raison qui sera expliquée ultérieurement, la création du faisceau de protons a comme première étape la création d'ions H^-. Ceux-ci sont créés à partir d'hydrogène gazeux au sein d'un dispositif appelé magnétron [5] (voir figure 3.2). A l'intérieur, le gaz est soumis à une différence de potentiel arrachant l'électron des atomes d'hydrogène et créant ainsi des protons. Les protons sont alors attirés par une plaque de césium composant l'anode et arrachent deux électrons aux atomes de césium. Les ions H^- créés subissant la différence de potentiel dans le magnétron sont éjectés hors de celui-ci vers un premier dispositif accélérateur de type électrostatique : la colonne de *Cockroft-Walton*. La différence de tension au sein de la colonne est de 750 kV permettant d'amener les ions H^- jusqu'à une énergie de 750 keV.



(a) Principe de production des ions H^-.



(b) Accélérateur *Cockroft-Walton* de FNAL.

Figure 3.2 – Création des ions H^- et première étape d'accélération.

Les ions H^- sont ensuite portés à une énergie de 400 MeV à l'aide d'un accélérateur linéaire appelé *linac* long de 130 mètres. L'accélération est effectuée à l'aide de cavités radio-fréquences (voir figure 3.3). En sortie du *linac*, les particules sont assemblées en paquets d'environ 6×10^{12} particules et sont envoyées à une fréquence de 15 Hz vers le *booster*.

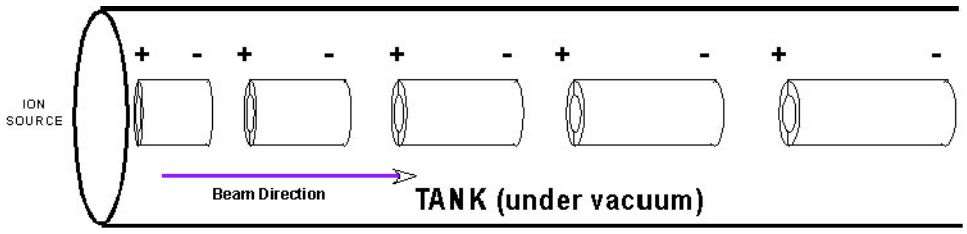


Figure 3.3 – Schéma d'une partie du *linac*.

Le *booster* est le premier accélérateur circulaire de la chaîne d'accélération (voir figure 3.4). D'une circonférence de 475 mètres, il permet l'accélération des particules jusqu'à une énergie de 8 GeV. Il est composé de 96 aimants permettant de courber et de focaliser le faisceau et de cavités radiofréquences permettant l'accélération. A l'injection des ions H^- dans le *booster*, les deux électrons faiblement liés sont arrachés lors du passage à travers une feuille de carbone, transformant les ions H^- en protons. La durée d'un paquet complet du *linac* est 20 μs alors que le temps de révolution des particules dans le *booster* est de $2,2$ μs. L'injection a donc lieu alors que les particules du *booster* en font plusieurs fois le tour. Avant de traverser la feuille de carbone, les deux faisceaux (d'ions H^- et de protons) sont assemblés : ceci est seulement possible car le faisceau entrant est de signe opposé au faisceau déjà contenu dans le *booster*. On comprend ici l'intérêt d'utiliser des ions H^- afin de pouvoir assembler toutes les particules créées en un faisceau stable pouvant être accéléré par le *booster* et envoyé ensuite dans l'injecteur principal.

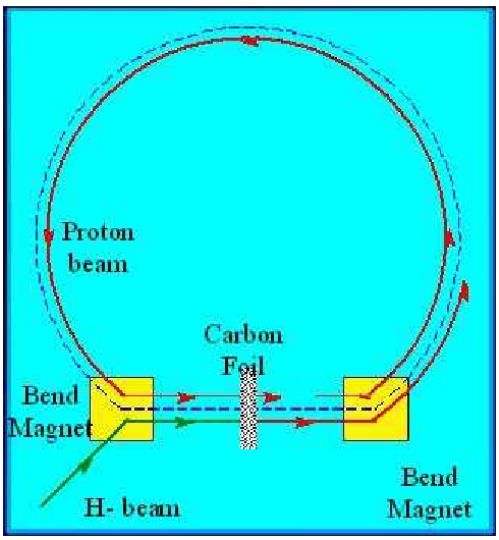


Figure 3.4 – Schéma du *booster*.

3.1.2 L'injecteur principal et le recycleur

L'injecteur principal (*main injector*)[6] a été construit pour le *Run II* en remplacement du *main ring*. C'est un synchrotron de $3,3$ km de circonférence ayant deux fonctions principales :

– l'accélération des protons de 8 à 120 GeV. Ils sont ensuite envoyés sur une cible fixe pour créer les antiprotons.
– l'accélération des protons venant du *booster* et des antiprotons venant de l'accumulateur jusqu'à 150 GeV. Les particules sont ensuite injectées dans le Tevatron.

Il est constitué de 344 aimants dipolaires permettant le guidage des faisceaux et de 208 aimants quadripolaires de focalisation. Des cavités radiofréquences permettent une accélération des particules.

Le principal facteur limitant pour la luminosité est la production d'antiprotons. Le recycleur a donc été construit pour le *Run II* afin de récupérer les antiprotons non utilisés par le Tevatron à la fin d'une prise de données. Cependant, par manque de rentabilité, cet anneau n'est utilisé que pour désengorger l'accumulateur quand celui-ci est saturé. Il est situé dans le même tunnel que l'injecteur principal. Cet anneau de stockage est composé d'aimants permanents permettant une grande stabilité des faisceaux injectés.

3.1.3 Création du faisceau d'antiprotons

Bien que la production des antiprotons limite la luminosité instantanée, les collisions $p\bar{p}$ par rapport aux collisions pp présentent un double avantage : un seul système d'aimants est nécessaire pour accélérer les deux types de particules et certains processus physiques ont un taux de production plus élevé. La création d'antiprotons [7] nécessite trois dispositifs différents : la cible à partir de laquelle ils sont créés et deux synchrotrons permettant de les stocker et de les refroidir (voir figure 3.5) .

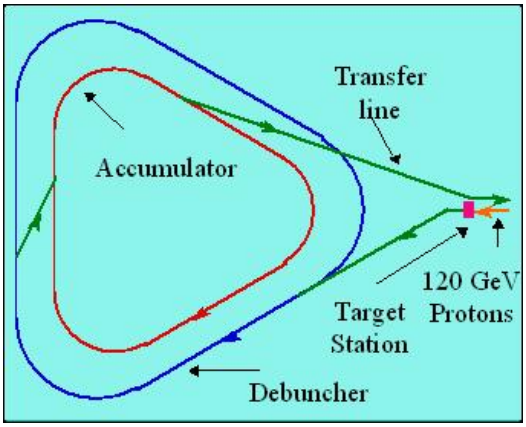


Figure 3.5 – Schéma du circuit de création des antiprotons.

Le faisceau de protons à 120 GeV provenant de l'injecteur principal est envoyé sur une cible de nickel entraînant la création d'antiprotons (voir figure 3.6). Pour un million de protons atteignant la cible, seuls vingt antiprotons sont créés avec une énergie d'environ 8 GeV et avec une large distribution angulaire. Leur focalisation est effectuée à l'aide d'un champ magnétique créé au sein d'une lentille de lithium. Afin de purifier le faisceau de tous les autres types de particules présentes, le faisceau traverse un spectromètre de masse permettant l'isolation des antiprotons.

Les protons arrivant de l'injecteur principal sont sous forme de paquets. Ainsi les antiprotons créés sont également sous forme de paquets et présentent un large spectre en énergie. Le *debuncher* est utilisé pour transformer le large spectre en énergie et la faible

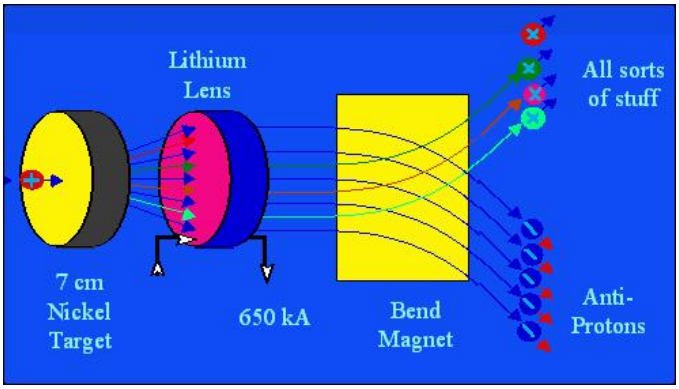


Figure 3.6 – Principe de création des antiprotons à partir d'une cible de nickel.

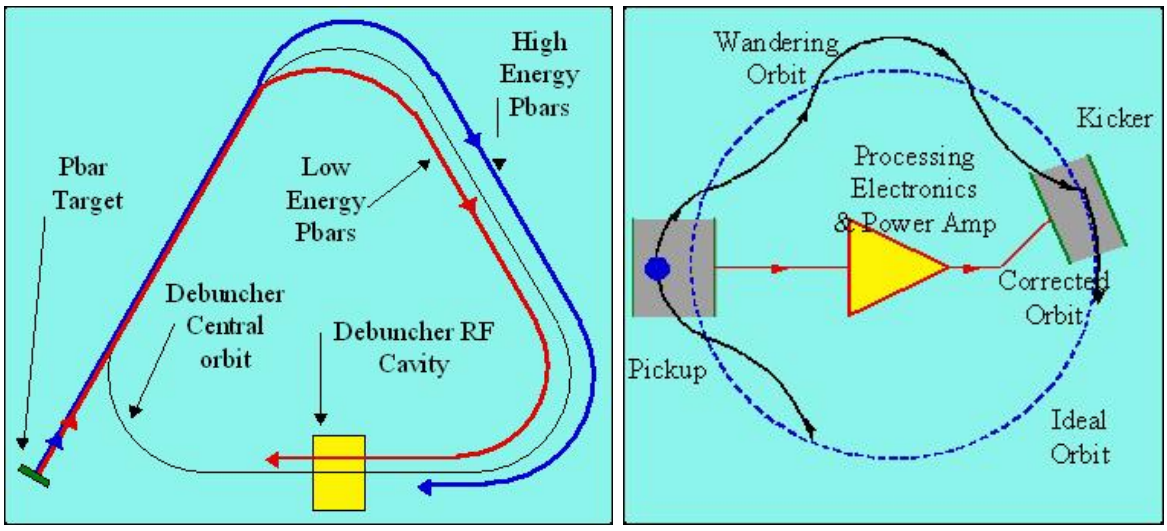
dispersion en temps des antiprotons en un spectre en énergie étroit et une dispersion plus grande en temps. Il s'agit d'un synchrotron de forme triangulaire de 90 m de rayon. Le fonctionnement du *debuncher* est basé sur le fait que les antiprotons ont des énergies différentes : les antiprotons ont alors des orbites différentes (voir figure 3.7) et arrivent à des temps différents au niveau de la cavité radiofréquence située sur la partie droite du *debuncher*. Les particules les moins énergétiques arrivent en premier et sont accélérées par la cavité ; les particules les plus énergétiques arrivent ensuite et sont ralenties par la cavité. A la fin de ce processus, le faisceau a perdu sa structure en paquets d'où le nom de *debuncher* (de l'anglais *bunch* : paquet) et possède une dispersion moins grande en énergie.

Au bout de 100 ms, le faisceau est suffisamment stable pour que l'on puisse procéder à un refroidissement stochastique (toujours au sein du *debuncher*). Ce refroidissement permet de diminuer l'oscillation du faisceau dans le plan transverse et diminue la dispersion en énergie du paquet à l'aide d'une boucle de rétroaction (voir figure 3.7). Le passage d'une particule au niveau d'une électrode appelée *pickup* va permettre de mesurer sa position afin de la corriger grâce au champ électromagnétique créé dans le *kicker*. Cette correction se fait par l'intermédiaire d'un courant plus ou moins important en fonction de la position de la particule : il est créé au niveau du *pickup* et envoyé au *kicker*.

Avant l'injection du prochain paquet de protons, les antiprotons sont injectés dans l'accumulateur : c'est un synchrotron triangulaire de rayon 75 m et situé dans le même tunnel que le *debuncher*. Celui-ci, comme son nom l'indique, permet d'accumuler les antiprotons pendant plusieurs heures voire plusieurs jours. Ce synchrotron est aussi équipé d'un système de refroidissement stochastique afin de conserver la qualité du faisceau. La structure en paquet est effectuée avant l'injection dans l'injecteur principal. Au-delà d'une certaine quantité d'antiprotons, il a été observé que des instabilités peuvent apparaître conduisant la perte pure et simple des antiprotons. Pour éviter cela, les antiprotons sont stockés également dans le recycleur.

3.1.4 Le Tevatron

Le Tevatron [8] est le dernier élément accélérateur de la chaîne. Il permet l'accélération des protons et des antiprotons jusqu'à une énergie de 980 GeV. D'une circonférence de plus de 6 kilomètres, il est équipé de 8 cavités accélératrices radio-fréquence et de plus



(a) Schéma du principe du *debuncher*.

(b) Schéma du principe du refroidissement stochastique.

Figure 3.7 – Description du *debuncher* et du refroidissement stochastique permettant de diminuer la dispersion du faisceau.

de 1000 aimants supraconducteurs pour guider et focaliser le faisceau. Les collisions ont lieu en deux points de l'anneau appelé B0 pour l'expérience CDF et D0 pour l'expérience du même nom. Les faisceaux sont organisés en paquets (voir figure 3.8) : 36 paquets de protons et d'antiprotrons sont réparties en trois super-paquets espacés de $2,6$ μs, eux-mêmes composés de douze paquets séparés de 396 ns.

3.1.5 Le cycle de fonctionnement

Le cycle de production de protons et d'antiprotons dure une dizaine d'heures. Une fois les faisceaux injectés dans le Tevatron, leur durée de vie est d'environ une quinzaine d'heures pendant lesquelles les deux expériences peuvent enregistrer des données : cette période est appelée *store*. La fin d'un *store* est décidée lorsque la luminosité instantanée devient trop faible. Au sein de l'expérience DØ, les temps de prises de données sont découpées en périodes, appelées *runs*, de 2 à 4 heures en fonction de la luminosité instantanée qui diminue au cours du *store* (voir le paragraphe 3.3).

3.2 Le détecteur DØ

Le détecteur DØ est un des deux détecteurs présents sur le long du Tevatron. Il présente une structure concentrique et symétrique selon l'axe des faisceaux, classique pour un détecteur de physique des particules (voir figure 3.9). A partir de l'axe des faisceaux, il est constitué successivement :

– des trajectographes permettant la mesure de l'impulsion des particules chargées : le plus proche est le détecteur à micro-pistes de silicium ou SMT puis le détecteur de traces à fibres scintillantes ou CFT ;

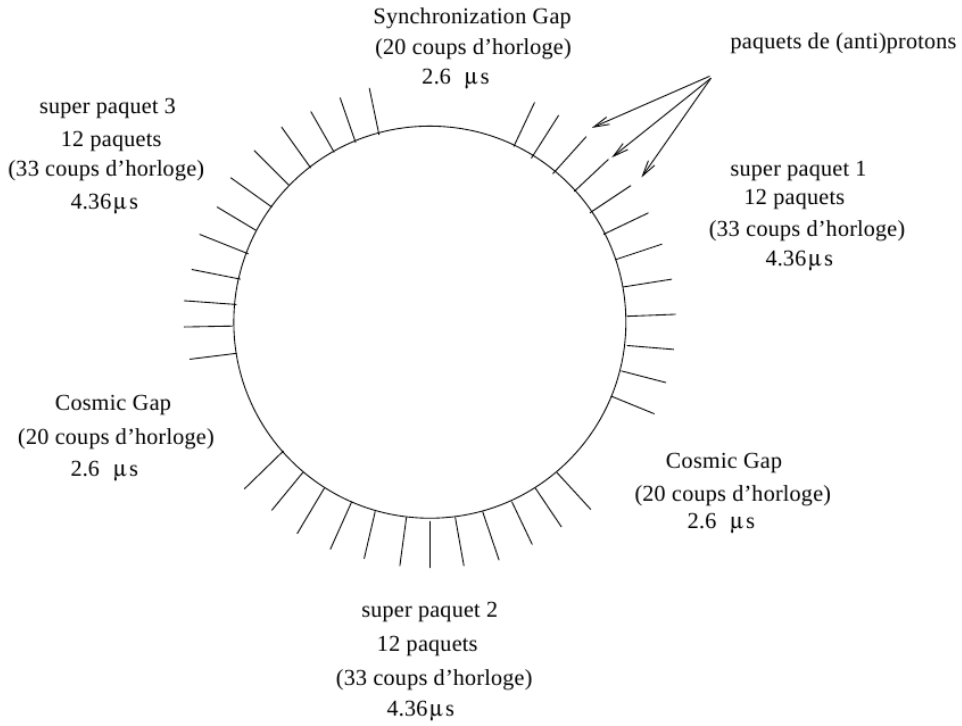


Figure 3.8 – Organisation des paquets de particules dans le Tevatron.

- de l'aimant supraconducteur solénoïdal permettant de courber la trajectoire des particules chargées ;
- des détecteurs de pieds de gerbes permettant de compléter la mesure des impulsions faites par les trajectographes et permettant l'identification des objets électromagnétiques comme les électrons et les photons ;
- du calorimètre électromagnétique et hadronique permettant la mesure de l'énergie des particules ;
- du spectromètre à muons permettant de détecter et de mesurer l'impulsion des muons.

Entre le *Run I* et le *Run II*, le détecteur a subi de nombreux changements afin de s'adapter entre autres aux changements du système d'accélération. Parmi ces changements, nous pouvons citer :

- le changement complet du système de détection des traces (ajout du SMT, CFT et du solénoïde) ; le précédent ne possédait pas de champ magnétique ;
- les détecteurs de pieds de gerbes ont été ajoutés afin de palier l'ajout de matériel provenant du solénoïde et pour corriger l'énergie mesurée dans le calorimètre pour les objets électromagnétiques ;
- le système de détection des muons a été modifié par notamment des ajouts de scintillateurs pour un meilleur déclenchement et le changement des chambres à fil dans le système à l'avant ;
- l'ensemble du système de déclenchement a été modifié afin de s'adapter au taux de collisions plus élevé.

Dans ce manuscrit, la description du détecteur correspond à la configuration du *Run II* [9]. Le détecteur a aussi subi une modification entre le *Run IIa* et le *Run IIb* : une nouvelle

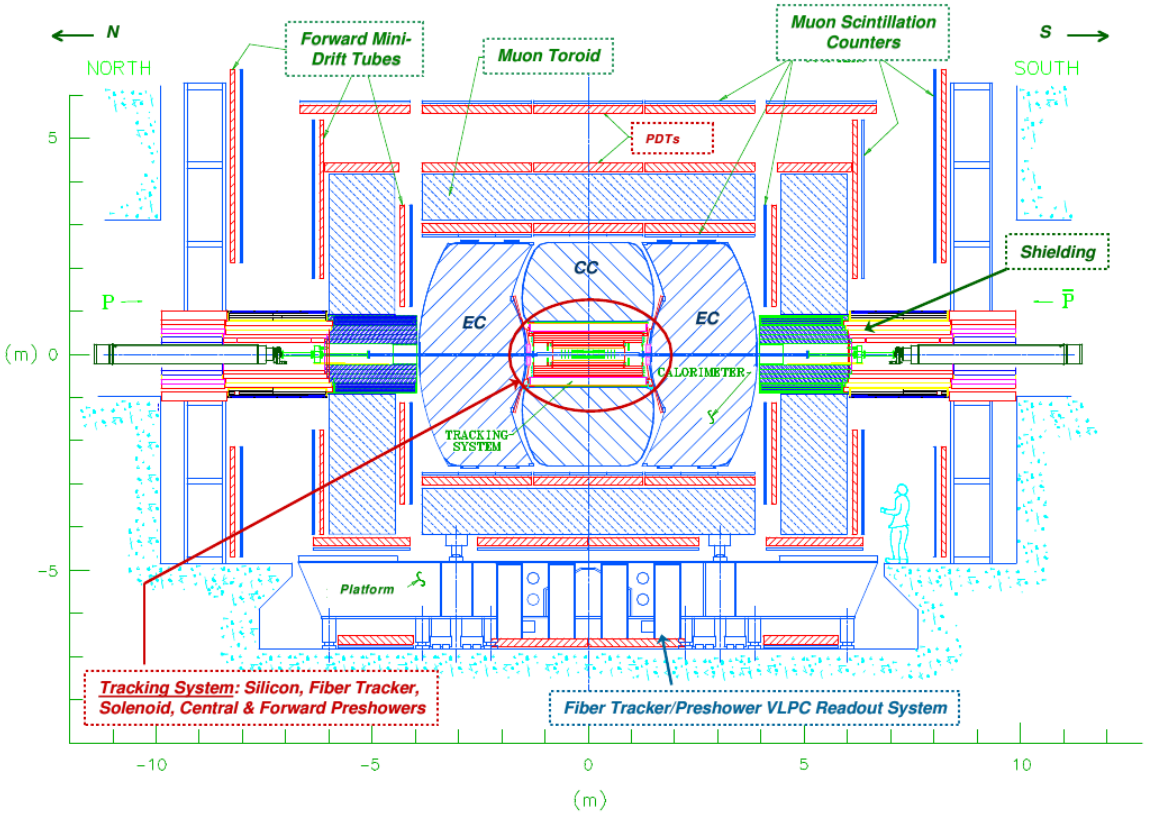


Figure 3.9 – Schéma du détecteur DØ.

couche de silicium, appelée *layer 0* a été ajoutée au plus près du faisceau afin d'améliorer la mesure des points d'interaction ; le système de déclenchement au niveau 1 a été revu et les photomultiplicateurs défaillants de la région inter-cryostat ont été changés afin de restaurer toutes les capacités de détection de cette région.

3.2.1 Le système de coordonnées

Il est possible de définir différents types de coordonnées pour repérer les objets dans le détecteur. Le plus simple est le repère cartésien où l'axe z coïncide avec l'axe des faisceaux et le plan (x,y) correspond au plan transverse (voir figure 3.10). Les coordonnées cylindriques $(r,\ z,\ \phi)$ ou sphériques $(r,\ \theta,\ \phi)$ sont aussi utilisées. En pratique, les coordonnées utilisées sont $(r,\ \phi,\ \eta)$ où η correspond à la pseudo-rapidité et est définie par :

$$\eta = -\ln(\tan\frac{\theta}{2}). \tag{3.1}$$

La pseudo-rapidité η approxime la rapidité $Y = \frac{1}{2}\ln\frac{E+p_z}{E-p_z}$ dans le cas de particules ultra-relativistes. Elle est préférée à l'angle θ car elle est invariante de Lorentz suivant la direction z. η peut être mesuré de deux façons (voir figure 3.10) :

- soit à partir du centre du détecteur, noté η_{det} : il dépend alors de la distance R de la particule par rapport au centre du détecteur ;
- soit à partir du vertex primaire, reconstruit comme point de collision dure des protons et antiprotons (voir le paragraphe 4.2) et sera alors noté simplement η.

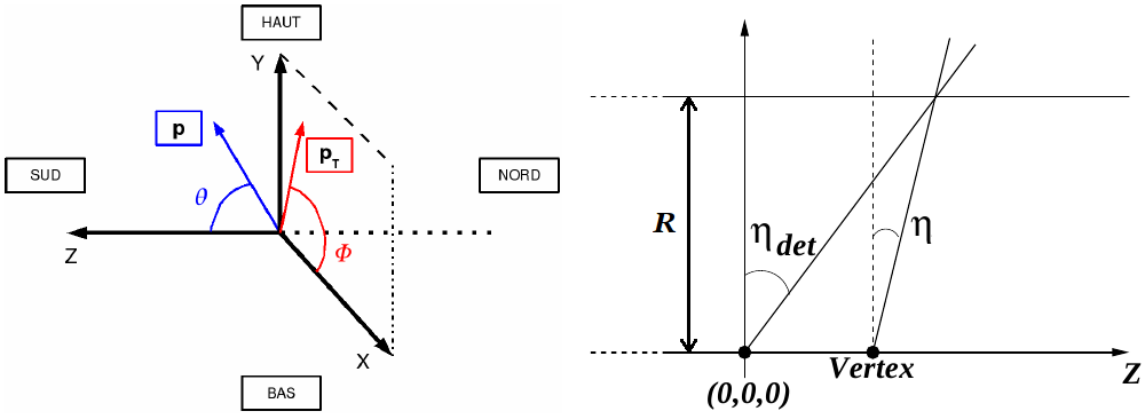


Figure 3.10 – Système de coordonnées, à gauche. Définition de η_{det} et η, à droite.

Pour les collisions $p\bar{p}$ étudiées, l'impulsion suivant z n'est pas connue car une partie des particules issues de la collision est perdue dans le tube à vide. Cependant, l'impulsion totale est conservée dans le plan transverse $(x,\ y)$ et est définie par : $p_T = \sum_i p_i \sin\theta$. La conservation de l'impulsion dans le plan transverse permet entre autre le calcul de l'énergie transverse manquante, signature possible de la présence de neutrinos produits lors de la collision (voir le paragraphe 4.6)

3.2.2 Les trajectographes

La détection et la mesure précise de l'impulsion des particules chargées est essentielle pour de nombreux aspects de la physique étudiés dans des expériences de collisionneurs hadroniques comme pour l'étiquetage des jets de quark b par détection d'un vertex secondaire. Dans DØ, le système de détection des traces est composé de deux sous-détecteurs : le détecteur à micro-pistes de silicium ou SMT (pour *Silicon Microstrip Tracker*) et le détecteur à fibres scintillantes ou CFT (pour *Central Fiber Tracker*). Ils sont entourés d'un solénoïde permettant de générer un champ magnétique pouvant courber la trajectoire des particules chargées afin de déterminer leur impulsion et leur charge. Les deux trajectographes permettent la localisation des points principaux d'interaction avec une précision de 35 μm le long du faisceau et l'étiquetage des jets de quark b avec une résolution sur le paramètre d'impact de 15 μm dans le plan transverse pour des particules d'impulsion transverse supérieure à 10 GeV et à $|\eta| = 0$. En ce qui concerne la résolution sur l'impulsion, mesurée pour des muons [10], elle est de $2,5\%$ pour des muons d'impulsion transverse de 5 GeV laissant des impacts dans le SMT et $\simeq 9\%$ pour des muons d'impulsion 9 GeV non associés à des coups dans le SMT.

Le détecteur à micro-pistes de silicium : SMT

Le détecteur à micro-pistes de silicium (SMT) est le plus proche du point d'interaction et est symétrique autour de la position $z = 0$. Il permet la détermination de la position du point d'interaction principal et de vertex secondaires ainsi que la mesure de la trajectoire et de l'impulsion des particules chargées. L'ensemble du détecteur repose sur l'utilisation de pistes de silicium, dont le principe est basé sur celui des jonctions dopées p-n auxquelles

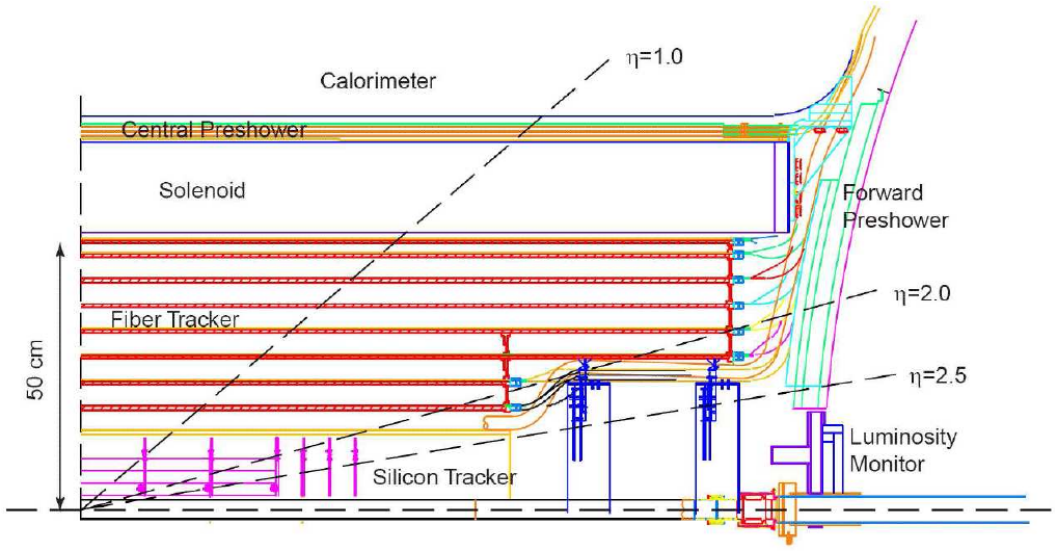


Figure 3.11 – Vue en coupe des trajectographes et des détecteurs de pied de gerbes.

sont appliquées une tension permettant de récolter les charges produites lors du passage d'une particule chargée. Afin d'avoir la plus grande couverture en η possible, le SMT est composé de trois types d'éléments (voir figure 3.12) :

- 6 tonneaux : ils sont composés de quatre couches de silicium doubles faces concentriques, la couche la plus proche se situant à un rayon de $2,7$ cm et la plus éloignée à un rayon de $10,5$ cm. Afin de mesurer la position en trois dimensions, les pistes de silicum présentes sur les tonneaux ont trois orientations différentes : longitudinale, 90° stéréo et 2° stéréo par rapport à l'axe du faisceau ;
- 12 disques appelés « disques F » : les 6 premiers se situent entre chacun des tonneaux (à une distance $|z| \simeq 12,\ 25,\ 38$ cm) et les 6 derniers à la périphérie (à $|z| \simeq 43,\ 48,\ 53$ cm). Chacun de ces disques, de rayon interne $2,6$ cm et de rayon externe 10 cm, est découpé en 12 sections ; les pistes doubles faces de chaque section faisant un angle azimutal de 30° avec les sections adjacentes. Le dispositif constitué des tonneaux et des disques F permet de couvrir la région jusqu'à $|\eta_{det}| = 2$;
- 4 disques externes appelés « disques H » : situés à $|z| \simeq 100,121$ cm, ils ont pour rôle d'étendre la couverture du détecteur jusqu'à $|\eta_{det}| = 3$. Chacun de ces disques, de rayon interne $9,5$ cm et de rayon externe 26 cm, est constitué de pistes simples assemblées dos-à-dos faisant un angle azimutal de 15° par rapport aux sections adjacentes.

Au vue de leur configuration, les tonneaux mesurent les coordonnées $r - \phi$ alors que les disques mesurent $r - z$ ainsi que $r - \phi$ ce qui permet une reconstruction des points d'interaction à grandes valeurs de η grâce aux disques et à petites valeurs grâce aux tonneaux (et au CFT). La longueur totale du SMT de $2,4$ m a été déterminée pour pouvoir couvrir l'ensemble de la zone d'interaction (la distribution du point d'interaction suit une loi gaussienne centrée en 0 et d'écart-type égal à 25 cm). L'ensemble du dispositif constitue environ 800 000 voies de lecture et est refroidie par une circulation d'eau et d'éthylène-glycol permettant de maintenir le système à 5° C pour limiter la détérioration due aux radiations. En avril 2006, une nouvelle couche de silicium [11], appelée *layer 0*, a été insérée entre le tube à vide et le SMT ($1,6 \leq r \leq 2,2$ cm) afin de pallier le vieillissement

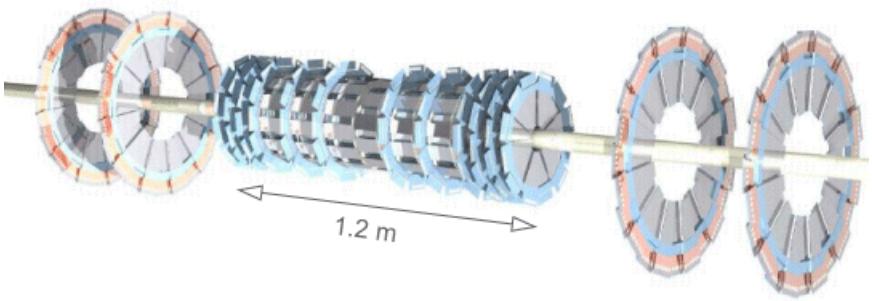


Figure 3.12 – Vue isométrique du détecteur de vertex.

du détecteur entraînant une baisse d'efficacité : le SMT ayant été conçu pour supporter un taux de radiations correspondant à une luminosité intégrée entre $2-4$ fb^{-1}.

Le détecteur à fibres scintillantes : le CFT

Le détecteur à fibres scintillantes (CFT) entoure le SMT et est lui-même entouré par le solénoïde. Il est composé de 8 cylindres concentriques sur lesquels sont collés des fibres scintillantes et dont les rayons varient de 20 à 52 cm. Afin d'inclure les disques H du SMT, les deux premières couches sont longues de 1,66 m alors que les 6 autres font $2,52$ m (voir figure 3.11). La longueur de ces derniers cylindres permet de porter la couverture angulaire du CFT jusqu'à $|\eta_{det}| \lesssim 1,7$.

Chaque cylindre supporte deux sous couches de fibres scintillantes. La première est orientée suivant l'axe z des faisceaux et la deuxième forme un angle stéréo en ϕ de $\pm 3^\circ$, permettant une mesure des trajectoires en trois dimensions.

Lors du passage d'une particule, une partie de l'énergie déposée est transformée en lumière dans les fibres scintillantes. Les fibres sont composées de polystyrène dopé avec un composé organique et un composé fluoré. Lors du passage d'une particule, l'excitation du polystyrène est transmise par interaction dipôle-dipôle au composé organique. Ce dernier se désexite par fluorescence en quelques nanosecondes et émet une radiation de longueur d'onde $\lambda \approx 340$ nm. Le libre parcours moyen de cette longueur d'onde dans le polystyrène étant de quelques microns, le deuxième dopant fluoré permet le décalage de cette longueur d'onde à 530 nm pouvant se propager dans le polystyrène. Une gaine d'indice $n \simeq 1,4$ permet la guidage de la lumière au sein de la fibre par de multiples réflexions. La lumière est collectée à une seule extrémité de la fibre ; l'autre extrémité est munie d'un miroir en aluminium. La lumière est ensuite conduite grâce à des guides d'ondes jusqu'à des appareils, appelés *VLPC* pour *Visible Light Photon Counters*, pour transformer la lumière en signal électrique traité par l'électronique de lecture. Les VLPC sont des photo-détecteurs à avalanche permettant la détection de photon solitaire, d'efficacité quantique supérieure à 75%, et de gain élevé ($\sim 10^4$ électrons par photon détecté). Un système de refroidissement cryogénique à l'hélium permet de maintenir les VLPC à une température de 9K, limitant ainsi le bruit thermique dans ces photo-détecteurs.

Le CFT est composé de 200 km de fibres scintillantes et de 800 km de guides d'ondes. La rapidité de réponse de ce détecteur, basée sur les signaux lumineux, permet son utilisation au premier niveau du système de déclenchement de l'expérience.

L'aimant solénoïdal

L'aimant solénoïdal entoure l'ensemble des deux trajectographes et permet la courbure dans le plan (x, y) de la trajectoire des particules chargées afin de mesurer leur impulsion. Il est constitué d'un alliage Cu-Nb-Ti et produit un champ magnétique homogène, suivant l'axe z, de 2 T à $0,5$ % près (voir la carte du champ sur la figure 3.13) et mesure 2,73 m de long pour un diamètre de 1,42 m. Sa géométrie a été optimisée pour obtenir la meilleure résolution possible sur la mesure de l'impulsion tout en étant le plus fin possible afin de minimiser la matière traversée par les particules ($\sim 1X_0$ en incidence normale où X_0 est la longueur de radiation : elle correspond à la longueur au bout de laquelle la particule a perdu $1 - 1/e$ de son énergie initiale).

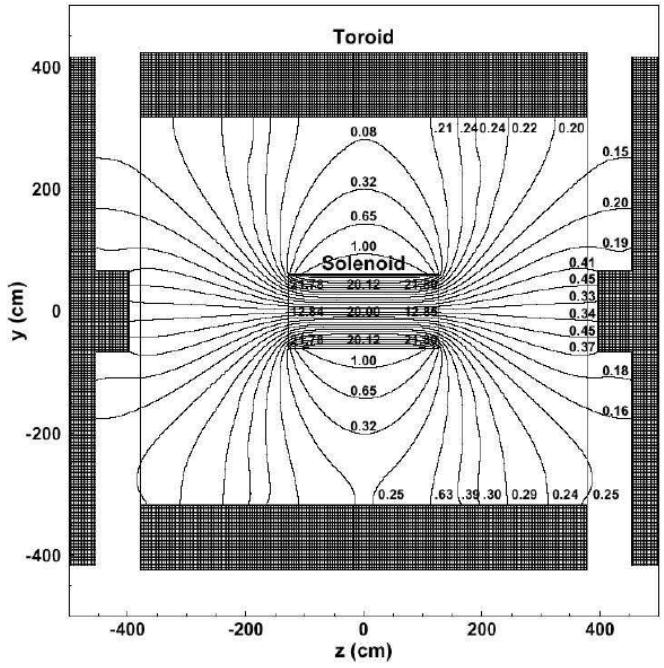


Figure 3.13 – Carte du champ magnétique produit par le solénoïde dans la région centrale et par le toroïde dans la région externe.

3.2.3 Les détecteurs de pieds de gerbes

Les détecteurs de pieds de gerbes sont utilisés pour l'identification et la reconstruction des électrons et des photons. Ils permettent également le rejet du bruit de fond lors du déclenchement ou de la reconstruction hors ligne. Ils ont un rôle double :

- les particules ayant traversées le solénoïde ont déjà parcouru l'équivalent de 2 X_0 en incidence normale (jusqu'à 4 X_0 pour des angles plus grands). Ainsi, les particules peuvent initier une gerbe avant d'atteindre le calorimètre, dégradant alors la mesure d'énergie dans le calorimètre (en particulier pour les électrons et les photons). Les détecteurs de pieds de gerbes peuvent mesurer leur énergie avant l'entrée dans le calorimètre et permettent ainsi la correction de l'énergie perdue dans les parties traversées auparavant.

– permettant une mesure de position, ils facilitent l'association entre les traces reconstruites dans les trajectographes et les dépôts d'énergie mesurés dans le calorimètre.

Les détecteurs de pieds de gerbes sont constitués de cellules triangulaires agencées afin de minimiser l'espace vide (voir figure 3.14) et permettant une mesure précise de la position. Elles sont composées de polystyrène dopé conduisant à la création de lumière et sont traversées par une fibre collectant cette lumière et la transportant jusqu'aux guides d'ondes conduisant aux VLPC. Tous les guides d'onde et l'électronique de lecture sont communs avec le CFT. De plus, l'information étant basée sur un signal lumineux, les informations fournies par le détecteur de pieds de gerbes sont utilisées au niveau 1 du déclenchement. Ces détecteurs sont composés de deux parties (voir figure 3.11) :

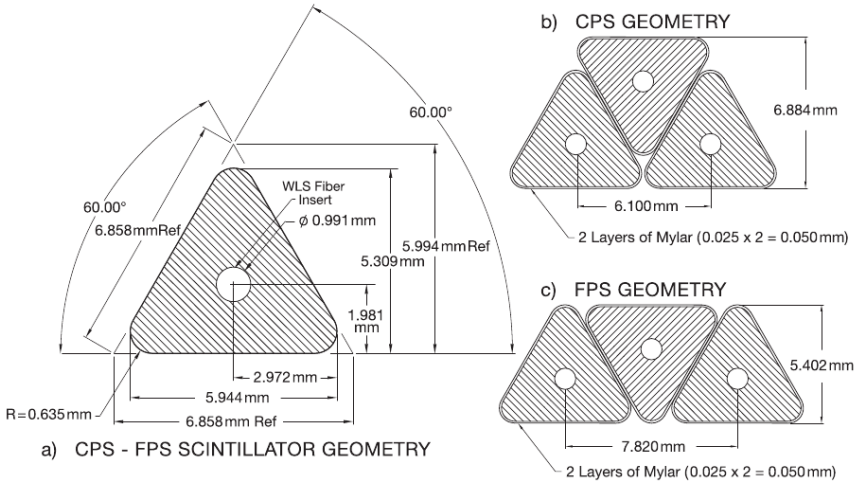


Figure 3.14 – Géométrie des cellules composant les détecteurs de pieds de gerbes et leur agencement au sein du CPS et du FPS.

– le *Central PreShower* (CPS) dans la partie centrale, couvrant la région $|\eta_{det}| < 1,3$. Il est placé entre le solénoïde et le calorimètre et est composé de trois couches de scintillateurs. La première est parallèle à l'axe des faisceaux alors que les deux autres forment un angle stéréo de $\pm 24^\circ$ permettant une reconstruction en 3 dimensions.
– le *Forward PreShower* (FPS) dans les parties avant et arrière, couvrant la région $1,5 < |\eta_{det}| < 2,5$. Ils sont fixés sur les parois externes des calorimètres bouchons et sont composés de deux couches de scintillateurs séparées par un absorbeur en plomb équivalent à 2 X_0 permettant d'initier la gerbe des photons et des électrons.

3.2.4 Le calorimètre

Le calorimètre est utilisé pour mesurer l'énergie des photons, des électrons, des jets et l'énergie transverse manquante. Cette mesure est destructive car lors du passage des particules dans le calorimètre, les différentes interactions avec la matière ont pour conséquence la perte complète d'énergie des particules incidentes, la formation d'une gerbe de particules secondaires et leur absorption. Le calorimètre est aussi utilisé pour l'identification : les objets électromagnétiques et les jets interagissant de manière différente avec la matière, développent deux types de gerbes :

- **les gerbes électromagnétiques** : elles sont formées par le passage d'un électron ou d'un photon au sein du calorimètre. Lors du passage d'un électron, celui-ci est dévié par le champ coulombien créé par les atomes du milieu et émet alors un photon : c'est le phénomène de *bremsstrahlung*. Le photon quant à lui produit une paire électron-positron au voisinage d'un champ nucléaire si son énergie est suffisante. Les particules créées, emportant chacune une partie de l'énergie de la particule mère, vont à leur tour produire des paires e^+e^- ou émettre des photons : il y a développement d'une gerbe électromagnétique. Celle-ci s'arrête quand les particules produites ont des énergies suffisamment faibles pour que le processus de perte d'énergie dominant soit l'ionisation des atomes du milieu.
- **les gerbes hadroniques** : elles sont formées par le passage de hadrons au sein du calorimètre. Lorsqu'un hadron passe suffisamment près d'un noyau, une interaction forte s'exerce entre le hadron et le noyau. Le résultat de cette interaction est la création de nouvelles particules (hadrons (π^0, $\pi^\pm$, $K^\pm$...), fragments de noyaux, protons, neutrons...), emportant une partie de l'énergie de la particule mère et pouvant eux aussi subir une collision inélastique avec un noyau. Des particules électromagnétiques sont aussi créées lors du développement de cette gerbe : production de photons par déflections de hadrons chargés pouvant produire à leur tour des paires électron-positrons ; ou désintégration de pions neutres en une paire de photons. La gerbe hadronique se développe et s'arrête quand les particules ont perdu toute leur énergie à cause de pertes par ionisation ou par absorption par un noyau.

La différence de processus physiques mis en jeu lors du développement des gerbes entraîne une forme différente de ces gerbes. Cette différence est utilisée pour l'identification des particules qui ont initié ces gerbes. Le paramètre pertinent pour la gerbe électromagnétique est la longueur de radiation, notée X_0. Pour exemple, la longueur de radiation dans l'uranium est de $3,2$ mm. En ce qui concerne la gerbe hadronique, le paramètre pertinent est la longueur de l'interaction nucléaire, notée λ, dans un matériau : elle mesure la probabilité qu'une particule interagisse après avoir traversé une distance x suivant $P = 1 - e^{-x/\lambda}$. Pour exemple, la longueur d'absorption dans l'uranium est de $10,5$ cm. Les différences entre les gerbes électromagnétique et hadronique sont :

- de manière générale, $\lambda >> X_0$ donc une gerbe hadronique sera plus longue qu'une gerbe électromagnétique.
- la probabilité qu'un hadron de haute énergie passe près d'un noyau est plus faible que la probabilité qu'un électron de haute énergie passe assez proche d'un atome pour ressentir le champ coulombien qu'il produit : la gerbe électromagnétique commence plus tôt dans le calorimètre que la gerbe hadronique.
- l'extension transverse d'une gerbe hadronique est plus grande que celle d'une gerbe électromagnétique : les hadrons secondaires initiant la gerbe ont une impulsion transverse élevée ($\sim$ 350MeV) alors que pour la gerbe électromagnétique les particules sont émises à petit angle.
- l'énergie mesurée pour un hadron est moins précise que celle pour un électron ou un photon : l'énergie nécessaire pour casser un noyau ou l'énergie des neutrinos créés dans la gerbe hadronique ne sont en effet pas mesurables.

Pour ces raisons, le calorimètre de l'expérience DØ est séparé en une partie électromagnétique plus finement segmentée qui mesure la quasi-totalité d'une gerbe électromagnétique ; entourée par la partie hadronique qui mesure la fin des gerbes hadroniques de manière

plus grossière (voir figures 3.15). Le calorimètre est à échantillonage ; l'absorbeur étant

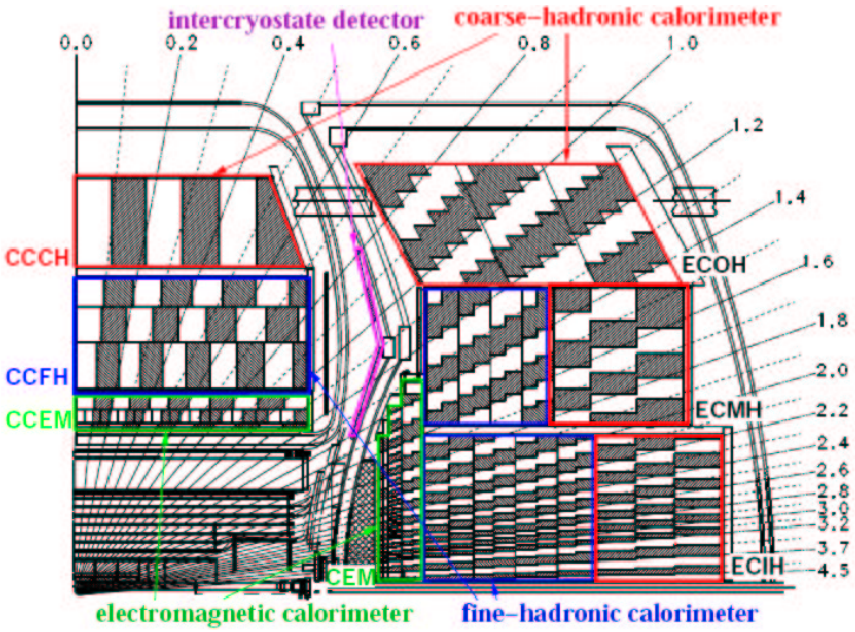


Figure 3.15 – Représentation du calorimètre électromagnétique et hadronique organisés en tours pseudo-projectives. Les parties hadroniques grossière et fine ainsi que les parties électromagnétiques sont représentées.

dense (uranium, acier), il favorise la formation de la gerbe de particules dont les électrons ionisent le milieu actif (argon liquide) proportionnellement au nombre produit. Les milieux absorbeur et actif sont successivement alternés et sont regroupés en cellules qui constituent la composante de base du calorimètre (voir figure 3.16). L'unité de base est

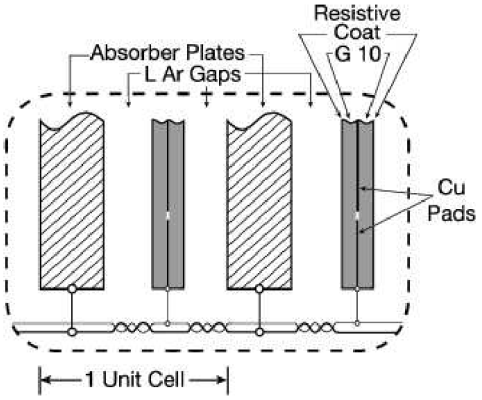


Figure 3.16 – Schéma d'une cellule du calorimètre.

composée d'une plaque d'absorbeur dont l'épaisseur varie suivant la région du calorimètre et d'un espace d'argon liquide servant de milieu actif divisé en deux espaces égaux par une électrode de lecture mise à un potentiel positif ($2,0 - 2,5$ kV) alors que l'absorbeur est à la masse. La charge électrique déposée dans le milieu actif est collectée avec un temps de dérive d'environ 450 ns. Plusieurs de ces unités de base successives sont associées pour former une cellule dont la taille latérale est définie par la segmentation de l'électrode.

Le calorimètre à Argon liquide est composé de trois parties définies par les trois cryostats maintenant l'argon liquide refroidi à 90 K (voir figure 3.17) :

– le calorimètre central (CC), couvrant la région $|\eta_{det}| < 1$;
– les deux calorimètres bouchons, ou *End Cap* (EC), couvrant la région $|\eta_{det}| < 4$.

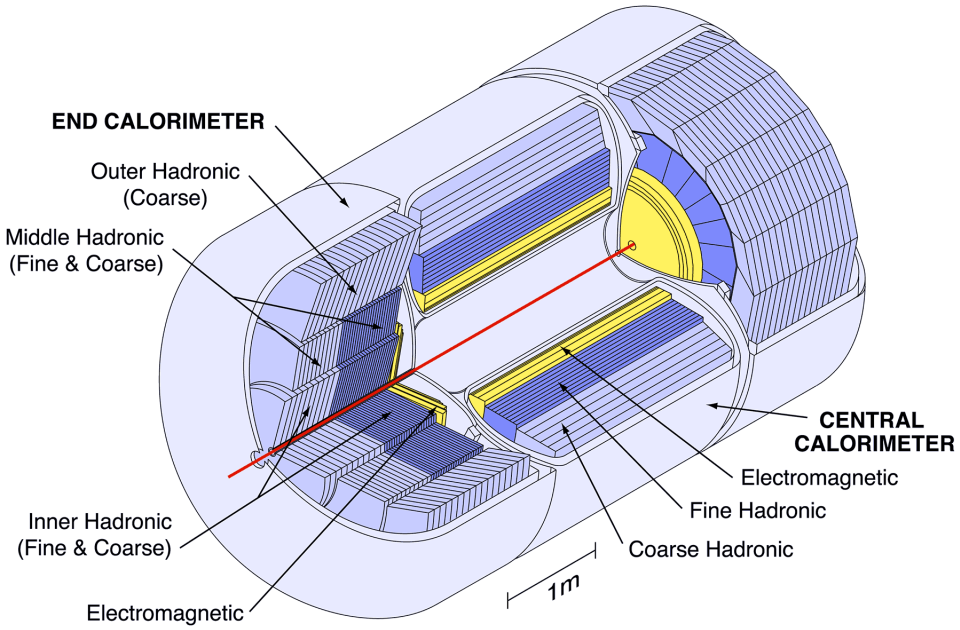


Figure 3.17 – Vue isométrique du calorimètre avec ses parties centrale et avant/arrière. Il est possible de distinguer les parties électromagnétique et hadronique.

Le calorimètre central et les bouchons

Le calorimètre central et les bouchons sont constitués de plusieurs cellules regroupées en trois parties différentes en fonction de leur segmentation et des différents matériaux qui les composent : la partie électromagnétique (EM), la partie hadronique à granularité fine (FH) et celle à granularité grossière (CH) (voir figure 3.15). Chacune des trois parties est découpée en modules azimutaux. Il y en a 32 dans la partie électromagnétique et 16 dans les parties hadroniques. Les zones non instrumentées entre les modules sont appelées *cracks*. Les modules des différentes parties ont été décalés en ϕ afin de ne pas aligner les parties non instrumentées en une tour pseudo-projective. Dans la plupart des couches, la taille des cellules est $\Delta\eta_{det} \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ sauf pour la troisième couche de la partie électromagnétique où elles sont deux fois plus petites $\Delta\eta_{det} \times \Delta\phi = 0,05 \times 0,05$ car l'extension de la gerbe électromagnétique est alors maximale[1]. Les cellules sont regroupées en tours pseudo-projectives (voir figure 3.15). Les différentes caractéristiques de ces deux parties du calorimètre ont été regroupées dans les tableaux 3.1 et 3.2.

La région entre les cryostats du calorimètre central et des calorimètres bouchons est faiblement instrumentée pour $0,8 < |\eta_{det}| < 1,4$ dégradant la résolution de la mesure de l'énergie. Afin d'augmenter l'instrumentation de cette région des cellules sans absorbeur

[1]Ceci était vrai au *Run I*. Au *Run II*, la présence du solénoïde a déplacé le maximum en amont du détecteur.

	EM	FH	CH
Absorbeur (épaisseur en mm)	U (3)	U (6)	Cu (46,5)
Nombre de couches	4	3	1
Epaisseur en longueur de radiation X_0	20,6	96	32,9
Epaisseur en longueur d'absorption λ	0,76	3,2	3,2

Tableau 3.1 – Caractéristiques du calorimètre central pour les différentes parties : électromagnétique (EM), hadronique à granularité fine (FH) et celle à granularité grossière (CH) [9, 12].

	EM	IH		MH		OH
		FH	CH	FH	CH	CH
Absorbeur (épaisseur en mm)	U (4)	U (6)	Inox(46,5)	U(6)	Inox(46,5)	Inox(46,5)
Nombre de couches	4	4	1	4	1	1
Epaisseur en longueur de radiation X_0	20,6	121,8	32,8	115,5	37,9	65,1
Epaisseur en longueur d'absorption λ	0,95	4,8	3,6	4	4,1	7

Tableau 3.2 – Caractéristiques d'un calorimètre bouchon [9, 12]. Dans le tableau, IH, MH et OH désignent respectivement les modules hadroniques intérieurs, milieux et extérieurs du calorimètre bouchon représentés sur la figure 3.17.

appelées *massless gaps*, couvrant les régions $0,8 < |\eta_{det}| < 1,2$ et $1 < |\eta_{det}| < 1,3$, ont été ajoutées proches des parois internes des cryostats. Elles ont la même structure que les cellules du calorimètre mais l'absorbeur est remplacé par une simple plaque conductrice : les parois des cryostats servent d'absorbeur.

Région inter-cryostat

De même que les *massless gaps*, les deux détecteurs inter-cryostats (ICD) couvrant la région $1,1 < |\eta_{det}| < 1,4$, permettent de pallier le manque d'instrumentation de cette région. Ils sont constitués de panneaux de scintillateurs et sont fixés sur les parois externes des cryostats des bouchons. Chaque panneau couvre une zone d'environ $\Delta\eta_{det} \times \Delta\phi = 0,3 \times 0,4$ et est divisé en sous-panneaux couvrant $\Delta\eta_{det} \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$.

3.2.5 Le système de détection des muons

Bien que les électrons et les muons interagissent de la même façon, le muon ne laisse que très peu d'énergie dans le calorimètre (environ 2 GeV). Ceci est dû à sa masse 200 fois plus élevée qui ne permet pas sa déviation de manière significative par le champ créé par les atomes constituant le calorimètre. Les muons sont donc détectés à l'aide du spectromètre à muons. Celui-ci est constitué de plusieurs types d'éléments [13] :

- les chambres à dérive (voir figure 3.18 en haut) qui sont de deux types :
  - les PDTs (*Proportionnal Drift Tubes*) dans la partie centrale ;
  - les MDTs (*Mini Drift Tubes*) à l'avant et l'arrière ;
- les compteurs à scintillation (voir figure 3.18 en bas) ;
- un ensemble d'aimants toroïdaux, générant un champ magnétique de 1,8 T.

Ces éléments sont constitutifs de deux sous-systèmes du spectromètre à muons :

– la partie centrale appelée WAMUS (*Wide Angle MUon System*) couvrant la région $|\eta_{det}| < 1$ ayant subi des modifications depuis le *Run I* ;
– les parties à l'avant et à l'arrière du détecteur appelées FAMUS (*Forward Angle MUon System*) étendant la couverture angulaire jusqu'à $|\eta_{det}| < 2$, partie complètement nouvelle au *Run II* ;

Chaque sous-système est subdivisé en trois couches A, B et C : la couche A est située à l'intérieur du toroïde alors que les couches B et C sont situées à l'extérieur. Chacune des couches est constituée d'un ensemble de chambres à dérive et de scintillateurs.

Les aimants toroïdaux

La géométrie des trois aimants toroïdaux est visible sur la figure 3.13 : le premier est central et les deux autres sont situés à l'avant et à l'arrière du détecteur. Ils sont situés entre les couches A et B du système à muons. Ils permettent la mesure de l'impulsion des muons et une meilleure identification des traces des muons par une association avec les trajectographes. La diffusion multiple dans le toroïde limite la résolution sur la mesure de leur impulsion. Ainsi la mesure effectuée par les trajectographes sera plutôt utilisée (pour un muon de 50 GeV, la résolution est de 10% pour une mesure effectuée à l'aide des trajectographes contre 20% à l'aide du système à muons seul). Le toroïde central est un aimant de fer de forme carrée de 109 cm d'épaisseur et situé à environ 318 cm de l'axe des faisceaux. Les toroïdes avant et arrière sont aussi carrés mais ont une épaisseur de 158 cm. Ils sont situés suivant l'axe z entre $454 \leq |z| \leq 610$ cm. Le système crée un champ magnétique contenu dans le plan (x, y) (il est orienté le long du toroïde) et induit donc une déviation des muons dans les plans (x, z) ou (y, z).

Les chambres à dérive (PDTs)

Ces chambres à dérive sont uniquement situées dans la partie centrale du spectromètre et sont présentes dans les trois couches A, B et C du détecteur (voir figure 3.18). Environ 55% du détecteur central est couvert par trois couches de PDTs et près de 90% avec deux couches (voir figure 3.9). Chaque chambre est subdivisée en cellules : 4×24 pour la couche A (4 cellules dans le sens de l'épaisseur) et 3×24 pour les couches B et C. La couche A possède plus de cellules afin d'améliorer la mesure de l'impulsion des muons de faible impulsion ne traversant pas le toroïde. Chaque cellule est constituée d'un tube rectangulaire en aluminium à l'intérieur duquel se trouvent un fil d'anode, à un potentiel de 4,7 kV, et deux cathodes, à un potentiel de 2,3 kV ; baignés dans un mélange gazeux composé de 84% d'argon, 8% de CH_4 et 8% de CF_4. Les anodes sont connectées 2 à 2. Plusieurs informations sont collectées lors du passage d'un muon : le temps de dérive des électrons d'ionisation, la charge collectée sur les cathodes et la différence de temps de propagation entre l'arrivée du signal à l'extrémité de l'anode et celle du signal sur l'anode voisine.

Les mini-tubes à dérive (MDTs)

Ces chambres à dérive sont uniquement situées dans les parties avant et arrière du détecteur et sont présentes dans les trois couches A, B et C du détecteur (voir figure 3.18). Ces chambres ont été préférées aux PDTs car elles sont plus petites, ont une meilleure

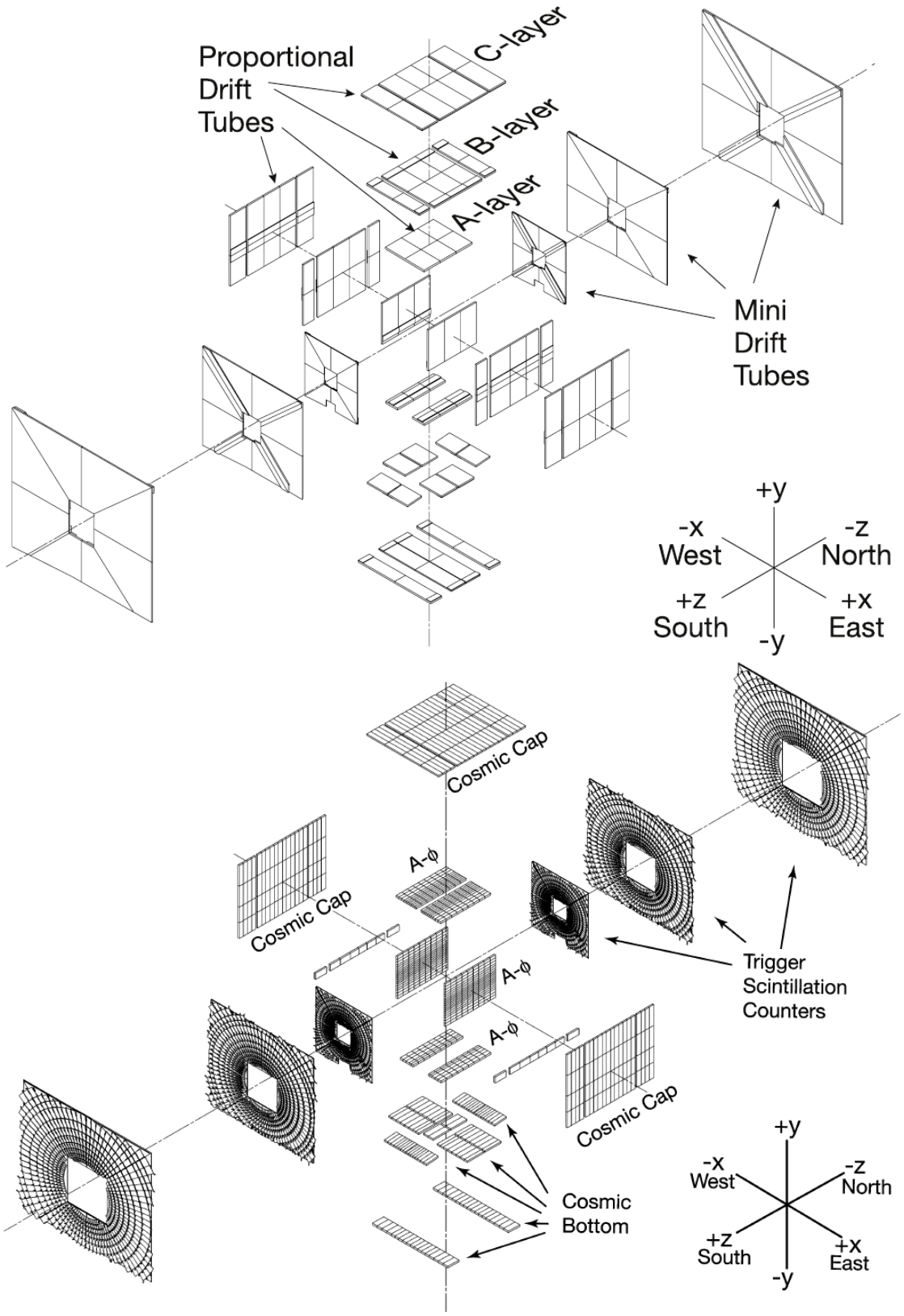


Figure 3.18 – En haut, vue éclatée des chambres à dérive du spectromètre à muons. En bas, vue éclatée des scintillateurs du spectromètre à muons.

résistance aux radiations et une meilleure résolution sur la position de l'impact (0,7 mm contre 1 mm pour les PDTs). De plus, leur temps de dérive est plus court : 60 ns au maximum (contre environ 500 ns pour les PDTs). Un MDT est constitué de 8 cellules en aluminium de section carrée ($9,4 \times 9,4$ mm^2). Le fil d'anode situé au centre de la cellule est connecté à la masse et la cathode est portée à un potentiel de -3,2 kV. Ils sont baignés dans une mélange gazeux $CF_4 - CH_4$ ($90\% - 10\%$).

Les compteurs à scintillation

Le spectromètre à muons est composé de trois types de compteurs à scintillation :
- les compteurs $A\phi$, dans la partie centrale. Ils sont situés entre le calorimètre et les PDTs de la couche A (voir figure 3.18). Ces 630 scintillateurs sont assez rapides pour être utilisés par le système de déclenchement au niveau 1. Leur résolution en temps est de 2 ns. Ils permettent en particulier l'identification des muons qui ne traversent pas le toroïde et la diminution de la contamination des muons cosmiques.
- les détecteurs de rayons cosmiques, dans la partie centrale. Ils sont au nombre de 372 et sont intallés sur la couche de PDTs la plus externe (la couche C) et sur la couche B inférieure (voir figure 3.18). Leur temps de réponse rapide permet d'associer les muons au bon croisement de faisceau et de rejeter les muons cosmiques.
- les compteurs des parties avant et arrière. Ils sont disposés sur la face interne des MDTs des couches A et C et sur la face externe des MDTs de la couche B. Ils sont utilisés pour le déclenchement et pour rejeter les muons cosmiques.

Le blindage

Il existe trois sources de bruit de fond dans le spectromètre à muons :
- des fragments de protons et d'antiprotons diffusés interagissent avec le calorimètre et le tube à vide. Ils produisent un bruit de fond dans la couche A des détecteurs central et avant.
- des fragments de protons et d'antiprotons interagissent avec les quadrupôles magnétiques du Tevatron produisant des coups dans les couches B et C à l'avant.
- les interactions du halo des faisceaux dans le tunnel.

Le blindage installé au *Run I* a permis de réduire la dernière source de bruit de fond. Un blindage supplémentaire a été installé au *Run II* pour réduire les deux premiers bruits de fond. Il est composé de couches de fer, de polyéthylène et de plomb entourant le tube à vide et les quadrupôles. Le fer ayant une faible longueur d'interaction ($X_0 = 16,8$ cm) et d'absorption ($\lambda = 1,76$ cm), il permet l'absorption des particules électromagnétiques et hadroniques. Le polyéthylène est un bon absorbeur de neutrons dû à son contenu élevé en hydrogène. Le plomb quant à lui absorbe les photons.

3.3 La luminosité

La luminosité instantanée est proportionnelle au nombre d'interactions produites lors de la collision des protons et des antiprotons. Elle est homogène à une surface par unité de temps ($cm^2.s^{-1}$). Le nombre d'événements produits par unité de temps pour un processus donné de section efficace σ est alors : $\frac{dN}{dt} = \sigma L$. Une mesure précise de la luminosité est

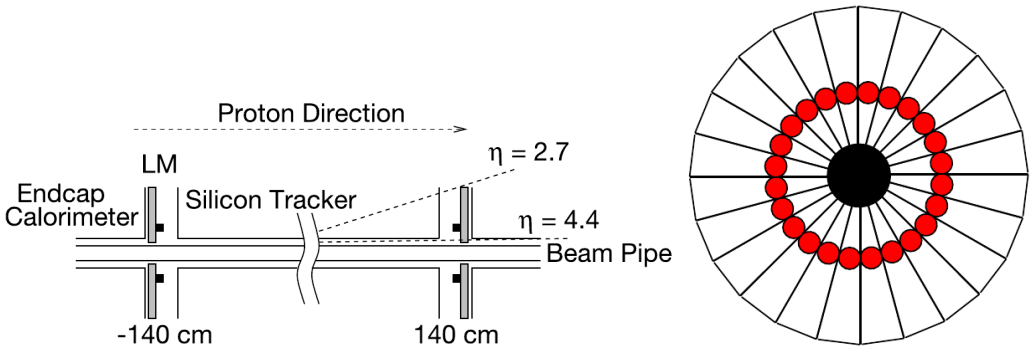
alors nécessaire pour toute mesure de section efficace. Cette grandeur dépend essentiellement des caractéristiques de l'accélérateur Tevatron et peut s'écrire sous la forme :

$$L = \frac{fBN_pN_{\bar{p}}}{2\pi(\sigma_p^2\sigma_{\bar{p}}^2)}.F \tag{3.2}$$

où :

- $f = 47,713$ est la fréquence de rotation des paquets de protons et d'antiprotons,
- $B = 36$ est le nombre de paquets par faisceau,
- $N_p \simeq 270 \times 10^9$ (respectivement $N_{\bar{p}} \simeq 70 \times 10^9$) est le nombre de protons (respectivement antiprotons) par paquet[2],
- σ_p (respectivement $\sigma_{\bar{p}}$) est la dimension transverse du faisceau de protons (respectivement d'antiprotons) au point d'interaction,
- F est un facteur de forme qui dépend entre autres de la longueur des paquets.

Le calcul de la luminosité à partir de cette formule nécessite la connaissance de nombreux paramètres de l'accélérateur lors de chaque croisement de faisceau. Il est donc impossible d'utiliser cette méthode pour obtenir une valeur précise de la luminosité instantanée. Celle-ci est donc mesurée grâce au comptage des coïncidences produites par les collisions inélastiques au niveau des deux détecteurs de luminosité situés de chaque côté du détecteur DØ (voir figure 3.19)[14]. Ces détecteurs, constitués de scintillateurs plastiques lus par des photomultiplicateurs, sont fixés aux calorimètres bouchons. Ils sont placés autour du tube à vide et couvrent la région $2,7 < |\eta_{det}| < 4,4$. Leur résolution en temps est de $0,3$ ns.



(a) Disposition des luminomètres (LM).

(b) Schéma des luminomètres avec les photomultiplicateurs en rouge.

Figure 3.19 – Dispositif de mesure de la luminosité instantanée.

Le nombre moyen d'interactions par croisement de faisceau μ est proportionnel à la luminosité : $\mu = L\frac{\sigma_{eff}}{f}$ où f est la fréquence de croisement et σ_{eff} sera explicitée plus tard. Pour un croisement donné, la probabilité qu'il y ait n interactions est donnée par :

$$P(n) = \frac{\mu^n}{n!}e^{-\mu}. \tag{3.3}$$

Cependant, les détecteurs de luminosité ne fournissent qu'un signal binaire : lors d'un croisement, ils ne peuvent qu'indiquer s'il y a eu ou non interaction mais ils ne distinguent

[2]Les valeurs sont données pour le *Run IIa*.

pas les interactions simples des interactions multiples. Donc la probabilité pertinente est celle qui correspond à la probabilité qu'au moins une interaction ait eu lieu (c'est-à-dire à un signal détecté par les luminomètres) :

$$P(n > 0) = 1 - e^{-\mu}. \tag{3.4}$$

En extrayant μ de cette équation, l'expression de la luminosité est alors :

$$L = -\frac{f}{\sigma_{eff}} \ln(1 - P(n > 0)). \tag{3.5}$$

La grandeur σ_{eff} correspond à une section efficace effective associée aux diffusions inélastiques provoquant les coïncidences au niveau des luminomètres. Elle est pondérée par l'acceptance A de chacun des processus et par l'efficacité de détection des luminomètres (ϵ_{LM}). Elle est composée de trois termes :

- un terme non diffractif (ND) ou dit de diffusion dure (*Hard core scattering*),
- un terme simplement diffractif (SD) où le proton ou l'antiproton reste intact,
- un terme doublement diffractif (DD) où le proton et l'antiproton sont dissociés.

σ_{eff} s'écrit alors :

$$\sigma_{eff} = \epsilon_{LM}(A_{ND}\sigma_{ND} + A_{SD}\sigma_{SD} + A_{DD}\sigma_{DD}). \tag{3.6}$$

La section efficace effective dépend des détecteurs de luminosité par leurs efficacités et leurs acceptances qui sont déterminées par simulation mais aussi de la connaissance des sections efficace des processus diffractifs et non diffractifs qui ont été mesurées par les expériences CDF, E710 et E811. Sa valeur ainsi que celles des acceptances sont données dans le tableau 3.3 pour le *Run IIa* [15]et le *Run IIb* [16].

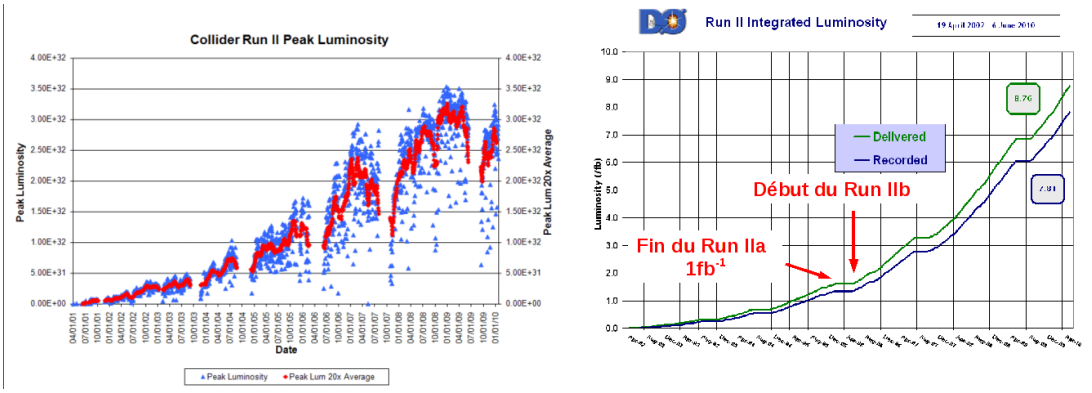
Paramètre	Type de processus	*Run IIa*	*Run IIb*
σ_{eff} (mb)		$48,00 \pm 2,6$	$48,3 \pm 0,5$
Acceptance	Non diffractif	$0,981 \pm 0,001$	$0,988 \pm 0,001$
	Simplement diffractif	$0,330 \pm 0,006$	$0,319 \pm 0,006$
	Doublement diffractif	$0,436 \pm 0,007$	$0,479 \pm 0,006$

Tableau 3.3 – Section efficace effective σ_{eff} et acceptances des détecteurs de luminosité pour les différents processus inélastiques conduisant à un signal de coïncidence dans les détecteurs. Les acceptances sont données pour le *Run IIa* et le *Run IIb*.

L'ensemble des mesures de luminosité est regroupé en unités de base ayant un identifiant unique, appelé *Luminosity Bloc Number* ou *LBN*. La durée nominale d'un bloc est d'une minute et il est initialisé au début d'une prise de données (ou *runs*) ou d'un *store* (voir la section 3.1.5). Cette période de temps est assez courte pour supposer la luminosité constante au sein d'un LBN.

La figure 3.20 représente à gauche la luminosité instantanée maximale fournie lors d'un *store* par le Tevatron au cours du temps : elle ne cesse d'augmenter. Le facteur limitant cette augmentation est la quantité d'antiprotons. A droite est représentée la luminosité intégrée (définie par l'intégrale sur le temps de la luminosité instantanée) fournie à ce

jour par le Tevatron (courbe verte) et celle effectivement enregistrée par l'expérience DØ (courbe bleue). La différence entre ces deux courbes tient notamment compte des temps morts lors des prises de données. Au mois de janvier 2010, DØ avait enregistré plus de $6,8$ fb^{-1}.



(a) Luminosité instantanée délivrée par le Tevatron : les points bleus représentent la luminosité instantanée mesurée en début de store et les points rouges la luminosité instantanée moyennée sur 20 points.

(b) Luminosité intégrée fournie par le Tevatron et enregistrée par l'expérience DØ : les plateaux représentent les périodes où le Tevatron était éteint.

Figure 3.20 – Luminosité instantanée et intégrée.

3.4 Le système de déclenchement

Au *Run II*, le temps entre deux croisements de faisceaux est de 396 ns ce qui correspond à 2,5 millions d'événements par seconde : enregistrer tous ces événements est technologiquement impossible. La plupart de ces événements sont des événements ayant plusieurs jets de basse énergie dans l'état final : les événements rares comme la production du quark top, sont alors noyés (voir la figure 3.21). Il est donc nécessaire d'effectuer un tri des données : c'est le rôle du système de déclenchement. Le nombre de données enregistrables est limité par la capacité de calcul disponible pour la reconstruction des données hors ligne ainsi que le coût de l'électronique utilisée : celui-ci est de 50 événements par seconde à comparer aux 2,5 millions d'événements initiaux. Pour parvenir à une telle réduction, le système de déclenchement est composé de trois niveaux différents (voir la figure 3.22) effectuant des sélections de plus en plus complexes : de la simple lecture de signaux électroniques provenant des différents sous-détecteurs à la reconstruction complète d'objets.

Liste des termes de déclenchement

Chaque niveau du système de déclenchement possèdent une liste de critères portant sur le signal sortant du détecteur et/ou sur des critères cinématiques. Ils forment ce qu'on appelle des éléments de déclenchements. Ces éléments peuvent être ensuite combinés afin de définir ce qui est appelé un terme de déclenchement et qui sera utilisé dans les analyses

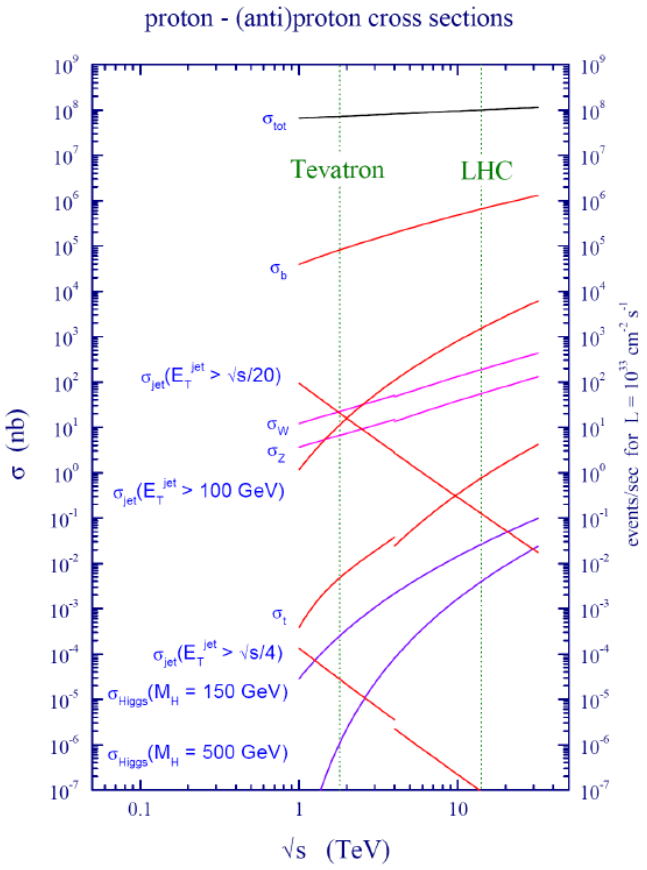


Figure 3.21 – Rapport des différentes sections efficaces au Tevatron et au LHC : la section efficace de production de jets est dominante.

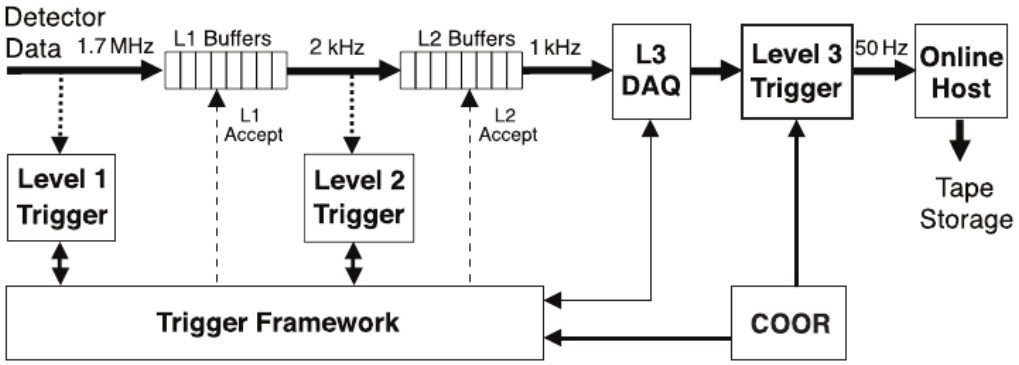
physiques en fonction de la topologie recherchée (voir 6.2 pour notre analyse). Certains de ces termes se déclenchent trop fréquemment et saturent la bande passante disponible. Un facteur d'échelle ou *prescale* P est alors appliqué : un événement sur P est enregistré.

Deux autres types de termes de déclenchement existent n'utilisant pas d'éléments de déclenchement. Ils permettent la sélection des événements particuliers :

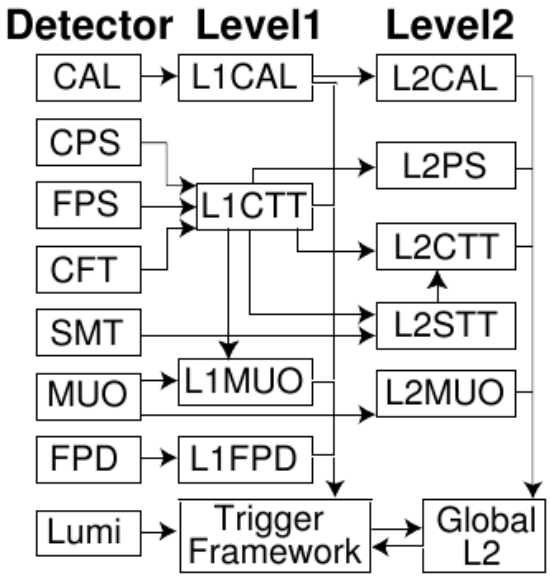
- les événements dits de biais minimum. Ils correspondent aux événements passant le niveau 0 du système de déclenchement et sont donc enregistrés dès qu'une collision inélastique est détectée par les luminomètres. L'utilisation de ces échantillons de données permet en particulier d'étudier le phénomène d'empilement dans le détecteur ou encore les interactions multiples.
- les événements dits de biais nul. Ils sont enregistrés à chaque croisement de faisceaux indépendamment de la présence ou non de collisions dures. Ce type de déclenchement n'utilise aucune information provenant du détecteur. Cet échantillon permet d'isoler la contribution du bruit de fond électronique.

Le niveau 1 (L1)

Avant d'entrer au niveau 1, les événements doivent passer le niveau 0 : les luminomètres doivent avoir détecté un signal indiquant qu'une collision inélastique a eu lieu. Le niveau 1 permet ensuite de passer d'une fréquence de $2,5$ MHz à environ 2 kHz en environ $3,5$ μs



(a) Vue d'ensemble du système de déclenchement.



(b) Schéma des niveaux 1 et 2. Les flèches indiquent le trajet des données.

Figure 3.22 – Organisation du système de déclenchement.

ce qui correspond à environ 9 croisements de faisceaux. Vu le temps court de décision, seules les informations provenant de l'électronique rapide des sous-détecteurs (CFT, CPS, FPS, calorimètre, spectromètre à muons) sont utilisées. De plus, pour minimiser les temps morts, l'information de l'électronique précise est stockée dans une mémoire tampon en attendant la décision du niveau 1 de garder ou non l'événement considéré.

Les éléments de déclenchement calorimétrique sont basés sur la recherche de dépôts d'énergie excédant une certaine limite programmée. Ils utilisent comme objet de base des tours calorimétriques, appelées tours de déclenchement, dont l'extension spatiale ($\Delta\eta_{det} \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$) correspond au regroupement de 4 tours pseudo-projectives. Ces tours sont soit électromagnétiques (seules les couches électromagnétiques du détecteur sont utilisées) soit électromagnétiques et hadroniques (les couches électromagnétiques et hadroniques à granularité fine sont utilisées). Les tours de déclenchement couvrent la région angulaire $|\eta_{det}| < 4$ mais seules les tours se trouvant dans la région $|\eta_{det}| < 3,2$ sont utilisées pour des considérations de rapport signal sur bruit. Le déclenchement est alors fondé sur un nombre

donné de tours calorimétriques passant un seuil établi à l'avance (il existe 4 seuils pour chaque type de tours). Les tours sont regroupées car leur faible extension spatiale conduit à de faibles dépôts d'énergie posant des problèmes de bruit électronique importants.

Les éléments de déclenchement des traces utilisent l'information des fibres axiales du CFT et CPS et l'information complète du FPS. Les impacts enregistrés dans les fibres sont comparés à environ 20 000 modèles de traces prédéfinis (une trace ne peut être compatible avec un modèle que si au moins 8 couches du CFT ont été touchées), dans des secteurs angulaires en ϕ de 4,5 $^\circ$ et pour 4 seuils en impulsion. Pour chaque secteur, les 6 traces de plus grande impulsion sont ensuite associées à d'éventuels impacts dans le CPS et dans le spectromètre à muons. Les traces du FPS sont reconstruites de manière indépendante et analogue à celles du CFT/CPS.

Le déclenchement sur les muons utilisent les éléments de déclenchement des traces, les impacts enregistrés dans les chambres à fils et les scintillateurs du spectromètre à muons pour les comparer à ceux que produirait un muon d'impulsion transverse supérieure à un certain seuil. Deux types d'opération sont effectuées : les traces reconstruites au niveau du déclenchement des traces sont associées aux impacts mesurés dans les scintillateurs des couches A et/ou B du spectromètre à muons ; les coups enregistrés dans les chambres à fils (PDTs) sont utilisés pour former des ébauches de traces permettant de confirmer les coups enregistrés dans les scintillateurs. Les impacts confirmés des différentes couches sont alors associés.

Tous les événements qui respectent les conditions fixées par le niveau 1 sont envoyés vers le niveau 2.

Le niveau 2 (L2)

Le niveau 2 permet de passer d'une fréquence de 2 kHz à 1 kHz en environ 100 μs. Ce niveau est composé de deux étapes : lors de la première étape, des pré-processeurs traitent l'information de tous les sous-détecteurs disponibles à ce niveau (SMT, CFT, calorimètre et spectromètre à muons) afin de former des objets ; lors de la deuxième étape, ces objets sont envoyés à un processeur global qui établit des corrélations entre ces éléments et prend en conséquence la décision de rejeter ou non l'événement et de l'envoyer au niveau 3.

A ce niveau, les éléments de déclenchement calorimétrique sont basés sur la reconstruction des électrons, des photons et des jets ; l'énergie transverse manquante est calculée. Les jets (respectivement les objets électromagnétiques) sont reconstruits à partir de groupes de 5×5 (respectivement 3×3) de tours de déclenchement. Chaque objet est construit autour d'une tour initiale d'énergie 2 GeV (respectivement 1 GeV). L'énergie transverse manquante est calculée comme la somme vectorielle des tours de déclenchement sélectionnées au niveau 1 pour différents seuils en énergie. La liste des objets reconstruits est envoyée au processeur global. Les corrélations entre ces objets et les signaux obtenus dans les détecteurs de pieds de gerbe permet de distinguer les électrons des photons et de rejeter les hadrons chargés.

A ce niveau, les éléments de déclenchement des traces utilisent les informations fournies par le SMT et le CFT. Le SMT est utilisé pour affiner les traces reconstruites au niveau 1. Pour cela, une zone est définie autour de la trace reconstruite au niveau 1 et seuls les coups du SMT inclus dans cette zone sont utilisés (seuls les coups enregistrés dans les 4 couches axiales de silicium sont considérés). Lorsqu'au moins 3 impacts dans le SMT sont

trouvés, la trace est réajustée. Les traces ainsi reconstruites ont une meilleure résolution permettant d'évaluer la position des paramètres d'impact des différentes traces avec une précision d'environ 20 μm : la présence de hadrons beaux peut ainsi être détectée si ce paramètre d'impact est élevé. Des pré-processeurs calculent l'angle azimutal ϕ et l'isolation de ces traces.

Le niveau 2 de déclenchement des muons utilise les informations fournies par le niveau 1 ainsi que celle des chambres à fils et des scintillateurs afin d'améliorer la précision des caractéristiques (η_{det}, ϕ, p_T...) des muons du niveau 1.

Le niveau 3 (L3)

Le niveau 3 réduit la fréquence à 50 Hz. L'information de l'électronique de lecture précise de chaque événement ayant passé le niveau 2 est envoyée vers une ferme d'ordinateurs où une reconstruction partielle de l'événement est faite à l'aide d'algorithmes simplifiés par rapport à ceux utilisés hors ligne (voir le chapitre 4). La décision de rejeter ou non l'événement est prise moins de 235 ms après la décision du niveau 2. Les événements ayant déclenché au moins un terme de déclenchement de niveau 3 sont enregistrés sur bande magnétique et pourront être reconstruits hors ligne.

Les jets et les électrons sont reconstruits à l'aide d'un algorithme de *Simple Cône* (voir le paragraphe 4.3).Toute l'information collectée par le calorimètre ainsi que la position du vertex primaire sont utilisées. La reconstruction des électrons comprend une coupure sur l'énergie transverse et sur la fraction de l'énergie électromagnétique.

Les traces sont reconstruites à l'aide de toute l'information disponible dans le CFT et le SMT suivant un algorithme décrit dans [9]. Cette reconstruction permet l'identification d'électrons en recherchant la correspondance entre une trace et un dépôt calorimétrique et est aussi utilisée au niveau des muons pour chercher les correspondances entre les trajectographes et le système à muons.

La précision de mesure pour les muons est améliorée par rapport au niveau 2 en considérant la position du vertex primaire et en associant les informations du système à muons avec celles des trajectographes.

L'énergie transverse manquante est calculée en faisant la somme des cellules contenues dans des couronnes de η_{det} constant.

Bibliographie

[1] S.W. Herb *et al.*, Phys. Rev. Lett. 39, 252 (1977).

[2] S. Abachi *et al.* (DØ Collaboration),*Observation of the Top Quark*, Phys. Rev. Lett. 74, 2632 (1995).

[3] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), *Obervation of the Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions with Collider Detector at Fermilab*, Phys. Rev. Lett. 74, 2626 (1995).

[4] B. Baller *et al.*, Nucl. Phys, B98, 43 (2001).

[5] `http://www-bd.fnal.gov/public/chain.html`.

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

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

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

[9] DØ Collaboration, *The Upgraded DØ Detector*, Nucl. Instrum. Meth. A565 :463-537, arXiv :0507191 (2005).

[10] M. Arthaud *et al.*, *Muon Mmentum Oversmearing for p17 Data*, DØ Note 5444 (2007).

[11] DØ Layer 0 silicon group, *DØ Layer 0 Conceptual Design Report*, DØ Note 4415 (2003).

[12] R. Madaras, *DØ EC-EM Technical Parameters*, DØ Note 757 (1988).
P. Grannis, *Specifications for the DØ detector*, DØ Note 560 (1987).

[13] V.M. Abazov *et al.*, *The Muon System of the Run II DØ detector*, Nucl. Instrum. Meth. A552 (2005) 372-398 FERMILAB-PUB-05-034-E.

[14] `http://www-d0.fnal.gov/phys_id/luminosity/presentations/tutorial.ps`.
The DØ Collaboration, *The DØ experiment's integrated luminosity for Tevatron Run IIa*, FERMILAB-TM-2365 (2007).

[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).

[16] B. Casey *et al.*, *Determination of the Run IIb Luminosity Constants*, DØ Note 5559 (2007).

Chapitre 4

Identification et reconstruction des objets détectés dans DØ

Sommaire

4.1 Reconstruction des traces 107
4.2 Reconstruction des vertex 108
4.3 Reconstruction des jets 110
4.3.1 L'algorithme de cône 110
4.3.2 Formation des tours calorimétriques 110
4.3.3 Formation des pré-amas 111
4.3.4 Formation des jets 111
4.3.5 Identification des jets hadroniques 112
4.3.6 Etalonnage de l'énergie des jets (JES) 113
4.4 Reconstruction des électrons 119
4.5 Reconstruction des muons 121
4.6 Reconstruction de l'énergie transverse manquante 123

Ce chapitre présente la reconstruction des objets (traces, vertex, jets et énergie transverse manquante) à partir des signaux détectés et l'identification des particules utilisées dans les analyses physiques (électron, photon, jets, muons et neutrino) à partir de ces objets et d'informations complémentaires fournies par le détecteur.

4.1 Reconstruction des traces

Les traces, en plus de permettre la mesure de l'impulsion, sont utilisées dans la reconstruction de nombreux autres objets : les vertex sont reconstruits à partir d'un ensemble de traces pointant au même endroit ; les électrons peuvent être différenciés des photons par la présence d'une trace associée aux amas calorimétriques ; la qualité des muons dépend de la correspondance entre la trace reconstruite avec les trajectographes et celle reconstruite dans le spectromètre à muons ; pour la qualité des jets, il existe une confirmation de vertex basée sur la présence de deux traces associées au vertex primaire dans la direction de l'amas calorimétrique.

Les traces sont reconstruites à l'aide des « coups » enregistrés dans le SMT et/ou CFT lors du passage d'une particule chargée. Le nombre de coups enregistrés dans le détecteur et donc la qualité de la trace dépendent de l'instrumentation qui varie en fonction de la pseudorapidité η_{det} : le nombre de coups peut chuter de plus de 50% entre une trace centrale $|\eta_{det}| < 1,7$ qui couvre l'intégralité du CFT et du SMT et une trace à l'avant $|\eta_{det}| > 2$ où seules les informations du SMT sont disponibles.

La reconstruction des traces a lieu en deux étapes. La première est le regroupement des coups en amas afin de définir des candidats « traces ». Deux algorithmes sont utilisés : *Histogram Track Finder* [1] et *Alternative Algorithm* [2]. Le premier utilise la convergence des transformées de Hough (passage d'un impact de coordonnées $(x_I,\ y_I)$ à l'ensemble des valeurs permises pour $(\rho,\ \phi)$ où ρ est le rayon de courbure et ϕ l'angle azimutal évalué au vertex) vers un même point pour différents impacts provenant d'un même trace. Le deuxième produit une ébauche de trace à l'aide de 3 impacts enregistrés dans le SMT puis les autres impacts des couches suivantes sont ajoutés s'il ne dégrade pas trop l'ajustement de la trace.

Une deuxième étape, basée sur l'algorithme *Global Track Finder* [3], permet d'affiner les caractéristiques des candidats « traces » fournis par ces deux algorithmes. Ces candidats sont pris comme données d'entrée et l'algorithme extrapole à partir des caractéristiques de ces candidats la propagation couche par couche d'une particule hypothétique en tenant compte du champ magnétique et de la matière traversée : énergie perdue et diffusions multiples sont simulées. En comparant cette propagation à la position effectivement mesurée, les caractéristiques des traces sont réajustées à l'aide d'un filtre de Kalman [4]. Ce réajustement est fait point par point jusqu'à ce que la particule s'arrête ou bien sorte du détecteur.

Les caractéristiques des traces sont déterminées dans un premier temps par rapport au centre du détecteur. Elles sont ensuite redéterminées à partir du point d'interaction principale une fois celui-ci reconstruit.

4.2 Reconstruction des vertex

Lors de la collision de paquets de protons et d'antiprotons, trois types de traces sont à distinguer :

- les premières proviennent de l'interaction primaire de deux partons et se rejoignent au point d'interaction principale, appelé vertex primaire (*Primary Vertex*). Une bonne détermination du vertex primaire est cruciale car l'ensemble des propriétés des objets reconstruits (électrons, muons, jets et énergie transverse manquante) sont calculées par rapport à sa position.
- les deuxièmes proviennent de la désintégration de quarks lourds et se rejoignent en un point correspondant à un vertex secondaire. Le hadron contenant un quark b vole pendant un certain temps dans le détecteur avant de se désintégrer (~ 3 mm) : il y a création d'un vertex distant du vertex primaire. Sa détection est faite dans le SMT et nécessite une haute résolution. Dans le cas de DØ, il est possible d'identifier les jets de quark b par la présence de ce vertex secondaire.
- les dernières proviennent des interactions secondaires de deux partons et d'interactions entre d'autres paires de proton-antiproton : ces traces forment les événements de biais minimum.

La reconstruction des différents vertex à partir de ces traces se fait en trois étapes :

- **sélection des traces** : seules les traces d'impulsion transverse supérieure à $0,5$ GeV ayant au moins deux coups dans le SMT sont considérées. De plus, elles sont rassemblées si leur position est : $|\Delta z| = 2$ cm.
- **reconstruction des vertex** : un vertex est reconstruit pour chaque amas de traces. Dans un premier temps, l'algorithme détermine la position du vertex ainsi que la position du faisceau et sa largeur dans le plan transverse par une procédure de minimisation de χ^2. Chaque trace contribuant le plus au χ^2 est retirée jusqu'à ce que sa valeur soit inférieure à 10 : une première évaluation de la position du vertex est alors possible. Dans un second temps, les traces de chaque amas sont sélectionnées en fonction de leur paramètre d'impact (noté *dca* pour *distance of closest approach*) calculé par rapport à la position transversale du faisceau (évaluée à l'étape précédente). La détermination précise de la position du vertex est effectuée à l'aide d'une procédure d'ajustement adaptatif [5]. Contrairement à l'ajustement précédent, toutes les traces sont utilisées mais un poids leur est accordé : d'autant plus faible que le χ^2 de la contribution de la trace au vertex est élevé. La minimisation du χ^2 est alors effectuée en tenant compte de ces poids. Cette méthode permet une meilleure résolution sur la position du vertex primaire et d'éviter un biais par des traces à grand paramètre d'impact. En effet, ces traces ont une forte probabilité d'appartenir à un vertex provenant de la désintégration d'un quark lourd (voir la figure 4.1). Une simple coupure sur le χ^2 de ces traces est cependant imparfaite car elle supprime également l'ensemble des traces ayant un large χ^2 due à la résolution du détecteur mais pouvant appartenir au vertex primaire. Cette méthode a été optimisée (pour le choix de la meilleure valeur de coupure sur le χ^2 par exemple) à l'aide d'événements $Z \to q\bar{q}$ et $Z \to b\bar{b}$ simulés.
- **identification du vertex primaire** : après l'étape précédente, plusieurs vertex sont reconstruits. La détermination du vertex primaire est effectuée grâce à un calcul probabiliste. Il est possible d'attribuer à chaque vertex une probabilité pour

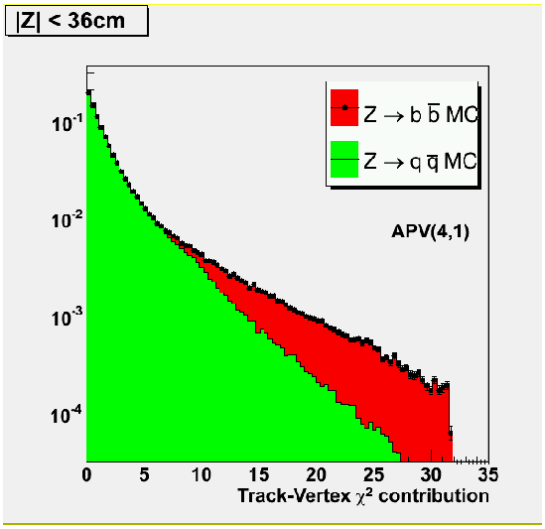


Figure 4.1 – Contribution au χ^2 de différentes traces pour l'ajustement de la position du vertex. Les événements provenant de la désintégration de quark b, en rouge, augmentent la valeur de ce χ^2 [5].

qu'il soit compatible avec un événement de biais minimum [6] en se basant sur les distributions en impulsion des traces (voir la figure 4.2) : pour une interaction dure, les traces ont des impulsions plus élevées. Le vertex ayant la probabilité la plus faible d'être compatible avec des événements de biais minimum est défini comme le vertex primaire. La méthode utilisée est calibrée à l'aide d'événements dimuons (provenant de la désintégration de J/Ψ et de bosons Z) : l'efficacité correspondante pour le *Run IIa* est de 92% minimum en fonction du nombre de traces de l'événement utilisées dans l'algorithme.

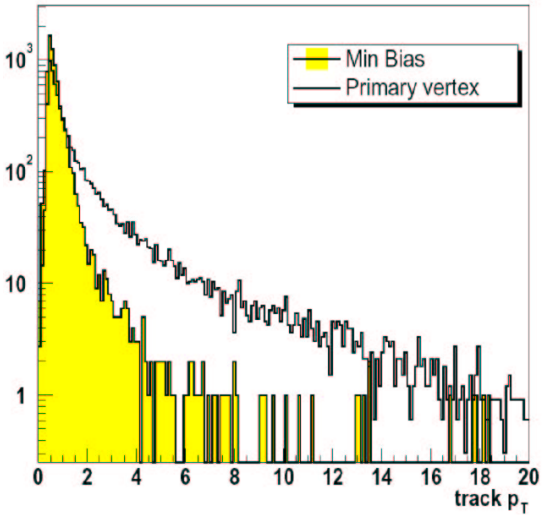


Figure 4.2 – Distribution de l'impulsion transverse des traces associées à un vertex d'une interaction dure et à celui d'une interaction d'événement de biais minimum [6].

4.3 Reconstruction des jets

Les quarks et les gluons produits lors des interactions $p\bar{p}$ ne sont pas directement observables : il s'hadronisent. Ces produits de l'hadronisation étant instables, ils initient une chaîne de désintégration : une gerbe de particules se forme. Les particules contenues dans cette gerbe interagissent avec le détecteur en produisant des traces et en déposant de l'énergie dans le calorimètre. Ils forment alors un jet, défini ici comme un objet calorimétrique [1].

La reconstruction des jets s'effectue en trois étapes :

- formation de tours calorimétriques à partir des cellules du calorimètre ;
- formation de pré-amas à partir des tours calorimétriques à l'aide de l'algorithme de *Simple Cone* [7] ;
- formation de proto-jets à partir des pré-amas à l'aide de l'algorithme de *cône Run II* [7].

Ces trois étapes sont développées dans cette partie. Il convient tout d'abord de dire quelques mots sur les algorithmes utilisés : afin de permettre une comparaison entre données et expérience, ces algorithmes doivent respecter certaines conditions.

4.3.1 L'algorithme de cône

La reconstruction d'un jet est forcément ambigüe. En effet, plusieurs questions se posent : quelles particules doivent être assemblées ensemble et suivant quels critères ? Comment doit être combinée l'impulsion des différents objets calorimétriques ? Le choix de la réponse à ces questions déterminent la définition du jet utilisée. Cependant, ce choix de définition ne peut pas conduire à une comparaison incompatible entre les calculs théoriques perturbatifs et expérimentaux : ces algorithmes doivent respecter un certain nombre de critères [9], dont :

- En QCD, l'émission d'un parton mou ou colinéaire conduit à des contributions infinies dans le calcul. En conséquence, un algorithme de reconstruction de jets doit être insensible à l'émission d'un parton mou, ou au remplacement d'un parton par deux partons colinéaires : ces deux conditions sont appelées sûreté infrarouge et colinéaire.
- La reconstruction doit être le plus possible indépendante du cadre dans lequel elle est effectuée : caractéristiques du détecteur, luminosité instantanée...

La collaboration DØ utilise un algorithme de cône dit du *Run II* [7] qui ne vérifie pas la sûreté infrarouge et colinéaire et dont le principe est de rassembler les particules qui se trouvent dans un cône commun de rayon donné dans l'espace $\eta_{det} \times \phi_{det}$. Malgré l'absence de sécurité infrarouge et colinéaire, la comparaison des sections efficaces QCD obtenues avec cet algorithme avec celles obtenues avec l'algorithme SISCone [8] n'a pas montré de différences pour des impulsions supérieures à 50 GeV.

4.3.2 Formation des tours calorimétriques

L'élément de base du calorimètre est constitué par une cellule dont les coordonnées sont déterminées à partir du vecteur reliant le centre de la cellule au centre du détecteur

[1] Par opposition, aux jets de partons et aux jets de particules formés par les générateurs Monte Carlo.

et caractérisé par un couple ($\eta_{det},\ \phi_{det}$). Les cellules sont organisées en tours géométriques pseudo-projectives, résultant d'un découpage du calorimètre en pavés de largeur $\Delta\eta_{det} \times \Delta\phi_{det} = 0,1 \times 0,1$ (voir le paragraphe 3.2.4). Ce découpage est visible sur la figure 3.15 où chaque cellule est représentée par une zone colorée différente.

A partir de ces tours géométriques, des tours dite reconstruites sont formées. Ces tours sont constituées des tours géométriques contenant au moins une cellule non rejetée par les critères suivants :

- toute cellule dont l'énergie est inférieure à $2,5\ \sigma_{cell}$ où σ_{cell} correspond à la dispersion en énergie due au bruit électronique, est retirée de la reconstruction ;
- toute cellule dont l'énergie est supérieure à $2,5\ \sigma_{cell}$ mais qui est isolée est retirée à l'aide de l'algorithme NADA [10] ;
- toute cellule dont l'énergie est inférieure à $4\ \sigma_{cell}$ et dont aucune des cellules voisines n'a une énergie supérieure à $4\ \sigma_{cell}$ est retirée à l'aide de l'algorithme T42 [11].

Une fois les cellules d'une tour géométrique sélectionnées, le quadri-vecteur associé à la tour reconstruite est défini comme la somme des quadri-vecteurs des cellules ($E_{cell},\ \vec{p}_{cell}$) où E_{cell} est l'énergie mesurée de la cellule et $\vec{p}_{cell}$ le vecteur impulsion de norme E_{cell} dont la direction est définie par le vertex primaire et le centre de la cellule.

4.3.3 Formation des pré-amas

Les pré-amas sont formés à partir des tours calorimétriques reconstruites et ce, grâce à l'algorithme de *Simple Cone*. Les tours calorimétriques sont tout d'abord ordonnées par impulsion décroissante. L'algorithme forme un pré-amas autour de la tour la plus énergétique si celle-ci a une énergie supérieure à 500 MeV. D'autres tours sont ajoutées à ce pré-amas si leur distance $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta_{det}^2 + \Delta\phi_{det}^2}$ est inférieure à $0,3$. Après chaque ajout, la nouvelle position du pré-amas est calculée par la même méthode que les tours calorimétriques. Une fois inclue dans un pré-amas, la tour est retirée de la liste. Une nouvelle itération est effectuée avec la nouvelle liste et se termine quand la liste est vide. Seuls les pré-amas ayant une énergie supérieure à 1 GeV et constitués d'au moins deux tours sont conservés.

4.3.4 Formation des jets

La reconstruction des jets est effectuée à partir de la liste des pré-amas, ordonnés par impulsion décroissante, qui sont utilisés comme points de départ par l'algorithme de *cône du Run II*. Dans un premier temps, l'algorithme évalue la distance entre le pré-amas considéré et le jet le plus proche. Si cette distance est inférieure à $\frac{R_{cone}}{2}$, le pré-amas est rejeté car il est déjà inclus dans un jet. Dans le cas contraire, ce pré-amas est considéré comme un nouveau jet. Toutes les tours reconstruites inclues dans un cône de rayon R_{cone} autour de ce pré-amas sont combinées par la même méthode que les tours calorimétriques. Lors de cette combinaison, la direction du cône dérive : il est possible que de nouvelles tours se trouvent à l'intérieur du cône. Elles sont alors combinées et ainsi de suite. La construction du jet est interrompue si :

- le cône devient stable : le changement de direction entre deux itérations est inférieur à $\Delta R < 0,001$,
- le nombre d'itérations atteint la limite de 50,

– l'énergie transverse du jet est inférieure à $\frac{1}{2}E_{T_{min}}$ où $E_{T_{min}}$ correspond au seuil de reconstruction en énergie transverse des jets, fixée à 6 GeV. Dans ce cas, le jet est rejeté.

La procédure est alors effectuée pour le pré-amas suivant jusqu'à la fin de la liste. A ce stade, les jets formés restent sensibles aux radiations de partons mous pouvant empêcher la convergence de l'algorithme. Pour rendre la procédure plus stable, des points de départ de reconstruction de jets sont ajoutés aux pré-amas. Ces points, appelés points médians, sont placés entre chaque paire de jets reconstruits à l'étape précédente si la distance entre ces deux jets est comprise entre R_{cone} et $2R_{cone}$. La reconstruction est alors refaite à partir de tous ces points médians.

Lors de la formation des jets à partir des pré-amas ou des points médians, l'algorithme combine toutes les tours comprises dans le cône autour du point considéré. Il est alors possible qu'une tour soit partagée par plusieurs jets. Une dernière étape, appelée *split and merge*, est alors effectuée pour régler ce problème de recouvrement. Si un jet partage plus de la moitié de son énergie avec un autre jet, les deux jets sont réunis en un seul (*merging*) sinon ils sont séparés en deux jets distincts (*splitting*). Dans le dernier cas, l'énergie commune est allouée au jet le plus proche.

Enfin, seuls les jets reconstruits ayant une énergie supérieure à $E_{T_{min}} = 6$ GeV sont conservés.

Dans la collaboration DØ, deux rayons sont utilisés pour l'algorithme de cône $R_{cone} = 0,5$ et $R_{cone} = 0,7$. Pour notre analyse, la première valeur est utilisée.

4.3.5 Identification des jets hadroniques

Afin de distinguer les jets hadroniques des électrons et des photons (autres objets calorimétriques) ou encore des faux jets dus au bruit électronique, un certain nombre de critères d'identification sont utilisés [12] basés sur :

– **la fraction d'énergie déposée dans la partie hadronique grossière** (CHF) (voir la figure 3.15). Une coupure sur cette grandeur permet de s'affranchir des jets provenant uniquement du bruit électronique. En effet, la partie hadronique grossière du calorimètre possède des cellules de plus grande taille, qui ont une capacité électrique importante et donc un bruit important (environ 50 fois plus élevé que dans la partie électromagnétique). Il est demandé que cette fraction soit :
  – $CHF < 0,40$, ou,
  – $CHF < 0,46$ si $|\eta_{det}| < 0,8$ (jet central), ou,
  – $CHF < 0,33$ si $1,5 < |\eta_{det}| < 2,5$, ou,
  – $CHF < 0,6$ si $0,85 < |\eta_{det}| < 1,25$ et $n90 < 20$ où $n90$ est le nombre minimal de tours contenant 90% de l'énergie du jet.
– **la fraction d'énergie déposée dans la partie électromagnétique du calorimètre** (EMF) (voir la figure 3.15). Afin de pouvoir séparer les électrons et photons des jets hadroniques, cette fraction ne doit pas être trop élevée et doit donc rester inférieure à 95%. Un dépôt d'énergie minimum est également demandé dans la partie électromagnétique pour se prémunir des jets provenant du bruit électronique :
  – $EMF > 0,05$, ou,
  – $EMF > 0,04$ si $|\eta_{det}| < 2,5$, ou,
  – $EMF > 0,03$ si $1,1 < |\eta_{det}| < 1,4$ (partie inter-cryostat), ou,

– pas de coupure si le jet est situé dans une zone pauvre en couches électromagnétiques : $(|\eta_{det} - 1,25| + 0,40 \times (\sigma_\eta - 0,1) < 1,3)$, où σ_η est la largeur du jet selon η).

– **la confirmation du jet au niveau 1 du système de déclenchement**[13]. L'électronique utilisée pour le niveau 1 étant différente de celle utilisée pour la reconstruction hors ligne, ils peuvent avoir des défaillances disctinctes. Les jets reconstruits au niveau 1 peuvent dont être utilisés pour confirmer la présence de jet hors ligne. La coupure utilisée pour cela porte sur la grandeur :

$$N1_{ratio} = \frac{p_T^{N1}}{p_T^{hors\ ligne}} \tag{4.1}$$

où p_T^{N1} est la somme scalaire de toutes les tours au Niveau 1 inclues dans un cône de rayon $\Delta R = 0,5$ autour du jet et $p_T^{hors\ ligne}$ est la somme vectorielle des impulsions transverses de toutes les tours associées au jet reconstruites *hors ligne* en excluant celles appartenant aux couches hadroniques grossières qui ne sont pas utilisées lors de la recontruction au niveau 1 du déclenchement. Les coupures appliquées sont :
– $N1_{ratio} > 0,5$, ou,
– $N1_{ratio} > 0,35$ et $p_T < 15$ GeV et $|\eta_{det}| > 1,4$, ou,
– $N1_{ratio} > 0,1$ et $p_T < 15$ GeV et $|\eta_{det}| > 3$, ou,
– $N1_{ratio} > 0,2$ et $p_T \geq 15$ GeV et $|\eta_{det}| > 3$.

4.3.6 Etalonnage de l'énergie des jets (JES)

Certains effets physiques (formation de la gerbe, hadronisation) et expérimentaux (calibration du détecteur ou bruit de l'électronique par exemple) ont pour conséquence que l'énergie du jet calorimétrique ne correspond pas à celle du jet de particules qui est le jet avant son interaction avec le détecteur (voir la figure 4.3). Par conséquent, les prédictions théoriques effectuées au niveau des jets de particules ou des partons de l'interaction dure ne peuvent être comparées aux données expérimentales. Il est donc nécessaire de corriger l'énergie des jets calorimétriques afin de la faire correspondre à celle des jets de particules : il s'agit de la procédure appelée *JES* pour *Jet Energy Scale* [14]. Cette calibration ne corrige pas des pertes d'énergie dues à des émissions de partons à grand angle lors du développement de la gerbe.

La correction appliquée sur l'énergie des jets calorimétriques, notée E_{jet}^{mes}, pour obtenir l'énergie du jet de particules correspondant, notée E_{jet}^{part}, s'écrit sous la forme :

$$E_{jet}^{part} = \frac{E_{jet}^{mes} - E_{off}}{R_{jet} \times F_\eta \times S_{cone}} k_{biais}. \tag{4.2}$$

Cette procédure est effectuée indépendamment pour les données et la simulation. Elle est composée de plusieurs corrections successives dont les termes apparaissent dans l'équation précédente :

– E_{off} correspond à l'énergie supplémentaire (*offset*) qui est inclue dans le cône et qui ne provient pas de l'interaction dure. Elle est due au bruit électronique, à la désintégration des noyaux d'uranium des plaques d'absorbeur, aux interactions $p\bar{p}$ additionnelles et au phénomène d'empilement (énergie résiduelle de la précédente

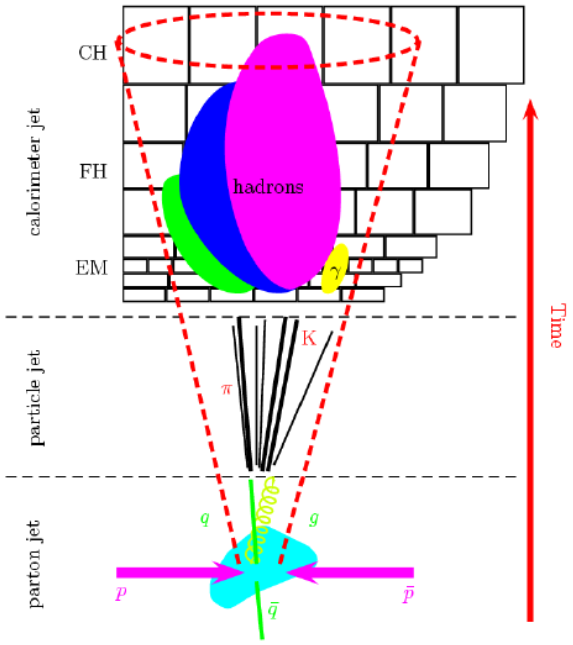


Figure 4.3 – Schéma de l'évolution d'un jet dans le détecteur : après l'interaction dure, il y a formation d'une gerbe créant un jet de partons. Ces partons s'hadronisent majoritairement en pions et en kaons créant un jet de particules. Ces particules interagissent alors avec le calorimètre qui mesure un jet calorimétrique.

collision). Cette procédure ne corrige pas de l'énergie liée à l'événement sous-jacent qui correspond aux interactions des partons spectateurs : cette énergie est considérée comme faisant partie de l'interaction.
La correction est estimée à partir d'événements de biais minimum et de biais nuls (voir le paragraphe 3.4). La différence en densité d'énergie entre les événements de biais minimum ayant un seul vertex principal et ceux en ayant plusieurs correspond à la contribution des interactions $p\bar{p}$ additionnelles à l'énergie mesurée sans tenir compte de la contribution de l'événement sous-jacent. La densité d'énergie pour les événements de biais nul, permet la détermination de la contribution de l'empilement, du bruit électronique et de la désintégration de l'uranium. La figure 4.4 montre la correction obtenue dans le cas d'un jet de cône de rayon 0,5 en fonction de sa pseudo-rapidité et pour différentes contributions.

– R_{jet} correspond à l'étalonnage de la réponse absolue des jets. Il s'agit de la correction la plus importante. Elle tient compte de la perte d'énergie liée à des particules de faible énergie n'atteignant pas le calorimètre ou liée à l'énergie déposée dans des régions non ou mal instrumentées. La réponse absolue correspond au rapport entre l'énergie du jet calorimétrique et l'énergie initiale du jet de particules. Afin de déterminer ce rapport, des événements $\gamma + jet$ où le jet et le photon sont émis dos-à-dos sont utilisés. La conservation de l'impulsion transverse pour ces événements donne :

$$R_\gamma \vec{p}_T^{\,\gamma} + R_{jet}\vec{p}_T^{\,jet} = -\not\vec{E}_T \tag{4.3}$$

où $R_\gamma = 1$ car la partie électromagnétique du calorimètre est déjà calibrée, $\vec{p}_T^{\,\gamma}$ et

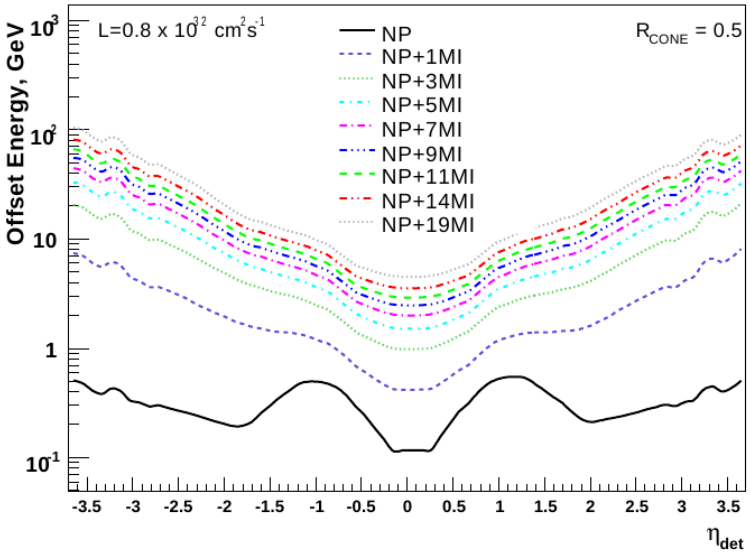


Figure 4.4 – Correction d'*offset* en fonction de la pseudo-rapidité du jet pour le bruit électronique et l'empilement (noté NP et correspondant à des événements de biais nul où il a été explicitement demandé que l'événement ne possède aucun vertex) et pour le bruit électronique, l'empilement et les interactions multiples (noté NP+MI correspondant à demander un nombre croissant de vertex présents dans l'événement) [14]. Cette correction a été évaluée à partir des données de biais nul et minimum.

$\vec{p}_T^{jet}$ sont les énergies transverses du photon et du jet et $\vec{\not{E}}_T$ est l'énergie transverse manquante créée par les fluctuations dans la mesure de l'énergie du jet. En projetant suivant la direction du photon $\vec{n_\gamma}$ et en utilisant la relation reliant les impulsions au niveau des particules $\vec{p}_T^{\gamma} + \vec{p}_T^{jet} = \vec{0}$, l'équation précédente devient :

$$R_{jet} = 1 + \frac{\vec{\not{E}}_T . \vec{n_\gamma}}{p_T^\gamma}. \tag{4.4}$$

La réponse est mesurée dans la partie centrale du calorimètre ($|\eta_\gamma| < 1,1$ et $|\eta_{jet}| < 0,4$) et en fonction de la variable $E' = p_T^\gamma \cosh \eta_{jet}$ qui est fortement corrélée à l'énergie du jet de particules et qui est mesurée avec une bonne précision (voir la figure 4.5).

– F_η correspond à l'étalonnage de la réponse relative des jets, appelée aussi inter-calibration en η. En effet, la partie centrale et avant du calorimètre sont homogènes d'un point de vue de l'instrumentation en comparaison de la partie entre les deux cryostats ($0,5 < |\eta| < 1,8$) beaucoup moins bien instrumentée. Il en résulte une non uniformité de la réponse en η du calorimètre. La correction est qualifiée de relative car elle est déterminée à partir de la correction en énergie absolue des jets centraux. La correction à appliquer aux jets s'écrit alors :

$$R_\eta = R_{jet} F_\eta \tag{4.5}$$

La même méthode que pour l'étalonnage absolu est utilisée à partir d'événements $\gamma + jet$ (dominant à basse énergie) et dijet (dominant à haute énergie). L'association

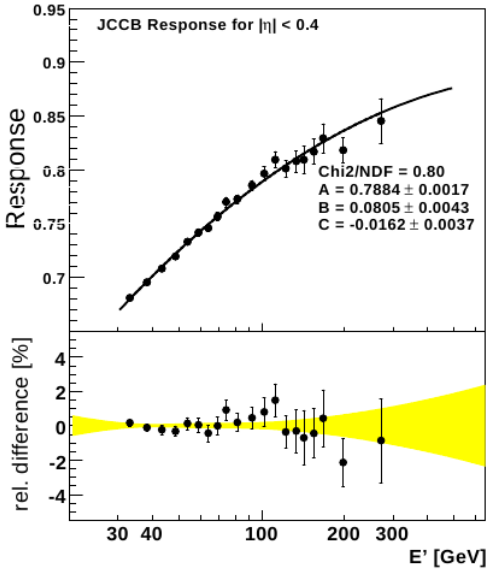
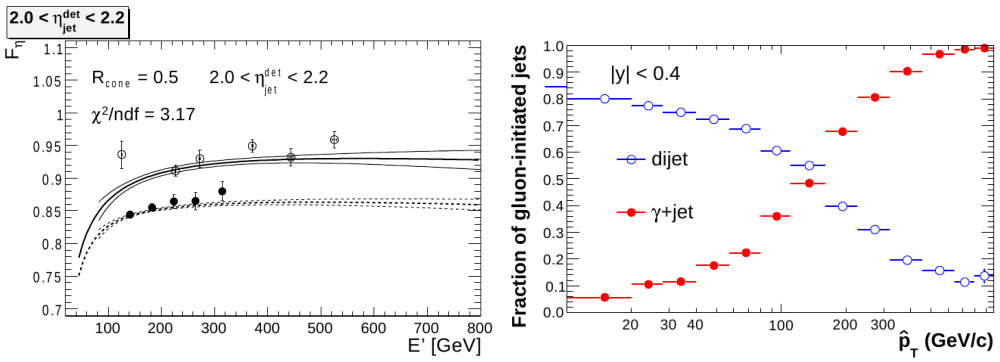


Figure 4.5 – Etalonnage de la réponse absolue en fonction de la variable $E' = p_T^\gamma \cosh \eta_{jet}$ pour des jets centraux [14] à partir de données $\gamma + jet$.

des deux lots de données est non triviale car leur réponse relative est différente (voir la figure 4.6) et ce, en raison d'un contenu en jets de quark et de gluon différents ; ces derniers formant des jets plus larges avec plus de particules transportant chacune moins d'énergie, leur réponse est plus faible. De plus, en raison de l'ajout de matériel devant le calorimètre par rapport au *Run I*, la réponse du calorimètre aux particules de faible énergie a baissée entraînant une plus grande dépendance de la réponse avec la saveur du jet pour le *Run II*. Un facteur d'échelle entre les deux lots a ainsi été déterminé afin de pouvoir les combiner proprement.



(a) Etalonnage de la réponse relative en fonction de la variable $E' = p_T^\gamma \cosh \eta_{jet}$: en noir (blanc) pour les données $\gamma + jet$ (dijet).

(b) Contenu en jets de gluon dans les deux lots utilisés pour l'étalonnage relatif.

Figure 4.6 – Correction de réponse relative [14].

– S_{cone} correspond à la correction dite de *showering*. Celle-ci tient compte de deux effets :
  – l'énergie perdue dans le cône provenant de particules se trouvant initialement

dans le jet et étant défléchies en dehors du cône à cause du détecteur par exemple par le champ magnétique.

– l'énergie additionnelle des particules n'appartenant pas au jet de particules déposant leur énergie calorimétrique au sein du cône du jet reconstruit.

Cette correction est déterminée à partir de données $\gamma + jet$ en demandant un seul vertex principal reconstruit afin de réduire l'impact des interactions multiples. Elle se base sur le profil de densité d'énergie des jets correspondant à la répartition des tours calorimétriques autour de l'axe du jet. Pour un jet de particules, l'ensemble de l'énergie est au centre du cône et décroît avec la distance. Pour des particules non associées au jet, le profil est inversé (voir la figure 4.7). Des courbes de référence pour

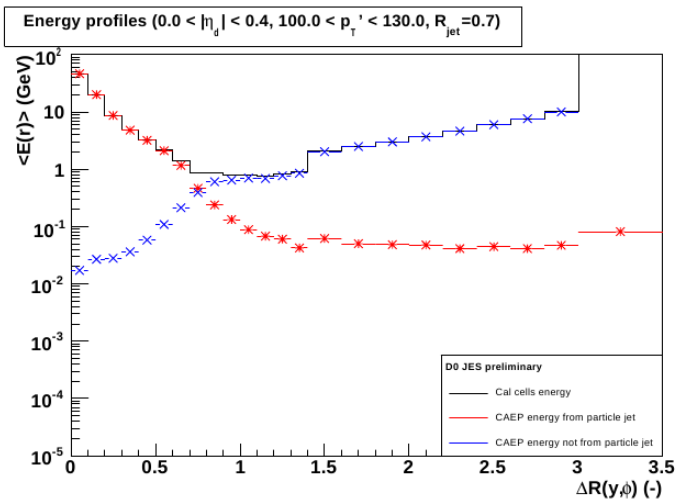


Figure 4.7 – Profil de densité d'énergie pour les particules associées au jet en rouge et non associées au jet en bleu en fonction de la distance ΔR à l'axe du jet [14]. Ce profil a été évalué à partir d'événements $\gamma + jet$ simulés et sans ajout d'événements de biais nul.

ces deux profils sont faites à partir de la simulation et un ajustement est fait sur les données afin d'estimer les différentes contributions. La correction S_{cone} est alors déterminée en calculant le rapport entre l'énergie à l'intérieur du cône provenant de toutes les particules sur l'énergie de toutes les particules du jet de particules. Elle est donnée en fonction de la variable $E' = p_T^{\gamma} \cosh \eta_{jet}$ définie précédemment et pour différentes plage en η (voir la figure 4.8).

– k_{biais} correspond à la correction des biais liés aux méthodes d'estimation des quatre corrections précédentes. La contribution principale est liée à la distribution d'*offset* qui est différente pour les jets réels de celle évaluée à partir des événements de biais minimum. En effet, comme il n'est pas possible de lire toutes les cellules du calorimètre, un procédé de *suppression de zéro* est utilisé : les cellules dont l'énergie est inférieure à un certain seuil sont supprimées. Or dans le cas d'événements de biais nul, le taux d'occupation est plus faible que pour des événements déclenchés et donc la probabilité qu'une cellule soit supprimée est plus grande. La correction de seuil n'est donc pas assez forte. Un biais similaire est présent dans la méthode utilisée pour évaluer la correction absolue et relative car les photons produisent moins de bruit dans le calorimètre par rapport à un jet car la gerbe électromagnétique est moins large. Les corrections sont donc là aussi sous estimées. Ces deux effets sont

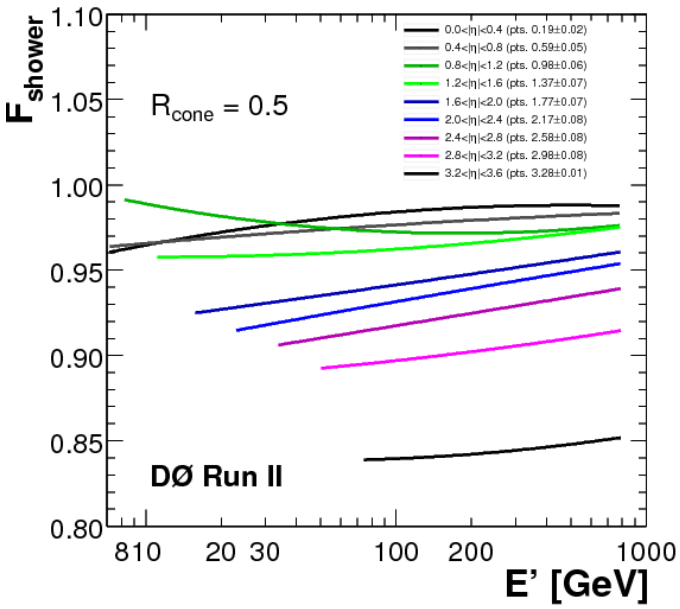


Figure 4.8 – Distribution de la correction de *showering* en fonction de la variable $E' = p_T^\gamma \cosh \eta_{jet}$ et pour différentes plages en η [14]. Cette correction a été évaluée à partir de données.

évalués à partir d'événements simulés dans lesquels sont comparés les réponses et l'*offset* en fonction de l'ajout ou non d'événements de biais nul dans la simulation. Ces deux effets se compensant, la valeur de k_{biais} reste assez faible.

L'incertitude relative totale sur l'étalonnage de l'énergie des jets est représentée sur la figure 4.9 : elle varie entre 1 et 4%.

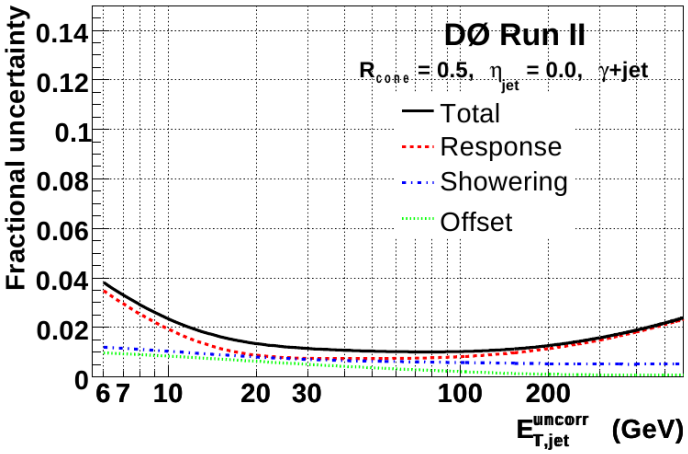


Figure 4.9 – Incertitude relative sur la correction d'échelle en énergie pour des jets centraux [14].

4.4 Reconstruction des électrons

Les électrons sont reconstruits à partir de la gerbe électromagnétique déposée dans le calorimètre et d'une trace associée. En ce qui concerne la reconstruction des gerbes électromagnétiques, la première étape consiste en la construction des pré-amas à partir des dépôts d'énergie supérieure à 500 MeV à l'aide de l'algorithme de *Simple Cône* décrit précédemment et en utilisant un rayon $R_{cone} = 0,4$. La position de ces pré-amas est utilisée comme point de départ pour l'étape suivante. Dans la partie centrale du calorimètre, toutes les tours se trouvant dans un rayon de 0,2 autour de ce point de départ sont réunies afin de former les candidats électromagnétiques. Si les dépôts se trouvent dans les parties avant du calorimètre, ce sont toutes les cellules se trouvant à une distance de 10 cm qui sont réunies. Il est à noter que pour ces étapes toutes les couches du calorimètre sont utilisées alors que seules les couches électromagnétiques et la première couche hadronique à fine granularité (FH1 : voir la figure 3.15) seront utilisées lors du calcul de l'énergie et de la position des électrons. Une fois cette reconstruction effectuée, les objets obtenus peuvent être soit des électrons, des photons ou des jets. Des critères d'identification supplémentaires sont alors utilisés pour permettre de faire la distinction. Ils sont basés sur les variables suivantes dont l'optimisation est faite à partir d'événements $Z \rightarrow ee$ [15] :

- **Fraction électromagnétique (f_{em}) :**
  Un électron dépose la plupart de son énergie dans la partie électromagnétique du calorimètre. Il est donc requis que la fraction électromagnétique d'énergie déposée par un électron soit supérieure à 90% : $f_{em} > 0.90$(voir figure 6.8) .
- **Isolation (iso) :**
  Les électrons provenant de désintégration de bosons W et Z sont produits isolément par comparaison à la production d'électrons provenant par exemple de désintégration de quarks lourds qui se trouvent alors entourés de hadrons. Il est possible de définir une grandeur iso caractérisant l'activité calorimétrique autour de l'électron :

$$iso = \frac{E_{tot}(R = 0,4) - E_{EM}(R = 0,2)}{E_{EM}(R = 0,2)} \tag{4.6}$$

  où $E_{tot}(R = 0,4)$ est l'énergie calorimétrique totale contenue dans un cône de rayon 0,4 autour de la particule considérée et $E_{EM}(R = 0,2)$ l'énergie électromagnétique contenue dans un cône de rayon 0,2 autour de la particule considérée. Une coupure sur cette grandeur ($iso < 0,15$) assure l'élimination d'une grande partie des électrons provenant de jets (voir figure 6.8).
- **χ^2 de la matrice H ($HMx7$) :**
  La forme de la gerbe déposée dans le calorimètre par un électron et par un jet est nettement différente. La quantité $HMx7$ correspond à un χ^2 évaluant la différence de forme entre la gerbe considérée et celle d'un vrai électron grâce à la simulation. Elle est construite à partir de sept variables :
  - la fraction d'énergie déposée dans chacune des quatre couches de la partie électromagnétique du calorimètre,
  - l'extension latérale en ϕ de la gerbe électromagnétique,
  - l'énergie totale de la particule considérée,
  - la position du vertex primaire sur l'axe z.

Les critères de sélection standards imposent : $HMx7 < 50$ (voir figure 6.8).

– **Association entre amas calorimétrique et trace :**
Les électrons et les photons développent une gerbe dans le calorimètre de forme similaire. Afin de pouvoir séparer les deux types de particules, les informations enregistrées dans les trajectographes sont utilisées en cherchant une trace pointant dans la direction de la gerbe électromagnétique. Pour éviter l'association avec des traces fortuites, un χ^2 est calculé en utilisant la différence spatiale entre la gerbe et la trace ainsi que le rapport entre l'énergie transverse de la gerbe et la valeur de l'impulsion transverse de la trace. Le critère d'identification porte sur la probabilité associée à ce χ^2, $P(\chi^2, ndf)$ plutôt que sur le χ^2 lui-même. ndf correspond ici aux degrés de liberté du χ^2 : 2 dans le cas de considération uniquement spatiale (η, ϕ) et 3 si le rapport E_T/p_T est ajouté. Dans le cas d'une association réussie l'énergie de l'électron est définie comme étant l'énergie calorimétrique et ses variables angulaires sont celles de la trace.

– **Fonction de vraisemblance ($lhood8$) :**
Une fonction de vraisemblance est construite à partir de 8 variables afin de séparer les « vrais » électrons des « faux » électrons (provenant des désintégrations de quarks lourds ou d'événements QCD) :
  – la fraction électromagnétique : f_{em},
  – le χ^2 de la matrice H : $HMx8$ (correspond à $HMx7$ avec l'ajout de l'extension latérale en z de la gerbe électromagnétique),
  – le rapport entre l'énergie transverse de l'amas calorimétrique et l'impulsion transverse de la particule : E_T/p_T,
  – l'association spatiale de la gerbe calorimétrique et de la trace : $P(\chi^2, 2)$,
  – le paramètre d'impact par rapport au vertex principal : dca,
  – le nombre de traces reconstruites dans un cône de rayon $R = 0,05$ centré sur la trace de l'électron,
  – la somme de l'impulsion transverse des traces situées dans un cône de rayon $R = 0,4$ autour de la trace de l'électron,
  – le rapport entre nombre de cellules du CPS touchées et l'énergie totale déposée dans le calorimètre.

  La fonction de vraisemblance est alors construite comme :

$$lhood8 = \frac{P_s(x_1, ..., x_8)}{P_s(x_1, ..., x_8) + P_b(x_1, ..., x_8)} \tag{4.7}$$

  où x_i représente les différents paramètres, $P_s(x_1, ..., x_8)$ (respectivement $P_b(x_1, ..., x_8)$) représente la probabilité de mesurer simultanément $x_1, ..., x_8$ (et qui vaut le produit des probabilités individuelles) pour le signal (respectivement pour le bruit de fond). Dans l'analyse, les électrons sélectionnés vérifient la condition : $lhood > 0,85$ (voir figure 6.8).

L'un des critères d'identification standard utilisé dans ce manuscrit est la qualité dite Top_loose qui regroupe les critères :

– $f_{em} > 0,9$,
– $iso < 0,15$,
– $HMx7 < 50$
– $P(\chi^2, 3) > 0$ dans la partie à l'avant du détecteur,

– $P(\chi^2, 2) > 0$ dans la partie centrale du détecteur,
– $E/p_T < 2,5$ dans la partie centrale du détecteur,
– une impulsion supérieure à 5 GeV.

4.5 Reconstruction des muons

La reconstruction des muons utilise trois sous-détecteurs : le spectromètre à muons et les deux trajectographes (SMT et CFT). Les muons, particules au minimum d'ionisation, ne laissent que très peu d'énergie dans le calorimètre (en moyenne 2 GeV), celui-ci n'est donc pas utilisé pour la reconstruction. Les informations du calorimètre permettent cependant l'étude de l'isolation du muon.

Le spectromètre à muons permet une identification ainsi que la mesure de l'impulsion transverse d'un muon. Un muon peut être reconstruit à l'aide des coups qui sont enregistrés dans les différentes couches du spectromètre à muons. Ces coups sont associés afin de former des fragments de trajectoire, appelés *segments*, plus ou moins longs en fonction du nombre de chambres impliquées. Ces segments sont ensuite associés pour former une trace. Un muon reconstruit grâce à des informations provenant uniquement du système à muons sera appelé *local*. Cependant, la mesure de l'impulsion par le système à muon est peu précise en particulier en raison des diffusions multiples qui ont lieu dans le toroïde. Ainsi, la trace locale est associée à la trace centrale reconstruite par les trajectographes : il s'agit de la procédure de *track match*. Le muon est alors *global*.

Type et qualité du muon

Le nombre de segments et le caractère global ou local permet de définir le *type* du muon et est décrit par la grandeur *nseg*. Celle-ci est positive si le muon est global (muon avec une trace centrale) et négative sinon (muon sans trace centrale) et sa valeur absolue donne le nombre de segments reconstruits (voir le tableau 4.1). La *qualité* du muon est quant à elle liée au nombre de coups dans chaque couche du spectromètre ainsi qu'à la convergence de l'ajustement local des segments.

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

Tableau 4.1 – Caractéristiques requises pour la définition de chaque type de muon ainsi que l'ajustement effectué entre le muon local et la trace centrale.

Lors de nos études d'efficacité (voir chapitre 5) et de notre analyse (voir chapitre 6), la qualité des muons utilisée est soit « moyenne » soit « lâche »[16] :
– **qualité *medium* ou moyenne** : les critères dépendent de la valeur de nseg :

  - si $|nseg| = 3$: couche A : au moins deux coups dans les tubes à dérives, au moins un coup dans les scintillateurs ; étages B ou C : au moins deux coups dans les tubes à dérives, au moins un coup dans les scintillateurs (sauf si le muon a laissé moins de quatre coups dans les tubes à dérives de B ou C).
  - si $|nseg| = 2$: couches B ou C : au moins deux coups dans les tubes à dérive, au moins un coup dans les scintillateurs ; le muon doit être situé en bas du détecteur et sa pseudo-rapidité doit être $|\eta_{det}| < 1,6$.
  - si $|nseg| = 1$: couche A : au moins deux coups dans les tubes à dérives ; au moins un coup dans l'un des scintillateurs des couches A, B ou C ; le muon doit être situé en bas du détecteur et sa pseudo-rapidité doit être $|\eta_{det}| < 1,6$. Un muon de faible impulsion transverse est aussi défini comme medium si sa probabilité de traverser le toroïde et d'atteindre les couches B et C est inférieure à 0,7.
- **qualité *loose* ou lâche** : les critères dépendent de la valeur de nseg :
  - si $|nseg| = 3$: identique à medium $|nseg| = 3$ mais l'un des critères peut ne pas être satisfait, avec la condition qu'il y ait toujours au moins un coup dans les scintillateurs de la couche A.
  - si $|nseg| = 2$: identique à medium $|nseg| = 2$ mais pas de condition sur la position du muon.
  - si $|nseg| = 1$: identique à medium $|nseg| = 1$ mais pas de condition sur la position du muon.

Qualité de la trace

La qualité de la trace du muon est basée sur l'information des trajectographes. Les qualités utilisées dans ce manuscrit sont [16] :

- **qualité *loose*** : la trace doit respecter les critères suivant : $|dca| < 0,2$ cm. Dans le cas où la particule a des coups dans le SMT, le critère est plus strict : dans le chapitre sur les efficacités, nous utilisons $|dca| < 0,02$ cm et dans le chapitre sur la mesure de la section efficace, nous utilisons $|dca| < 0,04$ cm. Ce changement est dû à une nouvelle définition des qualités par la collaboration.
- **qualité *medium*** : c'est une trace *loose* et l'ajustement de la trace est tel que $\chi^2/d.o.f. < 4$.
- **qualité *tight*** : c'est une trace *medium* avec au moins un coup dans le SMT.

Si une trace n'a aucun coup dans le SMT, un point est ajouté à l'ajustement afin de corriger la trace : soit la position en $(\eta_{det},\ \phi_{det})$ du faisceau ou bien du vertex primaire.

Isolation du muon

Bien que le muon ne soit pas reconstruit à l'aide du calorimètre, l'information sur l'énergie déposée dans le calorimètre dans la direction du muon est utilisée afin de déterminer l'isolation du muon. Ce critère est crucial dans notre analyse car les muons produits par les bosons W provenant de la désintégration du quark top sont isolés dans le calorimètre par opposition aux muons produits lors de la désintégration des quarks lourds qui sont à l'intérieur d'un jet et possèdent donc une haute activité calorimétrique autour de leur trace. Le critère d'isolation utilisé lors de nos études est [16] :

- ***TopScaledMedium*** : ce critère est composé de coupures sur deux grandeurs :

– *etHaloScaled* : cette variable correspond à l'énergie transverse mesurée dans le calorimètre entre les cônes de rayon 0,1 et 0,4 autour de la trace du muon divisée par l'impulsion transverse du muon. Elle doit être inférieure à 0,15.
– *etTrkConeScaled* : cette variable correspond à l'impulsion totale des traces situées dans un cône de rayon 0,5 autour du muon, en excluant la trace du muon ; divisée par l'impulsion transverse du muon. Elle doit être inférieure à 0,15.

L'optimisation de ces différents critères est effectuée à partir d'événements $Z \rightarrow \mu\mu$ ou $J/\Psi \rightarrow \mu\mu$ [16]. Une partie de ma thèse a consisté à améliorer deux de ces critères : diminuer la contamination en muons cosmiques et optimiser la coupure portant sur la qualité des traces associées au muon (voir chapitre 5).

4.6 Reconstruction de l'énergie transverse manquante

Les neutrinos n'interagissant pas avec le détecteur, leur identification se fait de manière indirecte en utilisant la conservation de l'impulsion totale dans le plan transverse. L'énergie transverse manquante est alors définie comme l'opposée de la somme des énergies transerves déposées dans les cellules du calorimètre :

$$\vec{\not{E}_T} = - \sum_{cellules} \vec{p_T}. \tag{4.8}$$

Cette mesure dépend de la correction en énergie des jets et est aussi influencée par les faibles dépôts d'énergie des muons (environ 2 GeV) dans le calorimètre. Afin de tenir compte de ces effets, des corrections sont appliquées :
– propagation de la calibration en énergie des jets à la mesure de l'énergie transverse manquante.
– propagation de la calibration en énergie des électrons à la mesure de l'énergie transverse manquante.
– si un muon est détecté dans l'événement, la valeur de son impulsion transverse est ajoutée à la somme pour la mesure de l'énergie transverse manquante.

L'ensemble de ces trois corrections est utilisé pour notre analyse.

Bibliographie

[1] A. Khanov, *HTP : histogramming method for finding tracks. The algorithm description*, DØ Note 3378 (2000).

[2] G. Borissov, *Ordering a chaos or... Technical details of AA tracking*, Présentation All DØ Meeting (23 février 2003).

[3] G. Hesketh, *Central track extrapolation through the DØ detector*, DØ Note 4079 (2003).

[4] H. Greenlee, *The DØ Kalman Track Fit*, DØ Note 4303 (2004).

[5] A. Schwartzman et C. Tully, *Primary Vertex Reconstruction by Means of Adaptive Vertex Fitting*, DØ Note 4918 (2005).

[6] A. Schwartzman *et al.*, *Probabilistic Primary Vertex Selection*, DØ Note 4042 (2002).

[7] E. Busato et B. Andrieu, *Jet Algorithms in the DØ Run II Software : Description and User's Guide*, DØ Note 4457 (2004).

[8] `http://projects.hepforge.org/siscone/`.

[9] G.C. Blazey *et al.*, *Run II Jet Physics : Proceedings of the Run II QCD and Weak Boson Physics Workshop*, arXiv : 0005012 (1999).

[10] B. Olivier *et al.*, *NADA : A New Event by Event Hot Cell Killer*, DØ Note 3687 (2000).
G. Bernardi et S. Trincaz-Duvoid, *Improvement of the NADA Algorithm : Hot Cell Killing in DØ Run II Data*, DØ Note 4057 (2002).

[11] U. Bassler et G. Bernardi, *Towards a Coherent Treatment of Calorimetric Energies : Missing Transverse Energy, Jets, E.M. Objects and the T42 Algorithm*, DØ Note 4124 (2002).
J.R. Vlimant *et al.*, *Technical description of the T42 algorithm for the calorimeter noise suppression*, DØ Note 4146 (2003).
G. Bernardi *et al.*, *Improvements from the T42 Algorithm on Calorimeter Objects Reconstruction*, DØ Note 4335 (2004).

[12] A. Harel, *Jet ID Optimization*, DØ Note 4919 (2005).

[13] A. Harel et R. Wagner, *Improved L1 Confirmation*, DØ Note 4932 (2005).

[14] The DØ Jet Energy Scale Group, *Jet Energy Scale Determination at DØ Run II*, DØ Note 5382 (2007).
`http://www-d0.fnal.gov/phys_id/jes/public_RunIIa/`
K. DeVaughan *et al.*, *Jet Energy Scale Determination for DØ Run IIb (final p20 version)*, DØ Note 5801 (2009).

[15] O. Atramentov *et al.*, *Electron and Photon Identification with p20 data*, DØ Note 5761.
`http://www-d0.fnal.gov/phys_id/emid/d0_private/emid.html`.

[16] `http://www-d0.fnal.gov/computing/algorithms/muon/p20/muonId_quality_type.html`.
P. Calfayan, *et al.*, *Muon Identification Certification for p17 data*, DØ Note 5157 (2007).
S. Cho, *et al.*, *Muon Identification Certification for p20 data*, DØ Note 5824 (2008).
O. Brandt *et al.*, *Muon Identification Certification for the Summer 2009 Extended Dataset (Run IIb-1 and -2)*, DØ Note 6025 (2010).

Chapitre 5

Etude d'efficacités de coupures pour l'identification des muons

Sommaire

5.1 Etude de la coupure sur le temps détecté par les scintillateurs pour la diminution de la contamination des muons cosmiques 129

5.1.1 Sélection des données 130

5.1.1.1 Création de l'échantillon de signal 130

5.1.1.2 Création de l'échantillon de muons cosmiques 131

5.1.2 Qualité de l'échantillon de muons cosmiques 134

5.1.3 Etude des coupures en temps des scintillateurs 135

5.2 Etude de la coupure portant sur l'ajustement des traces centrales 137

5.2.1 Sélection de données 137

5.2.1.1 Création de l'échantillon de signal 139

5.2.1.2 Création de l'échantillon de mauvaises traces 139

5.2.2 Qualité de l'échantillon de mauvaises traces 140

5.2.3 Etude de la coupure sur l'ajustement des traces 142

5.2.4 Etude de la dépendance en luminosité instantanée 143

Dans notre analyse, nous recherchons des événements où l'un des bosons W se désintègre en un muon. Une bonne efficacité d'identification de ce muon et une bonne pureté sont donc cruciales pour conserver le plus grand nombre d'événements contenant potentiellement une paire de quarks top. De plus, une bonne connaissance des efficacités et de leur dépendance en fonction des variables adéquates est primordiale pour toutes les analyses de physique : la méconnaissance d'une dépendance pouvant entraîner une différence notable entre données et simulation. Ce chapitre se concentre sur deux aspects différents dans l'identification des muons :

- un bruit de fond important pour la détection de muon sont les muons cosmiques. Il est possible de diminuer cette contamination en effectuant une coupure sur les temps de passage mesurés par les différentes couches des scintillateurs du spectromètre à muon. Une optimisation de cette coupure est présentée dans ce chapitre [1].
- la qualité de la trace associée au muon est basée sur la qualité de l'ajustement des différents coups dans les trajectographes. Celle-ci est basée sur une coupure sur la valeur du χ^2 divisée par le nombre de degrés de liberté de l'ajustement, noté $d.o.f.$. Une optimisation de cette coupure est présentée dans ce chapitre [2].

Lors de ces deux études, la méthode suivie pour optimiser les coupures d'identification est :

- la création d'un échantillon de signal constitué de « bons muons » (typiquement des événements $Z \rightarrow \mu\mu$) à partir duquel les efficacités des coupures pourront être évaluées ;
- la création d'un échantillon de bruit de fond constitué de « mauvais muons » permettant d'évaluer la contamination résiduelle pour une coupure donnée ;
- la vérification de la pureté de l'échantillon de bruit de fond : celui-ci ne doit pas contenir de « bons muons » pour ne pas surestimer le taux de contamination ;
- la variation des coupures d'identification pour optimiser l'efficacité en minimisant la contamination.

5.1 Etude de la coupure sur le temps détecté par les scintillateurs pour la diminution de la contamination des muons cosmiques

L'information des scintillateurs du spectromètre à muons est utilisée pour supprimer les muons cosmiques. Le temps de réponse de ces détecteurs étant très court (de l'ordre de la nano-seconde), il est possible de mettre en place une coupure en temps pour rejeter les muons cosmiques : si la différence de temps entre le signal d'une collision au centre du détecteur et le signal des scintillateurs est trop élevée, l'information des scintillateurs est considérée comme provenant d'un muon cosmique et l'événement n'est donc pas conservé. La coupure officielle actuelle est : $|\Delta t| < 10$ns [3] [4]. Nous avons étudié cette coupure pour les trois couches de scintillateurs A, B et C du détecteur à muons afin de déterminer si une coupure plus efficace pouvait être définie [1]. Afin d'évaluer l'efficacité et le taux de contamination associés à une coupure, nous avons évalué le nombre de muons venant de l'interaction principale et le nombre de muons cosmiques passant cette coupure. Pour cela, un échantillon d'événements $Z \rightarrow \mu\mu$ et un échantillon de muons cosmiques ont été créés.

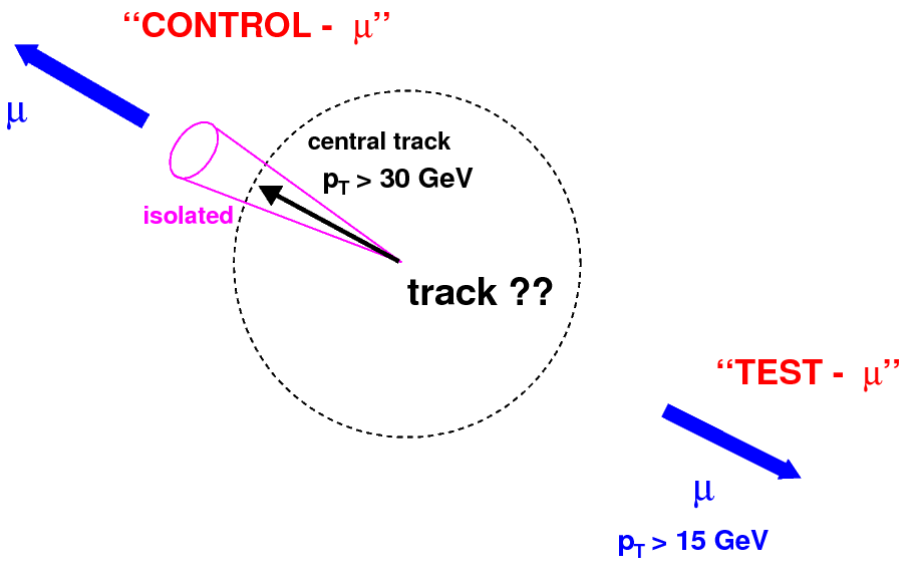


Figure 5.1 – Illustration de la méthode *tag and probe* dans le cas ici de la détermination de l'efficacité de reconstruction des traces.

5.1.1 Sélection des données

Les données utilisées pour cette étude ont été enregistrées entre juin 2006 et août 2007. Pour la création des deux échantillons utilisés pour cette étude, le programme WZ-Reco[1] [5] a été utilisé. Ce programme permet la sélection d'événements $Z \rightarrow \mu\mu$ utilisés ensuite pour le calcul des différentes efficacités d'identification des muons (qualité dans le spectromètre, qualité de la trace, isolation...). Ces efficacités sont mesurées à l'aide de la méthode *tag and probe*. Le premier muon, dit de contrôle (*tag*), est sélectionné avec des critères stricts permettant de s'assurer avec la sélection d'un deuxième muon avec des critères moins strict, de la sélection d'un événement $Z \rightarrow \mu\mu$ et non celle d'un événement où le muon provient de la désintégration d'un quark b ou encore d'un muon cosmique. Le deuxième muon, dit de test (*probe*), est alors choisi avec des critères indépendants de ceux dont nous voulons mesurer l'efficacité. Ce muon est utilisé pour déterminer l'efficacité de sélection d'une coupure. La figure 5.1 montre l'exemple de la sélection dans le cas de la détermination de l'efficacité de reconstruction des traces. D'abord, le premier muon est requis avec une trace centrale à laquelle correspond une trace locale alors que le deuxième muon est requis avec une trace locale mais sans aucune contrainte sur la trace centrale. Cette absence de contrainte sur la trace centrale permet alors dans un deuxième temps, de tester l'ensemble des caractéristiques de la trace et de voir la conséquence sur l'efficacité de coupures sur ces grandeurs.

5.1.1.1 Création de l'échantillon de signal

Pour l'échantillon de signal, les critères de sélection par défaut du programme WZ-Reco ont été utilisés afin de sélectionner des événements $Z \rightarrow \mu\mu$. Les critères les plus importants sont :

[1]Programme permettant la sélection d'événements où un boson W ou Z se désintègre en un électron ou un muon.

– une impulsion supérieure à 15 GeV ;
– une masse invariante du système des 2 muons supérieure à 30 GeV ;
– l'impulsion totale des traces situées dans un cône de rayon 0,5 autour du muon inférieure à 3,5 GeV ;
– l'énergie transverse mesurée dans le calorimètre entre les cônes de rayon 0,1 et 0,4 autour de la trace du muon inférieure à 2,5 GeV ;
– les deux muons de signes opposés ;
– les traces de type *loose* (voir le paragraphe 4.5).

5.1.1.2 Création de l'échantillon de muons cosmiques

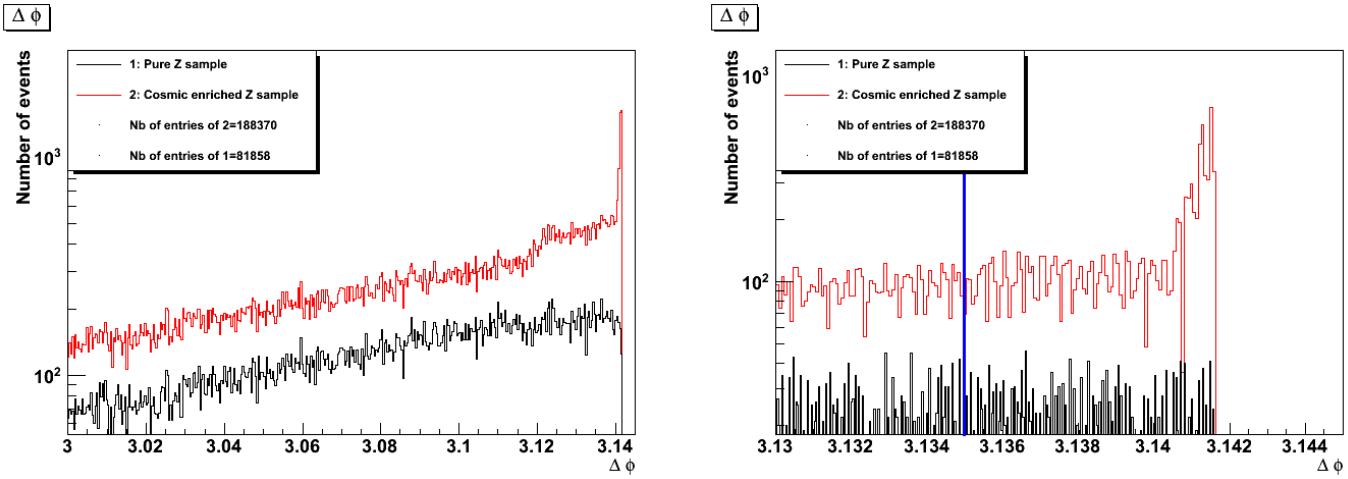
Afin d'enrichir nos données en événements contenant des muons cosmiques, nous nous sommes basés sur la sélection effectuée par le programme WZReco en relâchant certains critères. Le passage d'un muon cosmique est caractérisé par la détection de deux muons d'impulsion peu élevée et ayant comme propriétés d'être colinéaires et situés à une distance aléatoire du point d'interaction principale. Ainsi les critères modifiés ont été :
– la coupure sur l'impulsion des muons qui a été diminuée à 15 GeV ;
– les coupures sur les temps détectés par les scintillateurs qui ont été retirées ;
– la coupure empêchant la colinéarité des deux traces des deux muons d'un événement qui a été retirée ;
– la coupure sur le paramètre d'impact par rapport au point d'interaction principal qui a été retirée ;
– les termes de déclenchement : aucun terme de déclenchement n'a été requis.

L'échantillon ainsi obtenu contient des événements Z ainsi que des événements correspondant au passage d'un muon cosmique. Une sélection doit être appliquée sur cet échantillon afin de ne conserver que les événements correspondant au passage d'un muon cosmique. Cette sélection est basée sur la colinéarité des deux muons dans le cas d'un muon cosmique et sur le fait qu'un tel muon n'est pas forcément proche du point d'interaction principal. Ainsi les variables discriminantes étudiées sont :
– la colinéarité en η : $A_\eta = |\eta_{control} + \eta_{probe}|$,
– la colinéarité en ϕ : $\Delta\phi = |\phi_{control} - \phi_{probe}|$,
– le paramètre d'impact par rapport au point d'interaction (dca).

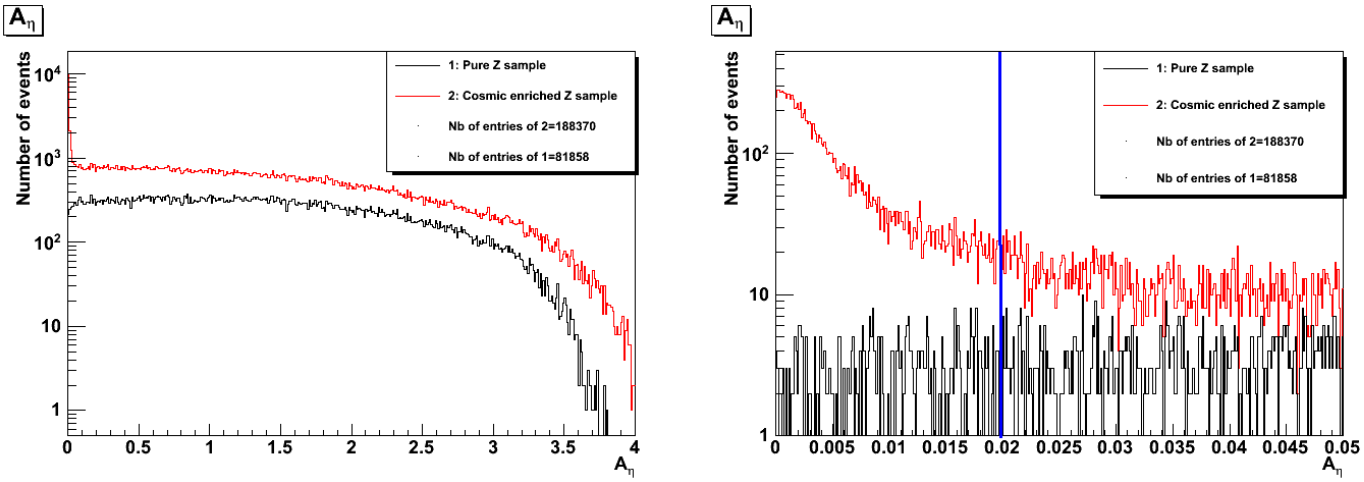
Les distributions de ces grandeurs pour les échantillons de signal et celui enrichi en muons cosmiques sont montrées sur la figure 5.2. L'échantillon enrichi en muons cosmiques comporte effectivement des événements à forte colinéarité en η et ϕ ainsi qu'un paramètre d'impact plus élevé que l'échantillon de signal.

Après comparaison des différentes distributions, les coupures utilisées pour isoler les muons cosmiques sont :
– $\Delta\phi = |\phi_{control} - \phi_{probe}| > 3,135$;
– $A_\eta = |\eta_{control} + \eta_{probe}| < 0,02$.

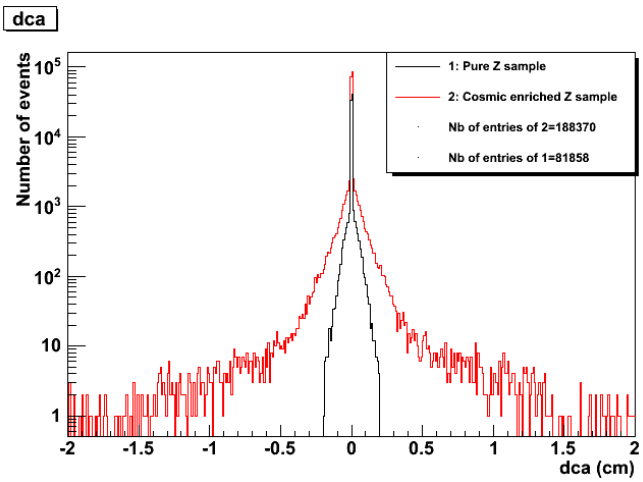
Malgré la différence de distribution, nous avons déterminé qu'une coupure sur le paramètre d'impact était inutile. En effet, la figure 5.2(c) montre les distributions avant coupure et nous voyons que l'échantillon contenant des muons cosmiques présente une distribution en paramètre d'impact plus large : une coupure sur cette grandeur devrait les sélectionner. Cependant, la figure 5.3 en bas montre la distribution en paramètre d'impact après l'application des coupures en $\Delta\phi$ et A_η. Cette distribution montre que les muons cosmiques restants ne possèdent pas de grande valeur de paramètre d'impact. Ceci peut



(a) Distribution de la différence en ϕ.

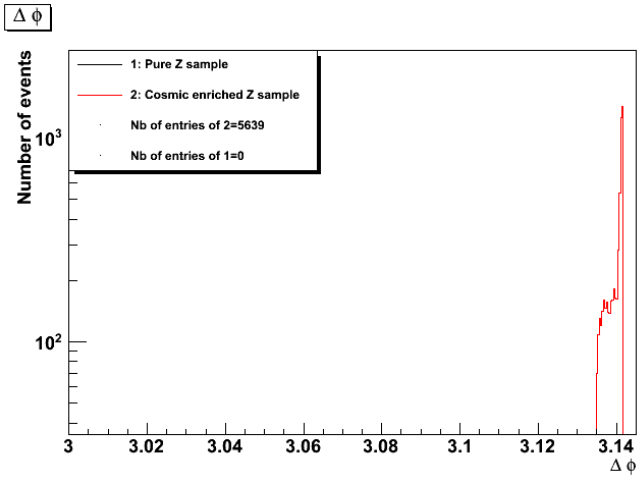


(b) Distribution de la colinéarité en η.

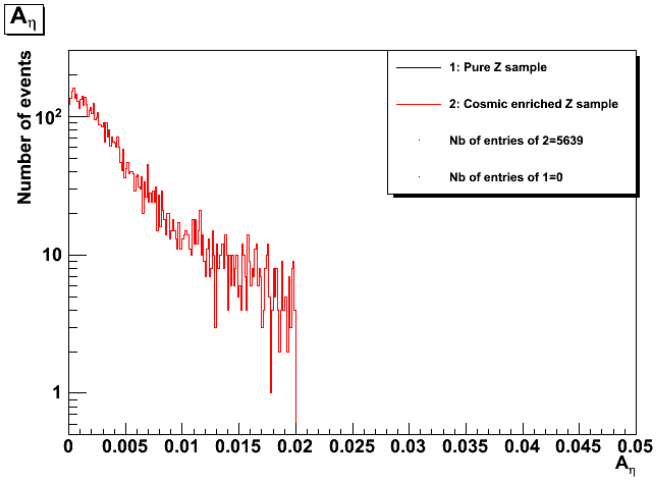


(c) Distribution en dca.

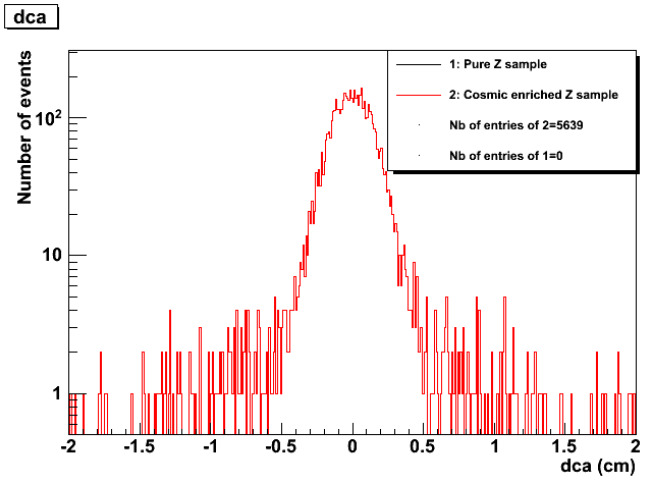
Figure 5.2 – Distribution en $\Delta\phi$ (a), A_η (b), pour tout le domaine à gauche et en détail pour la région de coupure à droite, et dca (c), pour l'échantillon d'événements Z en noir et pour l'échantillon enrichi en muons cosmiques en rouge. Les coupures sont indiquées en bleu.



(a) Distribution de la différence en ϕ.



(b) Distribution de la colinéarité en η.



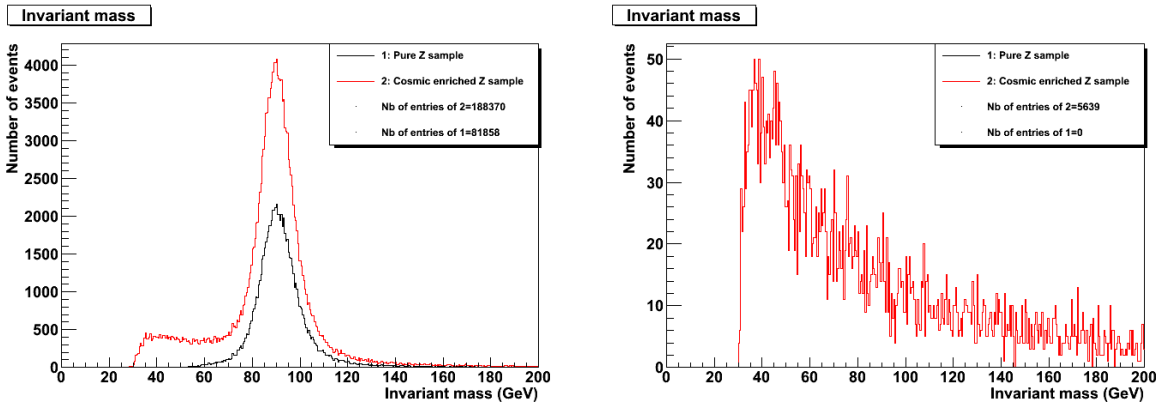
(c) Distribution en dca.

Figure 5.3 – Distribution en $\Delta\phi$ (a), A_η (b) et dca (c), pour l'échantillon d'événements Z en noir et pour l'échantillon de muons cosmiques (après coupure) en rouge. Les coupures définies dans le paragraphe 5.1.1.2 ont été appliquées à l'échantillon de signal : aucun événement de signal ne passe ces coupures.

être expliqué par le fait que ces événements ont dû satisfaire au moins un terme de déclenchement ce qui peut empêcher la présence d'événements avec de hauts paramètres d'impact. Aucune coupure additionnelle sur le paramètre d'impact n'a donc été effectuée. Ces coupures ont été optimisées afin qu'aucun événement $Z \rightarrow \mu\mu$ ne soit présent dans notre échantillon (voir la figure 5.3)tout en conservant un nombre d'événements statistiquement suffisants. Les figures 5.3 montrent également qu'après application des mêmes coupures à l'échantillon de signal (événements $Z \rightarrow \mu\mu$), aucun événement ne passe les coupures.

5.1.2 Qualité de l'échantillon de muons cosmiques

L'échantillon précédent devant être utilisé pour déterminer les taux de contamination en muons cosmiques pour une coupure donnée, sa pureté doit être vérifiée. La figure 5.4 montre la masse invariante des deux muons de l'événement. A gauche, avant les coupures définies au paragraphe précédent, la présence de la résonance montre la présence d'événements $Z \rightarrow \mu\mu$. A droite, après coupure, la résonance a disparu : il n'y a pas de contamination d'événements $Z \rightarrow \mu\mu$ dans l'échantillon de muons cosmiques.



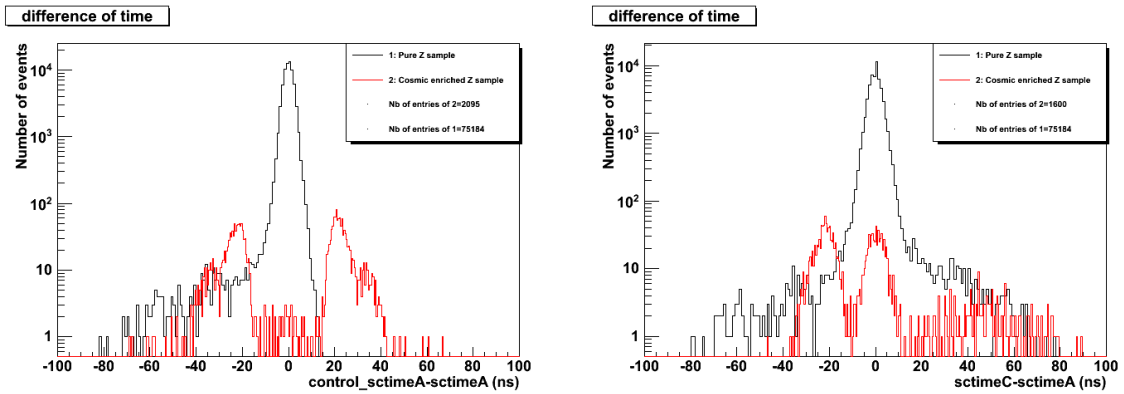
(a) Avant coupure

(b) Après coupure

Figure 5.4 – Distribution de la masse invariante des deux muons. En noir, pour l'échantillon de signal et en rouge pour l'échantillon contenant les muons cosmiques avant et après coupure. Après coupure, aucune événement $Z \rightarrow \mu\mu$ n'est présent.

Une autre vérification de la pureté est basée sur l'étude des différences de temps enregistrés par les différentes couches de scintillateurs du système à muons. Cette étude a été menée pour l'échantillon de signal et pour l'échantillon de muons cosmiques. La figure 5.5 (a), montre la distribution de la différence de temps détectée entre les deux couches A opposées en ϕ du système à muons. Dans le cas de l'échantillon de signal, cette différence est centrée autour de 0 car les événements proviennent d'un point d'interaction situé au centre du détecteur. Dans le cas de l'échantillon de muons cosmisques, cette différence est centrée autour de ± 25 ns : un muon cosmique provenant du haut du détecteur, la différence de temps entre les deux couches A du détecteur à muons correspond au temps de vol du muon à travers le détecteur. La figure 5.5 (b), montre la distribution de la différence de temps détectée entre les couches A et C d'une même moitié (haut ou bas) du détecteur à muons. En ce qui concerne l'échantillon de signal, cette différence est centrée

autour de 0 au lieu d'être centrée autour d'une valeur constante positive. Ceci est dû au fait que tous les temps détectés par les scintillateurs pour un événement provenant du point d'interaction principal sont décalés pour être centrés autour de 0. Ceci explique pourquoi les distributions pour les muons cosmiques ne sont pas centrées autour de 0 mais décalés vers -10 ns. Une partie des muons cosmiques sont distribués autour de 0 car le muon détecté passe les couches A et C au même moment que les autres muons provenant de l'interaction principale ; l'autre partie correspond au muon détecté arrivant en retard au point d'interaction.



(a) Différence de temps entre les deux couches A du détecteur de muons.

(b) Différence de temps entre les deux couches A et C du même côté du détecteur de muons.

Figure 5.5 – Distributions de différences de temps détectés par les scintillateurs du système à muons. En noir pour l'échantillon de signal et en rouge pour l'échantillon de muons cosmiques.

5.1.3 Etude des coupures en temps des scintillateurs

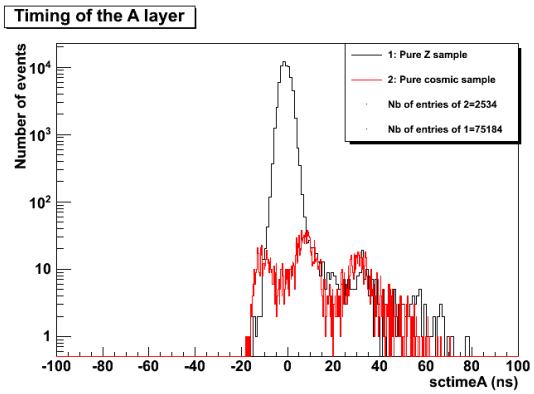
La coupure actuelle pour supprimer les muons cosmiques porte sur le temps détecté par les scintillateurs et est identique pour les trois couches A, B et C :

$$|\Delta\ t| < 10 \text{ ns}. \tag{5.1}$$

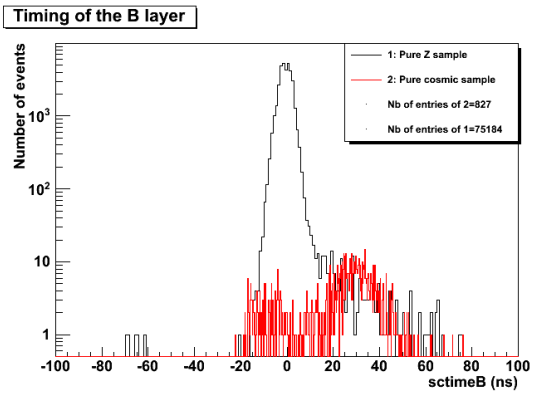
Cette coupure n'est effectuée que sur les événements où l'information existe. Si l'information n'est pas disponible pour une couche donnée (en raison de l'efficacité du détecteur qui est aux alentours de 80% ou du passage d'un muon dans une région non instrumentée), l'événement n'est pas rejeté. Ainsi, pour notre étude d'efficacité, les événements n'ayant pas l'information requise sont gardés. Notre étude de la coupure en temps a été effectuée de manière indépendante sur les trois couches. Les distributions des temps détectés par ces trois couches pour le muon test sont montrées sur la figure 5.6 pour l'échantillon de signal et pour celui de muons cosmiques.

L'efficacité de coupure sur le temps détecté par les scintillateurs est déterminée à partir de l'échantillon de signal et est définie par :

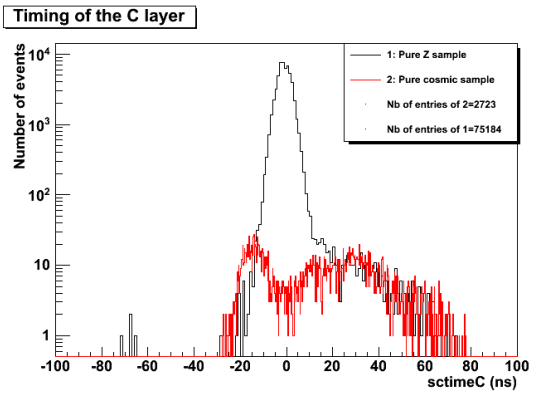
$$\epsilon = \frac{\text{Nombre d'événements } Z \text{ après coupure}}{\text{Nombre total d'événements } Z \text{ sans coupure sur le temps}}. \tag{5.2}$$



(a) Temps détecté par la couche A.



(b) Temps détecté par la couche B.



(c) Temps détecté par la couche C.

Figure 5.6 – Distributions des temps détectés par les différentes couches de scintillateurs du détecteur à muons pour le muon de test. En noir pour le signal et en rouge pour les muons cosmiques.

Le taux de contamination des muons cosmiques est déterminé à partir de l'échantillon de muons cosmiques et est défini par :

$$f = \frac{\text{Nombres d'événements muons cosmiques après coupure}}{\text{Nombre total d'événement muons cosmiques sans coupure sur le temps}}. \qquad (5.3)$$

D'après ces définitions, l'efficacité et le taux de contamination pour la coupure actuelle ($|\Delta t| < 10$ ns) sont :

$$\epsilon = 98,19 \pm 0,05\% \text{ (stat)} \qquad \text{et} \qquad f = 42,9 \pm 0,6\% \text{ (stat)}.$$

A partir de ces valeurs, les coupures en temps ont été changées indépendamment pour les trois couches et l'efficacité et le taux de contamination déterminés. Dans un premier temps, pour des soucis de clarté, l'une des trois coupures a été fixée à la valeur par défaut de 10 ns et les deux autres ont été variées entre les valeurs de 8 et 16 ns par pas de 2 ns. La figure 5.7(a) représente l'efficacité en fonction du taux de contamination pour une coupure sur le temps détecté par les scintillateurs de la couche A fixé à 10 ns. La coupure sur le temps détecté par les scintillateurs des couches B et C ont été variés entre 8 et 16 ns par pas de 2 ns. Un marqueur de forme donnée correspond à une coupure

donnée sur le temps détecté par les scintillateurs de la couche B. Ainsi la courbe formée, par exemple, par l'ensemble des marqueurs ronds représente la variation de l'efficacité en fonction du taux de contamination pour une coupure sur les temps des couches A et B fixés (respectivement à 10 et 8 ns) et la coupure sur les temps de la couche C variant de 8 à 16 ns. Les différents groupes de points correspondent quant à eux à une coupure sur les temps des couches A et C fixée et la coupure sur les temps de la couche B variant. Les figures 5.7(b) et (c) sont construites sur le même principe où la coupure sur les temps de la couche B et C a été fixée à 10 ns respectivement pour les deux figures.

Afin de déterminer si la coupure courante peut être améliorée, les points pour toutes les coupures possibles comprises entre 8 et 16 ns pour les trois couches ont été superposés sur la figure 5.8. Par exemple, il est possible d'augmenter l'efficacité de $0,5\%$ mais en augmentant la contamination de 6%.

Conclusion

Suite à ces études [1], le groupe Muon ID a décidé de changer dans la prochaine certification la coupure officielle : la coupure sur le temps de la couche C sera portée à 13 ns [6]. Cette coupure permettra une augmentation de l'efficacité (environ $0,5\%$). Le taux de contamination augmentera aussi (environ 5%) mais les analyses physiques utilisant une coupure sur la distance au vertex primaire, la contamination en muons cosmiques sera moindre que celle attendue.

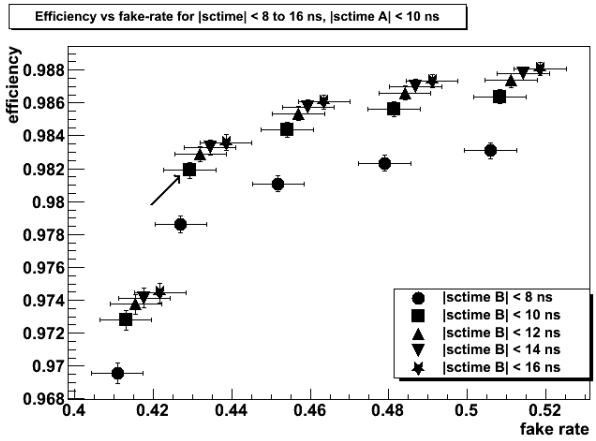
5.2 Etude de la coupure portant sur l'ajustement des traces centrales

La coupure sur la variable $\chi^2/d.o.f.$ traduisant la qualité de l'ajustement de la trace centrale[2] des muons est utilisée dans deux des trois définitions de qualité de trace : *medium* et *tight* (voir le paragraphe 4.5). Pour ces deux qualités, la coupure actuelle est : $\chi^2/d.o.f. < 4$. Pour évaluer le pouvoir discriminant de cette coupure, il est nécessaire de créer un échantillon de signal constitué de muons avec des traces de bonne qualité et un échantillon de bruit de fond constitué de muons avec des traces de mauvaise qualité. Le premier a été construit à partir d'événements $Z \rightarrow \mu\mu$ et pour le deuxième deux approches ont été testées : l'une basée sur les événements de biais minimum et l'autre basée sur les informations fournies par le calorimètre. Cette dernière ne permettant pas d'obtenir un échantillon pur, ne sera pas présentée. Enfin, une étude des dépendances de l'efficacité de cette coupure en fonction de la luminosité et du nombre de coups dans les trajectographes (SMT et CFT) a été effectuée [2].

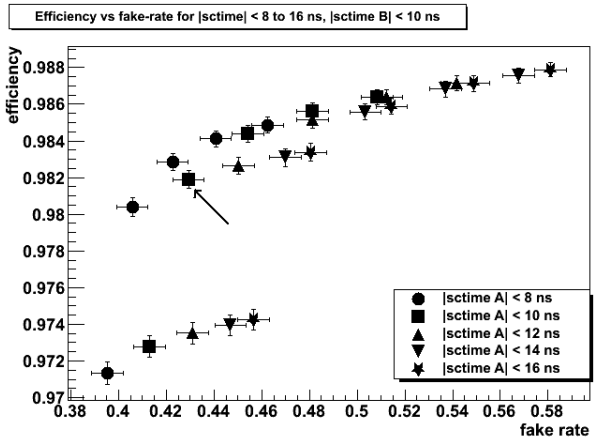
5.2.1 Sélection de données

Les données utilisées pour la création de l'échantillon de signal et de bruit de fond ont été prises entre juin 2006 et septembre 2008.

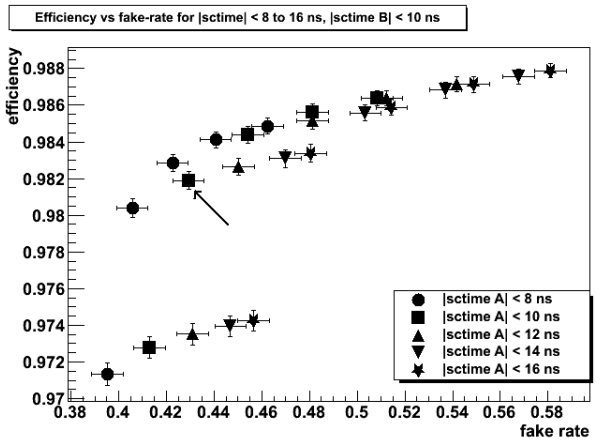
[2]Une trace est dite centrale si elle est reconstruite à l'aide de l'information fournie par les trajectographes et locale si elle est reconstruite à l'aide de l'information fournie par le spectromètre à muons (voir le paragraphe 4.5).



(a) Variation de la coupure sur les temps détectés par les couches B et C, A fixé.



(b) Variation de la coupure sur les temps détectés par les couches A et C, B fixé.



(c) Variation de la coupure sur les temps détectés par les couches A et B, C fixé.

Figure 5.7 – Efficacité de la coupure en temps en fonction du taux de contamination. La valeur actuelle est indiquée par la flèche.

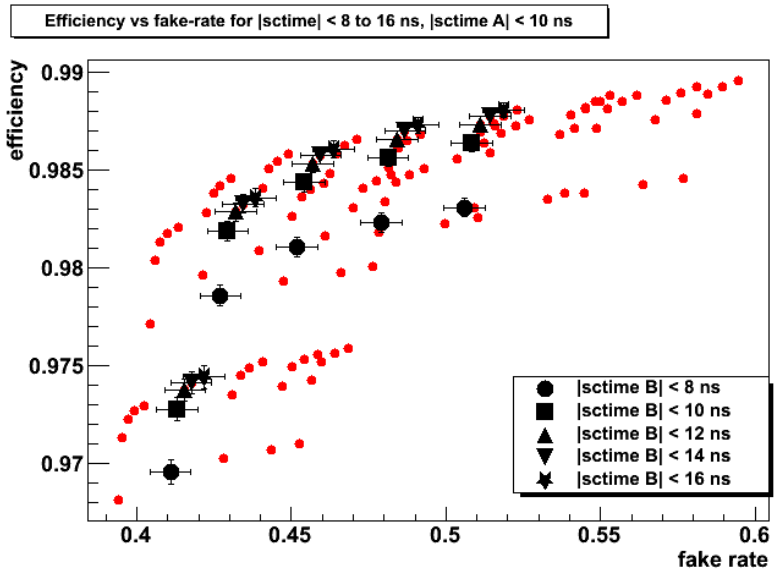


Figure 5.8 – Efficacité de la coupure en temps en fonction du taux de contamination : en noir, la coupure en temps détecté par la couche A est fixé, celles sur B et C varient ; en rouge, la coupure en temps détectés par les couches B et C a été fixées tour à tour. Cette figure est une superposition des trois figures 5.7 où seule la première figure est en noir.

5.2.1.1 Création de l'échantillon de signal

Afin de sélectionner un échantillon contenant des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ où les muons ont une trace centrale, les sélections suivantes ont été effectuées :

- l'impulsion des muons doit être : $p_T > 20$ GeV ;
- la qualité des muons (voir le paragraphe 4.5) est : *medium* (incluant une coupure rejetant les muons cosmiques) ;
- la qualité de la trace des muons (voir le paragraphe 4.5) est : *loose* (correspondant à une coupure à 0,02 cm sur le paramètre d'impact ($|dca|$) pour les traces ayant des coups dans le SMT et à 0,2 cm sinon) ;
- au moins deux muons présents dans chaque événement ;
- les muons doivent être isolés dans le calorimètre et dans les trajectographes. Leur isolation doit être du type (voir le paragraphe 4.5) : *TopScaledMedium*.

La figure 5.9 montre la distribution de la masse invariante des deux muons de plus haute impulsion dans les événements restants après notre sélection. La présence de la résonance du boson Z montre que cet échantillon est dominé par des événements $Z \rightarrow \mu\mu$. Cet échantillon sera utilisé pour évaluer l'efficacité de coupure sur le $\chi^2/d.o.f.$ des traces des muons. Afin d'augmenter sa pureté, il est demandé que la masse invariante des deux muons soit comprise entre 60 et 120 GeV.

5.2.1.2 Création de l'échantillon de mauvaises traces

La sélection d'événements dont les muons ont des traces de mauvaise qualité est basée sur le fait qu'une trace à haute impulsion provenant d'un événement de biais minimum a de forte chance d'être de mauvaise qualité. Ce type de trace doit se trouver à grande distance en z du vertex primaire. Afin de sélectionner ce type de traces, une première sélection est

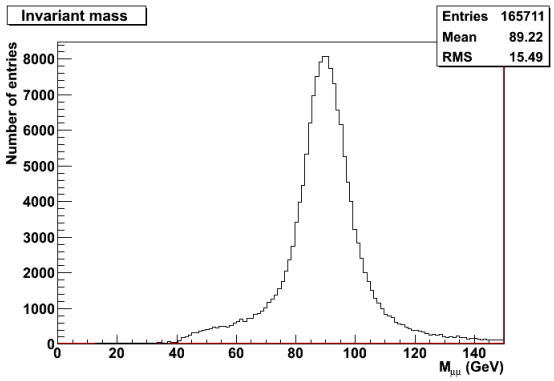


Figure 5.9 – Masse invariante des deux muons de plus haute impulsion de l'événement pour l'échantillon de signal.

faite afin d'obtenir un échantillon dont les événements contiennent une trace associée à un muon, qui sera appelée dans la suite *trace muon*, et une autre trace, qui sera appelée *trace témoin*. La sélection appliquée sur le muon est la même que pour l'échantillon de signal du paragraphe précédent. En ce qui concerne les traces de l'événement, les sélections appliquées sont :

- $p_T > 20$ GeV ;
- correction de l'impulsion transverse des traces sans coup dans le SMT par rapport à la position du faisceau (voir 4.5) ;
- au moins deux traces dont une est associée au muon sélectionné ;
- coupure sur le paramètre d'impact $|dca|$ à 0,02 cm pour les traces ayant des coups dans le SMT ;
- coupure sur le paramètre d'impact $|dca|$ à 0,2 cm pour les traces n'ayant aucun coup dans le SMT.

Les deux derniers critères sont demandés pour reproduire la qualité *loose* des traces définie pour les traces des muons. Dans la suite, nous utiliserons cet échantillon contenant une trace muon et une trace témoin non associée à un muon dans l'événement.

La figure 5.10 montre la distribution de la distance selon z entre la trace témoin et le vertex de l'interaction principale en fonction de sa distance à la trace muon. Pour la plupart des événements, cette trace est proche du point d'interaction principal et également proche en z de la trace muon : ceci est caractéristique d'événements provenant de l'interaction principale. Pour isoler les traces de mauvaises qualités, les événements où la trace témoin est loin de la trace muon et la trace muon proche du vertex principal sont sélectionnés :

- $|z_1 - z_2| > 4$ cm ;
- $|z_{vertex} - z_1| < 3$ cm.

où z_1 est la position en z de la trace muon et z_2 la position en z de la trace témoin.

5.2.2 Qualité de l'échantillon de mauvaises traces

Pour vérifier la pureté de l'échantillon de mauvaises traces, la distribution de la masse invariante des deux traces sélectionnées dans l'événement est montrée sur la figure 5.11. Cette distribution a été faite pour deux coupures différentes sur l'impulsion transverse de

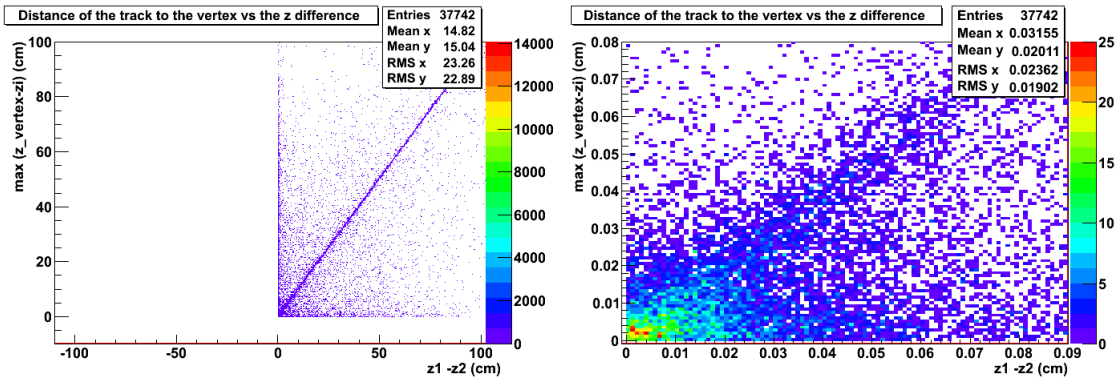
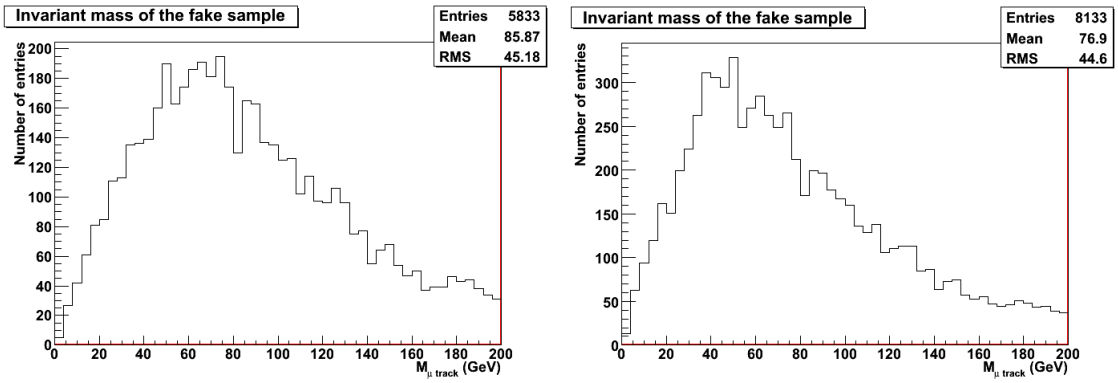


Figure 5.10 – Distance entre la trace témoin et le point d'interaction principale en fonction de sa distance à la trace muon.

la trace muon et de la trace témoin : 20 GeV à gauche et 15 GeV à droite. Dans le cas de ces deux coupures, aucune résonance n'est visible : notre échantillon de mauvaises traces est donc très peu contaminé par des événements de signal $Z \rightarrow \mu\mu$.



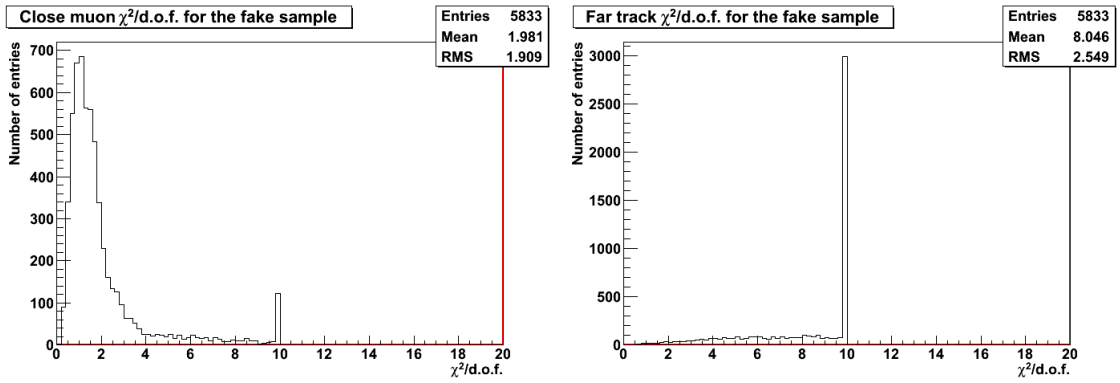
(a) Coupure inférieure sur l'impulsion à 20 GeV. (b) Coupure inférieure sur l'impulsion à 15 GeV.

Figure 5.11 – Masse invariante du système trace muon et trace témoin.

La figure 5.12 montre la distribution de la variable $\chi^2/d.o.f.$ pour la trace muon à droite et pour la trace témoin (loin du point d'interaction principale). Les distributions présentent un pic pour la valeur 10 : il s'agit de la valeur donnée par défaut au $\chi^2/d.o.f.$ de la trace. La qualité d'une trace est d'autant meilleure que l'ajustement des différents coups dans les trajectographes est de bonne qualité et donc que le $\chi^2/d.o.f.$ est faible. Ainsi la qualité de la trace témoin est de manière attendue plus mauvaise que celle de la trace muon.

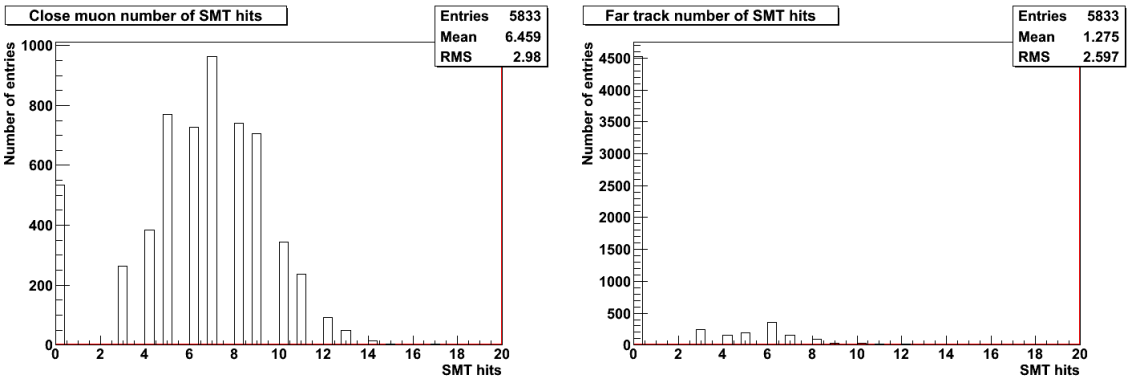
La qualité de la trace est liée au nombre de coups dans le SMT associés à cette trace : plus les coups sont nombreux, plus la trace sera de bonne qualité car l'ajustement pourra être plus précis. Le nombre de coups dans le SMT associé à la trace muon ainsi qu'à la trace témoin ont été tracés sur la figure 5.13. Comme prévu, le nombre de coups dans le SMT associés à la trace muon est plus élevé que celui associés à la trace témoin.

En plus de l'absence d'événements Z contaminants, les différentes distributions liées à la qualité de la trace muon montrent clairement que la trace témoin est de mauvaise qualité.



(a) Pour la trace muon. (b) Pour la trace témoin.

Figure 5.12 – Distribution de la variable $\chi^2/d.o.f.$. La valeur par défaut du $\chi^2/d.o.f.$ est 10.



(a) Pour la trace muon. (b) Pour la trace témoin.

Figure 5.13 – Nombre de coups dans le SMT.

5.2.3 Etude de la coupure sur l'ajustement des traces

La coupure officielle actuelle [4] sur l'ajustement des traces est $\chi^2/d.o.f. < 4$. Cette coupure intervient dans deux des trois définitions de qualité des traces des muons. Nous avons déterminé l'efficacité associée à cette coupure en utilisant l'échantillon de signal selon la formule :

$$\epsilon = \frac{\text{Nombre de traces restantes après coupure sur la variable } \chi^2/d.o.f.}{\text{Nombre total de traces sans coupure sur la variable } \chi^2/d.o.f.}. \quad (5.4)$$

Le taux de contamination en traces de mauvaise qualité a été évalué à partir de l'échantillon obtenu dans le paragraphe 5.2.1.2 selon la même formule :

$$f = \frac{\text{Nombre de traces restantes après coupure sur la variable } \chi^2/d.o.f.}{\text{Nombre total de traces sans coupure sur la variable } \chi^2/d.o.f.}. \quad (5.5)$$

La détermination de ces taux de contamination étant dépendante du type d'échantillon utilisé, seule la variation relative de ces taux doit être considérée dans la recherche d'une coupure plus efficace. A partir de ces définitions, l'efficacité et le taux de contamination obtenus pour la coupure $\chi^2/d.o.f. < 4$ sont :

$$\epsilon = 96,71 \pm 0,03\% \text{ (stat)} \qquad \text{et} \qquad f = 10.7 \pm 0.4\% \text{ (stat)}.$$

La figure 5.14 montre la variation de l'efficacité en fonction du taux de contamination lorsque la coupure sur la variable $\chi^2/d.o.f.$ est variée par pas de 1 entre 1 et 10. Si la coupure est changée pour la valeur $\chi^2/d.o.f. < 5$, l'efficacité augmente de 1.1% et le taux de contamination de 6%. Une nouvelle définition de la trace, appelé *new medium* a été développée à partir de cette étude [6].

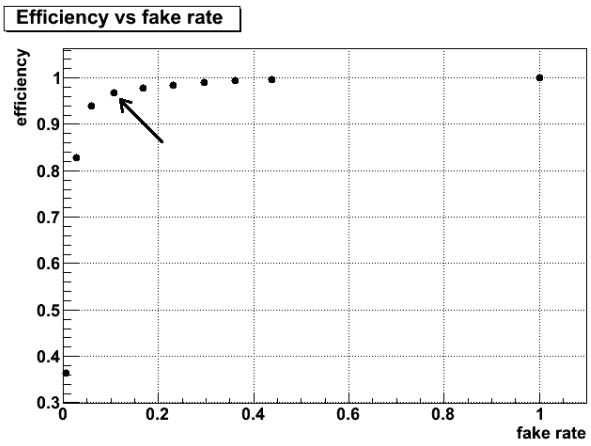


Figure 5.14 – Efficacité en fonction du taux de contamination pour différentes coupures sur la variable $\chi^2/d.o.f.$. La coupure actuelle ($\chi^2/d.o.f. < 4$) est indiquée par la flèche.

5.2.4 Etude de la dépendance en luminosité instantanée

La qualité des traces dépend fortement de la luminosité instantanée. En effet, à haute luminosité, l'activité dans les trajectographes est très élevée et il est donc plus difficile d'assembler les coups appartenant effectivement à une même trace. L'efficacité de la coupure sur le $\chi^2/d.o.f.$ va en conséquence dépendre de la luminosité.

Cette dépendance est linéaire comme le montre la figure 5.15. L'utilisation d'une coupure plus souple sur la variable $\chi^2/d.o.f.$ mène à une dépendance plus faible en luminosité : une coupure de $\chi^2/d.o.f. < 5$ diminue la dépendance en luminosité de 35.5%.

La figure 5.16 montre la dépendance de l'efficacité en luminosité en fonction du nombre de coups dans le SMT et pour 4 coupures différentes sur $\chi^2/d.o.f.$: de 2 à 6. Cette dépendance diminue avec la qualité de la trace comme le montre l'évolution de la pente de la droite dans la table 5.1.

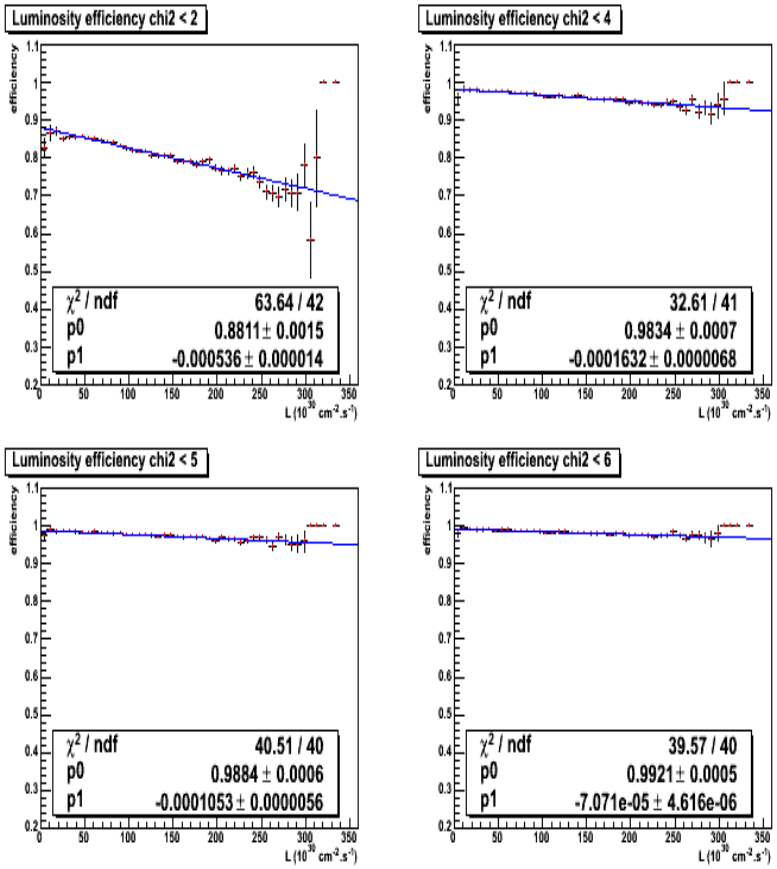
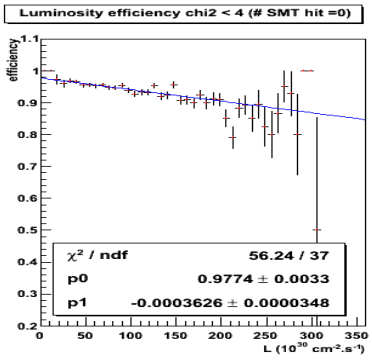
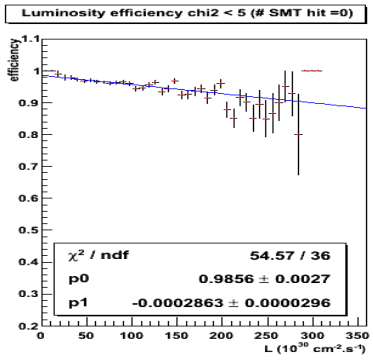


Figure 5.15 – Efficacité de reconstruction des traces de muons en fonction de la luminosité instantanée pour différentes coupures en $\chi^2/d.o.f.$: 2, 4, 5 et 6.

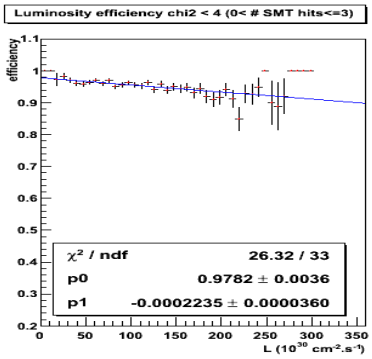
Nombre de coups dans le SMT	Pente	Amélioration
0	-0.0003626 ± 0.0000346	–
$0 <$ hits ≤ 3	-0.0002235 ± 0.0000360	38%
$3 <$ hits ≤ 6	-0.0001705 ± 0.0000128	24%
6 <hits	-0.0001239 ± 0.0000079	27%

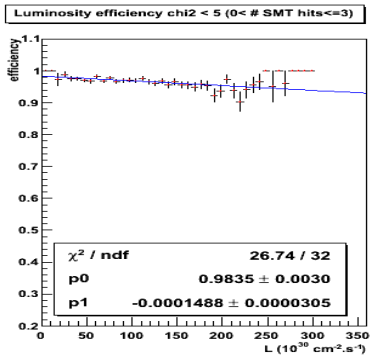
Tableau 5.1 – Evolution de la dépendance en luminosité avec le nombre de coups dans le SMT pour une coupure de $\chi^2/d.o.f. < 4$. La dernière colonne montre l'amélioration par rapport à la ligne précédente.



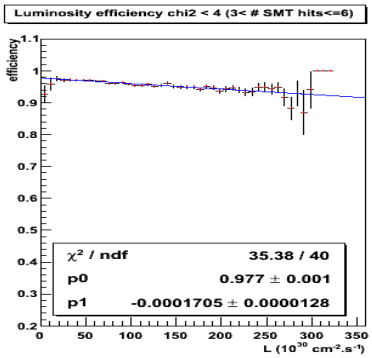


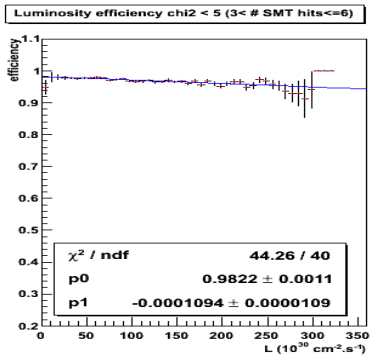
(a) Pour un nombre de coups dans le SMT = 0



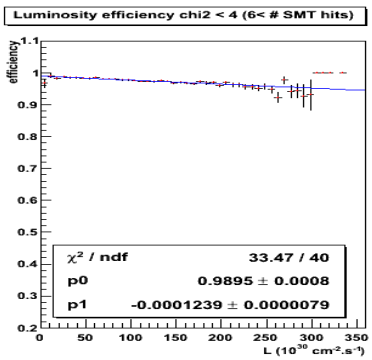


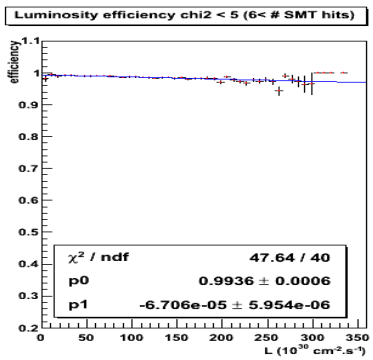
(b) Pour 0 < coups dans le SMT $\leq$ 3





(c) Pour 3 < coups dans le SMT $\leq$ 6





(d) Pour 6 < coups dans le SMT

Figure 5.16 – Efficacité en fonction de la luminosité instantanée pour différents nombres de coups dans le SMT et pour deux coupures différentes en $\chi^2/d.o.f.$: 4 à gauche et 5 à droite.

La figure 5.17 montre l'efficacité en fonction du taux de contamination en événements contenant des traces de mauvaise qualité pour différents nombres de coups demandés dans le SMT. Le fait de demander une coupure moins stricte sur le $\chi^2/d.o.f.$ mais un nombre minimum de coups dans le SMT conduit à une diminution importante de l'efficacité (au moins 5%).

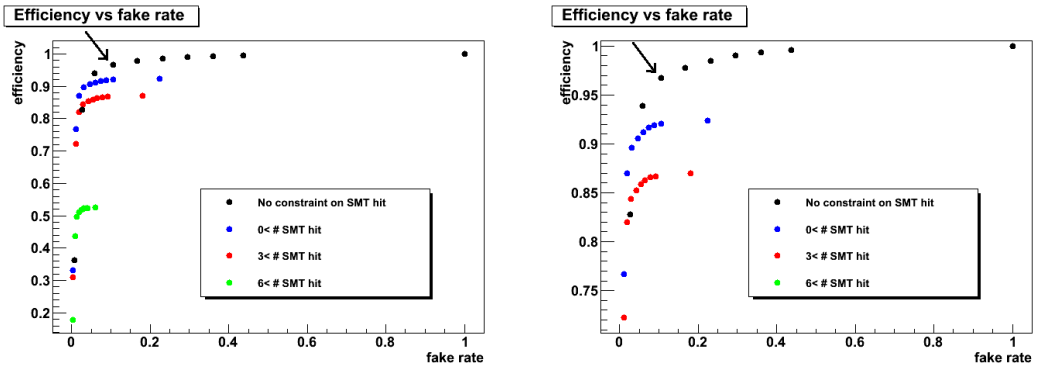


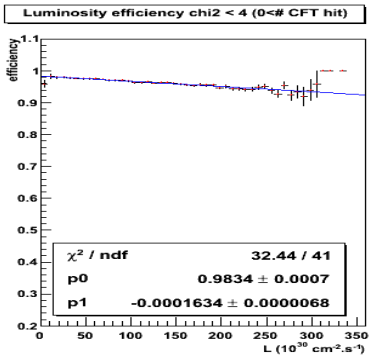
Figure 5.17 – Efficacité en fonction du taux de contamination en événements contenant des traces de mauvaise qualité pour différents nombres de coups demandés dans le SMT. La coupure actuelle ($\chi^2/d.o.f. < 4$) est désignée par la flèche.

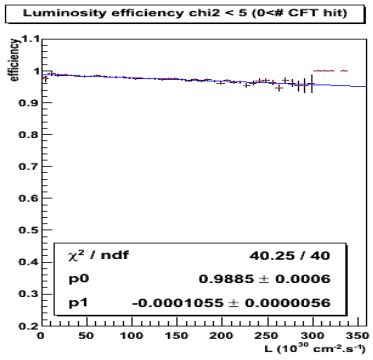
La même étude a été effectuée en fonction du nombre de coups demandés dans le CFT. L'évolution de la pente en fonction du nombre de coups dans le CFT est montrée sur la figure 5.18 pour deux coupures différentes en $\chi^2/d.o.f.$ (4 et 5) et indiqué dans la table 5.2 pour la coupure actuelle : $\chi^2/d.o.f. < 4$.

Nombre de coups dans le CFT	Pente	Amélioration
0	-0.0001634 ± 0.0000068	~ 0
$3 <$ hits	-0.0001635 ± 0.0000068	~ 0
$6 <$ hits	-0.0001639 ± 0.0000069	~ 0
10 <hits	$-0.0001651 \pm 0.00000070$	~ 0

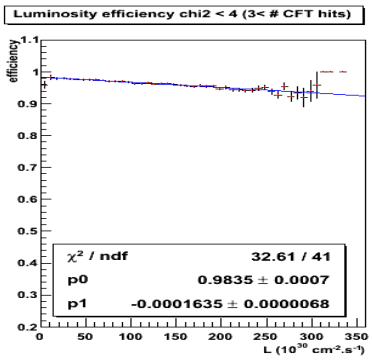
Tableau 5.2 – Evolution de la dépendance en luminosité avec le nombre de coups dans le CFT pour une coupure de $\chi^2/d.o.f. < 4$. La dernière colonne montre l'amélioration par rapport à la précédente ligne.

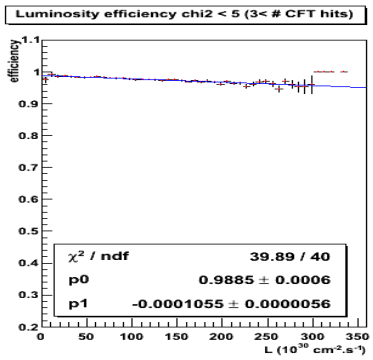
La dépendance en luminosité de l'efficacité est quasiment indépendante du nombre de coups dans le CFT. En effet, bien qu'une trace ne possède pas de coups dans le CFT celle-ci peut en avoir dans le SMT (l'inverse étant peu probable au vue de la géométrie des deux détecteurs) : la trace considérée peut posséder un nombre minimum de coups laissés dans le SMT conduisant à une qualité constante quel que soit le nombre de coups laissés dans le CFT.



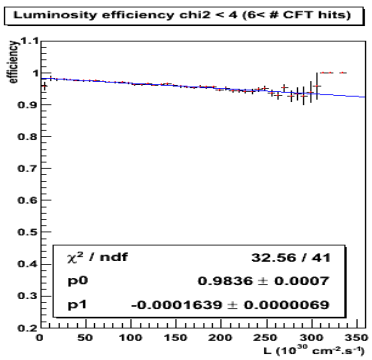


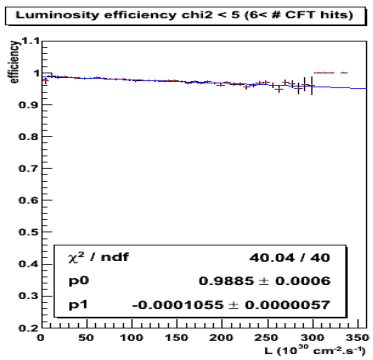
(a) Pour 0 < coups dans le CFT



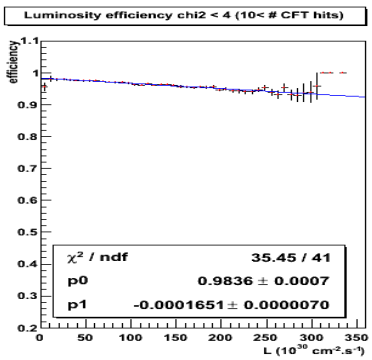


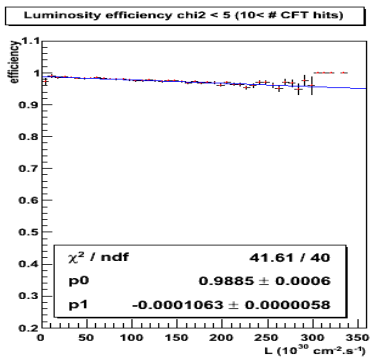
(b) Pour 3 < coups dans le CFT





(c) Pour 6 < coups dans le CFT





(d) Pour 10 < coups dans le CFT

Figure 5.18 – Efficacité en fonction de la luminosité instantanée pour différents nombre de coups dans le CFT et pour deux coupures différentes en $\chi^2/d.o.f.$: 4 à gauche et 5 à droite.

La figure 5.19 montre l'évolution de l'efficacité en fonction du taux de contamination des événements ayant des traces de mauvaise qualité pour différents nombres de coups demandés dans le CFT. Le fait de demander jusqu'à trois coups dans le CFT ne change pas l'efficacité. Le fait de demander au minimum 6 coups dans le CFT ainsi qu'une nouvelle coupure sur la variable $\chi^2/d.o.f. < 5$ conduit à la même efficacité que de ne demander aucune contrainte sur le nombre de coups dans le CFT et conserver la coupure actuelle de 4. Ces conditions n'améliorent pas non plus la dépendance en luminosité.

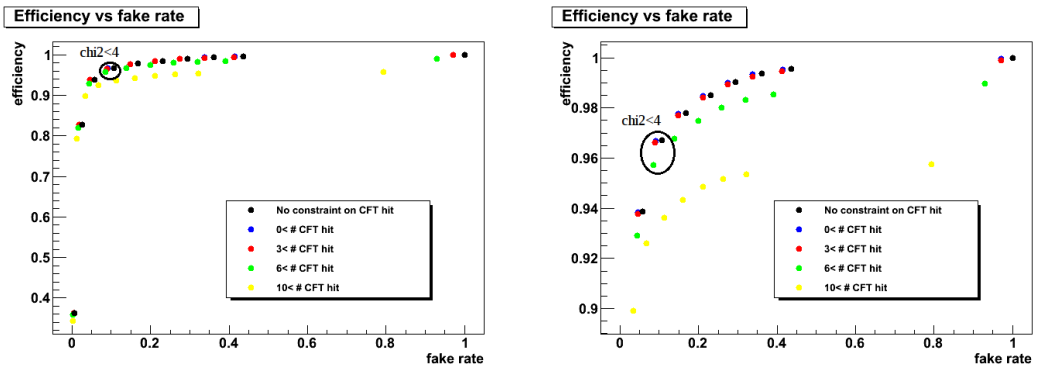


Figure 5.19 – Efficacité en fonction du taux de contamination en événements contenant des traces de mauvaise qualité pour différents nombres de coups demandés dans le CFT. Les valeurs correspondant à la coupure actuelles ($\chi^2/d.o.f. < 4$) sont entourées en noir (sauf pour les points correspondant à un nombre de coups dans le CFT > 10.)

Conclusion

Cette étude de la coupure sur la variable $\chi^2/d.o.f.$ de l'ajustement de la trace centrale montre que la coupure actuelle ($\chi^2/d.o.f. < 4$) est proche de la valeur optimale. Cependant, il a été montré qu'il est possible de réduire la dépendance en luminosité de cette efficacité : cette dépendance peut être réduite de $35,5\%$ en utilisant une nouvelle coupure à 5. Le fait de demander un certain nombre de coups dans le SMT diminue également cette dépendance en luminosité mais aussi l'efficacité. En ce qui concerne la demande en fonction du nombre de coups dans le CFT, la dépendance en luminosité étant quasiment plate, elle ne peut être améliorée. A partir de cette étude et d'études complémentaires, deux nouveaux critères officiels sur la qualité de trace ont été définis [6] : *newmedium track* et *tight track* où la coupure en $\chi^2/d.o.f.$ est de 9,5 et le nombre de coups demandé dans le CFT est d'au moins 2 conduisant à une amélioration de l'efficacité de 3,7%.

Bibliographie

[1] S. Chevalier-Théry, F.Déliot, B. Tuchming, *Scintillator Timing Studies For Muon Identification*, DØ Note 5861 (2009).

[2] S. Chevalier-Théry, U. Bassler, F.Déliot, B. Tuchming, *Track $\chi^2/d.o.f.$ Cut Studies For Muon Identification*, Note 5991 (2009).

[3] P. Calfayan, *et al.*, *Muon Identification Certification for p17 data*, DØ Note 5157 (2007).

[4] S. Cho, *et al.*, *Muon Identification Certification for p20 data*, DØ Note 5824 (2008).

[5] `http://www-d0.fnal.gov/d0dist/dist/releases/development/wzreco/doc/`.

[6] O. Brandt *et al.*, *Muon Identification Certification for the Summer 2009 Extended Dataset (Run IIb-1 and -2)*, DØ Note 6025 (2010).

Chapitre 6

Mesure de la section efficace de production de paires de quarks top-antitop dans le canal électron-muon

Sommaire

6.1 Les données et les processus simulés 154
6.1.1 Les données 154
6.1.2 Les processus simulés 155
6.2 Déclenchement sur les événements $t\bar{t} \to e\mu b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ 159
6.3 Sélection des événements top-antitop 161
6.4 Corrections particulières appliquées aux objets simulés . . . 166
6.4.1 Correction de la résolution en énergie des leptons 166
6.4.2 Correction de l'efficacité d'identification des leptons 169
6.4.3 Echelle en énergie, résolution et identification des jets 170
6.5 Evaluation des bruits de fond instrumentaux 173
6.5.1 Les électrons mal identifiés 173
6.5.2 Les muons mal identifiés 178
6.6 Résultats 180
6.7 Erreurs sur la mesure 187
6.8 Conclusion 203

La section efficace de production de paires de quark top-antitop a été mesurée dans un canal dileptonique : le canal électron-muon. Bien que le rapport d'embranchement dans les canaux dileptoniques soit plus faible que dans le cas des canaux lepton+jets ou tout hadronique, la signature des deux leptons permet une meilleure discrimination du signal par rapport au bruit de fond.

Ce chapitre décrit la mesure avec les données enregistrées par l'expérience DØ correspondant à une luminosité intégrée de $4,3$ fb^{-1}. Les différentes étapes de cette mesure sont basées sur des études antérieures [1, 5], auxquelles quelques améliorations ont été apportées. Cette mesure a été présentée [6] comme résultat préliminaire aux conférences de l'hiver 2010.

La figure 6.1 schématise la production de paires de quark top dans le canal électron-muon au Tevatron (ce canal inclut l'état final $t\bar{t} \rightarrow \tau\tau$ où les taus se désintègrent de manière leptonique pour donner un électron et un muon). Au vue de l'état final, la sélection sera basée sur la présence d'un électron, d'un muon, de deux jets et d'énergie transverse manquante. Les principaux bruits de fond sont de deux types :

- physiques : ils correspondent à des signatures identiques à celle du signal. Dans notre cas, il s'agit de la désintégration leptonique des bosons Z et W. Leur contribution est estimée à l'aide d'événements simulés. Avant sélection, le rapport entre le signal recherché et les différents bruits de fond physiques est de 1/100.
- instrumentaux : ils sont dus à des jets qui sont faussement identifiés comme des électrons isolés ou à des leptons (électron et muon) non isolés qui sont faussement identifiés comme des leptons isolés. Ils sont évalués à partir des données.

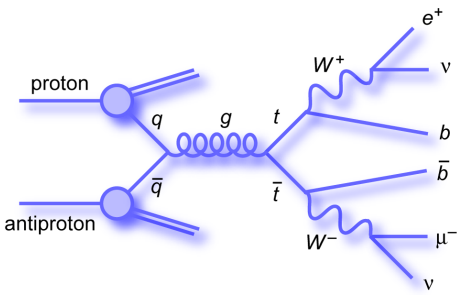


Figure 6.1 – Diagramme de Feynman représentant la production de paires de quarks top dans le canal électron-muon.

La valeur de la section efficace est donnée par la formule :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}) = \frac{N_{\text{données}} - N_{\text{bruit de fond}}}{\mathcal{BR}(t\bar{t} \rightarrow ll)\mathcal{L}_{\text{données}}\epsilon_{t\bar{t}\rightarrow ll}} \tag{6.1}$$

où :

- $N_{\text{données}}$ correspond au nombre d'événements restant dans les données après la sélection finale,
- $N_{\text{bruit de fond}}$ correspond au nombre d'événements de bruit de fond attendus : il est la somme des contributions des bruits de fond physiques et instrumentaux,
- $\mathcal{BR}(t\bar{t} \rightarrow ll)$ correspond au rapport de branchement d'une paire $t\bar{t}$ en deux leptons,
- $\mathcal{L}_{\text{données}}$ correspond à la luminosité intégrée de l'échantillon de données,

– $\epsilon_{t\bar{t}\to ll}$ correspond à l'efficacité de sélection du signal pour une masse du quark top fixée.

Les différentes étapes de l'analyse visant à déterminer les différents termes de l'équation 6.1 présentées dans ce chapitre sont :

– la présélection d'un échantillon de données (*skim*) et la simulation des processus pertinents au regard de notre état final,
– l'étude des conditions de déclenchement,
– la sélection appliquée sur les données et les événements simulés afin de réduire le plus possible la présence des bruits de fond,
– la correction des événements simulés afin que ceux-ci reproduisent le plus précisément possible les données,
– la détermination des bruits de fond instramentaux à l'aide des données,
– la comparaison des distributions entre les données et les événements simulés pour une vérification de la compréhension de notre échantillon,
– la mesure de la section efficace,
– la détermination des erreurs systématiques associées à la mesure.

6.1 Les données et les processus simulés

6.1.1 Les données

Les données utilisées pour cette analyse ont été enregistrées entre le 13 juin 2006 et le 13 juin 2009 ce qui correspond à une luminosité intégrée de $4,3$ fb^{-1} pendant la période de prise de données appelée *RunIIb* (voir le paragraphe 3.2). Afin de réduire la taille de l'échantillon de données à analyser et ainsi réduire le temps d'analyse de cet échantillon, une présélection est effectuée. Cette dernière est faite en accord avec l'état final recherché. Nous demandons :

– au moins un muon reconstruit par événement de qualité *loose* (voir le paragraphe 4.5) et d'impulsion transverse : $p_T > 10$ GeV,
– au moins un électron reconstruit par événement de qualité *Top_loose* (voir le paragraphe 4.4) et d'impulsion transverse : $p_T > 10$ GeV.

Après cette sélection, le nombre d'événements à analyser est d'environ 270 000.

Luminosité intégrée associée à l'échantillon

Chaque lot de données correspond à une valeur de luminosité intégrée qui reflète le taux de collisions $p\bar{p}$ fourni par le Tevatron. Elle est donnée par l'intégrale temporelle de la luminosité instantanée mesurée par les luminomètres (voir le paragraphe 3.3). Cette grandeur est d'autant plus importante qu'elle intervient dans le calcul de la section efficace de production de paires de quarks top et que l'incertitude sur sa mesure est l'une des sources importantes d'incertitude.

La valeur de la luminosité intégrée dépend des conditions de déclenchement utilisées dans l'analyse. Si un des termes de déclenchement utilisé possède un *prescale*, la luminosité intégrée sera alors plus faible que celle analysable. Comme il sera expliqué dans le paragraphe 6.2, tous les termes de déclenchement disponibles sont utilisés. La luminosité

est donnée dans la table 6.1 : elle est de 4282 pb^{-1}. L'incertitude systématique sur cette valeur est de $6,1\%$ [7].

Version de déclenchement	Date	Produite	Enregistrée	Analysable
v16	mars 2008 - 13 juin 2009	2942	2823	2662
v15	13 juin 2006 - mars 2008	1936	1787	1619
Total		4879	4611	4282

Tableau 6.1 – Luminosité intégrée, en pb^{-1}, pour les différentes versions de déclenchement.

Cette table présente plusieurs valeurs de luminosité intégrée :
- la luminosité produite correspond au taux de collisions $p\bar{p}$ fourni par le Tevatron,
- la luminosité enregistrée correspond aux données enregistrées par le système d'acquisition de DØ. Pour une quantité de protons et d'antiprotons initialement injectée dans le Tevatron, la luminosité instantanée décroît au cours du temps. Entre deux prises de données, les collisions ne peuvent être enregistrées ainsi que pendant les temps morts liés aux problèmes de sous-détecteurs.
- la luminosité analysable tient compte des données dont la prise a vue un des sous détecteur (trajectographes, calorimètre et spectromètre à muons) avoir une partie défectueuse. La prise de données correspondante ou le paquet de luminosité (voir le paragraphe 3.3) est alors retirée du lot de données.

Qualité des données

En fonction des sous-détecteurs pertinents pour une analyse, la qualité des données est estimée plus finement ensuite. En particulier, certains bruits calorimétriques n'affectent que certains événements auxquels une étiquette est attribuée permettant leur retrait lors de leur analyse hors ligne (*offline*). L'efficacité de ces coupures est de 97% [8] et une correction est alors appliquée à la normalisation des données. Afin de simuler les effets du bruit électronique et des interactions multiples, des événements de biais nul sont superposés aux événements simulés. Les mêmes types de bruits calorimétriques peuvent être rencontrés dans les événements simulés suite à cette superposition. Les événements correspondants sont retirés du lot simulé avec la même efficacité de 97%.

6.1.2 Les processus simulés

Le choix des processus simulés et la qualité de leur simulation sont importants : seul un bon accord entre les données et les événements simulés valide notre compréhension des données et permet d'effectuer la mesure de la section efficace. Tous les processus ayant une signature topologique identique au signal et étant susceptible d'être conservés lors de notre sélection doivent être considérés. Les bruits de fond physiques que nous considérons dans cette analyse sont :
- $Z \to \tau^+\tau^-$ où les τ se désintègrent de manière leptonique ;
- des événements dibosons WW, WZ et ZZ.

Certains[1] des diagrammes de Feynman correspondants sont présentés sur la figure 6.2.

[1]Et non pas l'intégralité pour des soucis de clarté.

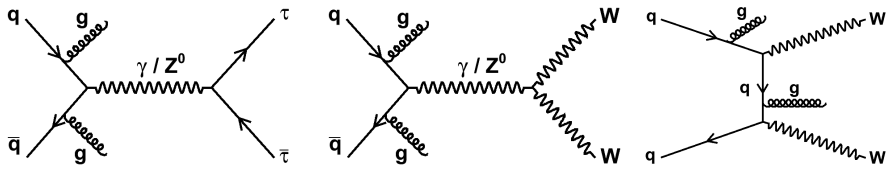


Figure 6.2 – Exemples de diagrammes de Feynman représentant les différents bruits de fond physiques intervenant dans l'analyse : $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ et WW. Les diagrammes pour le bruit de fond WZ sont identiques à ceux du processus WW en échangeant un boson W par un Z. Le diagramme pour le bruit de fond ZZ est identique au dernier diagramme en échangeant les bosons W par des Z.

.

Les différents échantillons ont été simulés (voir le paragraphe 2.3) avec (voir table 6.2) :

- Pythia [9] : c'est un générateur qui permet le calcul d'éléments de matrice à l'ordre des arbres (LO) et qui effectue le développement de la gerbe partonique et l'hadronisation.
- Alpgen [10]+ Pythia : Alpgen est un générateur qui permet le calcul d'éléments de matrice à l'ordre des arbres incluant une resommation de certains termes dominants (LO+LL). Ces éléments de matrice sont calculés pour de nombreux processus en incluant le calcul de l'émission de gluon dans l'état final ce qui conduit à un résultat plus précis que si ces gluons sont traités par le développement de la gerbe partonique. Alpgen n'effectuant pas le développement de la gerbe partonique et l'hadronisation, celui-ci est interfacé avec Pythia.

La paramétrisation des fonctions de densité de partons utilisées est CTEQ6L1 [11]. L'ensemble des échantillons étant simulés à l'ordre des arbres, ils sont normalisés à la valeur de la section efficace théorique NLO (ou NNLO dans le cas du boson Z) afin d'obtenir une description plus réaliste en appliquant un coefficient appelé *K-facteur*. Dans le cas de l'échantillon du signal, l'échantillon a été normalisé à la section efficace théorique pour une masse du quark top de $M_{top} = 172,5$ GeV.

Processus	Générateur	Section efficace utilisée pour la normalisation	Nombre d'événements
$t\bar{t}$, $m_t = 172,5$GeV	Alpgen	7,45 pb [12]	1,5M
$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$, $m_{\tau\tau} = 15 - 75$GeV	Alpgen + Pythia	498 pb [13]	2,9M
$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$, $m_{\tau\tau} = 75 - 130$GeV	Alpgen + Pythia	238 pb [13]	2,7M
$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$, $m_{\tau\tau} = 130 - 250$GeV	Alpgen + Pythia	1,83 pb [13]	921k
$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$, $m_{\tau\tau} > 250$GeV	Alpgen + Pythia	0,154 pb [13]	1,6M
WW inclusif	Pythia	11,6 pb [14]	712k
WZ inclusif	Pythia	3,25 pb [14]	635k
ZZ inclusif	Pythia	1,33 pb [14]	543k

Tableau 6.2 – Echantillons d'événements simulés utilisés dans l'analyse avec les sections efficaces correspondantes.

Afin que les événements simulés puissent être directement comparés aux données et soient présentés sous la même forme, les particules présentes dans les événements simulés passent à travers une simulation du détecteur DØ faite par le programme `d0gstar` (pour *DØ Geant Simulation for Total Apparatus Response*), basé sur *GEANT 3* [15], permettant la description des interactions particule-matière. `d0gstar` détermine la trajectoire et la quantité d'énergie déposée dans chacune des parties du détecteur. Pour le moment, seule l'interaction dure et les interactions additionnelles entre les partons spectateurs de la même interaction $p\bar{p}$ sont simulés. Pour tenir compte du bruit électronique et des interactions multiples, des événements de biais nul sont ajoutés (voir le paragraphe 3.4). Pour chaque événement simulé, l'énergie mesurée dans les conditions de biais nul est ajoutée à l'énergie provenant de l'interaction simulée. La combinaison des événements durs et des événements de biais nul est effectuée par le programme `d0sim`. Celui-ci simule de plus la chaîne de lecture en tenant compte de toutes les coupures faites sur les bruits électroniques. Les événements produits sont alors dans un format identique aux données et peuvent être reconstruits par les mêmes logiciels que les données.

Pondération des échantillons simulés

Les événements simulés ne sont pas comparables directement aux données en raison de la simulation imparfaite de certains effets physiques (hadronisation, fragmentation, ...) et du détecteur : zones de matériaux non instrumentées, parties défaillantes ou encore bruit du détecteur. Le détecteur simulé est en conséquence plus performant que le détecteur réel. Il faut donc appliquer des corrections supplémentaires à la simulation afin de décrire le mieux possible les données. Dans ce chapitre, nous séparerons deux types de corrections : les corrections liées à l'événement lui-même et celles liées aux objets reconstruits. Dans cette partie, nous ne présenterons que le premier type et le second sera développé plus tard (voir le paragraphe 6.4).

Pondération de la luminosité instantanée

La luminosité instantanée est un des facteurs influençant l'efficacité de reconstruction et l'identification des différentes particules. Il est donc nécessaire que les échantillons simulés aient un profil de luminosité identique à celui des données. Pour cela, des événements de biais nul sont ajoutés à la simulation.

La figure 6.3 représente les luminosités instantanées pour les données et pour les événements simulés avant et après ajout des événements de biais nul. La différence entre le profil de luminosité des données et celui de la simulation avant ajout ont deux causes principales :

- Les événements de biais nul superposés à la simulation ont été enregistrés lors du *Run IIa*. Depuis la luminosité du Tevatron ayant augmentée, le profil ne peut être identique.
- Le terme de déclenchement associé aux événements de biais nul est régulier et ne tient pas compte du profil de luminosité décroissant lors d'une prise de données. Les événements enregistrés sont alors plus nombreux à basse luminosité qu'à haute luminosité.

Afin de tenir compte de ces différences, une pondération est appliquée aux événements simulés. Un poids est appliqué à chaque événement en fonction de sa luminosité instan-

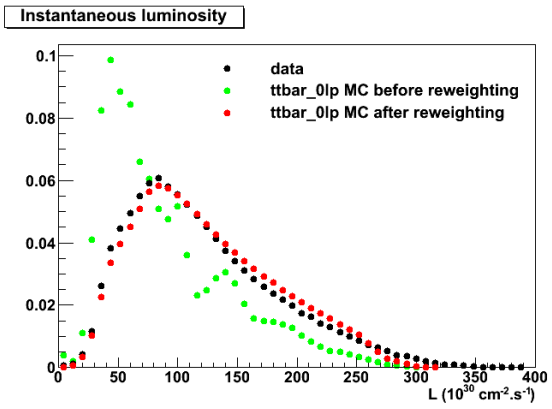


Figure 6.3 – Luminosité instantanée pour les données et la simulation avant et après correction.

tanée, afin d'obtenir une profil identique pour les données et les événements simulés (voir la figure 6.3). Cette correction est effectuée avant la sélection afin d'éviter tout biais.

Pondération du profil longitudinal du point d'interaction

Lorsqu'un événement est généré, la position de l'interaction $p\bar{p}$ sur l'axe z est tirée aléatoirement suivant une gaussienne centrée autour de 0 et de largeur 25 cm. Dans les données, la distribution longitudinale a une forme légèrement différente qui peut être ajustée par une fonction analytique dans la région $[-60, 60]$ cm [19] (voir figure 6.4) :

$$f(z) = \frac{A}{\sqrt{\left(1+\left(\frac{z-z_{0,x}}{\beta^*_x}\right)^2\right)\times\left(1+\left(\frac{z-z_{0,y}}{\beta^*_y}\right)^2\right)}} \times \exp\Big(-\frac{(z-z_{0,z})^2}{2\sigma_z^2}\Big) \qquad (6.2)$$

où A est une constante de normalisation et les différents variables (z_0, σ_z et β^*) décrivent les caractéristiques du faisceau dépendant de la période de prise de données et de la luminosité instantanée. Les variables β^*_x, β^*_y, $z_{0,x}$, et $z_{0,y}$ sont déterminées à l'aide de mesures de la taille transverse du faisceau en fonction de z [20] et les variables A, $z_{0,z}$ et σ_z sont utilisées comme paramètres de l'ajustement. La correction appliquée correspond au rapport entre la distribution du profil longitudinal déterminée dans les données par celle implémentée dans la simulation.

Pondération de l'impulsion transverse du boson Z

Le bruit de fond $Z \to \tau\tau$ est simulé grâce aux générateurs Alpgen+Pythia. Cependant, Alpgen ne simule pas correctement l'impulsion transverse du boson Z (voir figure 6.5(b)). En effet, l'impulsion transverse du boson Z est dépendante des radiations ayant pu être émises dans l'état initial et ces radiations sont imparfaitement décrites par les générateurs. Les différences entre les données et les événements simulés sont alors corrigées selon la procédure suivante :

– une pondération inclusive est appliquée à la simulation. La fonction de pondération

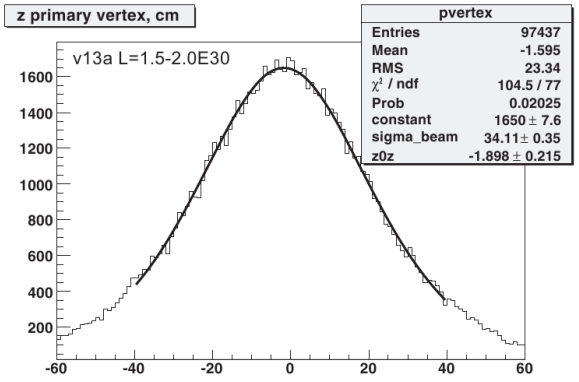


Figure 6.4 – Exemple d'allure du profil longitudinal du point d'interaction dans les données à haute luminosité instantanée avec l'ajustement par la fonction analytique (eq. 6.2)[19].

inclusive, déterminée à partir d'une étude d'événements $Z \to ee$, est [21] :

$$\begin{cases} w = \Big(p_0 + p_1(1 + Erf(\frac{p_T^Z - p_2}{p_3\sqrt{2}}))\Big)e^{-p_4 p_T^Z} & \text{pour } 0 < p_T^Z < 20 \text{ GeV}, \\ w = p_5 & \text{pour } 20 < p_T^Z < 100 \text{ GeV}, \\ w = 1,298e^{p_6(p_T^Z - 100)} & \text{pour } 100 < p_T^Z \text{GeV} \end{cases}$$

où $Erf(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-y^2)dy$.

– un ajustement du rapport données sur événements simulés est fait en fonction de l'impulsion du boson Z et par nombre de jets. Pour un nombre de jet nul, le rapport est ajusté par une constante et pour les autres par la fonction :

$$\epsilon(p_T) = \frac{p_0}{2}\Big(1 + Erf\Big(\frac{p_T^Z - p_1}{\sigma\sqrt{2}}\Big)\Big) + p_3 \tag{6.3}$$

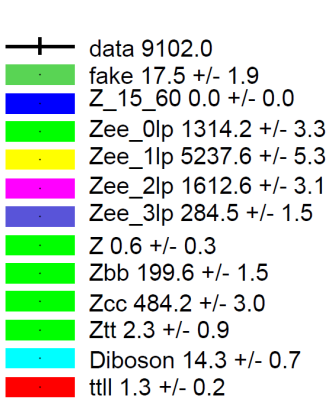
où les différents paramètres ($p_0,\ p_1,\ p_2$) sont déterminés à partir d'une étude d'événements $Z \to ee$ [22] dans les données. Ils ont été déterminés par nombre de jets car une correction inclusive s'avérait insuffisante (voir figure 6.5).

– la fonction obtenue précédemment est utilisée pour pondérer les événements simulés dans notre analyse.

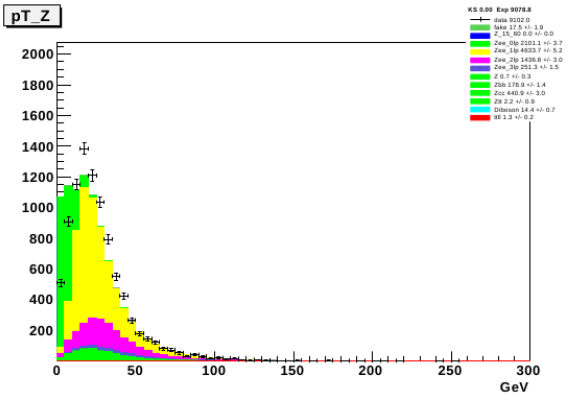
6.2 Déclenchement sur les événements $t\bar{t} \to e\mu b\bar{b}\nu\bar{\nu}$

L'utilisation d'un système de déclenchement permet une première sélection d'événements de signal et une supression du bruit de fond (voir le paragraphe 3.4) sans laquelle une étude des processus rares serait impossible. Cette sélection doit se faire tout en conservant une efficacité maximale pour le signal. Pour cela, un ou plusieurs (afin d'augmenter la statistique recueillie) termes de déclenchement (voir le paragraphe 3.4) sont demandés et ce, en accord avec la topologie du signal recherché. Le déclenchement n'étant pas simulé, l'acceptance de celui-ci est alors modélisée sous forme d'une fonction appliquée à la simulation.

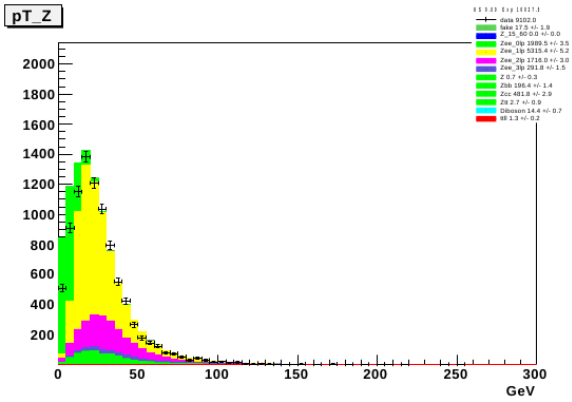
Le déclenchement a aussi pour impact de déformer un certain nombre de distributions en raison des effets de seuil réel par rapport un déclenchement idéal qui serait décrit par



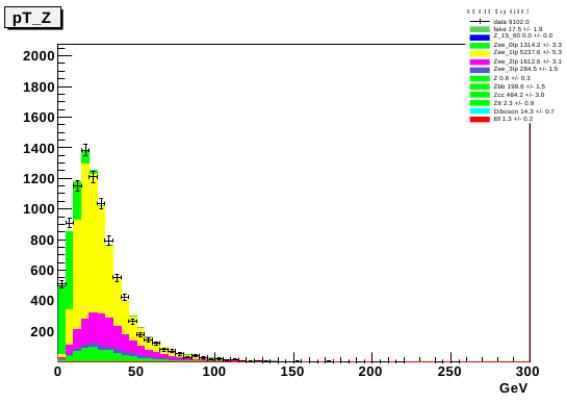
(a) Légende des figures suivantes.



(b) Sans correction.



(c) Correction inclusive.



(d) Correction par nombre de jets.

Figure 6.5 – Distributions en impulsion transverse du boson Z pour les données et les événements simulés [22].

une fonction d'Heavyside (voir figure 6.6). Ceci est dû à la reconstruction simplifiée des objets dans le cas du déclenchement (pour des raisons de gain de temps) par rapport à la reconstruction hors ligne d'un objet et à une intercalibration grossière des différentes voies du déclenchement. Il est donc important de bien décrire le déclenchement utilisé ce qui est simple dans le cas d'un seul terme de déclenchement utilisé mais qui peut se révéler très vite fastidieux dans le cas de plusieurs termes.

Dans notre cas, l'utilisation des termes de déclenchement qui requierent la présence d'un électron et d'un muon est la plus appropriée. L'utilisation de l'ensemble des données sans spécifier un terme de déclenchement permet cependant d'améliorer l'acceptance : cette otpion a donc été choisie. Une précédente étude [16] a montré que l'efficacité liée aux termes de déclenchement sur un électron et un muon ainsi que sur un muon seul ou un électron seul était d'au moins 95%. Ceci est donc une borne inférieure de l'efficacité de déclenchement sans condition explicite. Les biais éventuels sur la forme des distributions cinématiques des événements ou sur leurs normalisations sont déterminés en comparant ces courbes pour les événements simulés et pour les données. En effet, si l'efficacité de déclenchement n'est pas de 100%, l'estimation du nombre d'événements simulés sera supérieure à celui des données sans correction appliquée.

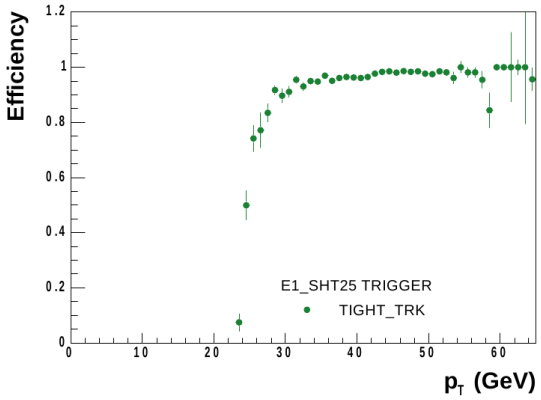
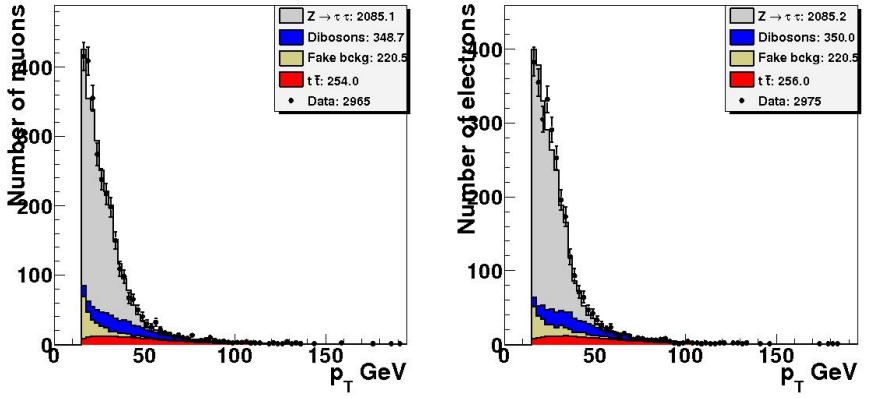


Figure 6.6 – Fonction de seuil mesurée pour un terme de déclenchement demandant un seul électron d'énergie supérieure à 25 GeV.



(a) Impulsion transverse du muon. (b) Impulsion transverse de l'électron.

Figure 6.7 – Comparaison entre données et simulation pour vérifier tout biais lié au déclenchement. Les distributions sont données pour la sélection inclusive.

La figure 6.7 confirme qu'aucun biais lié au déclenchement n'est présent dans notre analyse et que l'efficacité de déclenchement dans les données est proche de 100% : il n'est donc pas nécessaire de corriger la simulation.

6.3 Sélection des événements top-antitop

La sélection doit permettre d'isoler le signal du bruit de fond. L'état final recherché contient un électron, un muon, deux jets et de l'énergie transverse manquante. Une sélection sur ces objets est donc effectuée dans l'analyse, à laquelle s'ajoute une sélection topologique finale afin de maximiser le rapport signal sur bruit de fond.

Critères de sélection du vertex primaire

A haute luminosité instantanée, lors des collisions des paquets de protons et d'antiprotons, le nombre d'interactions par croisement de faisceaux augmente. De nombreux

vertex peuvent alors être reconstruits dans un événement. Afin d'identifier le vertex primaire, caractérisé par un grand nombre de traces associées et par une position centrale dans le détecteur, nous demandons que :

1. le nombre de traces associées au vertex soit supérieur ou égal à 3,
2. la position longitudinale du vertex vérifie : $|z_{PV}| < 60$ cm.

Critères de sélection des électrons

Les électrons produisent des gerbes électromagnétiques dans le calorimètre ainsi qu'une trace chargée dans le système de traces internes. Les jets et les photons, produisant respectivement des gerbes hadroniques dans le calorimètre avec ou sans traces ou une gerbe électromagnétique sans trace, doivent donc être séparés des électrons. Les coupures suivantes sont appliquées pour sélectionner un électron :

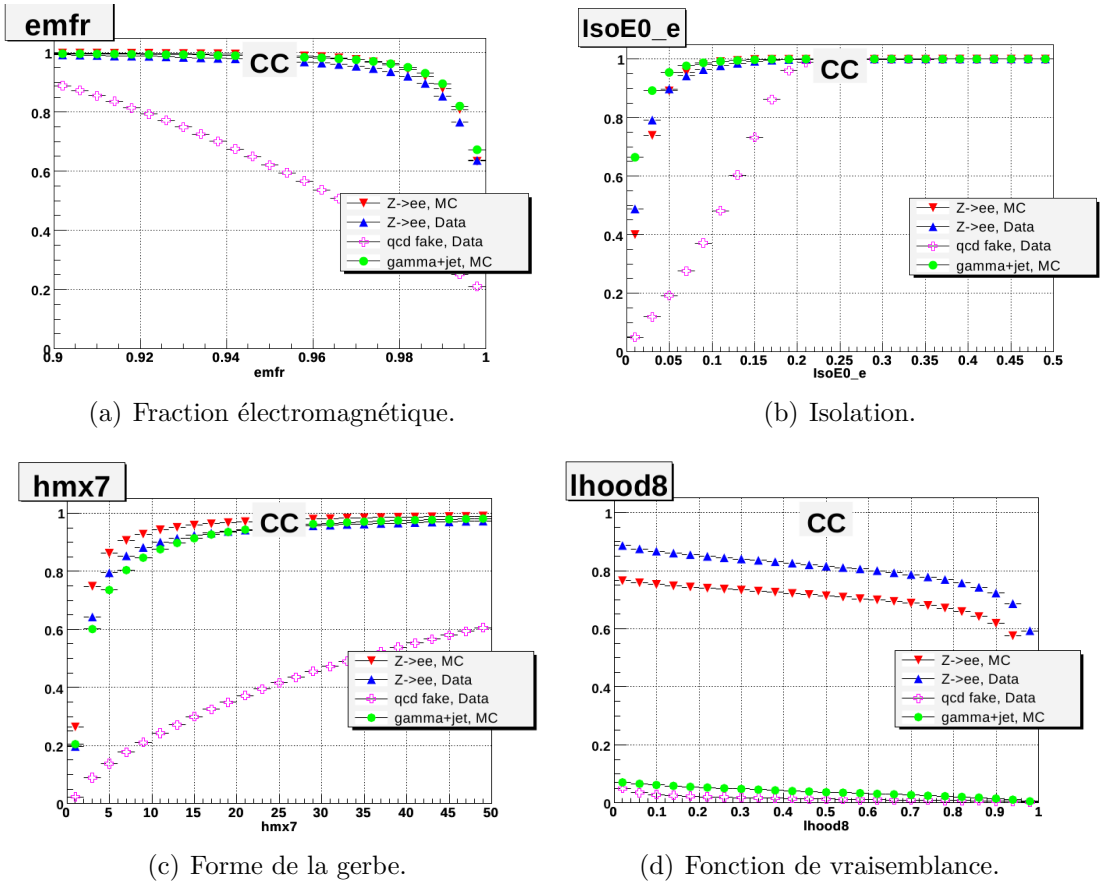
1. le calorimètre est divisé entre une région centrale (CC) correspondant à $1,5 < |\eta_{calo}| < 1,1$ et une région à l'avant (EC) correspondant à $|\eta_{calo}| < 2,5$. L'électron doit appartenir à une de ces régions,
2. la fraction d'énergie déposée dans la partie électromagnétique du calorimètre doit être grande (voir le paragraphe 4.4) : $f_{em} > 0,9$,
3. la gerbe doit être isolée dans le calorimètre (voir le paragraphe 4.4) : $iso < 0,15$,
4. la forme de la gerbe doit être conforme à celle d'un électron (voir le paragraphe 4.4) : $HMx7 < 50$,
5. la gerbe doit être associée à une trace centrale d'impulsion transverse : $p_T > 5$ GeV,
6. l'impulsion transverse de la gerbe doit être : $p_T > 15$ GeV,
7. pour les événements simulés, les efficacités de sélection des électrons sont corrigées afin d'être en accord avec celles observées dans les données (voir le paragraphe 6.4.2),
8. aucun autre électron dans l'événement ne doit respecter l'ensemble des critères précédents[2],
9. les électrons doivent être issus du vertex primaire : $|z_e - z_{PV}| < 1$ cm,
10. la fonction de vraisemblance des électrons (voir le paragraphe4.4) doit vérifier : $lhood8 > 0,85$.

Les coupures 2 à 4 permettent essentiellement de s'affranchir de la contribution des jets (voir figure 6.8) alors que la dernière coupure permet également de s'affranchir de la contribution des photons.

Critères de sélection des muons

Les muons sont détectés grâce au spectromètre à muon et à leur trace enregistrée dans les trajectographes. Les événements contenant un muon isolé sont contaminés par des événements avec des muons cosmiques ainsi que, des événements avec des muons non isolés provenant de la désintégration de quarks lourds. Les coupures suivantes sont appliquées pour sélectionner un muon :

[2]Ce critère permet d'obtenir l'orthogonalité des différents canaux dileptoniques.



(a) Fraction électromagnétique.

(b) Isolation.

(c) Forme de la gerbe.

(d) Fonction de vraisemblance.

Figure 6.8 – Efficacités d'identification en fonction de différentes variables. En rouge et bleu, pour les électrons dans les événements simulés et dans les données respectivement, en vert pour les photons. En rose pour les jets. [23]

.

1. la pseudo-rapidité du muon ne doit pas excéder la couverture fiducielle du système à muons : $|\eta_{det}| < 2$,
2. un veto est appliqué contre les muons cosmiques basé sur l'information en temps des coups mesurés dans les différents scintillateurs du spectromètre à muon (voir chapitre 5),
3. le muon doit être associé à une trace centrale qui doit vérifier les conditions suivantes : si la trace a des coups dans le SMT, sa distance de moindre approche par rapport au vertex reconstruit doit être $|dca| < 0,04$ cm, sinon $|dca| < 0,2$ cm,
4. l'impulsion transverse du muon doit être : $p_T > 15$ GeV. Pour les événement simulés, cette coupure est appliquée après la dégradation (*smearing*) de l'impulsion transverse due à la différence de résolution entre les données et les événements simulés (voir le paragraphe 6.4.1),
5. le muon doit être isolé dans le calorimètre et le spectrographe : l'isolation du muon doit être *TopScaledMedium* (voir le paragraphe 4.5),
6. les muons doivent être proches du vertex primaire : $|z_\mu - z_{PV}| < 1$ cm,
7. pour les événements simulés, les efficacités de sélection des muons sont corrigées afin

d'être en accord avec celles observées dans les données (voir le paragraphe 6.4.2) .

Critères de sélection de la paire électron-muon de l'événement

Afin de sélectionner la bonne paire de leptons dans l'événement, certains critères supplémentaires sont ajoutés à la sélection :

1. la trace de l'électron ne doit pas être associée à un muon respectant les critères définis ci-dessus. Cette condition permet de réduire le bruit de fond dû au bremsstrahlung du muon : le muon peut émettre un photon ; la trace du muon est alors associée à la gerbe créée par le photon dans le calorimètre.
2. l'électron et le muon doivent être de charge opposée ;
3. si plusieurs muons respectent les critères définis ci-dessus, le muon retenu doit conduire à une somme d'impulsion transverse maximale pour la paire électron-muon.

Critères de sélection des jets

Demander des jets dans l'état final est un des critères les plus efficaces pour diminuer la contribution des différents bruits de fond. Ces derniers sont composés essentiellement d'événements $Z \rightarrow \tau\tau$ et dibosons se désintégrant leptoniquement et dont la section efficace diminue si des jets supplémentaires sont présents dans l'état final. Les jets produits lors de tels événements proviennent de radiations dans l'état initial et sont donc de faible énergie en comparaison de ceux initiés par les quarks b produits lors de la désintégration du quark top.

Avant toute sélection, trois types de corrections sont appliquées afin de faire correspondre l'énergie calorimétrique mesurée à l'énergie réelle du jet et pour tenir compte de la différence entre les données et les événements simulés :

- la correction en échelle d'énergie des jets est effectuée sur les données et sur les événements simulés (voir le paragraphe 4.3.6),
- la différence de résolution entre données et événements simulés est corrigée en utilisant la procédure JSSR présentée dans la partie 6.4.3. Cette correction n'étant connue que pour des énergies de jets supérieures à 15 GeV, une coupure de 15 GeV est appliquée aux données et aux événements simulés après correction en échelle d'énergie,
- la différence en efficacité de reconstruction entre données et les événements simulés est corrigée.

Après ces différentes corrections, les critères suivants sont requis :

1. l'impulsion transverse des jets doit être : $p_T > 20$ GeV,
2. la pseudo-rapidité des jets doit être : $|\eta_{det}| < 2,5$,
3. la fraction d'énergie déposée dans la partie électromagnétique du calorimètre doit être inférieure à 95% pour séparer les jets des électrons,
4. la fraction d'énergie déposée dans la partie électromagnétique (respectivement hadronique) doit être supérieure (respectivement inférieure) à un seuil dépendant de η_{det} afin de supprimer les événements qui serait identifiés comme des jets en raison d'un bruit électronique trop important dans la partie hadronique [18],

5. le jet reconstruit doit correspondre à un déclenchement au niveau L1 du calorimètre et ce, pour éviter des événements liés à du bruit électronique seul.
6. le jet et l'électron de l'événement doivent être distants de $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta_{det}^2 + \Delta\phi^2} > 0,5$ sinon le jet est rejeté. Chaque électron étant reconstruit comme un jet, cette coupure permet d'éliminer tous les jets correspondant en réalité à un électron.
7. un processus de confirmation de jet par le vertex est utilisé : deux traces provenant du vertex primaire doivent être contenues dans un cône de rayon 0,5 autour de la direction du jet après extrapolation de leur direction au niveau du calorimètre. Cette coupure permet de supprimer les événements de biais minimum qui sont d'autant plus nombreux que la luminosité augmente.

Critère topologique

Afin d'augmenter la pureté de notre sélection, un critère supplémentaire a été ajouté. Il porte essentiellement sur la topologie de l'événement. Pour définir la coupure topologique optimale, nous avons cherché à minimiser la quantité :

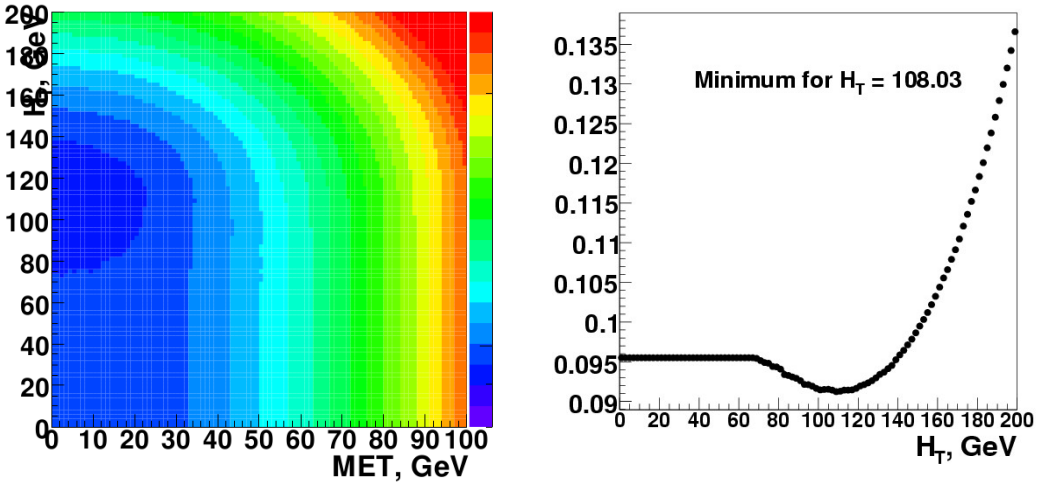
$$F = \frac{\sqrt{N_S + N_B}}{N_S} \tag{6.4}$$

où N_S correspond au nombre d'événements de signal $t\bar{t}$ attendus et N_B le nombre d'événements de bruits de fond physique attendus. Le numérateur donne une estimation de l'erreur statistique sur la section efficace mesurée et le dénominateur est proportionnel à l'efficacité de notre sélection. Ce rapport est donc minimal quand une sélection optimale est obtenue. Pour être plus précis, il faudrait ajouter au numérateur la contribution de l'erreur systématique. Une précédente étude [1] a montré que l'ajout de l'erreur systématique dominante dans l'optimisation ne changeait quasiment pas la valeur optimale.

L'optimisation a été conduite en fonction des deux variables les plus discriminantes :
- l'énergie transverse manquante (MET) corrigée de l'échelle en énergie des jets et de l'énergie des muons,
- la variable H_T définie par $H_T = p_T(lepton) + p_T(2\ jets)$ où le lepton et les deux jets choisis sont les plus énergétiques de l'événement.

La figure 6.9, à gauche, représente la valeur de F en fonction des coupures faites sur l'énergie transverse manquante et sur H_T. La valeur minimale de F est obtenue sans couper sur MET. A droite sur la même figure, la variation de F en fonction de la variable H_T est représentée : la valeur minimale de F est obtenue pour une coupure $H_T \gtrsim 110$ GeV et sera celle retenue pour notre analyse. Il est possible de se reporter aux distributions de ces deux variables (figures 6.30 et 6.29) afin de comprendre ces deux conclusions. En effet, pour la distribution en fonction de l'énergie transverse manquante, la contribution du signal est quasiment uniforme et donc aucune coupure sur cette variable ne peut améliorer significativement le rapport signal sur bruit de fond. A l'inverse, la distribution en fonction de H_T montre que le signal pique pour des hautes valeurs de H_T contrairement au bruit de fond : une coupure sur cette variable peut donc améliorer le rapport signal sur bruit de fond.

Après l'ensemble de ces sélections, 204 événements ont été sélectionnés dans les don-



(a) Optimisation de la variable F en fonction des coupures sur H_T et MET.

(b) Optimisation de la variable F en fonction de H_T.

Figure 6.9 – Variation de la variable F (eq. 6.4) en fonction des coupures sur les variables H_T et MET.

nées.

6.4 Corrections particulières appliquées aux objets simulés

En plus des corrections appliquées aux événements simulés présentées dans le paragraphe 6.1.2, il est nécessaire d'appliquer des corrections supplémentaires car les objets sélectionnés dans la partie précédente ont des efficacités de reconstruction ou des résolutions différentes entre les données et la simulation.

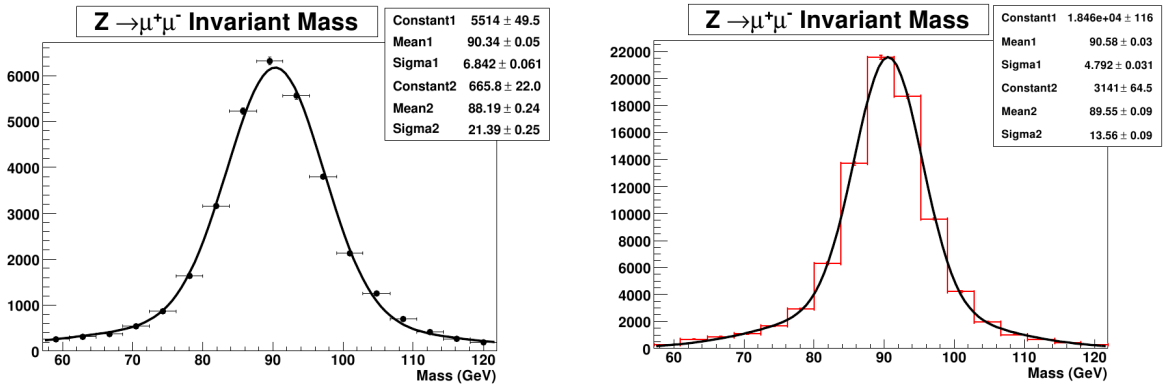
6.4.1 Correction de la résolution en énergie des leptons

La comparaison des distributions de masse invariante pour des événements $Z \to \mu^+\mu^-$ ou $Z \to e^+e^-$ pour les données et pour les événements simulés montre une différence de résolution en énergie liée à une simulation imparfaite des défauts du détecteur (parties non instrumentées, matériel défectueux,...) (voir figure 6.10).

Afin d'ajuster la résolution en énergie simulée, une méthode de dégradation (*smearing*) est appliquée à la simulation afin d'élargir la distribution.

Cas des muons

La résolution obtenue sur la largeur de la résonance du boson Z dans le cas d'événements $Z \to \mu^+\mu^-$ est liée à la précision avec laquelle sont mesurées les impulsions des muons dans les trajectographes. La grandeur réellement mesurée étant la courbure qui est



(a) Données. (b) Simulation.

Figure 6.10 – Distribution de masse invariante pour des événements $Z \to \mu^+\mu^-$ pour les données et pour les événements simulés. L'ajustement est effectué grâce à la somme de deux gaussiennes permettant la description simultanée de la résolution et des queues de la distribution. La différence en résolution entre les deux courbes est d'environ 2 GeV [24].

proportionnelle à l'inverse de l'impulsion, celle-ci sera corrigée suivant [24] :

$$\frac{1}{p_T} \to \frac{1}{p_T} + AG_1 + \frac{B\sqrt{\cosh\eta}}{p_T}G_2 \tag{6.5}$$

où les termes G_1 et G_2 correspondent à des nombres aléatoirement choisis suivant des lois gaussiennes de valeur moyenne 0 et de largeur à mi-hauteur 1. La dégradation de la mesure correspondante est :

$$\frac{\sigma(1/p_T)}{1/p_T} = \sqrt{A^2p_T^2 + B^2\cosh\eta}. \tag{6.6}$$

Le premier terme $A^2p_T^2$ représente le terme de résolution liée au détecteur, la résolution sur l'impulsion mesurée étant d'autant plus mauvaise que l'impulsion est élevée en raison de la diminution de la courbure. Le second terme $B^2\cosh\eta$ est indépendant de l'impulsion et décrit les diffusions multiples subies par le muon en raison de la matière qu'il traverse dans les trajectographes.

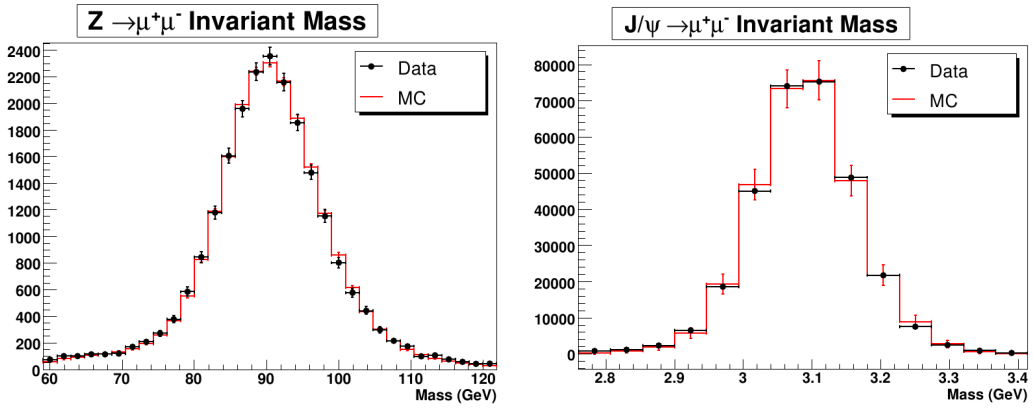
Les paramètres A et B sont déterminés à partir d'événements $Z \to \mu^+\mu^-$ et $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ des données. La précision de l'impulsion dépendant de la pseudo-rapidité du muon ainsi que du nombre de coups dans le SMT, les paramètres A et B ont été évalués en fonction de ces variables (voir table 6.3). La figure 6.11 montre l'accord entre les données et les événements simulés après la correction de la résolution.

Cas des électrons

Dans le cas des électrons, la distribution en masse invariante de la résonance $Z \to e^+e^-$ est à la fois trop large (d'environ 1 GeV) et de moyenne décalée (d'environ 1 GeV) entre les données et les événements simulés. Il faut donc à la fois corriger l'échelle en énergie et dégrader la résolution. Dans le cas des électrons, en plus d'une mauvaise description

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

Tableau 6.3 – Paramètres de dégradation de la résolution en fonction de la qualité de l'impulsion[24] .



(a) Evénements $Z \to \mu^+\mu^-$. (b) Evénements $J/\psi \to \mu^+\mu^-$.

Figure 6.11 – Accord entre données et simulation après correction de la résolution [24].

du détecteur, il est possible que des approximations faites dans GEANT lors de la simulation de la gerbe, pour optimiser le temps de calcul, soient responsables des différences observées.

Les énergies mesurées dans des événements $Z \to e^+e^-$ sont mesurées dans le calorimètre dont la résolution est décrite par :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = C \oplus \frac{S}{\sqrt{E}} \oplus \frac{N}{E}. \tag{6.7}$$

où :

- C est le terme constant. Il tient compte de différents effets : défauts mécaniques de conception, non uniformité de la collection des charges...
- S est le terme d'échantillonage. Il est lié au caractère stochastique du développement de la gerbe. Celui-ci étant différent pour une gerbe électromagnétique et hadronique, la résolution sera différente selon la nature de la particule incidente.
- N est le terme de bruit. Il est indépendant de l'énergie et est dû aux bruits liés à la radioactivité de l'uranium, à l'électronique d'acquisition ou à l'empilement des événements.

La table 6.4 donne les valeurs de ces différents paramètres pour le *Run IIa*.

	e (CC)	jet ($\eta < 2,4$)	e (EC)	jet ($2,4 < \eta < 2,8$)
C	$0,031 \pm 0,001$	$\simeq 0,049$	$0,028 \pm 0,001$	$\simeq 0,068$
S($\text{GeV}^{1/2}$)	$0,24 \pm 0,01$	$\simeq 0,757$	$0,27 \pm 0,01$	$\simeq 0,523$
S(GeV)	$0,47 \pm 0,09$	$\simeq 0,86$	$0,73 \pm 0,07$	$\simeq 0,86$

Tableau 6.4 – Paramètres de la résolution du calorimètre au *Run IIa* pour les électrons et les jets (pour un cône de rayon $0,7$), déterminés dans des échantillons de données $Z \rightarrow e^+e^-$ et dijet respectivement [25].

Les électrons utilisés pour cette étude [26] possèdent une énergie assez élevée (de l'ordre de 40 GeV) pour ne considérer que le terme constant pour corriger la résolution. La correction considérée est alors :

$$E \rightarrow E(\alpha + \mathcal{G}(0, \alpha \times \beta)) \tag{6.8}$$

où α permet de corriger l'échelle en énergie et β contrôle la dégradation de la résolution. $\mathcal{G}$ correspond à une correction gaussienne. La résolution en énergie du calorimètre dépendant énormément de la région où est reconstruit l'électron, les paramètres α et β ont été évalués à partir des données pour les régions centrales (CC) et à l'avant (EC) du calorimètre, en distinguant également les régions fiducielles (*in fiducial*) des régions non fiducielles (*not in fiducial*) du calorimètre central (voir table 6.5). Un électron est considéré dans une zone fiducielle s'il est suffisamment proche du centre d'un module ($|z| < 115$ cm), et suffisamment loin d'un interstice entre les modules ($\phi_{det} \notin [-0,02; 0,02]$, modulo $\frac{2\pi}{32}$) (voir le paragraphe 3.2.4).

Région du calorimètre	α	β
CC(*in fiducial*)	$1,005 \pm 0,001$	$0,031 \pm 0,0005$
CC(*not in fiducial*)	$0,972 \pm 0,002$	$0,0625 \pm 0,00250$
EC	$0,994 \pm 0,001$	$0,029 \pm 0,00175$

Tableau 6.5 – Paramètres de correction d'échelle en énergie des électrons et dégradation de la résolution en fonction de la région du calorimètre considérée.

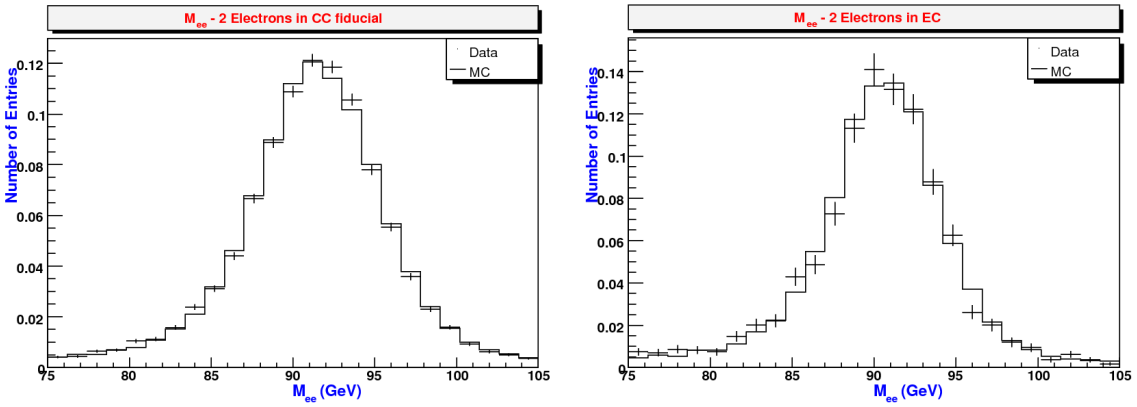
L'accord entre données et événements simulés après correction de la résolution et de l'échelle en énergie est montré sur la figure 6.12.

6.4.2 Correction de l'efficacité d'identification des leptons

Des poids sont appliqués à la simulation afin de corriger les différences d'efficacité de reconstruction entre les données et les événements simulés suivant : $SF(X) = \frac{\epsilon_{\text{donnees}}(X)}{\epsilon_{\text{MC}}(X)}$ où X désigne la paramétrisation choisie pour les efficacités. Ces efficacités sont mesurées par la méthode *tag and probe* (voir le chapitre 5) à partir d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$ pour les électrons [23] et $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ pour les muons [27].

Dans notre analyse, les leptons sont corrigés en utilisant les paramétrisations :

- en fonction de η_{det} et ϕ_{det} pour les électrons,
- en fonction de η_{det} et ϕ_{det} pour la qualité des muons, en fonction de z, η_{CFT} et de la luminosité pour la qualité de la trace et en fonction de η_{CFT}, la distance entre muon et jets, l'impulsion du muon et la luminosité pour l'isolation du muon.



(a) Deux électrons (CC dans les régions fiducielles).

(b) Deux électrons (EC).

Figure 6.12 – Accord entre données et simulation après correction de la résolution pour les événements $Z \rightarrow e^+e^-$ [26].

6.4.3 Echelle en énergie, résolution et identification des jets

Bien que la procédure de calibration en énergie absolue des jets (*JES*) (voir le paragraphe 4.3.6) soit effectuée sur les données et les événements simulés, l'échelle en énergie peut présenter des différences résiduelles (dues par exemple au fait que la correction peut varier avec le type d'événements considéré) entre les données et la simulation qu'il faut corriger. La résolution pour les événements simulés présente aussi des désaccords et doit être également ajustée aux données.

Une procédure appelée *JSSR* pour *Jet Shifting Smearing and Removal* a été développée [28] afin de déterminer les corrections à apporter pour ajuster l'échelle en énergie et la résolution. Ces corrections sont évaluées à partir d'événements $\gamma + jets$ et $Z(\rightarrow ee) + jet$ où le boson et le jet sont produits dos à dos dans le plan transverse. Elles sont basées sur le comportement de la variable :

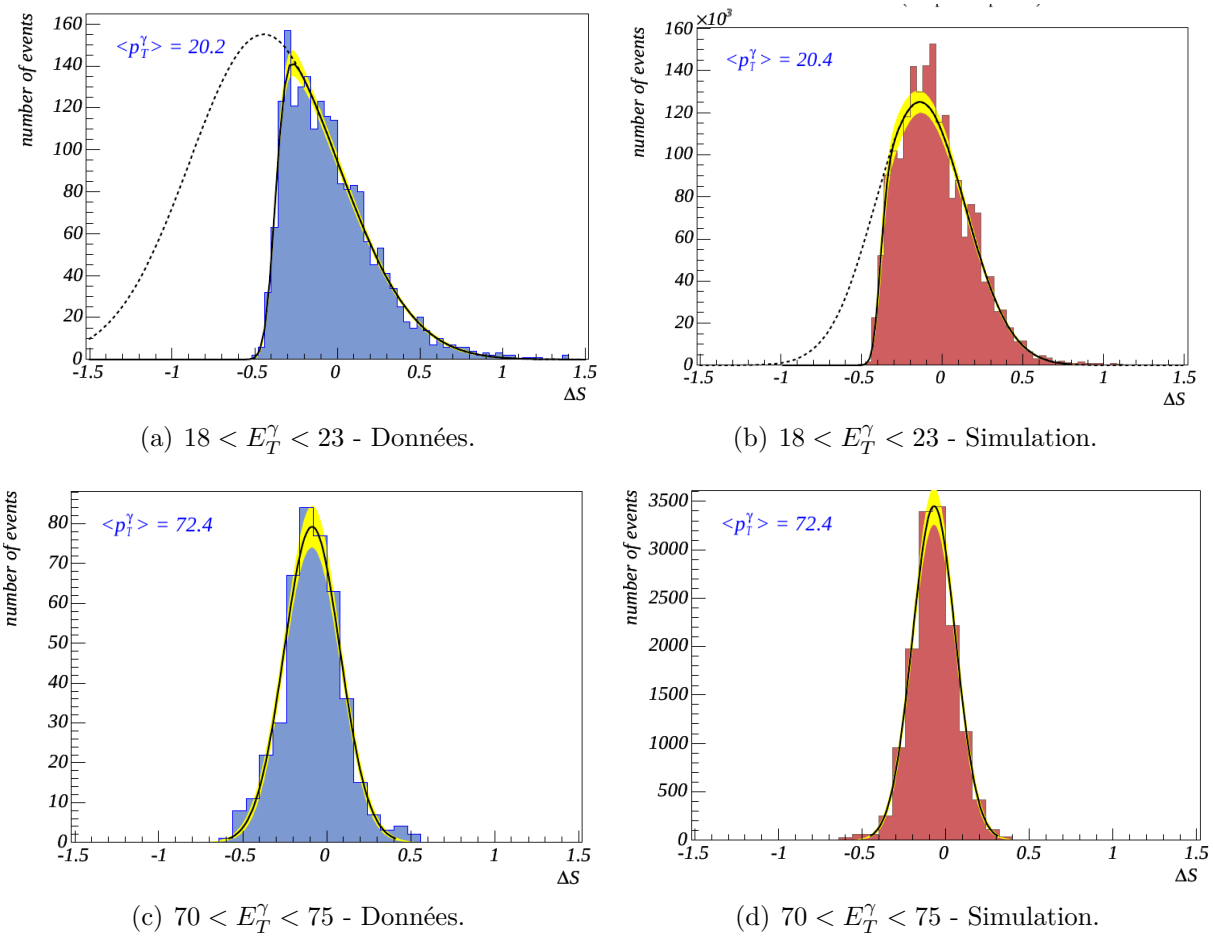
$$\Delta S = \frac{E_T^{jet} - E_T^{\gamma/Z}}{E_T^{\gamma/Z}}. \tag{6.9}$$

ΔS représente la différence en énergie dans le plan transverse. L'échelle en énergie des objets électromagnétiques $E_T^{\gamma/Z}$ étant connue, il est possible de remonter à celle de la partie hadronique E_T^{jet}.

Cette grandeur a été évaluée pour différents intervalles en énergie et pour différentes régions du calorimètre pour les données et les événements simulés. L'allure de ces distributions (voir figure 6.13) permet de distinguer deux régimes :

- pour des valeurs d'énergie assez élevée, les distributions en ΔS peuvent être ajustées par une fonction gaussienne,
- pour de faibles valeurs de l'énergie, les distributions sont tronquées à cause du seuil de reconstruction des jets à 6 GeV. Les distributions sont alors ajustées par une gaussienne multipliée par une fonction de correction (type fonction erreur) modélisant l'inefficacité de reconstruction des jets de basse énergie.

L'ajustement de tous ces paramètres permet d'accéder à des informations utiles :



(a) $18 < E_T^\gamma < 23$ - Données.

(b) $18 < E_T^\gamma < 23$ - Simulation.

(c) $70 < E_T^\gamma < 75$ - Données.

(d) $70 < E_T^\gamma < 75$ - Simulation.

Figure 6.13 – Distribution de la grandeur ΔS pour les événements $\gamma + jets$ pour les données et la simulation et pour deux intervalles en énergie différents [28].

– la valeur moyenne de la gaussienne fournit l'échelle en énergie des jets,
– la largeur de la gaussienne fournit la résolution en énergie des jets,
– la fonction correction fournit l'efficacité de reconstruction des jets.

Dégradation (*Smearing*)

De manière analogue à la procédure pour les leptons, la résolution dans les événements simulés est dégradée. Cette dégradation est obtenue par différence quadratique des ajustements effectués sur les données et sur les événements simulés :

$$\sigma_{smear} = \sqrt{\sigma^2_{gauss,data} - \sigma^2_{gauss,MC}}. \tag{6.10}$$

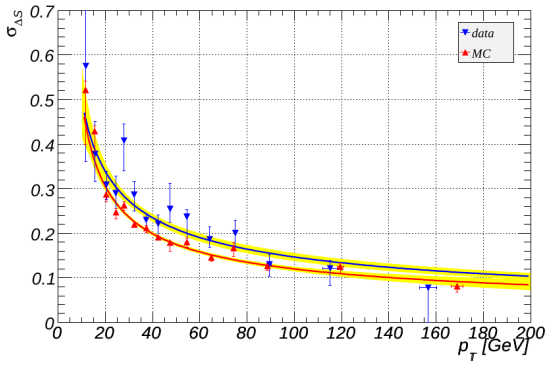
Cette correction est représentée sur la figure 6.14.

Décalage (*Shifting*)

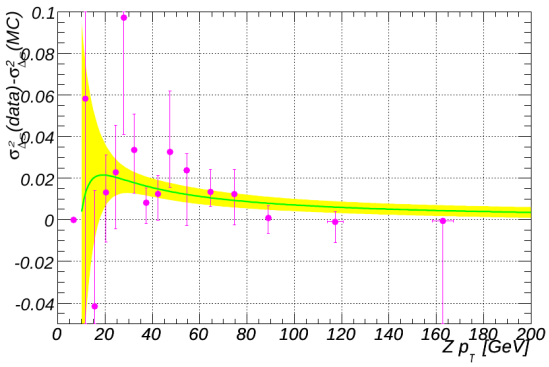
La correction en échelle d'énergie des jets relative entre les données et les événements simulés est définie de même par :

$$\Delta < \Delta S > = < \Delta S >_{gauss,data} - < \Delta S >_{gauss,MC} . \tag{6.11}$$

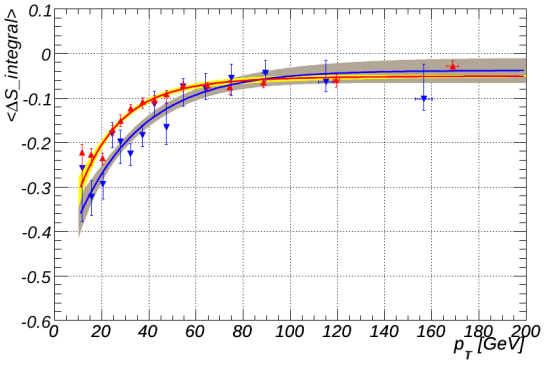
Cette correction est représentée sur la figure 6.14.



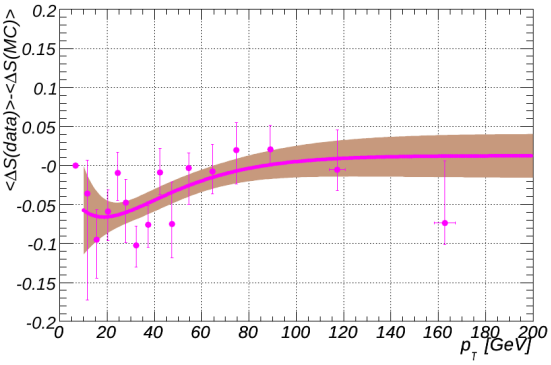
(a) Résolution dans les données et la simulation en fonction de E_T^Z.



(b) Correction de résolution en fonction de E_T^Z .



(c) Echelle en énergie de jets dans les données et la simulation en fonction de E_T^Z.



(d) Correction de l'échelle d'énergie en fonction de E_T^Z.

Figure 6.14 – Corrections de la résolution et de l'échelle en énergie des jets [28].

Application de la procédure JSSR à notre analyse

La correction absolue en échelle d'énergie des jets (JES) pour les données et la simulation a été effectuée à partir d'événements $\gamma + jets$. La correction relative entre données et simulation en échelle d'énergie des jets est effectuée grâce à la procédure de *shifting* de la procédure JSSR. La valeur de cette correction a été déterminée, quant à elle, à partir d'événements $Z + jets$ qui ont une composition en jets de quarks et de gluons différentes (voir la figure 6.15) [43]. Cette composition différente entraîne une correction de *shifting* différente (voir la figure 6.16) : les jets de quarks ne nécessitent pas de correction de *shifting* alors que les jets de gluons devrait être corrigés davantage ; ceci pouvant être dû au spectre en énergie plus mou des jets de gluons.

Ainsi dans l'analyse, les corrections de *shifting* ne sont pas appliquées à l'échantillon de signal dont les jets ne sont que des jets de quarks (car provenant des quarks b) mais sont appliquées aux échantillons de bruit de fond dont les jets correspondent à des radiations dans l'état initial et sont donc en majorité des jets de gluons.

Identification

A ces jets corrigés est appliqué une dernière correction permettant d'accorder les efficacités d'identification entre données et simulation. Cette correction est effectuée à l'aide de facteurs d'échelle et est déterminée à l'aide de la méthode *tag and probe* utilisée sur des événements dijets [29].

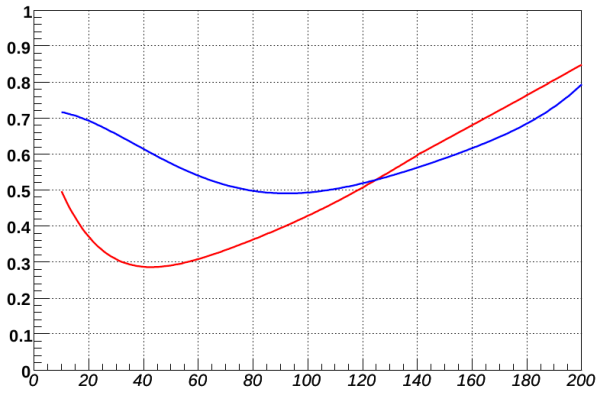


Figure 6.15 – Fraction de jets de gluon dans les événements $\gamma + jets$ (en rouge) et $Z + jets$ (en bleu) [43].

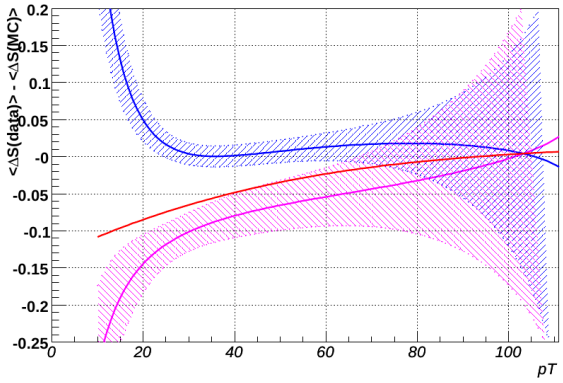


Figure 6.16 – Echelle relative d'énergie en fonction de p_T^Z : des jets de quarks en bleu, des jets de gluons en rose et de tous les jets en rouge [43].

6.5 Evaluation des bruits de fond instrumentaux

Dans notre analyse, les bruits de fond instrumentaux ont deux origines principales : la mauvaise identification de l'électron ou du muon. Ces deux bruits de fond, difficilement simulables, sont évalués directement à partir des données.

6.5.1 Les électrons mal identifiés

Un objet peut être reconstruit à tort comme étant un électron isolé pour plusieurs raisons :

- un jet peut remplir les critères d'identification d'un électron,
- un vrai électron, provenant de la désintégration d'un quark lourd, peut remplir les critères d'isolation alors qu'il est proche ou à l'intérieur d'un jet,
- un photon peut se voir attribuer une fausse trace ou encore une trace voisine.

Dans notre analyse, les différentes sources de ces électrons mal-identifiés sont essentiellement les événements multijets mais aussi les événements du type $W \rightarrow \mu\nu_\mu$, $t\bar{t} \rightarrow \mu jjjj$, $\mu \rightarrow \mu\gamma$.

Afin de séparer les « vrais » électrons des « faux » électrons, nous utilisons la fonction de vraisemblance ($lhood8$)(voir le paragraphe 4.4). L'évaluation de ce bruit de fond s'effectue

en deux étapes :

- Deux échantillons sont tout d'abord créés. Le premier est dominé par de « vrais » électrons et sera nommé *signal*. Le second est dominé par de « faux » électrons et sera nommé *bruit de fond*. La forme de la distribution de la variable *lhood*8 étant très différente pour ces deux types d'électrons (piquée à 0 pour de « faux » électrons et à 1 pour des « vrais »), il est possible de construire deux distributions de la variable *lhood*8 de référence, $\mathcal{S}$ et $\mathcal{B}$, pour le signal et le bruit de fond respectivement et pouvant discriminer « faux » et « vrais » électrons.
- La contamination en « faux » électrons est alors déterminée à partir du lot de données utilisées pour l'analyse. Le nombre de « faux électrons » noté n_B, et de « vrais » électrons noté n_S, dans ce lot d'événements dont les distributions de la variable *lhood*8 sont respectivement décrites par $\mathcal{B}$ et $\mathcal{S}$, sont alors déterminés par la maximisation de la fonction de vraisemblance suivante :

$$\mathcal{L}_{tot}(x) = \prod_{i=1}^{N} \Big(n_S \mathcal{S}(x_i) + n_B \mathcal{B}(x_i) \Big) \frac{e^{-(n_S+n_B)}}{N!} \tag{6.12}$$

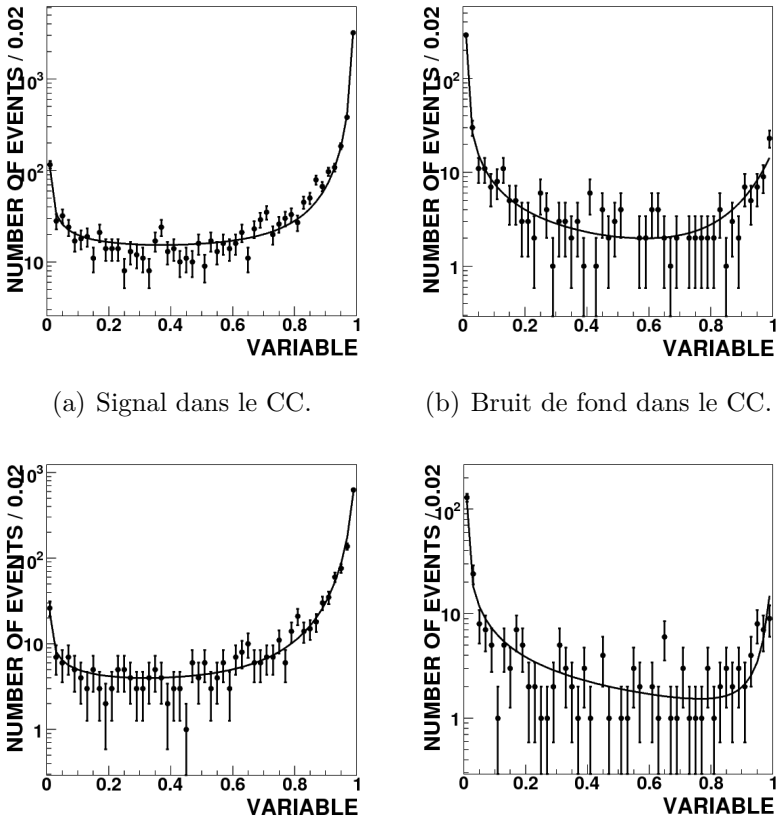
  où x_i est la valeur de la variable *lhood*8 du candidat électron dans l'événement i et N le nombre d'événements observés dans le lot utilisé.

Détermination des distributions de référence

Voici les deux sélections appliquées à un échantillon de données afin d'obtenir l'échantillon de signal et de bruit de fond :

- **L'échantillon de signal :** il est constitué d'événements $Z \to e^+e^-$ dont les électrons sont de « vrais » électrons. Pour obtenir de tels événements, deux électrons de charges opposées sont sélectionnés sur des critères identiques à ceux de l'analyse avec une masse invariante comprise entre 70 et 110 GeV. La variable *lhood*8 d'un des deux électrons tiré au hasard dans chaque événement (afin d'éviter par exemple les biais liés à l'impulsion des électrons) est alors utilisée pour déterminer la distribution $\mathcal{S}$;
- **L'échantillon de bruit de fond :** cet échantillon, dominé par de « faux » électrons, doit présenter une topologie proche de celle du signal de notre analyse, tout en lui étant orthogonal. Pour cela, les critères de sélection sont identiques à ceux de l'analyse sauf que : les coupures sur l'isolation du muon sont inversées ($etHaloScaled > 0,2$ et $etTrackScaled > 0,2$), la paire électron-muon doit être de même signe et l'énergie transverse manquante doit être inférieure à 15 GeV. Ces différentes coupures permettent de supprimer les événements provenant des différents bruits de fond physiques $Z \to \tau^+\tau^-$ et dibosons. La variable *lhood*8 de l'électron de ces événements est alors utilisée pour déterminer la distribution $\mathcal{B}$.

Les distributions en *lhood*8 pour les électrons de l'échantillon de signal et de bruit de fond sont représentées sur la figure 6.17. Les électrons situés au centre du calorimètre (CC) correspondent aux courbes du haut et les électrons situés à l'avant (EC) correspondent aux courbes du bas : les événements étudiés possèdent majoritairement des électrons centraux ce qui conduit à des incertitudes plus grandes sur l'ajustement dans le cas des électrons à l'avant.



(a) Signal dans le CC.

(b) Bruit de fond dans le CC.

(c) Signal dans le EC.

(d) Bruit de fond dans le EC.

Figure 6.17 – Allure de la distribution de la variable *lhood*8 pour les « vrais » électrons et les « faux » électrons. Deux types d'électrons ont été considérés : centraux (CC) et à l'avant (EC). Les régions proches de 0 et 1 reflètent directement le contenu en « faux » et en « vrais » électrons respectivement.

Les distributions $\mathcal{S}$ et $\mathcal{B}$ sont obtenues en minimisant la fonction de vraisemblance suivante sur chaque échantillon (ici pour le signal) :

$$\mathcal{L}_{\mathcal{S}}(x) = \prod_{i=1}^{N} \mathcal{S}(x_i; a_1..a_6) \frac{e^{-n}}{N!} \tag{6.13}$$

où N est le nombre d'événements sélectionnés, n un paramètre libre de l'ajustement, x_i est la valeur de la variable *lhood*8 du candidat électron dans l'événement i et les a_i les paramètres de la distribution $\mathcal{S}$. La fonction analytique utilisée pour l'ajustement est identique dans le cas du signal et du bruit de fond et s'écrit :

$$\mathcal{S}, \mathcal{B}(x) = c_0 \frac{(\alpha_0 - 1)(\mu_0 - x_i)^{-\alpha_0}}{(\mu_0 - 1)^{1-\alpha_0} - \mu_0^{1-\alpha_0}} + c_1 \frac{(1 - \alpha_1)(\mu_1 + x_i)^{-\alpha_1}}{(\mu_1 + 1)^{1-\alpha_1} - \mu_1^{1-\alpha_1}} + c_2, \text{ avec } c_0 + c_1 + c_2 = 1. \tag{6.14}$$

Le paramètre c_0, respectivement c_1, représente la fraction d'événements dont la variable *lhood*8 est proche de 1 (correspondant aux « vrais » électrons), respectivement 0 (correspondant aux « faux » électrons). Le paramètre c_2 décrit la fraction d'événements dont la variable *lhood*8 est uniforme. Les paramètres $\alpha_0, \mu_0, \alpha_1$ et μ_1 sont corrélés et décrivent la

forme de la courbe. L'ajustement des deux distributions devant servir de référence (voir la figure 6.17) montre qu'il y a de vrais (resp. faux) électrons ayant une valeur de *lhood*8 proche de 0 (resp. 1).

La table 6.6 présente les résultats obtenus pour les différents paramètres de la fonction analytique et pour deux types d'électrons : ceux situés au centre du calorimètre (CC) et ceux situés à l'avant (EC). Les valeurs des paramètres c_0 et c_1 permettent une claire distinction entre l'échantillon de signal et celui de bruit de fond. On peut remarquer que l'incertitude statistique sur les paramètres est plus grande pour les électrons dans la région avant (EC) en raison de la faible statistique disponible pour les électrons à l'avant.

	c_0	μ_0	α_0	c_1	μ_1	α_1	c_2
CC_2jet	$0.846^{+0.014}_{-0.014}$	$1.003^{+0.000}_{-0.000}$	$1.717^{+0.000}_{-0.000}$	$0.056^{+0.005}_{-0.005}$	$0.000^{+0.000}_{-0.000}$	$0.771^{+0.000}_{-0.000}$	$0.098^{+0.008}_{-0.008}$
EC_2jet	$0.857^{+0.028}_{-0.028}$	$1.016^{+0.000}_{-0.000}$	$1.960^{+0.000}_{-0.000}$	$0.064^{+0.014}_{-0.012}$	$0.000^{+0.000}_{-0.000}$	$0.655^{+0.000}_{-0.000}$	$0.079^{+0.019}_{-0.018}$

	c_0	μ_0	α_0	c_1	μ_1	α_1	c_2
CC_2jet	$0.160^{+0.028}_{-0.026}$	$1.006^{+0.000}_{-0.000}$	$0.927^{+0.000}_{-0.000}$	$0.819^{+0.045}_{-0.044}$	$0.000^{+0.000}_{-0.000}$	$1.054^{+0.000}_{-0.000}$	$0.021^{+0.033}_{-0.000}$
EC_2jet	$0.175^{+0.040}_{-0.037}$	$1.033^{+0.000}_{-0.000}$	$1.249^{+0.000}_{-0.000}$	$0.801^{+0.064}_{-0.061}$	$0.000^{+0.000}_{-0.000}$	$0.946^{+0.000}_{-0.000}$	$0.024^{+0.054}_{-0.000}$

Tableau 6.6 – Paramètres de la fonction analytique utilisée pour ajuster les distributions de la variable *lhood*8 : en haut pour l'échantillon de signal et en bas pour celui de bruit de fond. Deux classes d'électrons ont été distinguées : les électrons centraux (CC) et les électrons à l'avant (EC).

Dépendance en impulsion des paramètres de l'ajustement

Afin de déterminer la dépendance des paramètres de l'ajustement avec l'impulsion des électrons, l'échantillon de signal a été divisé en plusieurs échantillons correspondant à des intervalles en impulsion. L'ajustement a été effectué indépendamment pour chacun de ces échantillons. La forme elle-même de la distribution, caractérisée par les paramètres α_0, α_1, μ_0 et μ_1, ne dépend pas de l'impulsion : les variations observées restent à l'intérieur de la variation dues aux erreurs statistiques. Cependant, les paramètres c_0, c_1 et c_2 caractérisant la fraction de « vrais » et de « faux » électrons voient leur valeur varier avec l'impulsion. Dans la suite, les paramètres α_0, α_1, μ_0 et μ_1 ont été fixés à leurs valeurs obtenues dans la table 6.6 et seuls les paramètres c_0, c_1 et c_2 ont été ajustés. L'ajustement de seulement trois paramètres a pour avantage de diminuer les fluctuations statistiques lors de leur détermination. Les résultats obtenus sont présentés dans les tables 6.7 et 6.8 et montrent une claire dépendance : le nombre de « faux » électrons dans l'échantillon de signal diminuent avec l'impulsion. Ceci peut s'expliquer par le fait que des électrons de hautes impulsions ont une probabilité plus faible d'être associés à une fausse trace car la majorité des traces correspondent à de faibles impulsions provenant des événements de biais minimum.

Cette dépendance n'est pas explicitement prise en compte dans l'ajustement mais est traitée comme une erreur systématique (voir le paragraphe 6.7).

p_T limits	c_0	c_1	c_2
15 GeV $< p_T <$ 25	$0.792^{+0.012}_{-0.012}$	$0.093^{+0.006}_{-0.006}$	$0.114^{+0.008}_{-0.008}$
25 GeV $< p_T <$ 35	$0.845^{+0.006}_{-0.006}$	$0.057^{+0.003}_{-0.003}$	$0.099^{+0.004}_{-0.004}$
35 GeV $< p_T <$ 45	$0.871^{+0.004}_{-0.004}$	$0.034^{+0.001}_{-0.001}$	$0.095^{+0.002}_{-0.002}$
45 GeV $< p_T <$ 55	$0.892^{+0.007}_{-0.007}$	$0.025^{+0.002}_{-0.002}$	$0.083^{+0.003}_{-0.003}$
55 GeV $< p_T <$ 65	$0.905^{+0.049}_{-0.048}$	$0.020^{+0.013}_{-0.010}$	$0.075^{+0.023}_{-0.022}$
65 GeV $< p_T <$ 75	$0.933^{+0.157}_{-0.141}$	$0.000^{+0.040}_{-0.000}$	$0.067^{+0.060}_{-0.051}$
75 GeV $< p_T$	$0.912^{+0.128}_{-0.117}$	$0.013^{+0.047}_{-0.000}$	$0.075^{+0.069}_{-0.060}$

Tableau 6.7 – Dépendance des paramètres de l'ajustement avec l'impulsion de l'électron pour des électrons centraux (CC) et pour l'échantillon de signal.

p_T limits	c_0	c_1	c_2
15 GeV $< p_T <$ 25	$0.841^{+0.012}_{-0.012}$	$0.069^{+0.006}_{-0.006}$	$0.090^{+0.008}_{-0.008}$
25 GeV $< p_T <$ 35	$0.885^{+0.008}_{-0.008}$	$0.028^{+0.003}_{-0.003}$	$0.087^{+0.005}_{-0.005}$
35 GeV $< p_T <$ 45	$0.883^{+0.007}_{-0.007}$	$0.025^{+0.003}_{-0.003}$	$0.092^{+0.004}_{-0.004}$
45 GeV $< p_T <$ 55	$0.896^{+0.018}_{-0.017}$	$0.040^{+0.007}_{-0.007}$	$0.064^{+0.011}_{-0.010}$
55 GeV $< p_T <$ 65	$0.786^{+0.124}_{-0.113}$	$0.000^{+0.033}_{-0.000}$	$0.214^{+0.077}_{-0.065}$
65 GeV $< p_T <$ 75	$0.495^{+0.679}_{-0.349}$	$0.505^{+0.685}_{-0.353}$	$0.000^{+0.258}_{-0.000}$
75 GeV $< p_T$	$0.509^{+0.731}_{-0.377}$	$0.000^{+0.533}_{-0.000}$	$0.491^{+0.718}_{-0.443}$

Tableau 6.8 – Dépendance des paramètres de l'ajustement avec l'impulsion de l'électron pour des électrons à l'avant (EC) et pour l'échantillon de signal.

Dépendance en nombre de jets des paramètres de l'ajustement

Comme la production du boson Z avec des jets conduit à une plus grande activité dans le détecteur, les probabilités que l'électron soit associé à une mauvaise trace augmentent pour ces événements. Ainsi la variation des paramètres de l'ajustement avec le nombre de jets a été vérifiée. Seules les variations des paramètres c_0, c_1 et c_2 ont été considérées. Les résultats de la table 6.9 confirment l'augmentation du nombre de « faux » électrons avec le nombre de jets.

	c_0	c_1	c_2
CC 0 jet	$0.857^{+0.002}_{-0.002}$	$0.044^{+0.001}_{-0.001}$	$0.099^{+0.002}_{-0.002}$
CC 1 jet	$0.849^{+0.005}_{-0.005}$	$0.049^{+0.001}_{-0.001}$	$0.101^{+0.003}_{-0.003}$
CC 2 jets	$0.845^{+0.014}_{-0.013}$	$0.056^{+0.005}_{-0.005}$	$0.099^{+0.008}_{-0.008}$
EC 0 jet	$0.876^{+0.004}_{-0.004}$	$0.040^{+0.002}_{-0.002}$	$0.083^{+0.004}_{-0.004}$
EC 1 jet	$0.860^{+0.010}_{-0.010}$	$0.051^{+0.004}_{-0.004}$	$0.089^{+0.007}_{-0.006}$
EC 2 jets	$0.855^{+0.028}_{-0.028}$	$0.064^{+0.013}_{-0.013}$	$0.080^{+0.019}_{-0.018}$

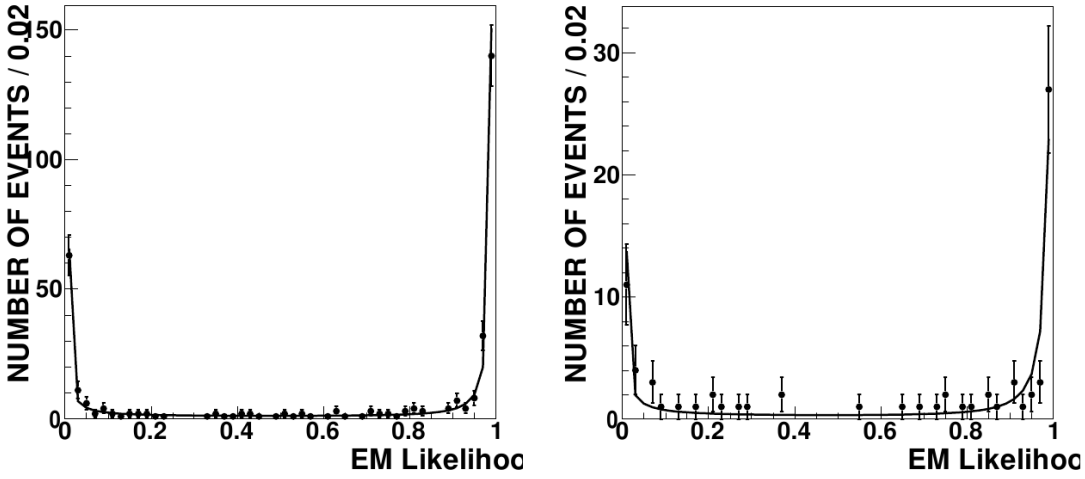
Tableau 6.9 – Dépendance des paramètres de l'ajustement avec le nombre de jets pour des électrons centraux (CC) et à l'avant (EC) pour l'échantillon de signal.

Dans notre analyse, les paramètres pour 2 jets sont utilisés.

Estimation du nombre d'électrons mal identifiés

Le taux d'électrons mal identifiés dans notre sélection est finalement obtenu en effectuant l'ajustement de la distribution de la variable *lhood*8 des candidats électron à l'aide de la fonction de vraisemblance[3] présentée par la formule 6.12. Le nombre d'événements contenant un électron mal identifié dans notre analyse est :

$$n_B = 8,1^{+3,9}_{-3,8} \text{ (stat+sys)}.$$



(a) Echantillon 2 jets inclusif dans le CC. (b) Echantillon 2 jets inclusif dans le EC.

Figure 6.18 – Allure de l'ajustement de la distribution de la variable *lhood*8 pour les électrons de l'échantillon de signal.

6.5.2 Les muons mal identifiés

La principale source de muons mal identifiés correspond à de vrais muons faussement isolés. Ils proviennent de la désintégration d'un quark lourd et remplissant les critères d'isolation alors qu'il est proche ou à l'intérieur d'un jet ou que le jet n'est pas identifié. Dans notre analyse, ce bruit de fond provient d'événements ayant un électron bien isolé ($W \to e\nu, Z \to ee$ et $t\bar{t} \to ejjj$) et un muon faussement isolé.

L'estimation de ce bruit de fond s'effectue en deux étapes :

- Un échantillon de données contenant essentiellement des muons provenant de la désintégration de quarks lourds est créé. Ces muons non isolés sont utilisés pour déterminer le taux de mauvaise identification en déterminant la fréquence à laquelle ils apparaissent isolés.
- Une sélection similaire à celle de l'analyse est effectuée sur les données où les deux leptons sont de même signe et sans aucun critère d'isolation pour le muon. Le nombre de ces événements est alors multiplié par le taux trouvé à l'étape précédente afin d'avoir le nombre de muons mal identifiés de notre analyse.

[3]L'ajustement est effectué avant la coupure sur la variable *lhood*8 de notre sélection.

Détermination du taux de muons mal identifiés

L'échantillon de données utilisé pour la détermination du taux de muons faussement isolés est composé essentiellement de paires de quark b où chaque quark se désintègre en donnant un muon. Les muons issus de leur désintégration sont inclus dans le jet initié par le quark b et ne sont donc pas isolés. Pour chaque événement, un premier muon non isolé est requis afin de ne sélectionner que les événements $b\bar{b}$. Ensuite, le nombre de fois où le deuxième muon, sélectionné comme étant faiblement isolé, apparaît strictement isolé est compté : ce nombre représente le taux de muons faussement isolés dans les données.

Afin de vérifier que l'évaluation du taux de muons mal isolés n'ait pas été contaminée par des événements physiques, la variation de ce taux en fonction de l'énergie transverse manquante est considérée. A priori, ce taux doit être indépendant de l'énergie transverse manquante. Cependant si des événements correspondant à la désintégration d'un boson W en un muon et un neutrino (principale source de contamination) sont sélectionnés par erreur, le nombre de muons isolés augmente avec l'énergie transverse manquante en raison de la contamination de plus en plus importante de bosons W. Une légère contamination apparaît pour de hautes valeurs de l'énergie transverse manquante (voir la figure 6.19). En conséquence, seuls les événements ayant une énergie transverse manquante inférieure à 40 GeV sont utilisés pour évaluer le taux de faux muons.

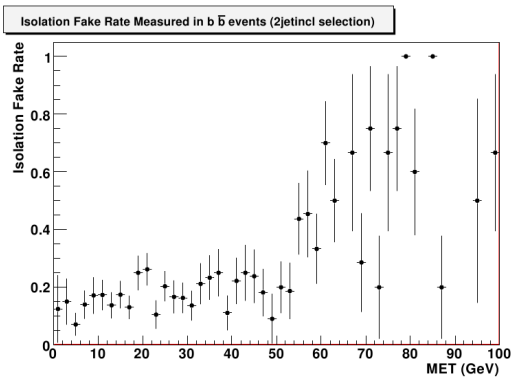


Figure 6.19 – Variation du taux de muon faussement isolés avec l'énergie transverse manquante.

La table 6.10 présente les résultats pour le taux de faux muons en fonction du nombre de jets.

	0 jet exclusif	1 jet exclusif	2 jets inclusifs
f_μ	$34,88 \pm 1,02\%$	$16,15 \pm 0,74\%$	$16,10 \pm 1,17\%$

Tableau 6.10 – Taux de muons faussement isolés pour différents nombres de jets.

Estimation du nombre de muons mal identifiés

Afin de déterminer le nombre de muons mal identifiés présents dans notre analyse, la même sélection que celle de l'analyse est effectuée à laquelle est ajoutée la demande que :

– l'électron et le muon soient de même signe afin de ne sélectionner que les événements où un des deux leptons est mal identifié ; pour être orthogonal à l'échantillon d'analyse,
– le muon soit faiblement isolé.

Cet échantillon présente une cinématique similaire à celle de l'échantillon de notre signal, permettant de s'affranchir des conséquences d'éventuelles dépendances du nombre de faux muons avec les grandeurs cinématiques.

A ce stade, les événements sont constitués d'événements ayant un faux muon et un vrai électron (qui nous intéressent) ou un vrai muon et un faux électron. Afin de se débarrasser de ces derniers pour ne pas surestimer notre nombre de muons mal identifiés, les événements contenant un électron mal identifié sont retirés à l'aide de l'ajustement de la fonction de vraisemblance. Le nombre de muons faussement isolés est alors donné par le nombre d'événements restants multiplié par le taux déterminé à l'étape précédente. Afin de déterminer le nombre de muons mal identifiés de notre analyse, nous faisons l'hypothèse qu'il est le même pour un échantillon où électron et muon ont le même signe que dans un échantillon où ils ont des signes opposés.

Le nombre d'événements contenant un muon mal identifié dans notre analyse est :

$$n_B = 2,6^{+1,1}_{-0,9} \text{ (stat+sys)}.$$

L'étude de l'incertitude systématique sur ce nombre est présentée dans la partie 6.7.

6.6 Résultats

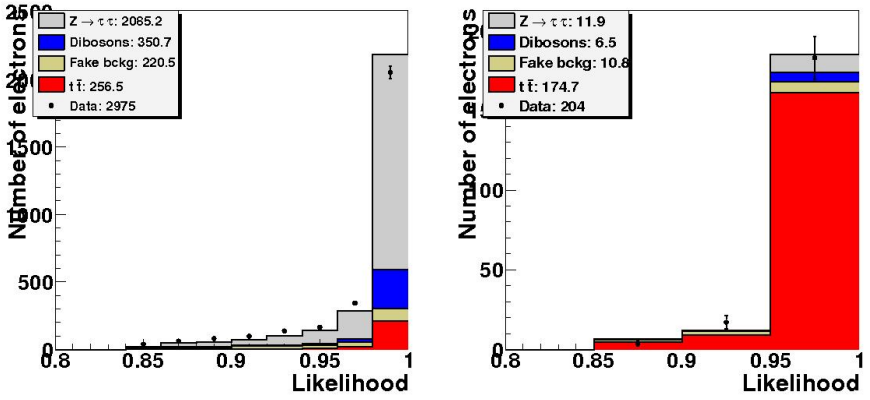
Après l'application de tous les critères présentés dans la section 6.3, 204 événements ont été sélectionnés dans les données. Le nombre d'événements prédits dans les événements simulés ainsi que le nombre de leptons mal identifiés à différentes étapes de la sélection sont présentés dans le tableau 6.11.

	$Z \to \tau\tau$	Dibosons	Number of fake electron events	Number of fake muon events	$t\bar{t} \to \ell\ell jj$, xsec=7.454 pb, m_t =172,5GeV)	Expected N of events	N of events
Inclusive selection	$2085.2^{+298.2}_{-265.1}$	$350.7^{+74.1}_{-74.1}$	$220.5^{+99.9}_{-99.9}$	-	$210.6^{+17.8}_{-17.8}$	$2866.9^{+341.3}_{-312.7}$	2975
N jets ≥ 1	$289.2^{+63.9}_{-58.7}$	$55.6^{+14.8}_{-14.5}$	$74.8^{+35.3}_{-35.3}$	$11.4^{+2.4}_{-2.3}$	$205.2^{+17.4}_{-17.4}$	$636.3^{+86.8}_{-82.4}$	684
N jets ≥ 2	$28.2^{+13.9}_{-12.5}$	$9.2^{+2.7}_{-2.7}$	$15.0^{+7.0}_{-6.9}$	$1.8^{+1.2}_{-1.1}$	$147.9^{+14.6}_{-14.6}$	$202.2^{+24.2}_{-23.1}$	234
HT (with leading lepton) ≥ 110 GeV	$11.9^{+2.7}_{-2.5}$	$6.5^{+2.1}_{-2.0}$	$8.1^{+3.9}_{-3.8}$	$2.6^{+1.1}_{-0.9}$	$143.4^{+14.3}_{-14.3}$	$172.6^{+16.5}_{-16.4}$	204

Tableau 6.11 – Nombre d'événements prédits à partir des événements simulés et nombre d'événements sélectionnés dans les données. Les erreurs présentées combinent les erreurs statistiques et systématiques.

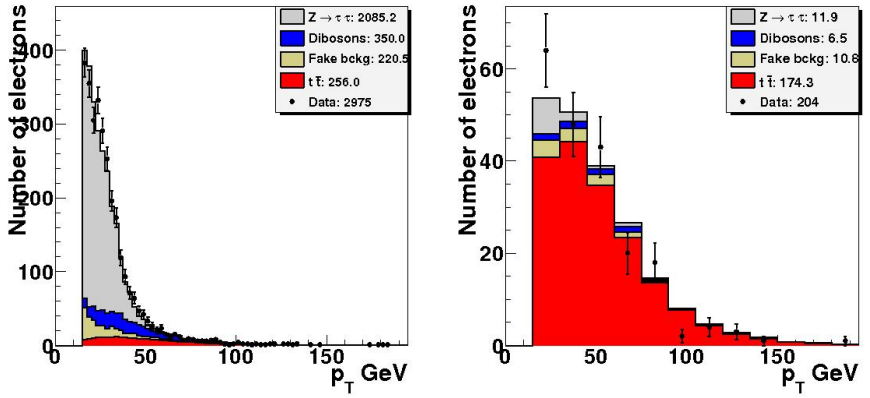
L'efficacité de notre sélection sur des événements $t\bar{t} \to ll$ est de $4,27 \pm 0,02\%$ (correspondant à $13,9\%$ pour des événements $t\bar{t} \to e\mu$) et le rapport signal sur bruit est d'environ 5 alors qu'il était initialement de 1/100. Les distributions suivantes (figure 6.20 à 6.30) montrent l'accord entre les données et les événements simulés pour la sélection inclusive (aucune sélection sur le nombre de jets dans les événements) et pour la sélection

finale. Les variables présentées sont : les distributions de l'impulsion transverse, la pseudo-rapidité et l'angle azimutal pour l'électron, le muon et les jets, ainsi que la distribution de la fonction de vraisemblance (*lhood*8) des électrons, la variable H_T et enfin le nombre de jets présents dans les événements. L'échantillon d'événements simulés $t\bar{t}$ est normalisé à l'aide de la section efficace mesurée dans le canal $e\mu$: dans toutes ces distributions, l'accord est correct validant notre analyse des données. On voit également que la sélection finale permet de rendre dominant la contribution du signal par rapport au bruit de fond $Z \rightarrow \tau\tau$ dominant pour la sélection inclusive.



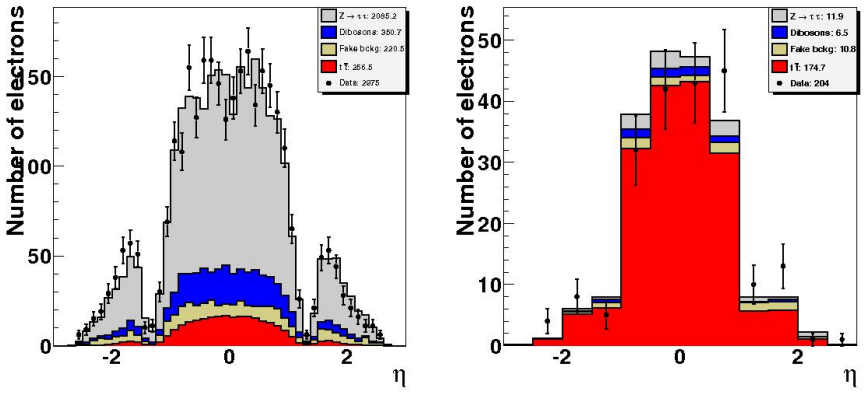
(a) Sélection inclusive. (b) Sélection finale.

Figure 6.20 – Distribution de la fonction de vraisemblance des électrons (*lhood*8).



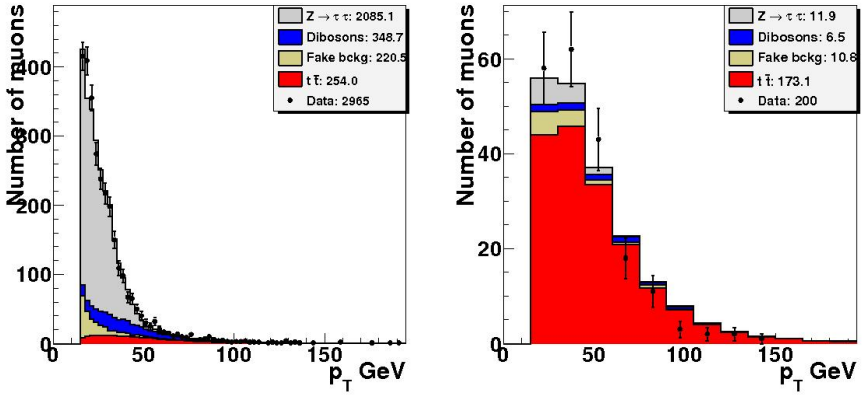
(a) Sélection inclusive. (b) Sélection finale.

Figure 6.21 – Distribution de l'impulsion transverse des électrons.



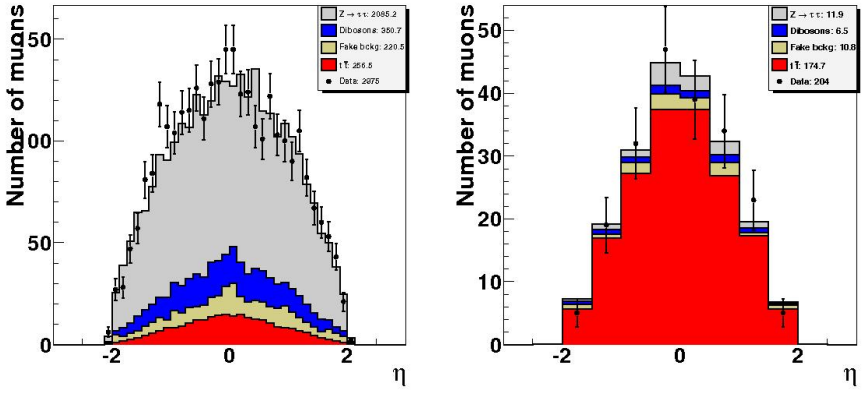
(a) Sélection inclusive. (b) Sélection finale.

Figure 6.22 – Distribution de la pseudo-rapidité des électrons.



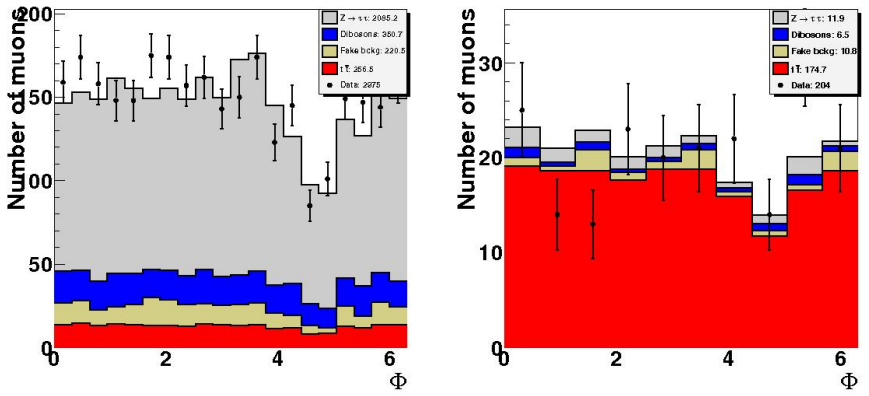
(a) Sélection inclusive. (b) Sélection finale.

Figure 6.23 – Distribution de l'impulsion transverse des muons.



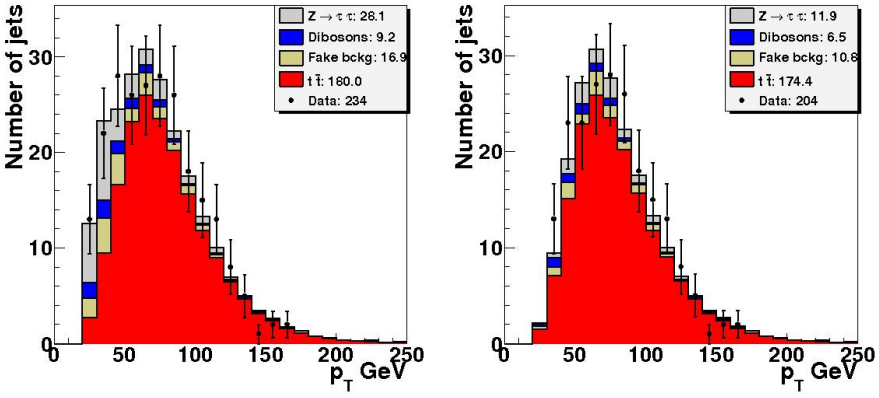
(a) Sélection inclusive. (b) Sélection finale.

Figure 6.24 – Distribution de la pseudo-rapidité des muons.



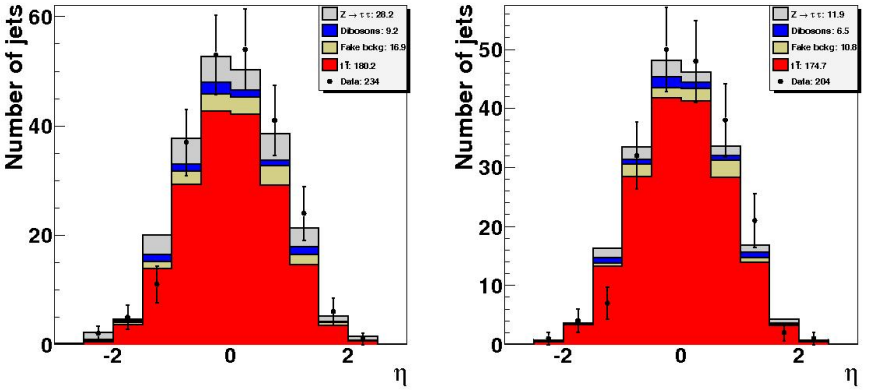
(a) Sélection inclusive. (b) Sélection finale.

Figure 6.25 – Distribution de l'angle azimutal des muons.



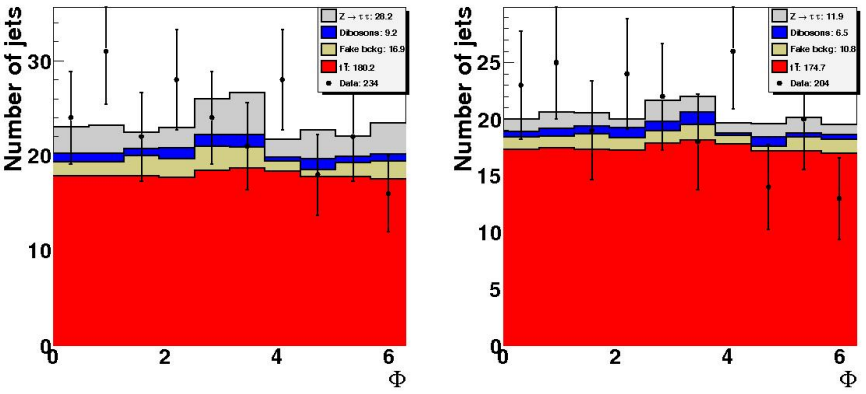
(a) Sélection 2 jets. (b) Sélection finale.

Figure 6.26 – Distribution de l'impulsion transverse des jets.



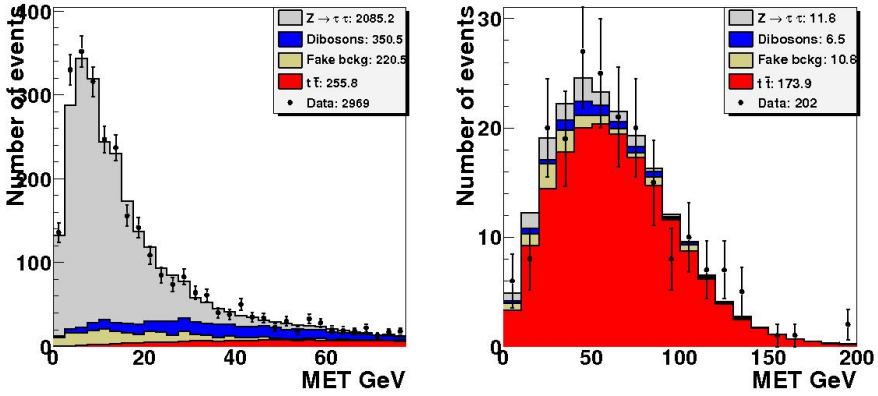
(a) Sélection 2 jets. (b) Sélection finale.

Figure 6.27 – Distribution de la pseudo-rapidité du jet de plus grande impulsion.



(a) Sélection 2 jets. (b) Sélection finale.

Figure 6.28 – Distribution de l'angle azimutal du jet de plus grande impulsion.



(a) Sélection inclusive. (b) Sélection finale.

Figure 6.29 – Distribution de l'énergie transverse manquante.

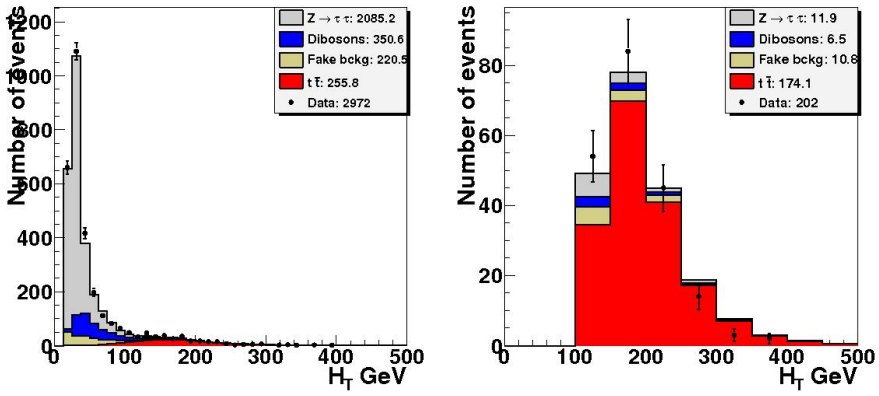
Valeur de la section efficace

Les différentes grandeurs intervenant dans la formule 6.1 sont données dans le tableau 6.12.

$N_{\text{données}}$	$N_{\text{bruit de fond}}$	$\mathcal{BR}(t\bar{t} \to ll)$	$\mathcal{L}_{donnees}$	$\epsilon_{t\bar{t}\to ll}$
204	$29,2$	$0,10498$	$4,28$ fb^{-1}	$4,28\%$

Tableau 6.12 – Valeurs des grandeurs utilisées dans l'équation 6.1.

D'après le tableau 6.11, 204 événements ont été observés dans les données. La section efficace correspondante est de $\sigma(p\bar{p} \to t\bar{t}) = 9,09$ pb. Le problème de ce résultat est qu'il ne tient pas compte du fait que le nombre d'événements observés est décrit par une loi de Poisson (en raison du nombre faible d'événements). Ainsi pour évaluer la section efficace à partir de la formule 6.1, il faudrait faire intervenir la moyenne du nombre d'événements observés obtenue à partir de plusieurs mesures. Comme une seule mesure est disponible,



(a) Sélection inclusive. (b) Sélection finale.

Figure 6.30 – Distribution de la variable H_T définie comme la somme de l'impulsion transverse du lepton de plus grande impulsion transverse et de celles des deux jets de plus grande impulsion transverse.

une approche probabiliste est utilisée. En effet, la probabilité d'observer N événements lorsque le nombre moyen est λ dans le cas d'une statistique de Poisson :

$$P(N,\lambda) = \frac{\lambda^N}{N!}e^{-\lambda} \tag{6.15}$$

où λ peut être obtenue à partir de l'équation (6.1) et vaut :

$$\lambda = \sigma(p\bar{p} \to t\bar{t})\mathcal{BR}(t\bar{t} \to ll)\mathcal{L}_{donnees}\epsilon_{t\bar{t}\to ll} + N_{\text{bruit de fond}}. \tag{6.16}$$

La probabilité $P(N,\lambda)$ devient alors une probabilité fonction de la section efficace et définira une fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(\sigma) = P(N,\lambda)$. La valeur la plus probable pour la section efficace est alors celle qui rend maximale cette fonction de vraisemblance (voir la figure 6.31 [4]).

Dans l'hypothèse où la masse du quark top vaut $M_{top} = 172,5$ GeV et pour une luminosité intégrée de $4,28$ fb^{-1}, la section efficace de production de paires de quark top mesurée dans l'état final électron-muon vaut :

$$\sigma(p\bar{p} \to t\bar{t}) = 9,08\ ^{+0,76}_{-0,73}\ (\text{stat})\ ^{+1,01}_{-1,01}\ (\text{sys})\ \pm 0,61\ (\text{lumi})\ \text{pb}. \tag{6.17}$$

Les différentes erreurs seront décrites dans la partie suivante.

Dépendance de la section efficace avec la masse du quark top

L'efficacité de sélection des événements $t\bar{t}$ dépend de la masse du quark top. En effet, plus celui-ci est lourd, plus l'énergie cinétique de ses produits de désintégration est élevée entraînant une efficacité de sélection plus élevée, confirmée par les valeurs du tableau 6.6.

[4] Pour des raisons techniques, cette courbe n'est pas celle de notre analyse.

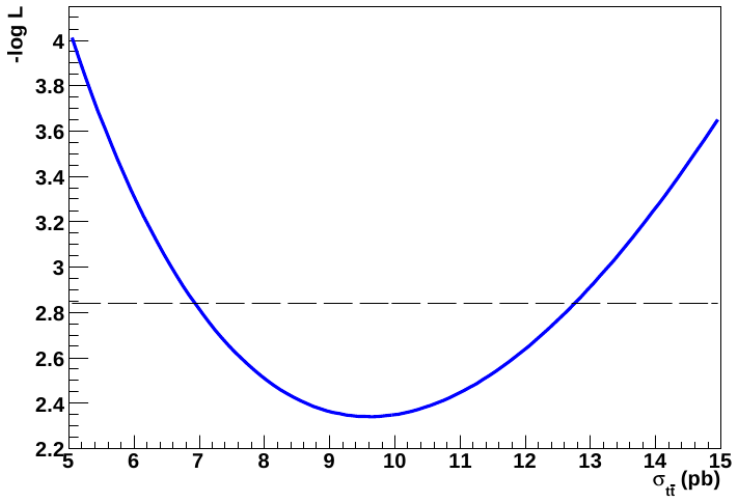


Figure 6.31 – Exemple de maximisation de la fonction de vraisemblance en fonction du paramètre $\sigma_{t\bar{t}}$. Il est d'usage de plutôt minimiser la grandeur $-\ln\mathcal{L}$. Les pointillées horizonaux représentent la droite $y = -\ln\mathcal{L}_{min} + \frac{1}{2}$ dont les intersections avec la courbe définissent les erreurs statistiques sur la mesure de la section efficace.

Masse du quark top	Efficacité
130 GeV	2.19 ± 0.02 %
135 GeV	2.52 ± 0.02 %
140 GeV	2.77 ± 0.03 %
150 GeV	3.42 ± 0.03 %
160 GeV	3.87 ± 0.01 %
165 GeV	4.07 ± 0.02 %
170 GeV	4.25 ± 0.02 %
172.5 GeV	4.27 ± 0.02 %
175 GeV	4.40 ± 0.01 %
180 GeV	4.57 ± 0.02 %
185 GeV	4.68 ± 0.02 %
190 GeV	4.85 ± 0.02 %
195 GeV	4.92 ± 0.03 %
200 GeV	5.10 ± 0.04 %
205 GeV	5.09 ± 0.04 %
210 GeV	5.24 ± 0.04 %

Tableau 6.13 – Efficacité de la sélection des événements $t\bar{t} \rightarrow ll$ en fonction de la valeur de la masse du quark top. Les erreurs citées sont d'origine statistique.

En prenant en compte cette variation de l'efficacité de sélection du signal, nous obtenons la section efficace pour différentes valeurs de la masse du quark top. Cette section efficace peut être ajustée grâce à la formule :

$$\sigma_{t\bar{t}} = \frac{1}{m_t^4}[a + b(m_t - 170) + c(m_t - 170)^2 + d(m_t - 170)^3]. \quad (6.18)$$

La variation de la mesure en fonction de la masse du quark top est montrée sur la figure

6.32 et est utilisée pour l'extraction de la masse du quark top (voir le chapitre 7).

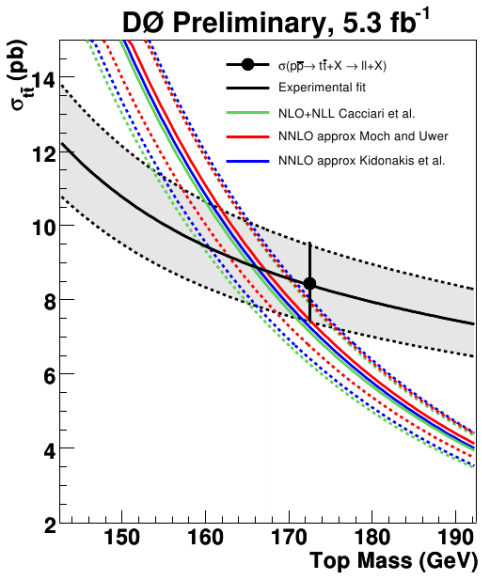


Figure 6.32 – Dépendance de la section efficace avec la masse du quark top. Les prédictions théoriques sont également représentées [30, 32].

6.7 Erreurs sur la mesure

Les sources d'incertitude sur la mesure de la section efficace sont au nombre de trois :
- incertitude d'origine statistique liée au nombre fini d'événements sélectionnés dans les données ;
- incertitude liée à la mesure de la luminosité ;
- incertitude systématique liée aux différents modèles et corrections utilisés pour construire les échantillons simulés ainsi que sur l'évaluation des bruits de fond instrumentaux.

La première source d'incertitude est évaluée à partir de la courbe de maximisation de la fonction de vraisemblance dépendant de la section efficace. L'intersection de la courbe $-\ln(\mathcal{L})$ et de la droite $y = -\ln \mathcal{L}_{min} + \frac{1}{2}$ donne l'erreur statistique sur la section efficace mesurée (voir la figure 6.31).

Incertitude sur la luminosité

L'erreur sur la mesure de la luminosité intégrée a été évaluée à $\pm 6,1\%$ [7]. Cette incertitude est due aux erreurs sur la mesure des sections efficaces des processus inélastique (voir le paragraphe 3.3), sur l'acceptance et l'efficacité des luminomètres ainsi que l'incertitude liée aux dommages subis par les détecteurs en raison des radiations. Afin de déterminer l'impact de cette incertitude sur la mesure de la section efficace, on utilise la

formule :

$$\sigma = \frac{N_{obs} - \sigma_b \epsilon_b (L + \delta L)}{\epsilon (L + \delta L)} \tag{6.19}$$

$$\sim \sigma\Big(1 - \frac{\delta L}{L} - \frac{N_b}{N_{signal}} \frac{\delta L}{L}\Big) \tag{6.20}$$

où on a supposé $\delta L << L$. Cette formule conduit à une erreur de plus de $6,1\%$ sur la section efficace si le bruit de fond est important.

Incertitude liée à la différence de profil de luminosité entre données et simulation

Le profil de luminosité des événements simulés est basé sur l'ajout d'événements de biais nul devant reproduire la luminosité observée dans les données (voir le paragraphe 6.1.2). La description de la luminosité est cependant imparfaite car un échantillon de données de biais nul contient plus d'événements à basse luminosité qu'à haute luminosité. Un processus de pondération est alors utilisé : celui-ci attribue un poids important aux événements à haute luminosité. Pour éviter des fluctuations statistiques trop importantes liées à ces événements, ce poids est cependant limité à 3. Afin d'estimer l'erreur faite sur l'ajustement entre le profil de luminosité dans les données et la simulation, ce poids n'est plus limité et la différence avec la valeur par défaut est assignée comme erreur systématique. Cette erreur est dans notre cas négligeable : $< 0,1\%$.

Incertitude statistique sur le nombre d'événements prévus

L'erreur statistique sur le nombre d'événements simulés disponibles provient des erreurs statistiques sur les efficacités de sélection reflétant le nombre d'événements simulés restants après la sélection.

Incertitude sur le rapport de branchement $\mathcal{BR}(t\bar{t} \to e\mu + X)$

Afin de calculer la section efficace $\sigma(p\bar{p} \to t\bar{t})$ à partir de notre mesure, il est nécessaire d'utiliser la valeur du rapport de branchement en électron-muon $\mathcal{BR}(t\bar{t} \to e\mu + X)$. Pour le calcul de ce rapport de branchement, nous utilisons le fait que dans le Modèle Standard, le top se désintègre exclusivement en un boson W et un quark b. Il faut ensuite considérer la désintégration des bosons W en leptons : dans le cas du muon, $W \to \mu\nu_\mu$ ou $W \to \tau\nu_\tau \to \mu\nu_\mu\nu_\tau\nu_\tau$ et de même pour l'électron. Le rapport de branchement $\mathcal{BR}(t\bar{t} \to e\mu + X)$ s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \mathcal{BR}(t\bar{t} \to e\mu + X) = \; & \mathcal{BR}^2(t \to Wb) \times \\ & \Big[\mathcal{BR}(W \to e\nu_e) + \mathcal{BR}(W \to \tau\nu_\tau)\mathcal{BR}(\tau \to e\nu_e\nu_\tau)\Big] \\ & \times \big[\mathcal{BR}(W \to \mu\nu_\mu) + \mathcal{BR}(W \to \tau\nu_\tau)\mathcal{BR}(\tau \to \mu\nu_\mu\nu_\tau)\Big]. \end{aligned} \tag{6.21}$$

Nous supposons de plus que l'universalité leptonique est vérifiée :

$$\mathcal{BR}(W \to \tau\nu_\tau) = \mathcal{BR}(W \to \mu\nu_\mu) = \mathcal{BR}(W \to e\nu_e) = \mathcal{BR}(W \to l\nu_l) \tag{6.22}$$

où $\mathcal{BR}(W \to l\nu_l) = 10.80 \pm 0.09\%$[17]. L'expression précédente s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \mathcal{BR}(t\bar{t} \to e\mu + X) &= \underbrace{\mathcal{BR}^2(t \to Wb)}_{\simeq 1} \times \\ & \mathcal{BR}^2(W \to l\nu_l)\Big(1 + \mathcal{BR}(\tau \to e\nu_e\nu_\tau)\Big) \times \Big(1 + \mathcal{BR}(\tau \to \mu\nu_\mu\nu_\tau)\Big) \end{aligned} \tag{6.23}$$

où $\mathcal{BR}(\tau \to e\nu_e\nu_\tau) = 17,85 \ \pm 0,05\%$[17] et $\mathcal{BR}(\tau \to \mu\nu_\mu\nu_\tau) = 17,36 \ \pm 0,05\%$[17]. L'erreur sur ce rapport de branchement universel est alors propagée pour obtenir une erreur sur le rapport de branchement $\mathcal{BR}(t\bar{t} \to e\mu + X)$ considérée comme une source d'erreur systématique. Cette erreur est de $\pm 1,70\%$ et n'intervient que pour l'échantillon simulé de signal.

Incertitude sur la qualité des données associées aux dysfonctionnements calorimétriques

L'efficacité de sélection des événements ayant une bonne qualité calorimétrique a été évaluée à partir d'événements de biais nuls [8] et est de : $97,14 \pm 0,003\%$. L'incertitude sur cette valeur, d'origine statistique, est très faible en raison de l'échantillon important de données sur lequel l'efficacité a été évaluée. Afin de tenir compte d'effets supplémentaires éventuels, liés entre autres à la différence d'échantillons de données concernés, il a été décidé d'assigner à cette incertitude la valeur de $\pm 0,5\%$ sur le nombre d'événements de tous les échantillons simulés.

Incertitude liée aux ordres supérieurs et à l'hadronisation

Pour la simulation de notre signal ($q\bar{q} \to t\bar{t} \to ll$ et $gg \to t\bar{t} \to ll$), le générateur ALPGEN [10] est utilisé pour calculer l'élément de matrice à l'ordre des arbres (*leading order*) interfacé avec le générateur PYTHIA [9] pour la formation de la gerbe partonique ainsi que l'hadronisation. Afin d'évaluer l'erreur liée à la non prise en compte des ordres supérieurs et lié au modèle d'hadronisation utilisé, nous avons comparé l'efficacité de sélection du signal avec celles obtenues si nous utilisons le générateur MC@NLO [34] (générateur au deuxième ordre en perturbation : *next to leading order*) interfacé avec le générateur HERWIG [35] pour l'hadronisation. L'erreur obtenue est de : $\pm 2,00\%$ sur le nombre d'événements de l'échantillon de signal simulé.

Incertitude liée à la reconnection de couleur

Lors des interactions proton-proton, les partons spectateurs de l'interaction dure peuvent interagir entre eux pour produire ce qui est appelé l'événement sous-jacent. Le processus d'hadronisation traite de manière commune l'événement sous-jacent et les partons de l'interaction principale. Lors de cette hadronisation des connections de couleurs entre les différents partons peuvent avoir lieu. Différents modèles pour les reconnections de couleur existent.

Afin d'estimer l'erreur produite sur notre mesure, nous avons comparé deux jeux de paramètres du générateur PYTHIA : *tune Apro* et *tune ACRpro* ; la première ne décrivant pas expliquement la reconnection de couleur contrairement à la deuxième. L'erreur obtenue est de $\pm 2,60\%$ sur le nombre d'événements de l'échantillon de signal simulé.

Incertitude liée aux radiations dans l'état initial et final (ISR/FSR)

Les radiations dans l'état final et initial sont décrites par les générateurs grâce à des modèles dont les paramètres sont déterminés à partir de données. Il a été décidé d'utiliser les différents paramètres du générateur PYTHIA permettant de faire varier les radiations dans l'état final et initial afin de déterminer l'erreur associée. La collaboration CDF a étudié l'impact de la variation de ces différents paramètres dans la description de l'ISR en comparant la distribution de l'impulsion d'une paire dileptons dans les données Drell-Yan et dans la simulation [36]. Cette étude a permis de comprendre l'influence de ces paramètres sur la description de l'ISR et a permis de déterminer la plage de variation de ces paramètres pour évaluer les incertitudes. L'erreur associée est alors de $3,40\%$ sur le nombre d'événements de signal simulé.

Incertitude liée aux fonctions de densité de partons

Le choix d'une fonction de densité de partons (ou PDF) correspond au choix d'un certain nombre de paramètres (20 dans le cas de la collaboration CTEQ utilisée dans notre analyse) permettant de décrire la probabilité de trouver un parton avec une certaine impulsion dans le proton (voir le paragraphe 1.5.3). Ces paramètres sont déterminés à partir d'expériences comme par exemple celles de diffusions profondément inélastiques. L'incertitude sur ces paramètres conduit à une incertitude sur toute variable utilisant les PDFs. Cette incertitude est évaluée en utilisant la formule fournie par la collaboration CTEQ :

$$\Delta X = \frac{1}{2}\left(\sum_{i=1}^{N_p}\left[X(S_i^+) - X(S_i^-)\right]^2\right)^{1/2} \tag{6.24}$$

où X est la variable considérée dépendant des PDFs (pour nous ici la section efficace) et $X(S_i^{\pm})$ correspond à la valeur de la variable quand le ième vecteur propre[5] (ou ième paramètre) a été varié de $\pm 1\sigma$. Dans notre analyse, cette erreur a été évaluée pour le jeu de paramètres CTEQ6.1M. Les différents échantillons simulés que nous utilisons ayant été produits pour le jeu de paramètres CTEQ6.1L, nous avons dû tout d'abord repondérer notre valeur centrale. Après repondération et comparaison avec la variation des 20 paramètres, une erreur de $+0,28\%/-0.48\%$ est obtenue sur le nombre d'événements de l'échantillon de signal simulé, $+6,15\%/-4.49\%$ pour l'échantillon de bruit de fond $Z \to \tau\tau$ simulé et $+0,53\%/-0.65\%$ pour l'échantillon de bruit de fond dibosons simulé.

Fonction de fragmentation du quark b

La fonction de fragmentation permet de décrire la fraction d'impulsion emportée par les hadrons B étant donnée l'énergie du quark b initial. Cette partie est purement non perturbative et est donc décrite par des modèles phénoménologiques. Dans notre analyse, la fonction de fragmentation utilisée est celle implémentée par défaut dans le générateur PYTHIA. Ces fonctions de fragmentation ont également été déterminées grâce à des données des collisions e^+e^- et il est donc possible d'ajuster les paramètres de la fonction de fragmentation grâce à ces données. Deux groupes de données ont été utilisés pour les ajustements : le premier correspond aux données prises auprès des expériences du

[5]L'utilisation de vecteurs propres permet une variation indépendante des erreurs.

LEP : ALEPH, OPAL, DELPHI (AOD) et les autres auprès de l'expérience SLD. Afin de tenir compte des différentes paramétrisations possibles (voir figure 6.33), une erreur systématique de $\pm 1,09\%$ a été assignée à l'échantillon de signal simulé, correspondant à la variation de section efficace observée entre les paramétrisations de PYTHIA, de AOD et de SLD.

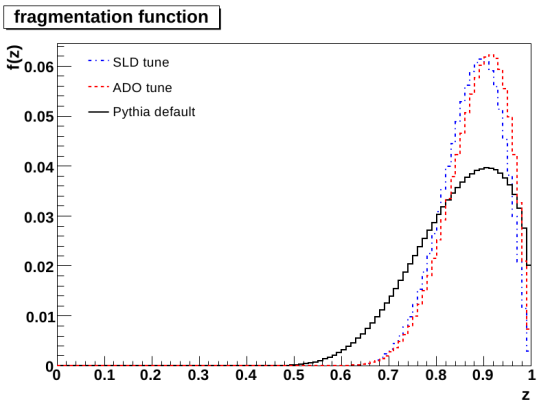


Figure 6.33 – Fonction de fragmentation correspondant aux paramétrisations de PYTHIA, AOD et SLD [37] (z est la fraction d'énergie emportée par le hadron beau.)

Identification des muons

Les sources d'incertitudes sur les facteurs d'échelles appliqués pour ajuster les efficacités d'identification des muons entre données et simulation ont été déterminées par le groupe MUON ID [38], [39]. Elles proviennent :

- des biais possibles dus à la méthode *tag and probe*. Ceux-ci peuvent provenir de la méthode elle-même qui peut introduire une corrélation entre le muon de contrôle et le muon de test ou peut être lié au terme de déclenchement demandé. Ces biais sont évalués en comparant l'efficacité mesurée avec cette méthode sur des événements simulés et celle de trouver un muon généré autour d'un muon reconstruit ;
- de la contamination possible de bruit de fond provenant d'événements QCD ou de désintégration de bosons W. Pour déterminer cette contamination, les critères de sélections des événements $Z \rightarrow \mu\mu$, utilisés pour déterminer les efficacités, ont été changés afin de varier la contribution des différentes contaminations ;
- d'une dépendance avec l'impulsion transverse du boson Z. Cette dépendance est probablement reliée à l'efficacité de reconstruction des traces ;
- de la statistique limitée des échantillons de données utilisés pour les mesures d'efficacités.

Ces différentes sources étant indépendantes, elles ont été ajoutées en quadrature. L'erreur majoritaire correspond à la contamination de bruit de fond représentant une variation d'efficacité de $\pm 0,8\%$ sur une erreur totale de $\pm 1\%$ assignée aux nombres d'événements de tous les échantillons simulés.

Identification de la trace des muons

Tout comme l'identification des muons, les sources d'incertitude sur les facteurs d'échelle appliqués pour ajuster les efficacités des traces des muons entre données et simulation ont été déterminées par le groupe MUON ID [38], [39]. Elles proviennent :

- des biais possibles dus à la méthode *tag and probe* (voir le paragraphe précédent) ;
- de la contamination possible de bruits de fond (voir le paragraphe précédent) ;
- de la corrélation possible entre l'efficacité d'identification des muons et l'efficacité d'identification de la trace des muons. Une variation de la qualité des muons a permis de déterminer l'erreur (en supposant que les deux erreurs soient indépendantes) ;
- de la dépendance en luminosité (voir le chapitre 5). En effet, à haute luminosité, le nombre de traces augmentant, la correspondance entre la trace locale et celle des trajectographes est plus difficile en raison du nombre élevé de traces reconstruites. De plus, l'utilisation à haute luminosité de termes de déclenchement ayant un *prescale* (voir le paragraphe 3.4) introduit de nombreux biais. Pour ces raisons, les efficacités d'identification des traces sont paramétrisées en fonction de la luminosité et donc aucune erreur systématique n'est associée à cette dépendance.
- de la dépendance en fonction du nombre de jets. Comme nous l'avons déjà dit dans le point précédent, l'efficacité d'identification des traces est très dépendante de l'activité dans l'événement.
- de la simulation de la position selon z du vertex primaire. L'efficacité d'identification des traces est fortement dépendante de la position selon z du point d'interaction car cette position détermine l'acceptance dans les trajectographes. La différence d'efficacité lorsqu'une repondération du profil longitudinal dans la simulation est appliquée, est utilisée comme erreur systématique.
- de la statistique limitée des échantillons.
- de la dépendance en temps. En effet, l'efficacité de détection du SMT se dégrade avec le temps : une certaine variation de l'identification des traces pour celles requerant un nombre élevé de coups dans le SMT est observée.
- de la position en ϕ. Le nombre de canaux morts du SMT ainsi qu'une instrumentation différente du CFT conduit à une certaine anisotropie en ϕ de l'efficacité d'identification des traces.

Ces différentes sources étant indépendantes, elles ont été ajoutées en quadrature. L'erreur majoritaire correspond à la simulation de la position selon z du point d'interaction représentant une variation d'efficacité de $\pm 0,8\%$ sur une erreur totale de $\pm 1,1\%$ assignée aux nombres d'événements de tous les échantillons simulés.

Isolation des muons

Tout comme l'identification des muons, les sources d'incertitude sur les facteurs d'échelle appliqués pour ajuster les efficacités d'isolation des muons ont été déterminées par le groupe MUON ID [38], [39]. Elles proviennent :

- des biais possibles dus à la méthode *tag and probe* (voir le paragraphe sur l'identification des muons) ;
- de la contamination possible de bruits de fond (voir le paragraphe sur l'identification des muons) ;
- de la corrélation possible entre l'efficacité d'identification des muons et l'efficacité

d'isolation. (voir le paragraphe précédent) ;
- de la corrélation possible entre l'efficacité d'identification des traces des muons et l'efficacité d'isolation. Une variation de la qualité des traces des muons a permis de déterminer l'erreur commise en supposant leur indépendance ;
- de la dépendance en luminosité. En effet, à haute luminosité, l'activité dans le calorimètre est plus élevée en raison d'un grand nombre d'interactions secondaires ou de phénomènes d'empilement (plusieurs collisions dures enregistrées au même moment). Cette dépendance a été déterminée en corrigeant le profil de luminosité des données ($Z \rightarrow \mu\mu$) et de la simulation à l'aide de profils déterminés dans une analyse physique ($t\bar{t}$ dans l'état final $\mu + jets$) et en regardant le changement du rapport des efficacités entre données et simulation induit par cette correction ;
- de la statistique limitée des échantillons.

Ces différentes sources étant indépendantes, elles ont été ajoutées en quadrature. L'erreur majoritaire provient des biais possibles de la méthode *tag and probe* représentant une variation de l'efficacité de $\pm 0,3\%$ sur une erreur totale de $\pm 0,5\%$ valable pour tous les échantillons simulés.

Incertitude liée aux termes de déclenchement

La comparaison entre les données et la simulation exposée dans le paragraphe 6.2, a montré qu'il n'y avait aucun effet notable sur les distributions des impulsions des leptons pour les données lié aux termes de déclenchement utilisés pour l'analyse. Ceci permet de s'assurer qu'il n'y a pas de mauvaise évaluation de l'efficacité du système de déclenchement ou de biais de forme. Afin de déterminer si d'autres effets supplémentaires n'ont pas été négligés, une comparaison entre les données et la simulation a été faite en demandant explicitement que les événements aient déclenché un terme demandant un seul électron (la même étude a été réalisée en demandant un terme de déclenchement avec un seul muon). Pour chacune de ces études, les fonctions de seuil ont été appliquées à la simulation. La différence entre le nombre d'événements pour les données et la simulation est de $5,3\%$ en demandant un déclenchement par le terme lié à l'électron et de 7% par un terme lié au muon. Les termes de déclenchement lié à l'électron sont les plus efficaces et mieux connus que ceux liés au muon. Ainsi l'erreur systématique utilisée sera celle provenant de la variation de la différence entre données et simulation lorsqu'aucun terme de déclenchement n'est demandé explicitement (défaut de l'analyse) et lorsqu'un terme de déclenchement lié à un seul électron est demandé : $\pm 5\%$ sur le nombre d'événements de tous les échantillons simulés.

Incertitude liée à la sélection sur la charge des deux leptons

Le taux de mauvaise identification de la charge des électrons n'est pas le même pour les données et la simulation. Pour évaluer l'incertitude liée au fait de demander deux leptons de charge opposée, ces taux ont dû être évalués dans les donnés et la simulation, séparemment dans la partie centrale du calorimètre (CC) et la partie à l'avant (EC). Des événements $Z \rightarrow ee$ ont été utilisés pour lesquels nous demandons successivement des charges opposées puis identiques. Le nombre d'événements Z de même charge ou de charge opposée sont comptés en ajustant la masse invariante. Les différents taux de mauvaise identification sont donnés dans la table 6.14.

	Data	MC
CC	0.24	0.06
EC	5.8	2.7

Tableau 6.14 – Taux de mauvaise identification des électrons (en %)

Ces résultats sont en accord avec ceux déterminés par le groupe EM ID [40]. La probabilité d'avoir des événements de même signe est alors évaluée pour les données et la simulation. La différence de probabilités de mauvaise identification entre données et simulation est assignée comme erreur systématique de $\pm 0,82\%$ sur le nombre d'événements de tous les échantillons simulés. Cette étude a également été menée pour les événements $Z \to \mu\mu$ et l'erreur trouvée est négligeable.

Incertitude liée à la distance entre le point d'interaction principal et les traces des leptons

Dans notre sélection, il est demandé que la distance suivant l'axe des faisceaux entre les traces des leptons et le point d'interaction principal soit inférieur à 1 cm. Cependant, il a été récemment montré que l'efficacité de cette coupure pouvait être très différente entre les données et la simulation [41]. Afin d'évaluer cette différence, nous avons calculé le rapport de cette distance entre simulation et données avant sélection et pour différents nombres de jets avec des événements $Z \to ee$. Après avoir demandé 2 jets, une différence d'efficacité de $\pm 2,00\%$ a été constatée et est donc assignée comme erreur systématique pour tous les échantillons simulés.

Incertitude sur la distribution longitudinale du point d'interaction principal

La fonction analytique utilisée pour ajuster le profil longitudinal du point d'interaction dans les données est ajustée pour la région $[-60, 60]$ cm le long de l'axe des faisceaux (voir le paragraphe 6.1.2). Une autre paramétrisation existe pour la région $[-40, 40]$ cm [19]. La différence entre ces deux paramétrisations est assignée comme erreur systématique : $\pm 2,00\%$ pour tous les échantillons simulés.

Identification des électrons

Les corrections d'efficacité de reconstruction et d'identification des électrons sont appliquées aux échantillons simulés et correspondent dans le cas de notre analyse à une paramétrisation en fonction des variables (η, ϕ). Afin d'évaluer l'erreur systématique liée à l'utilisation de ces efficacités, nous avons étudié d'autres paramétrisations possibles : (η), (η, p_T) et (lumi, η, p_T). L'utilisation de ces autres paramétrisations dans la chaîne d'analyse a conduit à une variation de l'efficacité de sélection. La variation la plus élevée est due à la paramétrisation (η, p_T) : la différence avec la paramétrisation d'origine a été assignée comme erreur systématique : $\pm 0,80\%$ sur le nombre d'événements de l'échantillon simulé du signal, $\pm 0,92\%$ pour l'échantillon simulé du bruit de fond Z et $\pm 0,36\%$ pour l'échantillon simulé du bruit de fond diboson.

A cette erreur a été également ajoutée les incertitudes liées à la méthode d'évaluation des différences d'efficacité entre les données et la simulation (biais de la méthode *tag and probe* et contamination des bruits de fond). L'erreur systématique est de $\pm 3,40\%$ sur le nombre d'événements de les échantillons simulés du signal et du bruit de fond dibosons et de $\pm 3,70\%$ pour l'échantillon simulé de bruit de fond Z.

Incertitude sur la résolution des électrons

La procédure utilisée pour dégrader la résolution dans la simulation est en cours d'amélioration par le groupe EM ID. Sur leur recommendation, une variation de $0,5\%$ des paramètres de l'équation 6.8 est effectuée afin de déterminer l'incertitude associée. Cette variation conduit à une erreur systématique négligeable.

Incertitude sur l'échelle en énergie des leptons

Cette erreur provient de la différence résiduelle observée entre l'échelle d'énergie des leptons dans les données et la simulation.

Dans le cas des électrons, il a été montré par le groupe mesurant la masse du boson W qu'après calibration, une dépendance résiduelle de l'échelle d'énergie des électrons ($\langle \Delta E/E_{gen} \rangle$) en fonction de l'énergie reconstruite est observée. Cette dépendance est ajustée sur la simulation et tient compte du matériel additionnel : $f(\langle \Delta E/E_{gen} \rangle) = p_0 + p_1 \ln(E_{reco}) + p_2(\ln(E_{reco})^2$ (allure déterminée dans les données). Les paramètres de la fonction sont déterminés tels que $f(45) = 0$ car les électrons correspondant à la résonance du boson Z (utilisée pour la calibration) ont une échelle en énergie identique à celle reconstruite. La différence entre cette meilleure description de l'échelle en énergie des électrons et l'ancienne est prise comme erreur systématique : $\pm 0,19\%$ sur le nombre d'événements de signal, $\pm 2,43\%$ pour le bruit de fond Z et $\pm 0,13\%$ pour le bruit de fond diboson.

Dans le cas des muons, les valeurs moyennes des résonances du boson Z ainsi que du J/ψ sont également différentes dans les données et la simulation (12 MeV pour le J/ψ et 300 MeV pour le boson Z). Les différences entre les valeurs moyennes ont été utilisées afin de déterminer le décalage à introduire dans la simulation pour reproduire les données et ainsi évaluer l'erreur. Cependant, cette méthode ne fournit que deux points de correction en impulsion (la valeur moyenne de l'impulsion des muons provenant du J/ψ et du boson Z) et ne permet pas de connaître l'allure de la correction pour toute valeur de l'impulsion. Deux interpolations ont été considérées :

- une linéaire avec l'impulsion, valable si la différence en énergie est due à un effet du champ magnétique ;
- une quadratique avec l'impulsion, valable si la différencec en énergie est due à un mauvais alignement.

La plus grande différence entre ces deux paramétrisations et la valeur centrale a été utilisée pour assigner l'erreur systématique : celle-ci est négligeable dans le cas des muons.

Incertitude sur la résolution des muons

La comparaison des pics de la résonance du boson Z dans les données et dans la simulation montre que la résolution est meilleure dans la simulation. Afin d'obtenir un

accord entre les deux distributions, la résolution simulée est dégradée. Ces ajustements sont dépendants de plusieurs paramètres :

- la fenêtre de masse invariante sur laquelle est effectuée l'ajustement,
- la différence de l'échelle d'énergie des muons entre les données et la simulation,
- des propriétés des muons utilisés : la qualité de leur trace, la qualité de leur identification et leur impulsion minimale.

Chacun de ces termes contribue à l'incertitude systématique sur les paramètres de l'ajustement à laquelle s'ajoute l'incertitude statistique de l'ajustement. Le terme dominant cette incertitude est celui correspondant à la propriété des muons utilisée : il représente plus de la moitié de l'erreur sur les paramètres de la correction. L'erreur obtenue sur la section efficace est négligeable.

Incertitude sur l'identification des jets

L'évaluation de cette erreur a été faite en suivant la procédure standard définie par le groupe JET ID [29] consistant à faire varier la différence d'efficacité d'identification des jets entre données et simulation par son incertitude. Les principales composantes de cette erreur sont liées à la coupure sur la fraction électromagnétique déposée dans le calorimètre, la dépendance du rapport données et simulation en fonction de la position en z du vertex primaire et de la luminosité. L'erreur obtenue est de $\pm 1,01\%$ sur le nombre d'événements de l'échantillon simulé du signal, $\pm 0,75\%$ sur celui du bruit de fond Z et $\pm 2,52\%$ sur celui du bruit de fond diboson.

Incertitude sur la résolution des jets

La procédure JSSR décrite précédemment dans le paragraphe 6.4.3 permet de dégrader la résolution dans la simulation afin qu'elle soit en accord avec celle des données. L'incertitude systématique associée à cette procédure est évaluée en faisant varier les paramètres de dégradation de $\pm 1\sigma$. Cette variation conduit à une incertitude sur la section efficace de $+0,22\%/-0,15\%$ sur le nombre d'événements de l'échantillon simulé du signal, $-0,17\%/-0,05\%$ sur celui de l'échantillon simulé du bruit de fond Z et $+2,18\%/+0,09\%$ sur celui de l'échantillon simulé du bruit de fond diboson. Les erreurs de même signe montrent qu'une partie significative de l'erreur provient de fluctuations statistiques.

Incertitude liée à la confirmation de vertex

L'incertitude liée à cette procédure a été déterminée par le groupe JET ID. L'incertitude a été évaluée en variant le rapport données sur simulation par son incertitude. Cette variation conduit à une incertitude sur la section efficace de $\pm 2,66\%$ sur le nombre d'événements de l'échantillon simulé du signal, $\pm 1,99\%$ sur celui de l'échantillon simulé du bruit de fond Z et $\pm 6,10\%$ sur celui de l'échantillon simulé du bruit de fond diboson.

Incertitude sur l'échelle en énergie des jets

Cette erreur a été déterminée en variant la correction en échelle d'énergie des jets de $\pm 1\sigma$ où σ a été mesurée lors de la procédure JSSR : elle correspond à la largeur des distributions mesurées (voir le paragraphe 6.4.3). Cette variation conduit à une incertitude sur la section efficace de $+1,52\%/-1,69\%$ sur le nombre d'événements de l'échantillon

simulé du signal, $+4,31\%/-3,23\%$ sur celui de l'échantillon simulé du bruit de fond Z et $+6,54\%/-5,04\%$ sur celui de l'échantillon simulé du bruit de fond diboson.

Incertitude sur l'échelle en énergie des jets de quarks b

Les quarks b peuvent se désintégrer en leptons : une partie de l'énergie du jet s'échappe alors du calorimètre à cause de la création des neutrinos. De plus, l'ensemble des hadrons créé par un jet de quark b est différent de celui créé par un jet de qurk légéer. La réponse calorimétrique associée à un jet de b est donc différente de celle pour les jets issus de quarks légers. Or la correction en énergie des jets a été évaluée à partir d'événements $\gamma + jets$ où les jets sont pour la plupart légers en raison de la faible section efficace $\gamma+$ quarks lourds. Une modification de la correction en échelle d'énergie des jets est donc appliquée :

$$p_T^{b,corr} = C \times p_T^{b,JES} \tag{6.25}$$

Le coefficient de calibration C est défini comme [42] :

$$C = \frac{\frac{R^b_{data}}{R^b_{MC}}}{\frac{R^l_{data}}{R^l_{MC}}} \tag{6.26}$$

où R_l et R_b désignent respectivement la réponse pour les jets légers et les jets de b. Le coefficient vaut $C = 0,982$. Ainsi pour l'évaluation de l'erreur dans notre analyse en supposant que les réponses calorimétriques sont les mêmes pour tous les quarks, nous comparons les efficacités de sélection avec et sans correction spécifique (dans le cas de notre analyse, la correction n'est pas appliquée). L'incertitude obtenue est de $\pm 0,72\%$ sur le nombre d'événements de l'échantillon simulé du signal.

Incertitude liée au *shifting* de la procédure JSSR

Comme indiqué dans le paragraphe 6.4.3, la correction de *shifting* n'est appliquée qu'aux échantillons de bruit de fond en raison de leur composition majoritaire en jets de gluons. Afin de déterminer l'incertitude liée à cette correction, la procédure de *shifting* a été appliquée à l'échantillon de signal et retirée pour les échantillons de bruit de fond. Les erreurs sur le signal et le bruit de fond ont été considérées comme non corrélées. L'incertitude sur les nombre d'événements obtenue est de $\pm 4,09\%$ pour l'échantillon simulé du signal, $\pm 12,48\%$ pour l'échantillon simulé du bruit de fond Z et $\pm 18,26\%$ pour l'échantillon simulé du bruit de fond diboson.

Incertitude sur les sections efficaces des différents bruit de fond

Les différents échantillons sont simulés à l'ordre des arbres. Afin de tenir compte des ordres supérieurs dans le développement perturbatif, ces échantillons sont normalisés à la valeur de la section efficace au deuxième ou au troisième ordre en perturbation. Pour la section efficace du processus $Z \to \tau\tau$, la section efficace NNLO a été utilisée [13] et l'erreur a été évaluée en faisant varier les paramètres intervenant dans les fonctions de densité de partons et en tenant compte de l'incertitude liée aux échelles de renormalisation et de factorisation. Ces deux incertitudes conduisent à une erreur de 5%. Dans le cas des

sections efficaces des processus dibosons, seul le second ordre en perturbation est connu. La différence entre l'ordre des arbres et le deuxième ordre en perturbation est de l'ordre de 40%. La section efficace NLO est utilisée pour renormaliser le nombre d'événements obtenu dans la simulation diboson ; nous avons décidé de prendre la moitié de ce coefficient, c'est-à-dire 20% comme erreur systématique prépondérante.

Incertitude liée à la correction sur l'impulsion du boson Z

Afin de décrire de manière identique la distribution en impulsion du boson Z dans les données et la simulation 6.1.2, nous utilisons deux types de correction : inclusive et par nombre de jets. L'erreur sur ces corrections a été évaluée à partir de la différence résiduelle entre les distributions dans les données et la simulation corrigée [22]. Les erreurs sur ces corrections induisent des changements de l'efficacité de sélection des événements $Z \to \tau\tau$. Les changements induits par la correction inclusive et par nombre de jets ont été considérés et ajoutés en quadrature afin d'être assignés comme erreur systématique : $+9,40\%/-8,00\%$ sur le nombre d'événements de l'échantillon simulé du bruit de fond Z.

Incertitude statistique sur l'ajustement de la fonction de vraisemblance de l'électron

Cette incertitude provient de l'erreur statistique obtenue lors de l'ajustement de la fonction de vraisemblance de l'électron et vaut $+16,01\%/-14,39\%$.

Incertitude systématique liée à la procédure d'ajustement de la fonction de vraisemblance de l'électron

La principale source d'incertitude lors de la procédure d'ajustement provient de l'erreur qu'il y a sur le coefficient c_0 (les autres coefficients étant lié par une relation de normalisation) décrivant le nombre de bons électrons inclus dans notre échantillon. La plus grande dépendance de ce paramètre provient de la variation avec l'impulsion transverse de l'électron (voir le paragraphe 6.5.1). Cette variation est pondérée par le nombre de faux électrons mesurés dans les deux parties du calorimètre afin d'évaluer l'erreur systématique associée qui vaut $\pm 45,01\%$.

Incertitude liée à la détermination du nombre de muons faussement isolés

Deux types d'erreurs ont été évaluées : celle liée à l'erreur statistique sur le taux de faux muons et à la statistique de l'échantillon utilisé pour évaluer le nombre de muons faussement isolés. L'erreur obtenue pour le taux de faux muons est $\pm 7,29\%$ et $+39,52\%/-34,91\%$ sur le nombre de faux muons.

Résumé

La table 6.7 résume l'ensemble de toutes les erreurs systématiques sur le signal et le bruit de fond ainsi que la valeur correspondante de l'erreur sur la section efficace en pb.

	$t\bar{t} \to \ell\ell jj$, %		$Z \to \tau\tau$, %		Dibosons, %		Fake EM, %		Fake Mu, %		Total, pb	
	up	down	up	down	up	down	up	down	up	down	down	up
MC statistics	0.43	-0.43	10.79	-10.79	10.91	-10.91					-0.09	0.09
$W \to \ell\nu$ branching ratio	1.70	-1.70									-0.15	0.15
DQ event selection	0.50	-0.50	0.50	-0.50	0.50	-0.50					-0.05	0.05
Higher order and hadronization	2.00	-2.00									-0.18	0.18
Color reconnection	2.60	-2.60									-0.24	0.24
ISR/FSR	3.40	-3.40									-0.31	0.31
PDF	0.28	-0.48	6.15	-4.49	0.53	-0.65					-0.07	0.07
b quark modeling	1.09	-1.09									-0.10	0.10
Muon ID	1.00	-1.00	1.00	-1.00	1.00	-1.00					-0.10	0.10
Muon track	1.10	-1.10	1.10	-1.10	1.10	-1.10					-0.11	0.11
Muon isolation	0.50	-0.50	0.50	-0.50	0.50	-0.50					-0.05	0.05
Trigger	5.00	-5.00	5.00	-5.00	5.00	-5.00					-0.50	0.50
Opposite charge	0.82	-0.82	0.82	-0.82	0.82	-0.82					-0.08	0.08
dZ(lepton, PV)	2.00	-2.00	2.00	-2.00	2.00	-2.00					-0.20	0.20
Electron ID (certification)	3.40	-3.40	3.70	-3.70	3.40	-3.40					-0.34	0.34
Electron ID (p_T dependence)	0.80	-0.80	-0.92	0.92	0.36	-0.36					-0.07	0.07
EM energy scale	0.19	-0.19	2.43	-2.43	0.13	-0.13					-0.03	0.03
Vertex Z distribution	0.55	-0.55	0.59	-0.59	0.39	-0.39					-0.05	0.05
Jet ID	1.01	-1.01	0.75	-0.75	2.52	-2.52					-0.10	0.10
Jet resolution	0.22	-0.15	-0.17	-0.05	2.18	0.09					-0.03	0.01
Vertex confirmation	2.66	-2.66	1.99	-1.99	6.10	-6.10					-0.27	0.27
Jet energy scale	1.52	-1.69	4.31	-3.23	6.54	-5.04					-0.19	0.19
b quark JES	0.72	-0.72									-0.07	0.07
JSSR shifting on	4.09	-4.09									-0.37	0.37
Z cross-section			5.00	-5.00							-0.03	0.03
Z p_T reweighting			9.40	-8.00							-0.06	0.05
JSSR shifting off			12.48	-12.48	18.26	-18.26					-0.14	0.14
Diboson cross-section					20.00	-20.00					-0.07	0.07
Fit statistical error							16.01	-14.39	39.52	-34.91	-0.09	0.08
Fit systematics							45.01	-45.01			-0.19	0.19
Fake muon rate									7.29	-7.29	-0.01	0.01
Total :	9.96	-10.00	22.35	-21.20	31.43	-31.08	47.77	-47.25	40.19	-35.66	1.01	-1.01

Tableau 6.15 – Erreurs systématiques sur la mesure de la section efficace.

L'erreur systématique totale est de $\pm 1,01$ pb à comparer à l'erreur statistique de $^{+0,76}_{-0,73}$ pb : l'erreur sur notre mesure est limitée par les erreurs systématiques. Parmi les principales, il y a :

- l'incertitude liée au terme de déclenchement ($\pm 0,50$ pb). Cette erreur peut être diminuée en réactualisant l'étude de l'efficacité de déclenchement pour la somme des termes de déclenchement électron-muon [16] ;
- l'incertitude liée au *shifting* de la procédure JSSR ($\pm 0,37$ pb). Cette procédure est en cours d'évaluation avec les nouvelles données et pourrait donc permettre une amélioration de l'incertitude.
- incertitude sur l'identification des électrons ($\pm 0,34$ pb). Le groupe EMID chargée de l'optimisation de l'identification des électrons étudie plusieurs nouvelles définitions pour la qualité des électrons. Leur utilisation pourrait permettre la réduction de notre incertitude.

Combinaison des sections efficaces dileptoniques

Afin de diminuer l'erreur statistique, les trois canaux dileptoniques (ee, eμ, $\mu\mu$) ont été combinés. Les valeurs des sections efficaces dans les deux autres canaux, pour une luminosité intégrée de $4,28$ fb^{-1} et une masse du quark top de $M_{top} = 172,5$ GeV, sont [6] :

$$\begin{aligned} ee :\ & \sigma(p\bar{p} \to t\bar{t}) = 8,95\ ^{+1,57}_{-1,43}\ (\text{stat})\ ^{+1,39}_{-1,39}\ (\text{sys})\ \pm 0,68(\text{lumi})\ \text{pb} ; \\ \mu\mu :\ & \sigma(p\bar{p} \to t\bar{t}) = 7,24\ ^{+1,46}_{-1,35}\ (\text{stat})\ ^{+1,33}_{-1,43}\ (\text{sys})\ \pm 0,69(\text{lumi})\ \text{pb}. \end{aligned} \tag{6.27}$$

La section efficace combinée est obtenue en multipliant les trois fonctions de vraisemblances de chacun des canaux :

$$\mathcal{L}_n = \prod_i P(N_i, \lambda_i) \tag{6.28}$$

où i=1,2 ou 3 et représente les trois canaux. A partir du nombre d'événements observés dans les trois canaux, la maximisation de la fonction de vraisemblance permet de déterminer la section efficace combinée. Afin de faciliter la combinaison, les sélections dans les trois canaux sont effectuées de telle manière que les échantillons obtenus soient orthogonaux : aucun électron n'est autorisé dans le canal $\mu\mu$, ce qui le rend orthogonal à ee et $e\mu$, et un second électron est interdit dans le canal $e\mu$.

Afin de combiner les différentes incertitudes systématiques, la méthode utilisant des paramètres de nuisance est utilisée [33]. Cette méthode fait intervenir l'ensemble des erreurs systématiques dans la maximisation de la fonction de vraisemblance, pouvant ainsi affecter la valeur centrale de la section efficace obtenue. Dans cette méthode, chaque source indépendante d'incertitude est modélisée par un paramètre libre : chaque paramètre de nuisance est modélisé par une gaussienne centrée en 0 et de déviation standard 1. Les corrélations sont prises en compte en attribuant le même paramètre de nuisance à plusieurs variables (voir le tableau 6.16 pour les corrélations entre les différents canaux). La fonction de vraisemblance finale qui doit être maximisée correspond alors au produit de $\mathcal{L}_n$ et $\mathcal{L}_s$; où $\mathcal{L}_s$ vaut :

$$\mathcal{L}_s = \prod_j \mathcal{G}(\nu_j; 0, 1) \tag{6.29}$$

où $\mathcal{G}(\nu_j; 0, 1)$ est la probabilité gaussienne pour le paramètre de nuisance j de prendre la valeur ν_j.

Systematic	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
Correlated			
Branching fractions	X	X	X
Data quality	X	X	X
Higher order, hadronization	X	X	X
Color reconnection	X	X	X
ISR/FSR	X	X	X
PDF	X	X	X
b quark modeling	X	X	X
Muon ID and scale		X	X
Muon track		X	X
Muon isolation		X	X
Electron ID and scale	X	X	
Opposite charge	X	X	
$dZ(l, PV)$	X	X	X
Vertex Z distribution	X	X	X
Jet ID	X	X	X
Jet energy resolution	X	X	X
Jet vertex confirmation	X	X	X
Jet energy scale	X	X	X
$b-$ Jet energy scale	X	X	X
JSSR Shifting on/off	X	X	X
Z p_T reweighting	X	X	X
background cross sections	X	X	X
EM lhood fit systematics	X	X	
Background modeling	X		X
Integrated luminosity	X	X	X
Uncorrelated			
Monte Carlo statistics	X	X	X
Trigger	X	X	X
EM lhood fit statistical error	X	X	
Fake muon rate		X	X

Tableau 6.16 – Corrélations existantes entre les erreurs systématiques dans les trois canaux dileptons.

La section efficace dilepton combinée vaut alors, pour une luminosité intégrée de $4,28$ fb^{-1} et une masse du quark top de $M_{top} = 172,5$ GeV :

$$ll : \ \sigma(p\bar{p} \to t\bar{t}) = 8,76 \ ^{+0,61}_{-0,59} \text{ (stat)} \ ^{+1,00}_{-0,95} \text{ (sys)} \ ^{+0,67}_{-0,60} \text{ (lumi) pb.} \tag{6.30}$$

Cette section efficace correspond aux données prises lors du *Run IIb*. Elle a été combinée avec celle mesurée au *Run IIa*, grâce à la même méthode que celle présentée précédemment (voir la table 6.17 pour les corrélations considérées), conduisant à une section

efficace de production de paires de quarks top pour une luminosité intégrée de $5,3$ fb^{-1} et une masse du quark top de $M_{top} = 172,5$ GeV, de :

$$ll : \sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}) = 8,44\ ^{+0,54}_{-0,52}\ (\text{stat})\ ^{+0,87}_{-0,82}\ (\text{sys})\ ^{+0,67}_{-0,59}\ (\text{lumi})\ \text{pb}. \tag{6.31}$$

Systematic Correlation	*Run IIa*	*Run IIb*
Monte Carlo statistics		
Branching fractions	X	X
Data quality	X	X
Higher order, hadronization	X	X
Color reconnection	X	X
ISR/FSR	X	X
PDF	X	X
b quark modeling	X	X
Muon ID and scale		
Muon track		
Muon isolation		
Electron ID and scale		
Opposite charge	X	X
$dZ(l, PV)$	X	X
Vertex Z distribution	X	X
Trigger		
Jet ID		
Jet energy resolution		
Jet vertex confirmation		
Jet energy scale		
$b-$ Jet energy scale	X	X
JSSR Shifting on/off	X	X
Lumi reweighting		
Z p_T reweighting	X	X
Background cross sections	X	X
Background modeling		
MET modeling		
Fake EM		
Fake muon rate		
Integrated luminosity	X	X

Tableau 6.17 – Corrélations existantes entre les erreurs systématiques sur la section efficace dilepton combinée pour le *Run IIa* et le *Run IIb*.

La mesure précédente effectuée avec $1,01$ fb^{-1} était :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}) = 7,2\ ^{+1,4}_{-1,3}\ (\text{stat})\ ^{+0,8}_{-0,7}\ (\text{sys})\ \pm 0,6(\text{lumi})\text{pb}. \tag{6.32}$$

L'erreur statistique a diminuée en raison des données plus nombreuses. L'erreur systématique quant à elle est du même ordre de grandeur dans les deux cas ($\sim 11\%$) : elle

n'a pas diminué malgré une meilleure compréhension du détecteur en raison d'un traitement plus conservatif de ces erreurs et de l'inclusion de nouvelles systématiques comme la confirmation de vertex ou la modélisation du signal.

L'ensemble des sections efficaces mesurées auprès de l'expérience DØ sont présentées sur la figure 6.34. Ces valeurs sont en accord avec les prédictions théoriques. La mesure dans les différents canaux et leur confrontation à la prédiction du Modèle Standard permet de valider nos sélections afin de les utiliser pour mesurer d'autres propriétés du quark top, de déterminer si de la nouvelle physique apparaît (voir par exemple [44]) et enfin d'extraire une valeur de la masse du quark top (voir chapitre suivant).

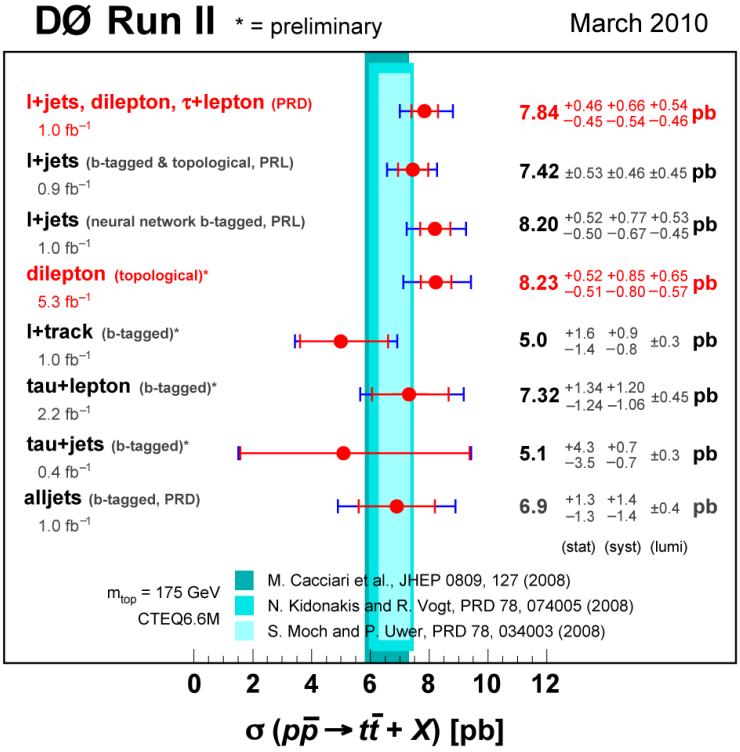


Figure 6.34 – Ensemble des sections efficaces mesurées auprès de l'expérience DØ en mars 2010.

6.8 Conclusion

La section efficace de production de paire de quarks top dans le canal électron-muon mesurée à l'aide de $4,28$ fb^{-1} de données vaut :

$$\sigma(p\bar{p} \to t\bar{t}) = 9,08\ ^{+0,76}_{-0,73}\ (\text{stat})\ ^{+1,01}_{-1,01}\ (\text{sys})\ \pm 0,61(\text{lumi})\text{pb}. \tag{6.33}$$

Cette valeur est compatible avec les prédictions théoriques du Modèle Standard :

- Calculs NLO+NLL de M. Cacciari *et al.* [30] : $7,14^{+0,76}_{-0,87}$ pb pour $M_{top} = 172,5$ GeV ;
- Calculs NNLO approximatifs de S. Moch et P. Uwer [31] : $7,46^{+0,48}_{-0,67}$ pb pour $M_{top} = 172,5$ GeV ;
- Calculs NNLO approximatifs de N. Kidonakis et R. Vogt [32] : $7,27^{+0,76}_{-0,85}$ pb pour $M_{top} = 172,5$ GeV.

Bibliographie

[1] M. Besançon *et al.*, *Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross-section at $\sqrt{1.96}$ TeV in Electron Muon Final States*, DØ Note 4877 (2005).

[2] M. Arthaud *et al.*, *Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross-section at $\sqrt{1.96}$ TeV in Electron Muon Final States using p17 data set*, DØ Note 5360 (2007).

[3] M. Arthaud *et al.*, *Final Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross-section at $\sqrt{1.96}$ TeV in Electron Muon Final States using p17 data set*, DØ Note 5580 (2008).

[4] DØ Collaboration, *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section in $p\bar{p}$ collisions using dilepton events*, Phy. Rev. D76, 052006 (2007).

[5] DØ Collaboration, *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section and top quark mass extraction using dilepton events in $p\bar{p}$ collisions*, Phys. Let. B 679 (2009) 177-185.

[6] M. Besançon *et al.*, *Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross-section in Dilepton Final State Using RunIIb1 and RunIIb2 Dataset for Winter '10 Conferences*, DØ Note 6027 (2010).

[7] T. Andeen *et al.*, *The DØ Experiment's Integrated Luminosity for Tevatron RunIIa*, DØ Note 5398 (2006).

[8] M. Begel, S-J. Park, *Efficiency of the data quality calorimeter flags*, DØ Note 5324 (2007).

[9] `http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html`

[10] `http://mlm.home.cern.ch/mlm/alpgen/`

[11] J.Pumplin *et al.*, *New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis*, arXiv :0201195 (2002).
`http://www.phys.psu.edu/~cteq/#PDFs`

[12] S. Moch et P.Uwer, *Theoretical status and prospects for top-quark pair production at hadron colliders*, Phys. Rev. D78,034003 (2008).

[13] T. Nunnemann, *NNLO Cross-Sections for Drell-Yan, Z and W Production using Modern Parton Distribution Functions*, DØ Note 4476 (2004).

[14] `http://mcfm.fnal.gov/`.

[15] `http://geant4.web.cern.ch/geant4/`

[16] F. Déliot, V.Sharyy, *Trigger Efficiency Measurement for OR Electron Muon Triggers*, DØ Note 5587 (2008).

[17] C. Amsler *et al.*, *Particle Data Group*, Phys. Lett. B667, 1 (2008)

[18] A.Harel, *Jet ID Optimization*, DØ Note 4919 (2005).

[19] H.Schellman, *The longitudinal shape of the luminous region at DØ* , DØ Note 5142 (2006).

[20] A. Chandra et J. Estrada, *Beam Width Measurement at DØ* , DØ Note 4753 (2005).

[21] M. Shamin et T. Bolton, *Generator Level Reweighting of Z boson p_T*, DØ Note 5565 (2008).

[22] D. Boline, *Jet Multiplicity Dependent Reweighting of the Z Boson p_T in p20.*, DØ Note 5569 (2006).

[23] O.Atramentov *et al.*, *Electron and Photon Identification with p20 data*, DØ Note 5761 (2008).

[24] M. Arthaud *et al.*, *Muon Momentum Oversmearing for p20 Data*, DØ Note 5449 (2007).

[25] P.Gris, *Electron Smearing Studies with RunIIa Data*, DØ Note 5400 (2007).
M. Voutilainen, *Jet p_T resolution for Run IIa final JES (v7.2) with dijet J4S jet corrections*, DØ Note 5499 (2008).

[26] P.Gris, *Electron Smearing Studies with RunIIa Data*, DØ Note 5400 (2007).

[27] S. Cho *et al.*, *Muon ID Certification for p20 data*, DØ Note 5824 (2008).

[28] N. Makovec et J-F. Grivaz, *Shifting, Smearing and Removing Simulated Jets*, DØ Note 4918 (2005). C. Ochando, J-F. Grivaz, *SSR for p17*, DØ Note 5609 (2008).

[29] A. Harel, J. Kvita, *p20 JetID Efficiencies and Scale Factors*, DØ Note 5634 (2008).

[30] M. Cacciari *et al.*, JHEP **09**, 127 (2008) ; M. Cacciari, private communications.

[31] S. Moch and P. Uwer, Phys. Rev. D **78**, 034003 (2008) ; S. Moch and P. Uwer, private communications.

[32] N. Kidonakis and R. Vogt, Phys. Rev. D **78**, 074005, (2008) ; N. Kidonakis, private communications.

[33] Y. Peters, *Combined $t\bar{t}$ cross section in the dilepton final state*, DØ Note 5685 (2008).

[34] `http://www.hep.phy.cam.ac.uk/theory/webber/MCatNLO/`.

[35] G. Corcella *et al.*, *Herwig 6.5*, JHEP 0101 (2001) 010.

[36] Y. Kim et U. Yang, *Initial state gluon radiation studies on Drell-Yan data for top-pair production in hadron collider*, CDF Note 6804 (2004).
`http://hep.uchicago.edu/~hslee/ISR/cdf6804_ISR_DY.ps`

[37] Y.Peters *et al.*, *Reweighting of the fragmentation function for the DØ Monte Carlo*, DØ Note 5325 (2007).

[38] P. Calfayan *et al.*, *Muon Identification Certification for p17 data*, DØ Note 5157 (2007).

[39] O. Brandt *et al.*, *Muon Identification Certification for the Summer 2009 Extended Dataset (Run IIb-1 and -2)*, DØ Note 6025 (2010).

[40] D. Bandurin, M. Takakhashi, *Electron Charge Misidentification for p17 and p20 Data and Monte Carlo*, DØ Note 5927 (2009).

[41] A. Martin dit Latour *et al.*, *Final Measurement of the $t\bar{t}$ production cross-section at $\sqrt{1.96}$ TeV in ee Final State using p17 Data Set*, DØ Note 5579 (2008).

[42] A. Harel, *An estimate of the data over MC, b over light jet response uncertainty for RunIIa JES*, DØ Note 5654 (2008).

[43] Présentation par C. Ochando :
http ://www-d0.hef.kun.nl//askArchive.php ?base=agenda&categ=a08924&id=a08924s1t3/transparencies

[44] The DØ Collaboration, *Combination of ttbar cross section measurements and constraints on the mass of the top quark and its decay into charged Higgs bosons.*, Phys. Rev. D80 :071102 (2009).

Chapitre 7

Détermination de la masse du quark top à partir des mesures de sections efficaces

Sommaire

7.1 Extraction de la masse du quark top à partir de la section efficace $t\bar{t}$ 211

7.1.1 Mesure indirecte de la masse 211

7.1.2 Principe de l'extraction 212

7.1.3 Résultats 218

7.1.4 Contribution des différentes incertitudes 220

7.2 Etude du rapport de la section efficace de production de quarks top et du boson Z 221

7.2.1 Corrélations liées aux fonctions de densité de partons au Tevatron 221

7.2.2 Corrélations liées aux échelles de factorisation et de renormalisation au Tevatron 222

7.2.2.1 Corrélation de l'incertitude liée à la valeur de l'échelle de renormalisation 223

7.2.2.2 Corrélation de l'incertitude liée à la valeur de l'échelle de factorisation 223

7.2.3 Combinaison des incertitudes 225

7.3 Conclusion 227

Ce chapitre présente la méthode utilisée pour déterminer la masse du quark top à partir de la mesure de la section efficace de production de paires de quarks top. Cette méthode permet d'obtenir une mesure théoriquement plus proche de la masse au pôle et est donc mieux définie que les résultats des mesures directes. Cette mesure souffre cependant d'une incertitude plus élevée. Ainsi pour essayer de la réduire, une étude théorique du rapport de la section efficace de production de paires de quarks top et du boson Z a été effectuée ; l'existence de corrélation entre ces deux sections efficaces pouvant permettre la réduction des incertitudes sur la masse extraite.

7.1 Extraction de la masse du quark top à partir de la section efficace $t\bar{t}$

7.1.1 Mesure indirecte de la masse

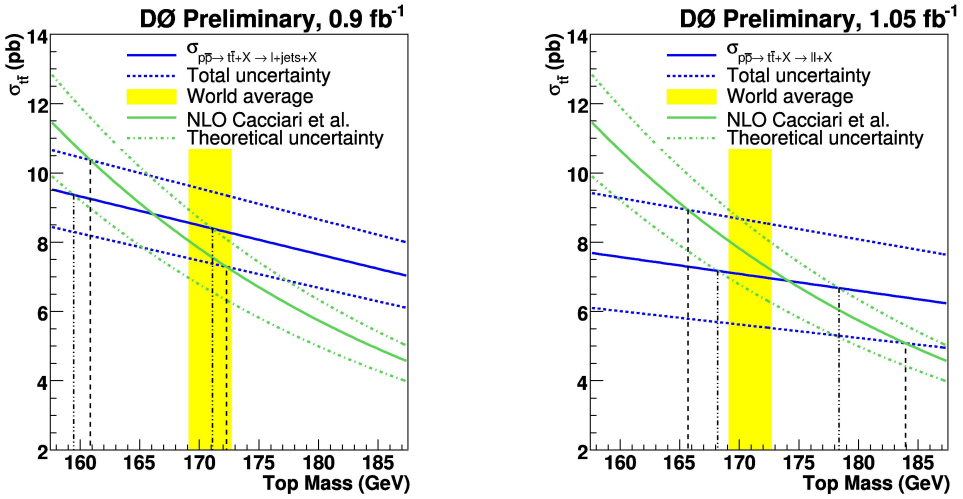
La mesure directe de la masse du quark top repose sur une calibration à partir d'événements simulés par des générateurs Monte Carlo (voir le paragraphe 2.4). Comme nous l'avons déjà expliqué (voir le paragraphe 2.5), ces programmes font intervenir la masse du quark top lors du calcul de l'élément matrice. Si la masse du quark top était insensible aux effets non perturbatifs, la masse générée correspondrait alors à la masse au pôle. Bien que certains effets non perturbatifs soient pris en compte par les générateurs, la masse générée n'est qu'une approximation de la masse au pôle ce qui se répercute sur la masse mesurée.

Afin de pouvoir mesurer une masse mieux définie théoriquement, une nouvelle approche basée sur la mesure expérimentale et le calcul théorique de la section efficace de production de paires de quarks top et leur dépendance avec la masse du quark top a été développée [1]. En effet, la section efficace de production du quark top dans le cadre du Modèle Standard dépend de la masse du quark top : plus le top est léger, plus il devient facile à produire (voir figure 7.1). De même, d'un point de vue expérimental, plus le quark top est léger, plus l'énergie cinétique de ses produits de désintégration est élevée et ils sont donc plus souvent compris dans l'acceptance du détecteur : l'efficacité de sélection du signal augmente avec la masse du quark top (voir table 6.6). En conséquence, pour un nombre d'événements observés donné, la section efficace mesurée diminue avec la masse (voir figure 7.1).

La méthode de détermination de la masse du quark top présentée est basée sur cette dépendance de la section efficace expérimentale et théorique en fonction de la masse du quark top. Les calculs théoriques de la section efficace sont effectués en utilisant comme définition pour la masse du quark top, la masse au pôle [2]. En ce qui concerne la section efficace expérimentale, sa dépendance avec la masse est basée sur les événements simulés par les générateurs. Nous avons vu que cette modélisation est proche de la masse du pôle si les effets des ordres supérieurs à celui des arbres sont négligeables (voir le paragraphe 2.5). Cependant, dans le cas de la section efficace, cette modélisation imparfaite n'a d'incidence que sur l'efficacité de sélection. Pour les mesures directes de la masse (voir le paragraphe 2.4), les courbes de calibration utilisées reposent entièrement sur la simulation : si les effets non perturbatifs sont mals reproduits, l'impact sur la mesure est direct. Ainsi, nous pouvons supposer que la masse extraite à partir des mesures de sections efficace sera

moins sensible à la simulation et sera donc plus proche de la masse au pôle.

Une première approche naïve pour déterminer cette masse est de prendre l'intersection des deux courbes expérimentale et théorique de la section efficace en fonction de la masse. L'incertitude sur cette mesure est alors simplement donnée par l'intersection des deux bandes d'incertitude sur les deux sections efficaces (voir figure 7.1).



(a) Canal lepton+jets. (b) Canaux dileptoniques.

Figure 7.1 – Section efficace théorique et expérimentale en fonction de la masse du quark top [3].

Cette approche a été appliquée aux mesures faites par la collaboration DØ [3]. Les résultats obtenus pour les canaux $l + jets$ sont :

- $M_t = 166,9\ ^{+5,9}_{-5,2}$ (stat+sys) $^{+3.7}_{-3,8}$ (theory) GeV, en utilisant les calculs théoriques de N.Kidonakis et R. Vogt [4] ;
- $M_t = 166.1\ ^{+6.1}_{-5.3}$ (stat+sys) $^{+4.9}_{-6.7}$ (theory) GeV, en utilisant les calculs théoriques de M. Cacciari *et al.* [5].

Les résultats obtenus pour les canaux dileptoniques sont :

- $M_t = 174,5\ ^{+10,5}_{-8,2}$ (stat+sys) $^{+3.7}_{-3,6}$ (theory) GeV, en utilisant les calculs théoriques de N.Kidonakis et R. Vogt [4] ;
- $M_t = 174,1\ ^{+9,8}_{-8,4}$ (stat+sys) $^{+4.2}_{-6.0}$ (theory) GeV, en utilisant les calculs théoriques de M. Cacciari *et al.* [5].

Ces deux valeurs sont en accord avec les mesures directes effectuées dans les deux canaux :

- $M_t = 170,5\ \pm 2,4$ (stat+JES) $\pm 1,2$ (sys) GeV dans le canal lepton+jets [6] ;
- $M_t = 173,7\ \pm 5,4$ (stat+JES) $\pm 3,4$ (sys) GeV dans le canal dileptons [7].

et avec la moyenne mondiale au moment de l'extraction :
$M_t = 170,9\ \pm 1,1$ (stat+JES) $\pm 1,5$ (sys) GeV [8].

7.1.2 Principe de l'extraction

Une autre approche que la simple intersection des courbes expérimentales et théoriques cherche à interpréter les bandes d'incertitude de la figure 7.1 (seule l'allure de l'incertitude des échelles est non imposée) et à assigner une probabilité à tous les points de cette bande.

Pour cela, nous devons étudier toutes les sources d'incertitude sur la section efficace théorique et expérimentale et déterminer comment les combiner. Une méthode similaire a été appliquée dans [1] ; l'étude des différents paramètres a été approfondie ici.

La quantité à construire dans cette étude est une densité de probabilité en fonction de la masse du quark top, notée $f(m_t)$. Elle nous permettra d'accéder à la valeur la plus probable pour la masse du top étant données les densités de probabilité des sections efficaces théorique et expérimentale. La densité de probabilité de la masse dépend de celle de la section efficace par l'expression suivante :

$$f(m_t) = \int f(m_t|\sigma) f(\sigma) d\sigma \tag{7.1}$$

où $f(m_t|\sigma)$ est la densité de probabilité de la masse du top pour une section efficace donnée et $f(\sigma)$ est la densité de probablité de la section efficace en tenant compte des incertitudes sur celle-ci. Dans le cadre d'une approche bayésienne, il est possible de choisir a priori une forme pour cette densité de probabilité. Dans notre cas, nous la prendrons uniforme car il n'y a pas a priori de valeur plus probable qu'une autre pour la section efficace. En ce qui concerne la densité de probabilité $f(m_t|\sigma)$, celle-ci pourrait être évaluée si la dépendance de la masse du top en fonction de la section efficace était connue. Pour notre étude, nous sommes plutôt intéressé par la dépendance de la section efficace en fonction de la masse du top et donc par la grandeur $f(\sigma|m_t)$. Il est possible d'exprimer $f(m_t|\sigma)$ en fonction de $f(\sigma|m_t)$ grâce au théorème de Bayes [9] : :

$$f(m_t|\sigma) = \frac{f(\sigma|m_t) f_0(m_t)}{f_0(\sigma)} \tag{7.2}$$

où $f_0(m_t)$ (resp. $f_0(\sigma)$) est la forme a priori de la fonction de densité de probabilité pour la masse du quark top (resp. pour la section efficace) : nous les prendrons uniformes par hypothèse. Pour pouvoir exprimer facilement le terme $f(\sigma|m_t)$ en fonction des densités de probabilité liées à la section efficace théorique et expérimentale, nous considèrerons que les incertitudes entre ces deux grandeurs ne sont pas corrélées. Les deux types de sections efficaces dépendent cependant toutes les deux des fonctions de densité de partons. La contribution de l'erreur liée aux fonctions de densité de partons est faible en ce qui concerne la section efficace expérimentale (7% contre environ 50% pour la section efficace théorique), par rapport à l'erreur totale sur la mesure : en première appoximation, nous allons donc négliger la corrélation. Le terme $f(\sigma|m_t)$ peut alors s'écrire : $f(\sigma|m_t) = f_{th}(\sigma|m_t) f_{exp}(\sigma|m_t)$ ce qui conduit à une fonction de densité de probabilité en fonction de la masse du quark top s'écrivant :

$$f(m_t) \propto \int f_{th}(\sigma|m_t) f_{exp}(\sigma|m_t) d\sigma \tag{7.3}$$

où $f_{th}(\sigma|m_t)$ ($f_{exp}(\sigma|m_t)$) est la densité de probabilité d'avoir une section efficace théorique (expérimentale) donnée pour une valeur de la masse du top : m_t. Ainsi pour obtenir la fonction de densité de probabilité de la masse du quark top, les grandeurs $f_{exp}(\sigma|m_t)$ et $f_{th}(\sigma|m_t)$, correspondant à interpréter les bandes d'incertitude de la figure 7.1, doivent être déterminées. Après une intégration sur la variable σ, le maximum de la fonction $f(m_t)$ donnera la valeur la plus probable de la masse du quark top et l'incertitude sur cette valeur sera évaluée en déterminant un intervalle correspondant à un niveau de confiance de

68% autour de cette valeur. Ce niveau de confiance est défini à partir d'une distribution gaussienne (ce qui est vérifié dans notre cas) comme l'intervalle $[E(X) - \sigma, E(X) + \sigma]$ où $E(X)$ est la valeur pour laquelle la distribution est maximale et σ l'écart-type. Cet intervalle correspond à un intervalle dans lequel se trouve 68% des points. Il est possible de généraliser cette définition à des intervalles de la forme $[E(X) - t\sigma, E(X) + t\sigma]$ où t est une constante ; la probabilité correspondante sera alors différente.

La fonction de densité de probabilité expérimentale

La fonction de densité de probabilité expérimentale est déterminée à partir de la section efficace de production de paires de quarks top mesurée dans le canal dileptonique avec une luminosité intégrée d'environ $5,3$ fb^{-1}[11]. La mesure dans le canal électron muon qui a été présentée dans le chapitre 6 est incluse dans cette combinaison (voir le paragraphe 6.7). La dépendance de la section efficace avec la masse du quark top a été ajustée par la fonction (avec m_t en GeV) :

$$\begin{aligned}\sigma(m_t) &= [7,16\ 10^9 + 10,8\ 10^7(m_t - 170) + 10,4\ 10^5(m_t - 170)^2 \\ &\quad -3,73\ 10^3(m_t - 170)^3]/m_t^4 \text{ pb} \end{aligned} \tag{7.4}$$

avec un intervalle de confiance de 68% inférieur et supérieur donné par (avec m_t en GeV) :

$$\begin{aligned}\sigma(m_t) + \Delta\sigma^+(m_t) &= [8,13\ 10^9 + 12,3\ 10^7(m_t - 170) + 11,8\ 10^5(m_t - 170)^2 \\ &\quad -4,82\ 10^3(m_t - 170)^3]/m_t^4 \text{ pb} \end{aligned} \tag{7.5}$$

$$\begin{aligned}\sigma(m_t) - \Delta\sigma^-(m_t) &= [6,30\ 10^9 + 9,44\ 10^7(m_t - 170) + 9,16\ 10^5(m_t - 170)^2 \\ &\quad -2,78\ 10^3(m_t - 170)^3]/m_t^4 \text{ pb.} \end{aligned} \tag{7.6}$$

La fonction de densité de probabilité de la section efficace expérimentale, $f_{exp}(\sigma|m_t)$, est supposée gaussienne avec pour valeur centrale la valeur mesurée et pour écart type la somme quadratique des erreurs statistique, systématique et sur la luminosité (voir le paragraphe 6.7) (voir figure 7.2).

La fonction de densité de probabilité théorique

La fonction de densité de probabilité théorique est déterminée à partir de trois calculs théoriques différents :

- le premier correspond à un calcul NLO+NLL de M. Cacciari *et al.* (voir le paragraphe 2.2.2)[12]. La section efficace en fonction de la masse du quark top est donnée par (avec m_t en GeV) :

$$\begin{aligned}\sigma(m_t) &= [6,40\ 10^9 - 5,08\ 10^7(m_t - 171) + 17,2\ 10^4(m_t - 171)^2 \\ &\quad -8,28\ 10^2(m_t - 171)^3]/m_t^4 \text{ pb.} \end{aligned} \tag{7.7}$$

- le deuxième correspond à un calcul $NNLO_{approx}$ de S. Moch et P. Uwer (voir le paragraphe 2.2.2) [13]. La section efficace en fonction de la masse du quark top est donnée par (avec m_t en GeV) :

$$\begin{aligned}\sigma(m_t) &= [7.81 - 2.44\ 10^{-1}(m_t - 171.) + 4.25\ 10^{-3}(m_t - 171.)^2 - 6.02\ 10^{-5}(m_t - 171.)^3 \\ &\quad +7.29\ 10^{-7}(m_t - 171.)^4] \text{ pb.} \end{aligned} \tag{7.8}$$

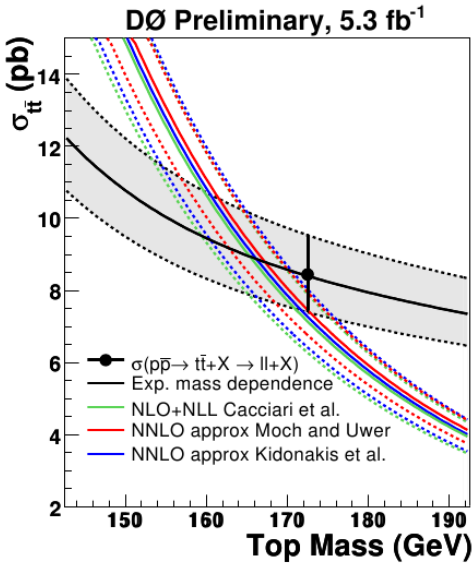


Figure 7.2 – Sections efficaces en fonction de la masse du quark top : expérimentale pour le canal dileptonique avec une luminosité intégrée d'environ $5,3$ fb^{-1} et théorique pour trois calculs différents.

– le troisième correspond à un calcul $NNLO_{approx}$ de N. Kidonakis et R. Vogt (voir le paragraphe 2.2.2) [14]. La section efficace en fonction de la masse du quark top est donnée par (avec m_t en GeV) :

$$\begin{aligned}\sigma(m_t) &= [7.62 - 2.38\ 10^{-1}(m_t - 171.) + 4.19\ 10^{-3}(m_t - 171.)^2 - 6.02\ 10^{-5}(m_t - 171.)^3 \\ &\quad +6,03\ 10^{-7}(m_t - 171.)^4] \text{ pb.}\end{aligned} \tag{7.9}$$

Ces trois paramétrisations sont valables pour la paramétrisation des fonctions de densité de partons CTEQ6.6 [15].

Les incertitudes sur la section efficace théorique proviennent de deux sources : l'incertitude sur la paramétrisation des fonctions de densité de partons et l'incertitude sur la valeur des échelles de renormalisation et de factorisation. La combinaison de ces deux incertitudes conduit à une bande d'incertitude sur la section efficace théorique que nous pouvons voir sur les figures 7.1 et 7.2.

Allure des densités de probabilité théorique

Nous allons maintenant discuter la construction des densités de probabilité correspondante afin d'évaluer la grandeur $f_{th}(\sigma|m_t)$.

En ce qui concerne l'incertitude liée aux fonctions de densité de partons, l'incertitude est supposée gaussienne autour de la valeur centrale car elle provient de la combinaison d'erreurs expérimentales gaussienne (voir le paragraphe 1.5.3.2). La largeur est donnée par [15] :

$$\Delta X = \frac{1}{2}\left(\sum_{i=1}^{N_p}\left[X(S_i^+) - X(S_i^-)\right]^2\right)^{1/2} \tag{7.10}$$

où X est l'observable dépendant des fonctions de densité de partons (ici la section efficace théorique) et $X(S_i^{\pm})$ est la valeur de cette observable lorsqu'un des paramètres a été varié de $\pm\sigma$.

En ce qui concerne l'incertitude liée aux échelles de renormalisation et de factorisation, l'incertitude est obtenue en prenant les deux échelles égales et en les faisant varier entre la moitié de la masse du quark top et deux fois la masse. Cependant, la forme à donner à la fonction de densité de probabilité n'est pas prédéfinie et n'a aucune raison d'être prise comme gaussienne. L'hypothèse la plus simple est de supposer que cette variation correspond à : une probabilité de 100% au sein de la bande (toutes les sections efficaces sont équiprobables) et 0% à l'extérieur (voir figure 7.3a). On peut aussi définir un intervalle plus grand où la bande correspond à une probabilité de 90% et une nouvelle bande d'incertitude deux fois plus large que la première correspond à 10% (on se rapproche alors d'une allure gaussienne) (voir figure 7.3b).

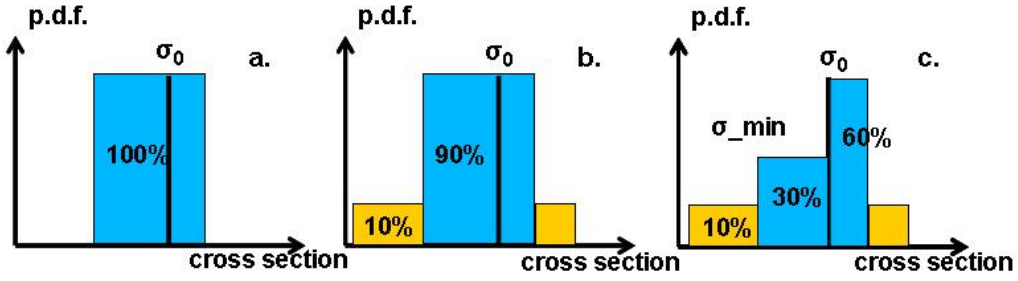


Figure 7.3 – Différentes formes possibles pour la densité de probabilité liée à l'incertitude sur les échelles de renormalisation et factorisation en fonction de la section efficace.

Une troisième forme possible a été étudiée. Celle-ci accorde une probabilité plus élevée à des valeurs de section efficace plus haute (voir figure 7.3c). Cette hypothèse s'appuie sur la relation entre la section efficace et les échelles de factorisation et de renormalisation prises égales (voir figure 7.4). En effet, si nous considérons que toutes les valeurs d'échelles sont équiprobables, la distribution de probabilité qui en découle pour la section efficace maximale pour de hautes valeurs de la section efficaces et ce, à cause du maximum de la courbe autour des hautes valeurs. La forme réelle qu'aurait cette densité de probabilité en utilisant une densité de probabilité uniforme pour les échelles et en déduisant celle pour la section efficace n'a pas été construite mais la forme de la fonction de densité de probabilité de la figure 7.3 c approxime cette construction en attribuant un poids plus élevé aux hautes valeurs de la section efficace.

Finalement, les fonctions de densité de probabilité liée aux fonctions de densité de partons et aux échelles sont convoluées afin d'obtenir la fonction de densité de probabilité pour la section efficace théorique $f_{th}(\sigma|m_t)$.

Etudes de l'influence des hypothèses de construction des fonctions de densité de probabilité théoriques

Afin de déterminer l'influence des différentes hypothèses que nous avons formulées lors de la construction de nos fonctions de densité de probabilité, nous avons étudié l'influence des paramètres suivants sur le résultat présenté :

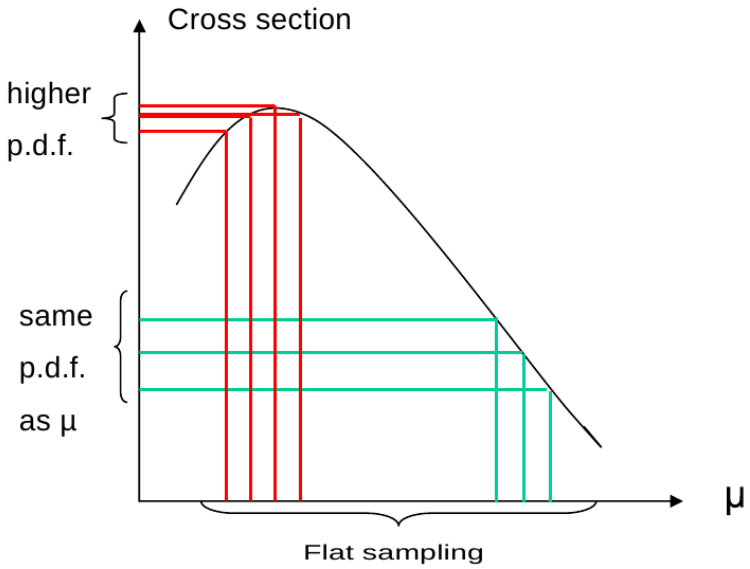


Figure 7.4 – Variation de la section efficace théorique en fonction des échelles de factorisation et de renormalisation prises égales et pour une valeur de la masse du quark top de 175 GeV [16]. L'équiprobabilité des échelles conduit à une probabilité plus grande pour les hautes valeurs de la section efficace.

– la forme de la fonction de densité de probabilité pour l'incertitude liée aux échelles de factorisation et de renormalisation (figure 7.3) ;
– la largeur de la gaussienne considérée pour décrire l'incertitude liée aux fonctions de densité de partons.

L'influence de la forme de la fonction de densité de probabilité pour l'incertitude liée aux échelles est présentée dans le tableau 7.1. L'incertitude liée aux fonctions de densité de partons étant dominante dans notre cas, la valeur extraite est insensible aux différentes formes (quelque soit la largeur utilisée pour l'incertitude liée aux fonctions de densité de partons). Pour des raisons de simplicité, la forme 7.3a a été utilisée pour extraire le résultat final.

Pour la fonction de densité de probabilité décrivant l'incertitude liée aux fonctions de densité de partons, deux largeurs ont été considérées pour la largeur de la gaussienne. Bien que la collaboration CTEQ affirme que le niveau de confiance à accorder à leur erreur est de 90%, nous avons considéré un niveau de confiance de 68% pour rendre compatible les résultats des collaborations CTEQ et MRST. La différence entre les deux largeurs est assez faible : 6% de l'erreur totale (voir table 7.1). Cette étude avait été faite pour la mesure expérimentale précédente et montrait une différence entre les deux largeurs beaucoup plus faible (moins de 2%). Cette augmentation est due à la nouvelle paramétrisation de la section efficace en fonction de la masse du top (voir la figure 7.6) et à la diminution de l'erreur expérimentale entraînant un poids plus grand de l'incertitude théorique et donc à celle liée aux fonctions de densité de partons. Afin d'être conservatif, un niveau de confiance de 68% a été utilisé pour extraire les masses finales.

Formes utilisées pour les échelles	Largeur des PDFs	Différence sur la masse extraite (GeV)
7.3a	68% C.L.	-
7.3b	68% C.L.	$+0,1$
7.3c	68% C.L.	$+0,1$
7.3a	90% C.L.	$-0,8$
7.3b	90% C.L.	$-0,7$
7.3c	90% C.L.	$-0,6$

Tableau 7.1 – Différence sur la masse du quark top extraite dans le canal dilepton pour différentes formes de densité de probabilité pour l'incertitude liée aux échelles de factorisation et de renormalisation et deux largeurs de gaussienne pour l'incertitude liée aux fonctions de densité de partons (CTEQ6.6).

7.1.3 Résultats

En utilisant la forme 7.3a pour la fonction de densité de probabilité de l'incertitude liée aux échelles de factorisation et renormalisation et un niveau de confiance de 68% pour celle liée aux fonctions de densité de partons (CTEQ6.6), la masse extraite à partir de la section efficace expérimentale dans le canal dilepton avec une luminosité intégrée de $5,3$ fb^{-1} est :

- $M_t = 165,4\ ^{+6,2}_{-6.6}$ GeV pour les calculs NLO+NLL de M. Cacciari et al.
- $M_t = 167,2\ ^{+6,7}_{-6,3}$ GeV pour les calculs $NNLO_{approx}$ de S. Moch et P. Uwer.
- $M_t = 166,2\ ^{+5,8}_{-6,5}$ GeV pour les calculs $NNLO_{approx}$ de N. Kidonakis et R. Vogt.

L'allure d'une des fonctions de densité de probabilité obtenues pour la masse est visible sur la figure 7.5. La courbe est ajustable par une gaussienne confirmant la possibilité de définir une région de confiance de 68% pour définir l'erreur sur la masse extraite. Ces valeurs sont en accord avec la mesure directe de la masse du quark top [17] :

$$m_{top} = 173.1 \pm 0.6\ (\text{stat}) \pm 1.1\ (\text{sys})\ \text{GeV}.$$

Une extraction identique avait été effectuée dans le canal combiné dilepton et lepton+tau avec une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} et pour les calculs NLO+NLL de M. Cacciari et al. : $M_t = 171,5\ ^{+9,9}_{-8.8}$ GeV [10]. L'erreur totale sur la mesure a diminué d'environ 4% entre les deux mesures et conduit à une diminution de l'erreur sur la masse extraite de plus de 30%. Bien que l'erreur expérimentale soit la contribution prépondérante pour l'erreur sur la masse extraite (voir paragraphe suivant), cette diminution a aussi pour origine une position différente de la nouvelle courbe expérimentale par rapport à la courbe théorique (voir figure 7.6).

La valeur $M_t = 171,5\ ^{+9,9}_{-8.8}$ GeV peut être comparée à celle obtenue par l'approche simpliste ($M_t = 174,1\ ^{+9,8}_{-8,4}$ (stat+sys) $^{+4.2}_{-6.0}$ (theory) GeV) (le premier résultat inclut en plus du deuxième le canal lepton+tau d'où une différence de valeur centrale). D'un point de vue de l'incertitude sur la masse extraite, la construction d'une fonction de vraisemblance permet de la diminuer significativement car elle tient compte du profil de probabilité des bandes d'incertitude (la diminution de l'incertitude ne peut effectivement s'expliquer par le seul ajout du canal lepton+tau).

Une extraction a enfin été effectuée avec l'ensemble des canaux de désintégration lepton+jets, lepton+tau et dileptonique et pour une luminosité de 1 fb^{-1} : $M_t = 169,1\ ^{+5,9}_{-5.2}$ GeV

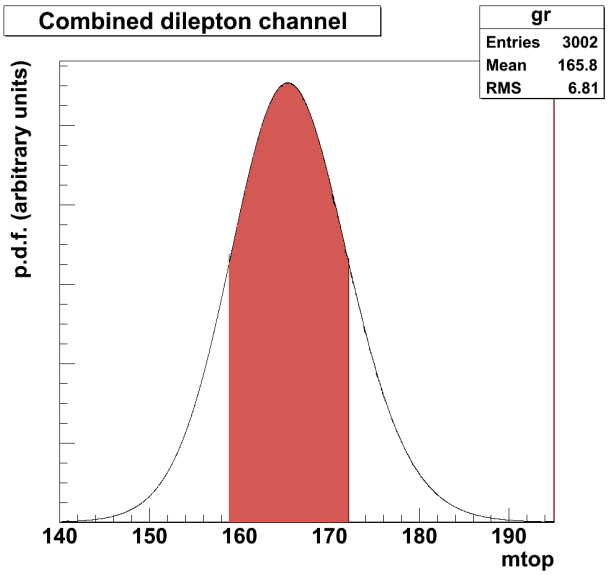


Figure 7.5 – Fonction de densité de probabilité pour la masse du top en utilisant la mesure de la section efficace dans le canal dilepton et les calculs NLO+NLL de M. Cacciari et al. en utilisant la fonction de densité de probabilité 7.3a pour l'incertitude liée aux échelles et 68% de niveau de confiance pour la largeur de la fonction de densité de probabilité pour l'incertitude liée aux fonctions de densité de partons. La zone en rouge délimite la région de 68 % de niveau de confiance.

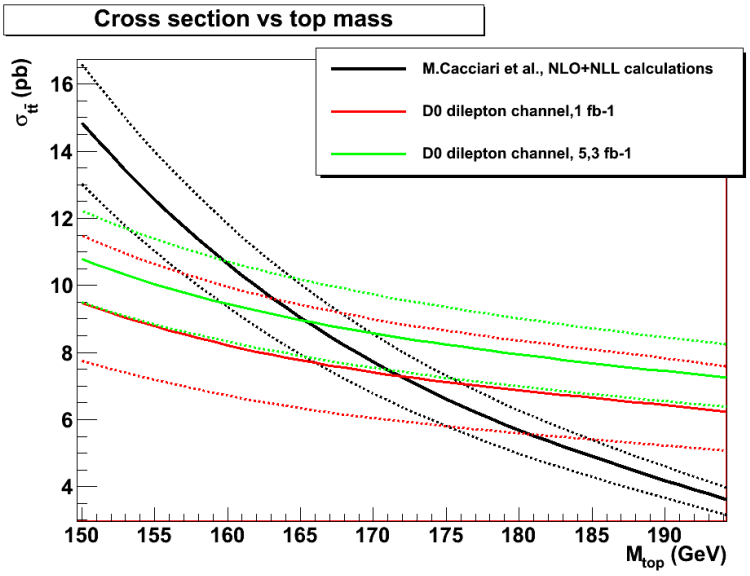


Figure 7.6 – Comparaison des variations des sections efficaces expérimentales mesurées dans le canal dilepton en fonction de la masse du quark top. La position plus élevée de la nouvelle courbe expérimentale par rapport à la courbe théorique conduit à une réduction de l'erreur sur la masse extraite indépendamment de la réduction de l'erreur totale sur la section efficace mesurée.

pour les calculs de S. Moch et P. Uwer [18]. On peut remarquer que l'incertitude sur la masse extraite est du même ordre de grandeur que celle où l'extraction a été faite à partir du seul canal dileptonique combiné.

7.1.4 Contribution des différentes incertitudes

L'incertitude obtenue sur l'extraction de la masse du quark top est due à l'incertitude sur les sections efficaces théorique et expérimentale. Les deux sources de l'incertitude théorique sont composées de l'incertitude sur la paramétrisation des fonctions de densité de partons et sur la valeur des échelles de renormalisation et de factorisation. Nous avons effectué une étude des différentes contributions de ces incertitudes à l'erreur sur la masse extraite [19].

	Incertitude sur les PDFs /10.	Incertitude sur les échelles /10.	Incertitude expérimentale /10.
Erreur sur la masse	-10%	∼-1%	-58%

Tableau 7.2 – Evolution de l'incertitude sur la masse extraite quand l'une des sources d'erreur est divisée par 10.

	Incertitude théorique seule	Incertitude sur les PDFs seule	Incertitude sur les échelles seule	Incertitude expérimentale seule
Erreur sur la masse	-58%	-63%	-90%	-12%

Tableau 7.3 – Evolution de l'incertitude sur la masse extraite pour une erreur seule (les deux autres étant prises nulles).

Le tableau 7.2 indique l'évolution de l'erreur sur la masse extraite quand l'une des trois erreurs a été divisée par 10. Le tableau 7.3 indique l'évolution de l'erreur sur la masse extraite quand une seule des trois erreurs est considérée (les deux autres étant prises égales à 0). Ces deux études montre que l'erreur expérimentale est la contribution dominant l'erreur sur la masse extraite et confirme la faible influence de l'incertitude sur les échelles. Une amélioration de l'erreur expérimentale (sans changement de la position relative de la courbe expérimentale et théorique qui, comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, conduit également à une variation de l'erreur sur la masse extraite) d'un facteur deux améliorerait l'erreur sur la masse extraite de 37%. Ces valeurs sont à considérer avec prudence car elles sont très dépendantes de la position relative de la dépendance avec la masse du quark top des sections efficaces expérimentale et théorique. Or nous avons vu avec la comparaison des deux dernières mesures expérimentales que celle-ci pouvait changer de manière importante (voir la figure 7.6). Après comparaison, les valeurs des différents tableaux restent cependant du même ordre de grandeur.

7.2 Etude du rapport de la section efficace de production de quarks top et du boson Z

Une des possibilités pour améliorer l'incertitude sur la masse extraite serait d'utiliser des rapports de sections efficaces pour l'extraction au lieu de la section efficace de production de paires de quark top seule. En effet, en faisant un rapport de sections efficaces, certaines incertitudes communes peuvent se simplifier : par exemple, l'erreur sur la luminosité dans le cas des sections efficaces expérimentales. Nous avons choisi de considérer dans cette thèse le rapport de la section efficace de production de paires de quarks top et de la section efficace du boson Z. Nous nous sommes concentrés sur les corrélations théoriques possibles entre ces deux sections efficaces. Le rapport des sections efficaces expérimentales a été étudié dans [20] et [21] mais n'est pas encore utilisable pour une extraction.

Les incertitudes théoriques sur la section efficace proviennent de l'incertitude sur les fonctions de densité de partons et sur la valeur des échelles de factorisation et de renormalisation. Les corrélations possibles de ces deux incertitudes ont donc été étudiées. Le générateur Monte Carlo MCFM v5.4 [22] a été utilisé pour calculer l'ensemble des sections efficaces. Ce programme permet de calculer les sections efficaces au deuxième ordre dans la série perturbative (NLO). La paramétrisation des fonctions de densité de partons utilisée pour les deux sections efficaces est CTEQ 6.6 [15]. La section efficace de production de paires de quarks top a été évaluée pour une masse du top de $m_t = 175$ GeV, tandis que la masse invariante du système dilepton (electron-positron) pour l'évaluation de la section efficace du boson Z/γ^* a été restreinte à l'intervalle 61 à 131 GeV. L'impulsion transverse minimale requise pour les jets est de 6 GeV (afin d'éviter un espace des phases donnant des contributions divergentes) et de pour 20 GeV les leptons.

7.2.1 Corrélations liées aux fonctions de densité de partons au Tevatron

Les corrélations des incertitudes liées à la paramétrisation des fonctions de densité de partons entre les deux sections efficaces ont été effectuées à partir de la paramétrisation CTEQ 6.6. Cette dernière comporte 22 paramètres qu'il est possible de faire varier indépendamment les uns des autres de $\pm 1\sigma$ (voir 1.5.3.2).

La figure 7.7 montre la section efficace du boson Z en fonction de celle de production de paires de quarks top au Tevatron. Le point rouge représente la valeur centrale des deux sections efficaces. Les 44 autres points noirs correspondent à la variation des 22 paramètres de $\pm 1\sigma$. Cette variation est obtenue en utilisant les 44 paramétrisations des fonctions de densité de partons fournies par la collaboration CTEQ. D'après la figure, aucune corrélation claire n'apparaît entre les variations des deux sections efficaces avec la paramétrisation des fonctions de densité de partons. Il est possible de quantifier cette corrélation à l'aide du coefficient $\cos\Phi$ défini par :

$$\cos\Phi = \frac{1}{\Delta X \Delta Y} \sum_{i=1}^{N} (X_i^+ - X_i^-)(Y_i^+ - Y_i^-) \tag{7.11}$$

où : $\Delta X = \frac{1}{2}\sqrt{\sum_{i=1}^{N}(X_i^+ - X_i^-)^2}$ et X_i^+ (resp. X_i^-) représente la valeur de l'observable

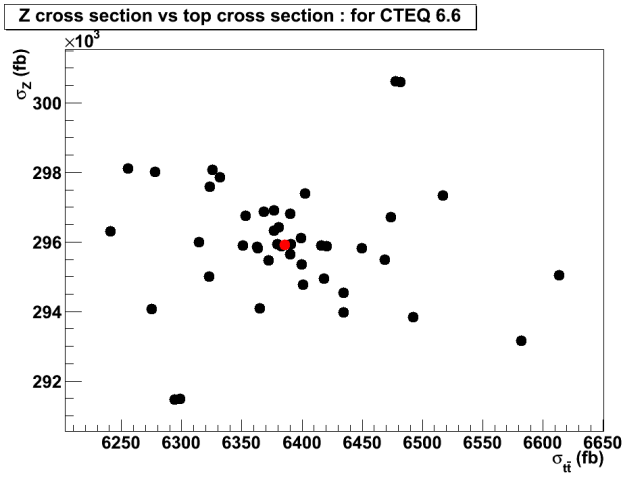


Figure 7.7 – Corrélation des incertitudes liées à la paramétrisation des fonctions de densité de partons entre la section efficace du boson Z et celle de production de paires de quarks top pour la paramétrisation CTEQ6.6 et au Tevatron. La valeur centrale est représentée par le point rouge. Les points noirs représentent les valeurs des sections efficaces lorsque l'un des paramètres des fonctions de densité de partons a été varié suivant $\pm 1\sigma$.

considérée évaluée avec la paramétrisation des fonctions de densités de partons où le $i^{ème}$ paramètre a été varié de $+1\sigma$ (resp. -1σ). Ce coefficient, introduit dans [15], caractérise le fait que la dépendance de deux observables avec la paramétrisation des fonctions de densité de partons est corrélée ($\cos\Phi = 1$) ou non ($\cos\Phi = 0$). L'évaluation de ce coefficient dans notre cas donne :

$$\cos\Phi = -0.06 \ . \tag{7.12}$$

Cette valeur est cohérente avec celle obtenue par la collaboration CTEQ [15] : $\cos\Phi = -0.03$. Ce résultat peut s'expliquer par le fait que même si les processus de production du boson Z et celui de paires de quarks top dépendent tous les deux des fonctions de densités des quarks, l'incertitude dominante dans le cas du top est celle liée à la fonction de densité des gluons car celles des quarks est mieux connue. Ainsi les incertitudes des deux processus sont non corrélées : elles vont donc être ajoutées quadratiquement lors de l'évaluation du rapport des sections efficaces.

7.2.2 Corrélations liées aux échelles de factorisation et de renormalisation au Tevatron

Les échelles de renormalisation et de factorisation sont des paramètres non physiques qui apparaissent dans le calcul des sections efficaces à un ordre fixé dans le développement perturbatif. La manière habituelle utilisée pour évaluer l'incertitude théorique dû aux ordres supérieurs est de faire varier ces échelles autour d'une valeur physique dépendant du processus considéré et d'étudier la variation de la section efficace qui en résulte. Par exemple, dans le cas de la section efficace de production de paires de quarks top, cette incertitude est évaluée en faisant varier indépendamment les échelles de factorisation et de renormalisation entre $m_{top}/2$ et $2m_{top}$: la variation la plus grande est gardée comme incertitude. La plage de variation des échelles est volontairement restreinte : le

calcul théorique faisant intervenir des termes en $\ln(m_{top}/\mu)$ où μ correspond à l'échelle de renormalisation ou de factorisation, ces dernières ne peuvent être trop différentes de m_{top} afin d'éviter des termes grands non physiques dans l'expansion perturbative du calcul de la section efficace.

En principe, cette procédure est effectuée indépendamment pour chaque calcul théorique de section efficace. Même si une mesure expérimentale permettrait de fixer une valeur pour ces échelles pour un calcul donné, il est impossible de réutiliser cette valeur pour un autre processus ou même pour un autre domaine d'espace des phases pour le même processus. Ceci est directement dû au caractère non physique de ces grandeurs qui ne peuvent donc pas être mesurées comme tout paramètre physique et réutilisées ensuite.

Dans le cas de notre étude, nous avons cependant considéré la possibilité d'une corrélation entre les variations des échelles de renormalisation et de factorisation entre le processus de production de paires de quarks top et du boson Z. Bien que les échelles ne sont pas a priori « transportables » d'un processus à l'autre, nous avons considéré le fait qu'au Tevatron, les deux processus sont dominés par un état initial quark-antiquark. Cette similitude pourrait conduire, même à des ordres supérieurs en perturbation, à des comportements similaires d'un point de vue des échelles entraînant une corrélation entre les deux processus utilisable pour réduire l'incertitude théorique.

Pour cette étude, les échelles de renormalisation et de factorisation ont été variées de manière indépendante entre $\frac{m_X}{2}$ et $2m_X$ où X est soit le quark top soit le boson Z. Nous avons ensuite comparé la variation des deux sections efficaces en fonction de cette variation des échelles.

7.2.2.1 Corrélation de l'incertitude liée à la valeur de l'échelle de renormalisation

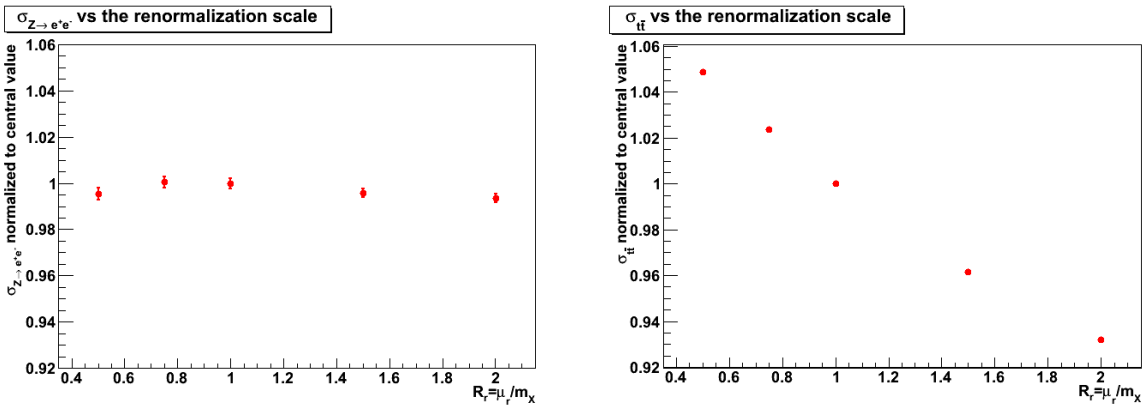
L'échelle de renormalisation a été variée entre $\frac{m_X}{2}$ et $2m_X$ et l'échelle de factorisation a été fixée à m_X.

La figure 7.8 montre que la variation des deux sections efficaces au NLO avec l'échelle de renormalisation est différente : alors que la section efficace de production de paires de quark top diminue quand l'échelle de renormalisation augmente, la section efficace du boson Z est quasiment insensible à cette variation. Ceci peut être justifié par le fait que la production du boson Z est un processus électrofaible et les corrections de couplage fort n'interviennent donc de manière significative qu'à des ordres élevés. Ceci implique l'impossibilité qu'il y ait une corrélation entre les deux processus en ce qui concerne l'incertitude liée à l'échelle de renormalisation. Ces deux processus seront donc considérés comme indépendants et les erreurs seront ajoutées quadratiquement lors du calcul du rapport des deux sections efficaces.

7.2.2.2 Corrélation de l'incertitude liée à la valeur de l'échelle de factorisation

L'échelle de factorisation a été variée entre $\frac{m_X}{2}$ et $2m_X$ et l'échelle de renormalisation a été fixée à m_X.

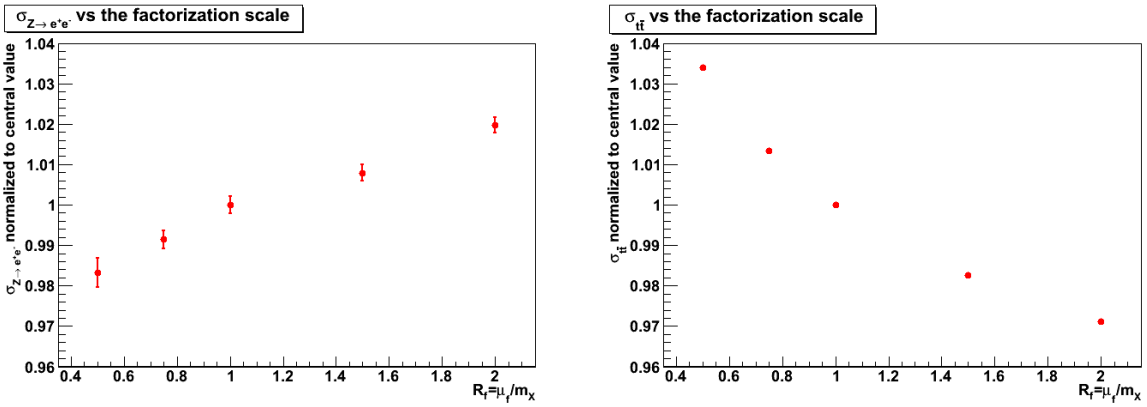
La figure 7.9 montre la variation des deux sections efficaces avec l'échelle de factorisation : un comportement opposé apparaît. Avant de pouvoir considérer ce comportement



(a) Section efficace du Z. (b) Section efficace du top.

Figure 7.8 – Variation des deux sections efficaces, calculées au NLO, en fonction de l'échelle de renormalisation. La fonction de densité de partons utilisée est CTEQ6.6. Les valeurs sont normalisées à la valeur centrale de la section efficace ($\mu_r = m_X, R_r = \mu_r/m_X = 1$).

comme une anti-corrélation existant entre les deux section efficaces, nous avons essayé d'interpréter physiquement ce comportement.



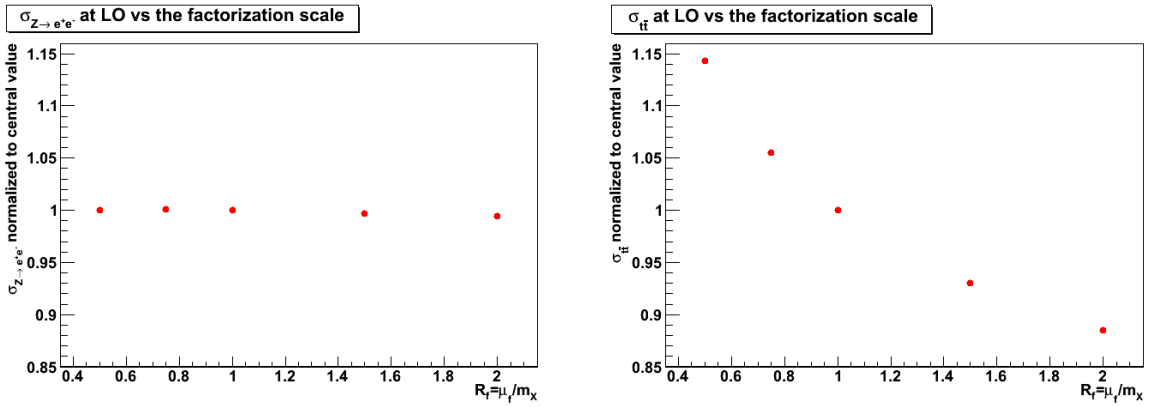
(a) Section efficace du Z. (b) Section efficace du top.

Figure 7.9 – Variation des deux sections efficaces, calculées au NLO, en fonction de l'échelle de factorisation. La fonction de densité de partons utilisée est CTEQ6.6. Les valeurs sont normalisées à la valeur centrale de la section efficace ($\mu_f = m_X, R_f = \mu_f/m_X = 1$).

Un test possible pour essayer de comprendre ce comportement est d'étudier la variation des deux sections efficaces en fonction de l'échelle de factorisation mais à l'ordre des arbres (LO). En effet, à cette ordre là, seule intervient l'échelle de factorisation dans le calcul de la section efficace ; l'échelle de renormalisation n'intervenant qu'à l'ordre supérieur. Le comportement lié à l'échelle de factorisation peut donc être isolé et peut confirmer l'anti-corrélation observée au NLO.

La figure 7.10 montre que le comportement opposé observé au NLO a disparu au LO. Il est donc peu probable que le comportement observé au NLO puisse être interprété comme une anti-corrélation physique entre les deux processus. En conséquence, aucune corrélation

ne sera considérée en ce qui concerne l'incertitude liée à l'échelle de factorisation. Les deux erreurs seront ajoutées en quadrature lors du calcul du rapport.



(a) Section efficace du Z.

(b) Section efficace du top.

Figure 7.10 – Variation des deux sections efficaces, calculées au LO, en fonction de l'échelle de factorisation. La fonction de densité de partons utilisée est CTEQ6.6. Les valeurs sont normalisées à la valeur centrale de la section efficace ($\mu_f = m_X, R_f = \mu_f/m_X = 1$).

Le comportement observé pour les deux sections efficaces au LO en fonction de l'échelle de factorisation peut s'expliquer physiquement. En effet, dans le cas du boson Z, la fraction d'impulsion typique des quarks intervenant dans le calcul des fonctions de densité de partons est $\langle x_Z \rangle \simeq m_Z/\sqrt{s} = 0.05$. La figure 7.11 montre l'évolution de la fonction de densité du quark up pour la paramétrisation CTEQ6.6M et pour trois valeurs différentes de l'échelle de factorisation : 10, 100, 1000 GeV^2. A $x \simeq 0.05$, la valeur de la fonction de densité du quark up est quasiment indépendante de la valeur de l'échelle de factorisation : cela confirme l'absence de dépendence de la section efficace du boson Z au LO avec l'échelle de factorisation. En ce qui concerne la production de paires de quarks top, la fraction d'impulsion typique emportée par les quarks est plus élevée $\langle x_{top} \rangle \simeq 0.2$. Pour cette valeur de x, la fonction de densité du quark up diminue avec l'échelle de factorisation ce qui correspond au comportement observé pour la section efficace de production de paires de quark top sur la figure 7.10.

7.2.3 Combinaison des incertitudes

A partir des études présentées précédemment, les incertitudes sur le rapport des sections efficaces du boson Z et de production de paires de quark top seront combinées selon :

- les erreurs sur les fonctions de densité de partons seront ajoutées quadratiquement ;
- les erreurs sur les échelles de renormalisation et de factorisation seront ajoutées quadratiquement.

La valeur de la section efficace NLO du boson Z, utilisée pour l'évaluation du rapport, a été évaluée avec MCFM 5.4 pour la paramétrisation des fonctions de densité de partons CTEQ6.6 et pour une fenêtre en masse invariante du système dileptonique : de 61 à 131 GeV :

$$\sigma_Z = 296\ ^{+8.1}_{-8.3}\ (\text{PDF})\ ^{+5.8}_{-9.5}\ (\text{scale})\ (\text{pb}). \tag{7.13}$$

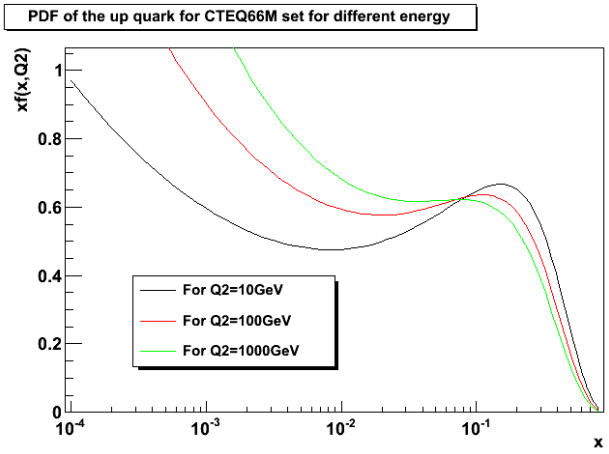


Figure 7.11 – Fonction de densité du quark up pour trois valeurs différentes de l'échelle de factorisation.

Les valeurs de la section efficace du top sont évaluées pour une masse de $m_{top} = 175$ GeV et en utilisant les mêmes calculs théoriques que pour l'extraction de la masse (voir table 7.4).

Calcul théorique	Section efficace (pb)	Incertitude sur les PDF	Incertitude sur les échelles
NLO+NLL [12]	6.61	$^{+0.44}_{-0.34}$	$^{+0.26}_{-0.46}$
approximate NNLO [13]	6.90	$^{+0.39}_{-0.39}$	$^{+0.067}_{-0.25}$
approximate NNLO [14]	6.73	$^{+0.43}_{-0.33}$	$^{+0.27}_{-0.46}$

Tableau 7.4 – Section efficace de production de paires de quarks top pour différents calculs théoriques ($m_{top} = 175$ GeV).

En utilisant les conventions définies précédemment, les valeurs du rapport $R = \frac{\sigma_{top}}{\sigma_Z}$ et son incertitude sont montrées dans le tableau 7.5. Comme il n'y a pas de corrélations théoriques entre les deux sections efficaces, les incertitudes théoriques ne peuvent pas être réduite en utilisant le rapport des deux sections efficaces.

Calcul théorique	R ($.10^{-2}$)	Incertitude sur les PDF ($.10^{-2}$)	Incertitude sur les échelles ($.10^{-2}$)
NLO+NLL [12]	2.23	$^{+0.16}_{-0.13}$	$^{+0.098}_{-0.17}$
approximate NNLO [13]	2.33	$^{+0.15}_{-0.15}$	$^{+0.051}_{-0.11}$
approximate NNLO [14]	2.27	$^{+0.16}_{-0.13}$	$^{+0.10}_{-0.17}$

Tableau 7.5 – Rapport de la section efficace de production de paires de quarks top et de la section efficace du boson Z pour différents calculs théoriques de la section efficace du top ($m_{top} = 175$ GeV).

7.3 Conclusion

Il est possible d'extraire une valeur de la masse du quark top à partir des mesures expérimentales et des calculs théoriques de la section efficace de production de paires de quarks top. Cette valeur extraite est mieux définie théoriquement mais souffre d'une incertitude plus élevée que la mesure directe. Cette incertitude est dominée par l'incertitude expérimentale. Il est possible d'essayer de diminuer cette incertitude en considérant des rapports de sections efficaces. Nous avons effectué l'étude théorique du rapport de la section efficace de production de paires de quarks top et de celle du boson Z à l'aide du générateur MCFM 5.4 et pour la paramétrisation des fonctions de densité de partons CTEQ6.6. Les corrélations théoriques possibles sont liées aux fonctions de densité de partons et aux échelles de factorisation et de renormalisation. Au Tevatron, aucune corrélation n'a été trouvée entre ces deux sections efficaces ce qui rend impossible la réduction de l'incertitude par ce biais.

Une des meilleures possibilités pour améliorer cette mesure est de diminuer l'erreur expérimentale : la comparaison entre deux extractions, l'une pour 1 fb^{-1} et l'autre pour $5,3$ fb^{-1}, a déjà montré une amélioration de l'incertitude. Cette dernière est cependant due en majorité à une position relative différente entre la section efficace théorique et expérimentale. La mesure expérimentale du rapport des sections efficaces du boson Z et de production de paires de quark top et son utilisation dans l'extraction de la masse permettrait sans doute de réduire l'incertitude sur la masse extraite.

Bibliographie

[1] D0 collaboration, V.M. Abazov *et al.*, *Constraints on the top quark mass from the tt-pair production cross section*, Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 192004.

[2] P. Nason, S. Dawson et R. K. Ellis, *The total cross section for the production of heavy quarks in hadronic collisions*, Nucl. Phys. B303 (1988) 607-633.

[3] The DØ Collaboration, *Measurement of the Top Quark Mass using* $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t})_{l+jets}$ *and* $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t})_{ll}$ *with the DØ Detector at* $\sqrt{s} = 1,96$ TeV *in the Run II Data*, DØ Note 5459-CONF (2007).

[4] N. Kidonakis et R. Vogt, *Next-to-next-to-leading order soft gluon corrections in top quark hadroproduction*, Phys. Rev. D68, 114014 (2003), arXiv : 0308222.

[5] M. Cacciari *et al.*, *The t anti-t cross-section at* 1.8 TeV *and* 1.96 TeV *: A study of the systematics due to parton densities and scale dependence*, JHEP 0404, 068 (2004), arXiv : 0303085.

[6] The DØ Collaboration, *Measurement of the Top Quark Mass with the Matrix Element Method using the lepton+jets* 1 fb^{-1} *Data Set*, DØ note 5362-CONF (2007).

[7] The DØ Collaboration, *Combinaion of preliminary p17 dilepton mass measurements*, DØ note 5460-CONF (2007).

[8] The Tevatron Electroweak Working Group for the CDF and DØ Collaborations, *A combination of CDF and DØ results on the mass of the top quark*, FERMILAB-TM-2380-E, arxiv : 0703034 (2007).

[9] T. Bayes, *An Essay towards solving a Problem in the Doctrine of Chances*, Physical Transactions of the Royal Society of London, 53 :370-418 (1763).

[10] The DØ Collaboration, *Measurement of the* $t\bar{t}$ *production cross section and top quark mass extraction using dilepton events in* $p\bar{p}$ *collisions*, Phys. Lett. B679 :177-185 (2009).

[11] M. Besançon *et al.*, *Measurement of the* $t\bar{t}$ *Production Cross-section in Dilepton Final State Using RunIIb1 and RunIIb2 Dataset for Winter '10 Conferences*, DØ Note 6027 (2010).

[12] M. Cacciari *et al*, arXiv : 0804.2800v1 (2008).

[13] S. Moch, P. Uwer, *Theoretical status and prospects for top-quark pair production at hadron colliders*, HEP-PH 0804.1476 (2008).

[14] N. Kidonakis and R. Vogt, Phys. Rev. D **78**, 074005, (2008) ; N. Kidonakis, private communications.

[15] P. Nadolsky *et al.*, *Implication of CTEQ global analysis for collider observables*, Phys. Rev. D **78** 013004 (2008).

[16] M. Cacciari *et al*, JHEP04(2004)068, April, 2004.

[17] The Tevatron Electroweak Working Group for the CDF and D0 Collaborations Combination of the CDF and D0 Results on the Mass of the Top Quark, CDF Note 9717, D0 Note 5899, arXiv : 0903.2503.

[18] The DØCollaboration, Phys. Rev. D **80** 071102 (2009).

[19] S. Chevalier-Théry *et al.*, *Study of the Theoretical Correlation between the Top Pair Cross Section and the Z Boson Cross Section*, DØ Note 5957 (2009).

[20] The CDF Collaboration, *Measurement of the Ratio of the Top Pair Cross Section with the Z boson Cross Section in* 4.3 fb^{-1}, CDF Note 9878 (2009).

[21] Pésentation de C. Deterre au double top meeting du 17 décembre : `http://www-d0.hef.kun.nl//fullAgenda.php?ida=a092056&fid=35`.

[22] J. Campbell and R.K. Ellis, *MCFM - Monte Carlo for FeMtobarn processes*, `http://mcfm.fnal.gov/`.

[23] P. M. Nadolsky *et al.*, Phys. Rev. D **78** 013004 (2008) ; W. Beenakker *et al.*, Phys. Rev. D **40**, 54 (1989).

Conclusion

Dans cette thèse, nous avons étudié deux propriétés du quark top : la section efficace de production par paires top-antitop et la masse du quark top. Tout d'abord, la mesure de la section efficace de production de paires de quarks top a été effectuée à partir des données enregistrées par l'expérience DØ au Tevatron entre 2006 et 2009 correspondant à une luminosité intégrée de $4,3$ fb^{-1}. L'état final considéré contient un électron, un muon, deux jets de quark b et de l'énergie transverse manquante. Ensuite à l'aide de cette mesure, une méthode d'extraction de la masse du quark top, développée dans ce manuscrit, a été utilisée pour évaluer la masse du quark top.

La première partie de cette thèse a concerné l'optimisation de l'identification des muons grâce à deux études. La première étude concerne la contamination des muons cosmiques. Afin de la diminuer, l'information fournie par les différentes couches de scintillateurs du système à muons est utilisée. Après avoir construit un échantillon de muons cosmiques, les coupures sur les temps détectés par les différentes couches de scintillateurs ont été variées afin d'optimiser l'efficacité de ces coupures. La deuxième étude concerne l'étude de la qualité des traces des muons reconstruites à partir des informations des trajectographes. Après avoir constitué un échantillon de muons ayant des traces de mauvaise qualité, la coupure sur la variable $\chi^2/d.o.f.$ de l'ajustement, qualifiant la qualité d'une trace, a été variée en vue d'une optimisation. Cette dernière a été effectuée en considérant la dépendance en luminosité de l'efficacité d'identification des muons ayant une trace de bonne qualité. Ces deux études ont conduit à de nouvelles définitions de qualité des muons utilisées par la collaboration DØ.

La seconde partie expérimentale de ce travail de thèse a consisté en la mesure de la section efficace de production de paires de quark top dans le canal électron-muon. Après un travail d'optimisation de la sélection des événements top, le manuscrit présente de manière détaillée l'ensemble des incertitudes systématiques qui ont été considérées. La valeur mesurée pour une luminosité intégrée de $4,3$ fb^{-1} est de :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}) = 9,08\ ^{+0,76}_{-0,73}\ (\text{stat})\ ^{+1,01}_{-1,01}\ (\text{sys})\ \pm 0,61\ (\text{lumi})\ \text{pb}$$

pour une masse du quark top de $M_{top} = 172,5$ GeV. Afin d'améliorer cette mesure, une étude plus approfondie des différentes incertitudes systématiques, qui sont l'incertitude limitante, pourra être effectuée afin de pouvoir les diminuer (étude commune avec la collaboration CDF pour la combinaison des mesures de sections efficaces et de la masse) ainsi que l'utilisation de l'étiquetage des jets de quark b et de méthodes multivariables (Neural Network ou Boosted Decision Tree). Cette mesure de la section efficace de paires de quark top permet sa confrontation avec les prédictions théoriques du Modèle Standard. Elle est aussi une validation de notre compréhension des données en vue de la mesure d'autres propriétés du quark top telle que sa masse. Enfin, la comparaison des différents canaux de désintégration peut permettre de déterminer la présence de nouvelle physique si les différentes mesures présentent un désaccord.

La dernière partie de cette thèse utilise la mesure expérimentale de la section efficace afin d'extraire une valeur de la masse du quark top. Cette méthode d'extraction repose sur la dépendance de la section efficace expérimentale et théorique avec la masse au pôle du quark top. L'intérêt d'une telle méthode est de proposer une mesure alternative aux mesures directes de la masse du quark top. En effet, au vue de la précision accrue de la

mesure directe de la quark top, la question de savoir quelle masse exactement est mesurée est devenue cruciale. Une étude approfondie des définitions théoriques de la masse ainsi que des méthodes de mesure directes utilisées montre que la masse mesurée correspond à une valeur proche de la masse au pôle qui souffre d'une ambigüité théorique de l'ordre de 500 MeV (à comparer au $1,3$ GeV d'incertitude sur la mesure de la masse). L'utilisation de générateurs Monte Carlo ne décrivant que de manière approximative certains effets non perturbatifs, conduit à une mesure par cette méthode uniquement approximative de la masse au pôle. La méthode d'extraction à partir des sections efficaces dépendant moins de la simulation conduit à la mesure d'une masse au pôle plus précise. A partir de la section efficace de production de paires de quark top mesurée dans le canal dileptonique combiné pour une luminosité intégrée de $5,3$ fb^{-1}, la masse extraite est : $M_t = 167,2\ ^{+6,7}_{-6,3}$ GeV en utilisant les calculs $NNLO_{approx}$ de S. Moch et P. Uwer. Cette valeur est en accord avec la mesure directe de la masse du quark top : $m_{top} = 173.1 \pm 0.6$ (stat) $\pm$ 1.1 (sys) GeV. L'incertitude dominante est liée à l'incertitude expérimentale. Une étude des corrélations théoriques entre la section efficace de production de paires de quark top et celle du boson Z a été effectuée afin de déterminer s'il était possible de diminuer l'incertitude théorique. Dans le cas du Tevatron, aucune corrélation liée à l'incertitude des fonctions de densité de partons ni à celle des échelles de renormalisation et de factorisation n'a été trouvée. Cependant, la mesure du rapport expérimental de ces deux sections efficaces peut conduire à une diminution de l'incertitude sur la masse extraite en raison de l'incertitude commune sur la luminosité entre ces deux sections efficaces ainsi que la possible corrélation entre différentes incertitudes expérimentales. Une telle méthode de mesure de la masse du quark top peut aussi être plus précise au LHC. Dans les années à suivre, il sera primordial de posséder des mesures alternatives de la masse du quark top que ce soit la masse au pôle ou la masse $\overline{MS}$ afin de bien comprendre le comportement de ce paramètre du Modèle Standard.

Résumé

Le quark top a été découvert en 1995 par les collaborations CDF et D0 auprès du collisionneur proton-antiproton du Tevatron. Aujourd'hui, la quantité de données analysables par chaque expérience permet d'étudier avec précision ce quark : sa masse est ainsi connue à mieux que 1%. Cette thèse présente la mesure de la section efficace de production de paires de quarks top dans le canal électron-muon avec un échantillon de données de $4,3$ fb^{-1} enregistrées entre 2006 et 2009 par l'expérience D0. L'état final contenant un muon, l'amélioration de leur identification a été effectuée en étudiant d'une part la contamination des muons cosmiques et d'autre part la qualité des traces des muons. La mesure de la section efficace est en accord avec les prédictions théoriques ainsi qu'avec l'ensemble des autres mesures expérimentales. Cette mesure a ensuite été utilisée pour extraire une valeur de la masse du quark top. Cette méthode permet l'obtention d'une masse mieux définie théoriquement que dans le cas des mesures directes car elle dépend moins de la simulation des événements. L'incertitude sur la masse extraite, dominée par l'incertitude expérimentale, est néanmoins plus élevée que celle sur la mesure directe. Une étude des corrélations théoriques de la section efficace de production du boson Z et celle de paires de top a été effectuée pour vérifier si une diminution de l'incertitude sur la masse extraite était possible : dans le cadre du Tevatron, ces deux grandeurs sont théoriquement non corrélées et ne peuvent donc pas conduire à une diminution de l'incertitude sur la masse extraite.

Abstract

The top quark has been discovered by CDF and D0 experiments in 1995 at the proton-antiproton collider Tevatron. The amount of data recorded by both experiments makes it possible to accurately study the properties of this quark : its mass is now known to better than 1% accuracy. This thesis describes the measurement of the top pair cross section in the electron muon channel with $4,3$ fb^{-1} recorded data between 2006 and 2009 by the D0 experiment. Since the final state included a muon, improvements of some aspects of its identification have been performed : a study of the contamination of the cosmic muons and a study of the quality of the muon tracks. The cross section measurement is in good agreement with the theoretical calculations and the other experimental measurements. This measurement has been used to extract a value for the top quark mass. This method allows for the extraction of a better defined top mass than direct measurements as it depends less on Monte Carlo simulations. The uncertainty on this extracted mass, dominated by the experimental one, is however larger than for direct measurements. In order to decrease this uncertainty, the ratio of the Z boson and the top pair production cross sections has been studied to look for some possible theoretical correlations. At the Tevatron, the two cross sections are not theoretically correlated : no decrease of the uncertainty on the extracted top mass is therefore possible.