



Mesure de la section efficace de production de paires de quarks top dans le canal comportant un muon, un tau, des jets dont au moins un jet de b, et de l'énergie manquante auprès de l'expérience Dzero du Tevatron

Jérôme Jammes

► To cite this version:

Jérôme Jammes. Mesure de la section efficace de production de paires de quarks top dans le canal comportant un muon, un tau, des jets dont au moins un jet de b, et de l'énergie manquante auprès de l'expérience Dzero du Tevatron. Autre [cond-mat.other]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2011. Français. NNT : 2011CLF22154 . tel-00840859

HAL Id: tel-00840859

<https://theses.hal.science/tel-00840859>

Submitted on 3 Jul 2013

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

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

UNIVERSITÉ CLERMONT II - BLAISE PASCAL

U.F.R. Sciences et Technologies

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITÉ

SPÉCIALITÉ : PHYSIQUE DES PARTICULES

par

Jérôme Jammes

Diplômé d'un Master de Physique

« Mesure de la section efficace de production de paires de quarks top dans le canal $\mu + \text{jets} + \tau + \text{b-jet(s)} + \cancel{E}_T$ auprès de l'expérience DØ du Tevatron »

Thèse soutenue le 9 septembre 2011, devant la commission d'examen :

Président :	M.	A.	BALDIT	
Examineurs :	Mme	F.	BADAUD-GARDY	Co-directrice de thèse
	M.	P.	GAY	Co-directeur de thèse
	Mme	I.	RIPP-BAUDOT	Rapportrice
	M.	E.	KAJFASZ	Rapporteur
	M.	P.	LEBRUN	Examineur

Table des matières

Introduction	1
1 Le cadre théorique	3
1.1 Introduction au Modèle Standard	3
1.1.1 Bosons et Fermions	3
1.1.2 Champs de bosons	6
1.1.3 Champs de fermions	12
1.1.4 Eléments de théorie des groupes	19
1.2 Le Modèle Standard	21
1.2.1 L'électrodynamique quantique (QED)	21
1.2.2 La théorie électrofaible	24
1.2.3 La matrice CKM	30
1.2.4 La chromodynamique quantique (QCD)	33
1.2.5 Les insuffisances du Modèle Standard	34
1.3 La physique du quark top	37
1.3.1 Modes de production	37
1.3.2 Modes de désintégration	39
1.3.3 La section efficace du quark top	39
1.3.4 La masse du quark top	41
2 Le dispositif expérimental	43
2.1 Le complexe d'accélération du Tevatron	43
2.1.1 Origine des faisceaux de protons et d'antiprotons	43
2.1.2 Les collisions $p - \bar{p}$: le Tevatron	50
2.1.3 Performances et luminosité délivrée	51
2.2 Le détecteur DØ	53
2.2.1 Système de coordonnées	55
2.2.2 Le détecteur de traces	55
2.2.3 Les détecteurs de pied de gerbe	58
2.2.4 Le calorimètre	58
2.2.5 La région inter-cryostat	61
2.2.6 Le spectromètre à muons	62
2.2.7 Le luminomètre	63
2.2.8 Le système de déclenchement	64
3 La reconstruction et l'identification des objets	65
3.1 Reconstruction et identification des jets	65
3.1.1 Reconstruction des jets hadroniques	65

3.1.2	Identification des jets hadroniques	68
3.1.3	Correction de l'échelle en énergie des jets	69
3.1.4	Procédure JSSR	70
3.1.5	Définition des jets utilisés dans l'analyse	71
3.1.6	Etiquetage des jets de saveur b	72
3.2	Reconstruction et identification des leptons taus	73
3.2.1	Modes de désintégration du lepton tau	73
3.2.2	Reconstruction des taus	73
3.2.3	Identification des taus	74
3.2.4	Définition des taus utilisés dans l'analyse	77
3.3	Reconstruction et identification des muons	77
3.3.1	Reconstruction des muons	77
3.3.2	Identification des muons	78
3.3.3	"Smearing" des muons	79
3.3.4	Définition des muons utilisés dans l'analyse	79
3.4	Evaluation de l'énergie transverse manquante	81
4	La mesure de la section efficace $t\bar{t}$ dans le canal $\mu+\text{jets}+\tau+\text{b-jet(s)}+\cancel{E}_T$	82
4.1	Données et sélections appliquées sur les données	82
4.2	Processus Monte Carlo utilisés	84
4.2.1	Bruits de fond et signal considérés	84
4.2.2	Processus $t\bar{t}$	85
4.2.3	Processus W+Jets	86
4.2.4	Processus $Z/\gamma^*+\text{Jets}$	87
4.2.5	Processus dibosons	90
4.2.6	Processus top célibataire	91
4.3	Corrections appliquées à la simulation	91
4.4	Sélection di-muons au pic du Z	94
4.4.1	Description de la sélection appliquée	95
4.4.2	Profil de luminosité instantanée	95
4.4.3	Comparaison entre les données et la simulation	96
4.5	Etude de la présélection $\mu+\text{jets}+\cancel{E}_T$	104
4.5.1	Sélection appliquée	104
4.5.2	Normalisation du fond W+Jets et estimation du fond multijets à l'étape de présélection $\mu+\text{jets}+\cancel{E}_T$	104
4.5.3	Distributions et résultats obtenus	106
4.6	Etude de la sélection $\mu+\text{jets}+\tau+\cancel{E}_T$	110
4.6.1	Taux de "fake" et correction appliquée au Monte Carlo	111
4.6.2	Estimation du bruit de fond multijets à l'étape de sélection $\mu+\text{jets}+\tau+\cancel{E}_T$	117
4.6.3	Distributions et résultats avec la méthode "mNN"	138
4.6.4	Distributions et résultats avec la méthode "SS/OS"	147
4.7	Etude de la sélection $\mu+\text{jets}+\tau+\text{b-jet(s)}+\cancel{E}_T$	156
4.7.1	Distributions et résultats	156
4.8	Efficacités obtenues pour les processus $t\bar{t}$	161
4.9	Extraction de la section efficace $t\bar{t}$	162
4.9.1	Méthode utilisée	162
4.9.2	Résultat obtenu	163
4.10	Evaluation des incertitudes systématiques	165

4.10.1 Sources d'incertitudes systématiques	165
4.10.2 Résultat final	170
4.11 Prospectives au LHC	170
Conclusion	175

Remerciements

Je tiens en premier lieu à remercier M. Alain Baldit, directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand, pour m'avoir permis de réaliser ce doctorat au sein du groupe DØ.

Je remercie M. Pascal Gay d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse pendant ces trois années.

Je remercie ma co-directrice de thèse, Mme Frédérique Badaud-Gardy, d'avoir suivi mes recherches et de m'avoir permis de progresser, tant au niveau de l'aspect informatique que de la compréhension de la physique, tout au long de cette thèse.

Je remercie particulièrement Mme Isabelle Ripp-Baudot et M. Eric Kajfasz d'avoir accepté d'être mes rapporteurs de thèse et examinateurs, ainsi que M. Patrice Lebrun d'avoir accepté d'être examinateur pour cette thèse.

Je remercie les "conveners" du groupe Top de DØ, à savoir Mme Yvonne Peters, M. Alexander Groshjean, M. Gianluca Petrillo et M. Zhenyu Ye.

Je remercie Philippe Gris, tout d'abord de m'avoir accepté dans son bureau, et bien sûr pour les nombreux conseils et renseignements en physique et en informatique. Je le remercie en premier lieu de m'avoir fourni les programmes de production des rootfiles. Je n'oublie pas les discussions passionnantes du temps de midi autour de la physique et de la philosophie et sa culture insatiable sur de nombreux domaines, ainsi que sa franchise et son humilité.

Je remercie les autres doctorants de DØ, et en particulier Diego Menezes, pour les agréables moments passés à FNAL et les discussions fructueuses sur nos analyses respectives. C'est aussi grâce à toi que j'ai pu avancer dans mon analyse. Je remercie David Jamin pour avoir contribué à mon intégration dans le groupe lors des soirées DØ à l'Aspen East, ainsi que Smain Kermiche pour toutes les astuces en tout genre, pour les repas hors FNAL et pour les moments de franche rigolade.

Je remercie Mlle Annie Gavaix et M. Jean Orloff d'avoir accepté mon passage de la Licence de mathématiques au Master I de physique, et de m'avoir ainsi laissé ma chance.

Ces années de thèse m'ont permis également d'enseigner en deuxième année de médecine, dans la discipline de biophysique. J'ai eu le plaisir de travailler avec Mme Brigitte Bonhomme, ma tutrice, qui n'a pas ménagé ses efforts pour me permettre de travailler sereinement mais également pour me permettre de réaliser des TPs. Je tiens à remercier chaleureusement ma tutrice non officielle pour la partie TPs, Mme Michèle Borel.

Je remercie mes amis non-thésards d'avoir supporté mes conversations et autres difficultés pendant ces trois années, et en particulier Bertrand, un ami fidèle et sûr depuis l'enfance.

Je remercie mes parents pour leur amour et leur soutien inconditionnels pendant cette thèse, ainsi que pour l'éducation et l'ouverture au monde qu'ils ont su me donner.

Je remercie ma femme Audrey pour son écoute, son amour, et pour tous les sacrifices concédés. Je dédie cette thèse à la mémoire de Jean Lavallée, mon grand-père, mon guide, qui a habité mon enfance et a mis dans mon coeur des souvenirs inoubliables.

Introduction

Le quark top a été découvert en 1995 par les collaborations CDF et DØ auprès du collisionneur protons-antiprotons Tevatron, situé près de Chicago, aux Etats-Unis. Le quark top est une particule de très haute masse, donc difficile à produire dans un collisionneur, et à l'heure actuelle seuls le Tevatron et le LHC sont capables de le créer. La mesure précise des propriétés du quark top permet de tester la validité du Modèle Standard de la physique des particules, mais également d'explorer la physique au-delà du Modèle Standard à travers sa masse notamment. L'analyse des 10 fb^{-1} de l'ensemble du Run II de DØ et CDF, ainsi que l'analyse des premières données du LHC, qui a délivré 1 fb^{-1} de données à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV, vont permettre prochainement de mesurer avec une précision accrue les propriétés du quark top, mais également de contraindre le visage de la nouvelle physique.

Le sujet de cette thèse repose sur la mesure de l'une des propriétés du quark top : la section efficace de production de paires de top par interaction forte. L'état final recherché comporte un muon, un lepton tau et leurs neutrinos associés, décelables sous forme d'énergie manquante dans le détecteur, et de deux jets de saveur b. Différents identificateurs ont été développés par la collaboration DØ et ceux se rapportant aux muons et aux jets, aux leptons taus (réseau de neurones), et aux jets de saveur b ("b-tagging") seront utilisés dans notre analyse.

Dans le premier chapitre, nous développerons les différents éléments théoriques sur lesquels repose la physique du Modèle Standard, et nous présenterons quelques notions fondamentales sur la physique du quark top. Les dernières mesures concernant la masse du quark top dans DØ et la section efficace seront également présentées.

Dans le chapitre deux, nous décrirons les ensembles constituant la chaîne d'accélération du Tevatron, ainsi que les détails sur l'origine des faisceaux de protons et d'antiprotons. Les performances récentes de l'accélérateur seront ensuite précisées. Puis, nous décrirons les différentes parties du détecteur DØ.

Dans le chapitre trois, il sera question de la description des différents objets tels qu'ils sont utilisés dans l'analyse qui va suivre, à savoir les jets, les leptons taus et les muons. Les notions d'énergie transverse manquante et d'étiquetage des jets de b seront également brièvement développées.

Dans le dernier chapitre, nous présenterons l'analyse qui a été effectuée pendant cette thèse, à savoir la mesure de la section efficace de production de paires de quarks top dans le canal : $\mu + \text{jets} + \tau + \cancel{E}_T + \text{b-tag(s)}$. La mesure de la section efficace repose sur un lot de données de 4.28 fb^{-1} correspondant aux périodes de prises de données officielles appelées "RunIIb-1" et "RunIIb-2". La vérification préalable à l'analyse consiste en l'étude d'une sélection quasi-pure

d'évènements di-muons, afin de s'assurer que les objets reconstruits et identifiés dans les données sont correctement reproduits par la simulation. Puis, les différents bruits de fond propres à l'analyse et le signal recherché seront décrits. Les corrections appliquées au Monte Carlo seront développées par la suite, et l'étude de l'étape de la préselection μ +jets sera alors menée. Puis une sélection sur les leptons taus sera demandée pour aboutir à l'étape de la sélection μ +jets+ τ . On demandera ensuite la présence d'au moins un jet étiqueté b dans les évènements, afin de parvenir à l'étape de la sélection finale μ +jets+ τ +b-tag(s). Les méthodes utilisées pour modéliser le bruit de fond multijets à l'étape de préselection (une méthode), et après la sélection d'un candidat tau (deux méthodes) seront détaillées. Puis, le résultat concernant la mesure de la section efficace $t\bar{t}$, accompagné des erreurs statistique et systématique, sera présenté. Enfin, un bref aperçu de la physique du quark top au LHC sera donné.

Chapitre 1

Le cadre théorique

Le cadre théorique sur lequel repose la physique des particules est basé sur le formalisme de la théorie des champs et est appelé Modèle Standard. Dans un premier temps, nous nous attacherons à rappeler quelques notions sur le formalisme lagrangien de la mécanique classique, puis nous développerons les notions de champs classiques et quantiques pour les bosons et les fermions, et nous évoquerons les notions d'invariance de jauge globale et locale. Ensuite, nous détaillerons les fondements du Modèle Standard, la brisure de symétrie électrofaible, le mécanisme de Higgs, et nous donnerons une brève description des limitations du Modèle Standard. Enfin, nous décrirons la physique du quark top dans une dernière partie.

1.1 Introduction au Modèle Standard

1.1.1 Bosons et Fermions

On désigne par particule, un état quantique déterminé, localisé dans l'espace et dans le temps, et caractérisé par des éléments qui se conservent au cours du temps (invariants) tels que, de manière non exhaustive, la masse au repos, les charges électrique, faible ou de couleur, le spin, l'isospin, la parité.

Chaque espèce i de particules est définie par une fonction de distribution statistique dans un gaz en équilibre à la température T [1] :

$$f(x, z_i, \xi_i, q) = \frac{1}{\exp(\sqrt{x^2 + z_i^2} - \xi_i) - q} \quad (1.1)$$

avec :

- $x = \frac{p \cdot c}{k_B \cdot T}$, où k_B est la constante de Boltzmann ($k_B \simeq 1.381 \cdot 10^{-23} \text{J.K}^{-1}$).
- $z_i = \frac{m_i \cdot c^2}{k_B \cdot T}$, où m_i est la masse au repos d'une particule de type i .
- $\xi_i = \frac{\mu_i}{k_B \cdot T}$, où μ_i représente le potentiel chimique d'une particule de type i .
- q est un nombre de valeur ± 1 , définissant la nature des particules (bosons ou fermions).

La matière qui nous entoure est constituée de fermions. Ce sont des particules de spin demi-entiers, soumises à la statistique de Fermi-Dirac, de fonction de distribution définie ci-dessus en

prenant q égal à -1 . La fonction d'onde d'un système de fermions étant anti-symétrique, deux fermions ne peuvent se trouver dans le même état quantique : c'est le principe d'exclusion de Pauli. Les fermions se répartissent en deux catégories de particules : les leptons, sensibles aux interactions électromagnétique et nucléaire faible mais pas à l'interaction forte. Les leptons sont l'électron, le muon et le tau, ainsi que leurs neutrinos associés. L'autre catégorie de fermions est celle des quarks, constitutifs des hadrons (mésons : états liés de deux quarks, ou baryons : états liés de trois quarks), sensibles aux interactions électromagnétique, nucléaire faible et nucléaire forte. La première famille de quarks contient les quarks u ("up") et d ("down") (constitutifs des protons et des neutrons en particulier). La seconde famille contient les quarks c ("charm") et s ("strange"). La troisième et dernière famille connue est constituée des quarks b ("bottom") et t ("top"). Quelques propriétés des fermions sont énoncées dans les tableaux 1.1 et 1.2. Les masses des particules sont exprimées en MeV/c^2 . $1 \text{ MeV}/c^2$ correspond à $\simeq 1.783.10^{-27}\text{g}$.

Propriétés	Leptons					
	e	ν_e	μ	ν_μ	τ	ν_τ
Masse (MeV/c^2)	0.51099	$< 2.2.10^{-6}$	105.66	< 0.17	1776.8	< 15.5
Charge électrique	$\pm e$	0	$\pm e$	0	$\pm e$	0
Spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$

TABLE 1.1 – Masse, charge électrique et spin des leptons du Modèle Standard.

Propriétés	Quarks					
	u	d	s	c	b	t
Masse (MeV/c^2)	1.7-3.3	4.1-5.8	101	1270	4190	173300
Charge électrique	$\frac{2}{3}e$	$-\frac{1}{3}e$	$-\frac{1}{3}e$	$\frac{2}{3}e$	$-\frac{1}{3}e$	$\frac{2}{3}e$
Spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$

TABLE 1.2 – Masse, charge électrique et spin des quarks du Modèle Standard.

Les interactions entre particules sont véhiculées par des médiateurs appelés bosons de jauge. Ces particules transmettent les différentes interactions décrites dans le Modèle Standard : le photon γ pour l'interaction électromagnétique (décrite par l'électrodynamique quantique dans le formalisme de la théorie des champs), les bosons W^+ , W^- et Z^0 pour l'interaction faible, et les huit gluons (portant des charges de couleur R , V et/ou B) pour l'interaction forte (décrite par la chromodynamique quantique).

Les bosons sont des particules de spin entier obéissant à la statistique de Bose-Einstein, en prenant $q=+1$ dans l'équation (1.1). La fonction d'onde d'un système de bosons est symétrique, et le nombre d'occupation d'un état quantique donné par un système de bosons n'est pas limité par le principe de Pauli.

En notant m_B la masse au repos des bosons de jauge, la portée de l'interaction est donnée par :

$$\lambda_B = \frac{\hbar.c}{m_B.c^2} \simeq \frac{197}{m_B.c^2} \left(\frac{\text{MeV}.fm}{\text{MeV}} \right). \quad (1.2)$$

Un photon, possédant une masse nulle, confère ainsi une portée infinie à l'interaction électromagnétique. Un boson W donnera une portée à l'interaction faible de l'ordre de 10^{-18}m .

Quelques propriétés des bosons de jauge sont rappelées dans le tableau 1.3.

Propriétés	Bosons de jauge			
	γ	$W^\pm$	Z	g
Masse (GeV/c ²)	0	80.4	91.2	0
Charge électrique	0	$\pm e$	0	0
Spin	1	1	1	1

TABLE 1.3 – *Masse, charge électrique et spin des bosons de jauge du Modèle Standard.*

Au premier ordre du développement perturbatif (c'est-à-dire pour l'échange d'un seul boson virtuel), le potentiel d'une interaction fondamentale s'exprime ainsi :

$$V_f = \pm \alpha_f \frac{e^{-\frac{r}{\lambda_b}}}{r} \quad (1.3)$$

avec α_f la constante de couplage de l'interaction fondamentale, λ_b la portée de l'interaction définie par l'égalité (1.2).

Ainsi les interactions de portée infinie ont un potentiel donné par :

$$V_f = \pm \alpha_f \frac{1}{r} \quad (1.4)$$

L'interaction électromagnétique, véhiculée par les photons, est tantôt attractive (lorsque les charges électriques sont de signes opposées), tantôt répulsives (lorsque les charges électriques sont de même signe). La constante de couplage de l'électromagnétisme est donnée par :

$$\alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot \hbar \cdot c} \simeq \frac{1}{137} \quad (1.5)$$

L'interaction forte est transmise par l'intermédiaire des gluons, qui permettent de changer la couleur d'un quark en une autre couleur. La force de confinement entre quarks étant proportionnelle à la distance qui les sépare, on n'observe pas de quarks libres à l'extérieur des hadrons. Le développement en série de l'interaction fondamentale donne un premier terme égal à $\pm \alpha_f \frac{1}{r}$, un terme constant en $\frac{\alpha_f}{\lambda_b}$, puis un terme en $\frac{\alpha_f}{\lambda_b^2}$, proportionnel à r . C'est ce dernier terme qui formalise le confinement des quarks.

L'interaction nucléaire forte est véhiculée par des mésons, états liés $q\bar{q}'$, où q, q' sont pris parmi les quarks u, d, c, s et b du Modèle Standard. Cette interaction est une interaction résiduelle de l'interaction forte de couleur se manifestant entre les quarks. Les quarks q et q' sont de couleurs opposées, de telle sorte que les mésons ne sont pas colorés. Les mésons sont de spin 0, et d'isospin 0, $\frac{1}{2}$ ou 1. Parmi les mésons, les pions sont des particules de masses proches de 140 MeV/c² (pions chargés) et de 135 MeV/c² (pion neutre), correspondant aux états liés suivants : $\pi^+ = u\bar{d}$, $\pi^- = \bar{u}d$, $\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$.

L'interaction nucléaire faible, responsable des phénomènes de radioactivité, est véhiculée par les bosons W^+ , W^- et Z^0 . Ceux-ci ont été observés pour la première fois au CERN en 1984 ([2] et [3]). Leur durée de vie moyenne est de l'ordre 10^{-24} s, ce qui entraîne un parcours moyen de l'ordre de 10^{-16} m, ainsi seuls leurs produits de désintégration sont directement observables dans un détecteur. La portée de l'interaction faible est de l'ordre de 10^{-18} m et son intensité de l'ordre de $\frac{1}{30}$.

1.1.2 Champs de bosons

Un système comportant un grand nombre de particules peut être décrit dans son aspect discontinu (c'est-à-dire corpusculaire) classique en utilisant les équations de la mécanique analytique : formalisme hamiltonien, équations de Lagrange, équations de Poisson. Le formalisme de la mécanique quantique, en particulier de la seconde quantification, permet de décrire un tel système dans son aspect discontinu quantique, par l'intermédiaire des opérateurs de création et d'annihilation de particules. Lorsque l'on voudra considérer ce système dans son ensemble, on décrira son aspect continu classique en termes de champs classiques (équations d'Hamilton-Jacobi, équations de Maxwell pour l'électromagnétisme). On décrira l'aspect continu quantique de ce système lorsqu'on procèdera à la quantification des champs, en utilisant les opérateurs de champs.

Théorie des champs classiques

Par analogie avec la mécanique analytique d'un ensemble discret de points matériels, la théorie des champs classiques admet l'existence d'une densité lagrangienne, fonction scalaire, donnée par :

$$\mathcal{L}(\phi, \partial_\nu \phi) = \mathcal{L}(\phi(x^\mu), \partial_\nu \phi(x^\mu)) \quad (1.6)$$

contenant toutes les informations sur l'état physique du système, ainsi que sur les observables qui s'y rapportent. L'espace dans lequel est défini cette fonction scalaire fondamentale est l'espace plat de Minkowski, caractérisé par une métrique $\eta_{\mu\nu}$ et par la fonctionnelle $\phi(x^\mu)$, avec $x^\mu = (x^0, x^i) = (t, \vec{x})$ et telle que : $\partial_\nu \phi(x^\mu) = \frac{\partial \phi(x^\mu)}{\partial x^\nu}$. L'intégration de cette densité lagrangienne sur tout l'espace des configurations amène à la définition du lagrangien du système :

$$L = \int \mathcal{L}(\phi, \partial_\nu \phi) d^3x \quad (1.7)$$

On définit l'action par l'expression :

$$S = \int L dt \quad (1.8)$$

On postule alors que les équation de champ correspondent à une action stationnaire, pour des variations du champ nulles aux frontières de la région d'intégration :

$$\delta S = 0 \quad (1.9)$$

La densité lagrangienne est fonction des variables $\phi(x)$ et $\partial_\mu \phi$, ce qui entraîne :

$$\delta \mathcal{L} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} \delta \phi + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu \phi} \delta \partial_\mu \phi \quad (1.10)$$

Or la variation de l'action hamiltonienne peut s'écrire :

$$\delta S = \delta \int \mathcal{L} d^3x dt = \delta \int \mathcal{L} d^4x = \int \delta \mathcal{L} d^4x \quad (1.11)$$

Ce qui nous donne :

$$\begin{aligned}
 \delta S &= \int \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} \delta \phi + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu \phi} \delta \partial_\mu \phi \right) d^4x \\
 &= \int \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} \delta \phi + \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu \phi} \delta \phi \right) - \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu \phi} \right) \delta \phi \right) d^4x \\
 &= \int \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} - \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu \phi} \right) \delta \phi d^4x + \int \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu \phi} \delta \phi \right) d^4x \\
 &= \int \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} - \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu \phi} \right) \delta \phi d^4x + \int \partial_\mu j^\mu(x) d^4x
 \end{aligned} \tag{1.12}$$

avec $j^\mu(x)$ un courant. L'intégrale sous forme d'une quadrivergence de courant s'annule, par utilisation du théorème d'Ostogradsky, en convertissant l'intégrale de volume en intégrale de surface, de valeur nulle sur la surface frontière de la région d'intégration. On aboutit ainsi à l'égalité suivante :

$$\forall \delta \phi, \delta S = \int \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} - \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu \phi} \right) \delta \phi d^4x = 0 \tag{1.13}$$

On obtient finalement les équations d'Euler-Lagrange du champ :

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} - \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu \phi} = 0 \tag{1.14}$$

Quant au hamiltonien, celui-ci s'écrit :

$$H = \int \mathcal{H} d^3x \tag{1.15}$$

avec $\mathcal{H}$ la densité hamiltonienne définie par :

$$\mathcal{H} = \pi \dot{\phi} - \mathcal{L} \tag{1.16}$$

où $\pi(x)$, moment canonique conjugué du champ $\phi(x)$, est donné par :

$$\pi(x) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_0 \phi} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\phi}} \tag{1.17}$$

Equation de Klein-Gordon

On définit l'espace-temps de configuration par les relations suivantes (représentation $\{X\}$) :

$$X^\mu | x^\mu > = x^\mu | x^\mu > \quad \mu = 0, 1, 2, 3 \text{ (équations aux valeurs propres)} \tag{1.18}$$

$$< x^\mu | x^{\mu'} > = \delta^4(x^\mu - x^{\mu'}) \text{ (relation d'orthonormalisation)} \tag{1.19}$$

$$\int | x^\mu > d^4x < x^\mu | = \mathbb{1} \text{ (relation de fermeture)} \tag{1.20}$$

$$\tag{1.21}$$

où X^μ est l'opérateur position de l'observateur dans l'espace-temps de Minkowski et $x^\mu = (x^0, x^i)$ les coordonnées de sa position. Le principe de correspondance associe au temps

propre de l'observateur une variable conjuguée énergie, et à l'opérateur X^μ un opérateur conjugué P^μ . On a alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} P^\mu | p^\mu > = p^\mu | p^\mu > \\ p^\mu = (p^0, p^i) = (E, p^i) \end{array} \right.$$

Pour une particule sans spin (dans un état quantique $|a>$) et en utilisant la métrique $\eta_{\mu\nu} = (+ \ - \ - \ -)$, on a la relation :

$$P_\mu P^\mu |a> = P^2 |a> = m^2 |a>, \quad (1.22)$$

où m^2 est une constante réelle, valeur propre de l'opérateur P^2 .

Ainsi :

$$\begin{aligned} P_\mu P^\mu - m^2 &= 0 \\ (P_0 P^0) + P_i P^i - m^2 &= 0 \\ (-i\hbar \partial_t) \cdot (i\hbar \partial^t) + (-i\hbar \partial_i) \cdot (-i\hbar \partial^i) - m^2 &= 0, \quad i = 1, 2, 3 \\ E^2 - (\vec{p})^2 - m^2 &= 0 \\ E^2 &= (\vec{p})^2 + m^2 \end{aligned} \quad (1.23)$$

Cette dernière égalité correspond à la relation d'Einstein de la relativité restreinte.

On note $\psi_a(x^\mu)$ la fonction d'onde, représentant un champ scalaire, associée à l'observation en x^μ de l'état quantique $|a>$. Si on pose $\square = \nabla^2 - \partial_t^2$ le d'alembertien de l'espace de Minkowski, on obtient l'équation de Klein-Gordon :

$$(\square + m^2) \psi_a(x^\mu) = 0 \quad (1.24)$$

qui décrit la propagation d'une particule de masse m sans spin.

Une particule de masse m sans spin est associée à un champ scalaire réel $\phi(x^\mu)$ et la densité lagrangienne de ce champ s'écrit :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - m^2 \phi^2) \quad (1.25)$$

avec $\partial^\mu = \eta^{\mu\nu} \partial_\nu$.

L'équation d'Euler-Lagrange de ce champ est l'équation de Klein-Gordon :

$$(\square + m^2) \phi = 0 \quad (1.26)$$

Modèle de Goldstone

Considérons un champ scalaire complexe ϕ de densité lagrangienne :

$$\mathcal{L}_H = \partial_\mu \phi^+ \partial^\mu \phi - V(\phi^+ \phi) \quad (1.27)$$

avec le potentiel de Higgs donné par :

$$V(\phi^* \phi) = \mu^2 \rho + h \rho^2 \quad (1.28)$$

avec ρ la densité telle que $\rho = \phi^* \phi = |\phi|^2$, μ^2 un réel et h un réel strictement positif.

- Le cas $\mu^2 > 0$ entraîne un potentiel de forme symétrique avec un minimum à l'origine.
- Le cas $\mu^2 < 0$ implique l'existence d'un cercle dans le plan complexe correspondant aux valeurs minimisant le potentiel V . L'ensemble des minima est donné par : $\rho = \frac{-\mu^2}{2h} = \frac{v^2}{2}$.

L'équation de Lagrange correspondante est :

$$(\partial_\mu \partial^\mu + \mu^2) \phi = -2h (\phi^+ \phi) \phi \quad (1.29)$$

Ce qui nous amène à :

$$[\mu^2 + 2h (\phi^+ \phi)] \phi = 0 \quad (1.30)$$

La première solution est instable : il s'agit de $\phi = 0$. La seconde solution donne : $\phi^+ \phi = \frac{-\mu^2}{2h}$. Dans ce dernier cas, ϕ s'écrira : $\phi = \frac{v}{\sqrt{2}} e^{i\beta}$, avec β une phase.

Le potentiel de Higgs est représenté en fonction des parties réelle et imaginaire du champ de Higgs, figure 1.1, pour le cas non trivial $\mu^2 < 0$.

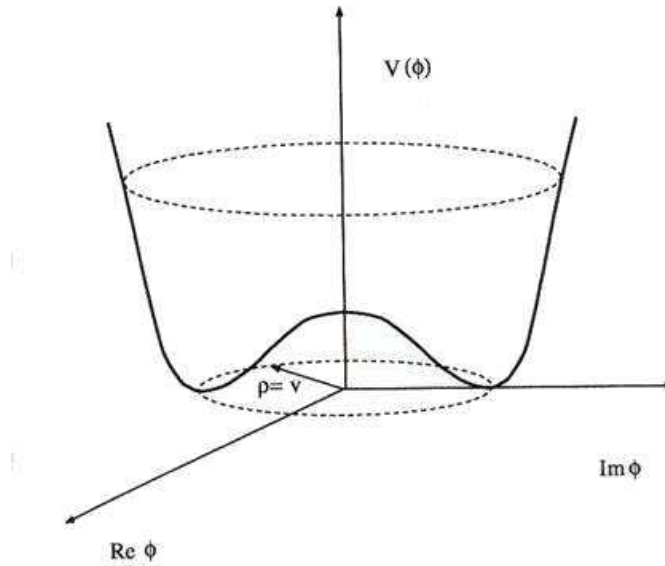


FIGURE 1.1 – Représentation graphique du potentiel de Higgs V pour la solution $\mu^2 < 0$, exprimé en fonction de la partie réelle et de la partie imaginaire du champ de Higgs.

La densité hamiltonienne s'écrit avec (1.24) :

$$H = \mu^2 \rho + h \rho^2 \quad (1.31)$$

Le minimum du hamiltonien est donné par : $\rho = -\frac{\mu^2}{2h}$. La valeur de ϕ associé à cet état fondamental s'écrit :

$$\phi_0 = \langle 0 | \phi | 0 \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}} \exp(i\beta) \quad (1.32)$$

Lorsqu'on effectue la transformation de jauge globale suivante, qui consiste à multiplier ϕ par un facteur de phase, avec Λ réel :

$$\phi \rightarrow \phi' = \exp(i \Lambda) \phi \quad (1.33)$$

On a alors pour l'état fondamental ϕ_0 :

$$\begin{aligned} \phi'_0 &= \langle 0 | \phi' | 0 \rangle \\ &= \langle 0 | \exp(i \Lambda) \frac{v}{\sqrt{2}} \exp(i \beta) | 0 \rangle \\ &= \exp(i \Lambda) \exp(i \beta) \frac{v}{\sqrt{2}} \\ &\neq \phi_0 \end{aligned} \quad (1.34)$$

Ainsi le minimum ϕ_0 n'est pas invariant par transformation de jauge globale, il brise donc la symétrie de jauge globale. Ce processus est appelé "brisure spontanée de symétrie".

Prenons maintenant la phase β égale à 0 et le champ ϕ tel que :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} (v + \phi_1 + i \phi_2) \quad (1.35)$$

où ϕ_1 et ϕ_2 sont respectivement les parties réelle et imaginaire du champ de Higgs.

En portant ϕ dans l'équation (1.25), on obtient :

$$\partial_\mu \partial^\mu \phi_1 + i \partial_\mu \partial^\mu \phi_2 + \mu^2 (v + \phi_1 + i \phi_2) + h (v + \phi_1 + i \phi_2)^2 (v + \phi_1 - i \phi_2) = 0 \quad (1.36)$$

En prenant $h = -\frac{\mu^2}{v^2}$ (équation 1.28) et en séparant parties réelle et imaginaire, on obtient finalement :

$$\begin{cases} \partial_\mu \partial^\mu \phi_1 - 2 \mu^2 \phi_1 = -h (3 v \phi_1^2 + v \phi_2^2 + \phi_1^3 + \phi_1 \phi_2^2) \\ \partial_\mu \partial^\mu \phi_2 = -h (2 v \phi_1 \phi_2 + \phi_1^2 \phi_2 + \phi_2^3) \end{cases}$$

Ainsi le champ réel ϕ_1 acquiert une masse m_1 , définie par $m_1 = \sqrt{-2 \mu^2}$, et le champ ϕ_2 reste un champ de masse nulle. La brisure de symétrie globale révèle ainsi l'existence des bosons de Goldstone, particules sans masse, représentées par le champ réel ϕ_2 .

Mécanisme de Higgs

On souhaite étudier la brisure spontanée de symétrie et le mécanisme de Higgs en présence d'un champ de jauge abélien noté $A_\mu(x)$, que l'on identifie au champ électromagnétique.

Le lagrangien correspondant s'écrira :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu \nu} F^{\mu \nu} + (D_\mu \phi^\dagger) (D_\mu \phi) - V(\phi^\dagger \phi) \quad (1.37)$$

avec $D_\mu = \partial_\mu - i e A_\mu$.

On peut démontrer que le lagrangien est invariant par transformation de jauge locale (notion détaillée dans la section 1.1.3).

Comme dans la section précédente, on minimise le potentiel en cherchant les solutions de l'équation de Laplace, et le minimum de l'énergie est obtenu pour : $\phi^+ \phi = \frac{v^2}{2}$, correspondant à :

$$\phi_0 = \langle 0 | \phi | 0 \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}}.$$

On fait le choix de l'état fondamental suivant : $\langle 0 | \phi_1 | 0 \rangle = v$ et $\langle 0 | \phi_1 | 0 \rangle = 0$, et les choix suivants :

$$\begin{aligned} \phi' &= e^{i\alpha(x)} \phi = \frac{1}{\sqrt{2}} (v + \phi_1) \\ \phi_2 &= 0 \\ A'_\mu &= A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x) = B_\mu \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \end{aligned} \tag{1.38}$$

où $\alpha(x)$ est la jauge associée à la transformation locale. Ce qui entraîne l'écriture suivante de la densité lagrangienne :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \frac{1}{2} [\partial^\mu \phi_1 \partial_\mu \phi_1 + e^2 B_\mu B^\mu (v + \phi_1)^2] - \frac{\mu^2}{2} (v + \phi_1)^2 - \frac{h}{4} (v + \phi_1)^4 \tag{1.39}$$

Puis :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \frac{1}{2} e^2 v^2 B_\mu B^\mu \\ &+ v e^2 B_\mu B^\mu \phi_1 + \frac{1}{2} e^2 B_\mu B^\mu \phi_1^2 \\ &+ \frac{1}{2} [\partial_\mu \phi_1 \partial^\mu \phi_1 + 2 \mu^2 \phi_1^2] \\ &+ \frac{\mu^2}{v} \phi_1^3 + \frac{\mu^4}{4 v^2} - \frac{1}{4} v^2 \mu^2 \end{aligned} \tag{1.40}$$

Les termes de la première ligne décrivent l'interaction du champ vectoriel B_μ , doté d'une masse $|e.v|$. L'expression de la seconde ligne représente l'interaction du champ B_μ avec le champ scalaire ϕ_1 . Quant aux termes de la troisième ligne, ils correspondent à l'évolution d'un champ scalaire massique de vecteur le boson de Higgs de masse $\sqrt{-2\mu^2}$. Les termes de la dernière ligne indiquent enfin l'auto-couplage du champ ϕ_1 , au terme constant près “ $-\frac{1}{4} v^2 \mu^2$ ”.

On peut constater que le boson de Goldstone a été “absorbé” par le boson vectoriel lors du mécanisme de brisure spontanée de symétrie (absence de termes en ϕ_2), permettant au boson vecteur d'acquiescer une masse.

Nous décrirons le mécanisme de Higgs au sein du Modèle Standard dans la section 1.2.2.

Quantification des champs de bosons

En dynamique quantique, il existe deux manières différentes de se représenter et de formaliser l'évolution d'un système quantique. La première d'entre elles consiste à con-

sidérer que l'espace des états de Hilbert évolue au cours du temps et que les opérateurs qui agissent dans cet espace sont fixes. C'est le point de vue de Schrödinger. La deuxième représentation amène à considérer que les états quantiques d'un système sont immuables et que ce sont les opérateurs qui évoluent au cours du temps. Il s'agit là de la conception de Heisenberg.

- La quantification d'un champ de bosons selon Schrödinger est la suivante :

On considère que l'état du champ à l'instant t est décrit par le vecteur $|\psi(t)\rangle$, $\phi(x)$ et $\pi(x)$ sont considérés comme des opérateurs. La description du champ prend la forme suivante : $\psi(\phi, t) = \langle \phi | \psi \rangle$. L'action des opérateurs $\phi(x)$ et $\pi(x)$ sur $|\psi\rangle$ et $|\phi\rangle$ donne :

$$\begin{cases} \phi(x) |\phi\rangle = \phi |\phi\rangle \\ \pi(x) \psi(\phi, t) = -i \hbar \frac{\delta \psi}{\delta \phi} \end{cases}$$

L'évolution de ψ est décrite par l'équation de Schrödinger :

$$\mathcal{H}(\phi, -i \hbar \frac{\delta}{\delta \phi}) \psi(\phi, t) = i \hbar \frac{\delta \psi}{\delta t} \quad (1.41)$$

- La quantification d'un champ de bosons selon Heisenberg est la suivante :

A un instant donné, on suppose que le champ $\phi(x^\mu)$ et son moment conjugué $\pi(x^\mu)$ satisfont aux règles de commutation suivantes :

$$\begin{aligned} [\phi(x, t), \phi(y, t)] &= 0 \\ [\pi(x, t), \pi(y, t)] &= 0 \\ [\phi(x, t), \pi(y, t)] &= i \delta^3(x - y) \end{aligned} \quad (1.42)$$

Pour définir les fonctions d'ondes dans l'espace des phases, on utilise la définition de la représentation $\{P\}$ (analogue à celle de la représentation $\{X\}$), avec $P = \hbar K$. Avec "a" l'opérateur annihilation de quantas et "a⁺" l'opérateur création de quantas, on a les relations de commutation suivantes dans l'espace des phases :

$$\begin{aligned} [a(k), a(k')] &= 0 \\ [a^+(k), a^+(k')] &= 0 \\ [a(k), a^+(k')] &= i \delta^3(k - k') \end{aligned} \quad (1.43)$$

et l'hamiltonien est donné par :

$$H = \frac{1}{2} \int d^3k \omega(k) [a^+(k) a(k) + a(k) a^+(k)] \quad (1.44)$$

L'hamiltonien s'écrit comme une superposition d'oscillateurs harmoniques de vecteur d'onde k , et les opérateurs $a(k)$ et $a^+(k)$ sont respectivement des opérateurs d'annihilation et de création de bosons.

1.1.3 Champs de fermions

Equation de Dirac

L'énergie relativiste donnée par l'équation (1.19) peut encore s'écrire sous la forme :

$$E = v^2 p^2 + (1 - v^2) m^2 + 2 v p \sqrt{1 - v^2} m \quad (1.45)$$

Ainsi on peut définir l'hamiltonien sous la forme :

$$H = \vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \beta m \quad (1.46)$$

avec $\vec{\alpha}$ un opérateur vectoriel et β un opérateur scalaire.

L'équation aux valeurs propres du hamiltonien s'écrit :

$$H \psi(x) = E \psi(x) \quad (1.47)$$

En appliquant l'opérateur E à l'équation (1.43), et avec (1.42), on obtient :

$$E^2 \psi(x) = (\vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \beta m) (\vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \beta m) \psi(x) \quad (1.48)$$

Or, on a d'après l'équation (1.19) :

$$E^2 \psi = (p^2 + m^2) \psi \quad (1.49)$$

Avec les équations (1.44) et (1.45), on obtient les relations suivantes :

$$\begin{cases} \alpha_i^2 = \mathbb{1} , \text{ avec } i=1,2,3 \\ \beta^2 = \mathbb{1} \\ \alpha_i \beta + \beta \alpha_i = 0 \\ \alpha_i \alpha_j + \alpha_j \alpha_i = 2 \delta_{ij} \mathbb{1} \end{cases}$$

Ce qui implique que les matrices α_i sont de trace nulle et que les matrices α_i et β sont de dimension paire. Seules des matrices 4x4 au minimum peuvent vérifier ces dernières égalités, ainsi on introduit des matrices 4x4 et un spineur 1x4, en posant :

$$\gamma^0 = \beta \text{ et } \gamma^i = \beta \alpha_i \quad (1.50)$$

où γ^i , $i=0,1,2,3$, sont les matrices de Dirac.

L'équation (1.43) s'écrit alors :

$$\begin{aligned} i \partial_t \psi(x) &= (\vec{\alpha} \cdot \vec{p} + m \beta) \psi(x) \\ i (\partial_0 + \alpha_k \partial_k) \psi(x) - m \beta \psi(x) &= 0 \\ i (\gamma^0 \partial_0 + \gamma^k \partial_k) \psi(x) - m \psi(x) &= 0 \\ (i \gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi(x) &= 0 \end{aligned} \quad (1.51)$$

Avec la notation : $\not{\partial} = \gamma^\mu \partial_\mu = \gamma^0 \partial_0 + \gamma^i \partial_i$; $i=1,2,3$, on obtient finalement la forme condensée suivante de l'équation de Dirac :

$$(i \not{\partial} - m) \psi(x) = 0 \quad (1.52)$$

Courant de probabilité

La densité de probabilité correspond au module de la fonction d'onde élevé au carré :

$$\rho(x) = \psi^+(x) \psi(x) = |\psi(x)|^2 \quad (1.53)$$

En utilisant le fait que $(\gamma^0)^2 = \mathbb{1}$ et en définissant le vecteur adjoint par : $\bar{\psi}(x) = \psi^+(x) \gamma^0$, on a :

$$\rho(x) = \bar{\psi}(x) \gamma^0 \psi(x) \quad (1.54)$$

On introduit alors la densité de courant de probabilité j^k telle que :

$$j^k(x) = \bar{\psi}(x) \gamma^k \psi(x) \quad (1.55)$$

ce qui définit le quadricourant de probabilité suivant :

$$j^\mu(x) = \bar{\psi}(x) \gamma^\mu \psi(x) \quad (1.56)$$

L'évolution par rapport au temps de la densité de probabilité est donnée par :

$$\begin{aligned} i \partial_0 \rho(x) &= i \partial_0 j^0(x) \\ &= i \partial_0 \psi^+(x) \psi(x) \\ &= i \psi^+(x) \partial_0 \psi(x) + i (\partial_0 \psi^+(x)) \psi(x) \\ &= -i \vec{\nabla} \cdot \psi^+(x) \vec{\alpha} \psi(x) \end{aligned} \quad (1.57)$$

en utilisant l'équation de Dirac. Ceci entraîne la conservation du quadricourant de probabilité $j^\mu(x)$:

$$\partial_\mu j^\mu(x) = 0 \quad (1.58)$$

Invariance de jauge globale

Soit une transformation de jauge globale :

$$\psi_i(x) \rightarrow \psi'_i(x) = \exp(-i \Lambda T_{ij}) \psi_j(x) \quad (1.59)$$

avec T_{ij} les générateurs infinitésimaux du groupe de jauge associé à la transformation de jauge. Au premier ordre en Λ :

$$\delta \psi_i(x) = \psi'_i(x) - \psi_i(x) = -i \Lambda T_{ij} \psi_j(x) \quad (1.60)$$

On écrit la variation de la densité lagrangienne du champ :

$$\begin{aligned} \delta \mathcal{L} &= \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi_i} \delta \psi_i + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu \psi_i} \delta (\partial_\mu \psi_i) \\ &= \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu \psi_i} \delta \psi_i \right) - \left(\partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu \psi_i} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi_i} \right) \delta \psi_i \end{aligned} \quad (1.61)$$

En utilisant les équations d'Euler-Lagrange du champ (équation 1.14) et le principe variationnel (équation 1.9), on obtient :

$$\begin{aligned} \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu \psi_i} \delta \psi_i \right) &= 0 \\ \partial_\mu \left(-i \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu \psi_i} T_{ij} \psi_j \right) &= 0, \text{ en utilisant l'équation (1.56)} \\ \partial_\mu j^\mu &= 0 \end{aligned} \quad (1.62)$$

avec $j^\mu(x)$ le quadricourant conservé : $j^\mu(x) = -i \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu \psi_i} T_{ij} \psi_j$.

Le champ de spineur de Dirac, décrit par la densité lagrangienne :

$$\mathcal{L} = i \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - m \bar{\psi} \psi \quad (1.63)$$

est invariant sous la transformation de jauge globale :

$$\begin{aligned} \psi(x) &\rightarrow \psi'(x) = \exp(-i q \Lambda) \psi(x) \\ \bar{\psi}(x) &\rightarrow \bar{\psi}'(x) = \bar{\psi}(x) \exp(i q \Lambda) \\ \mathcal{L} &\rightarrow \mathcal{L}' = \mathcal{L} \end{aligned} \quad (1.64)$$

On dérive l'équation (1.59) par rapport à $\partial_\mu \psi$ et on en déduit :

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu \psi} = i \bar{\psi} \gamma^\mu \quad (1.65)$$

D'après les équations (1.58) et (1.61), on a :

$$\begin{aligned} j^\mu(x) &= -i (i \bar{\psi} \gamma^\mu) \psi \\ &= \bar{\psi} \gamma^\mu \psi \end{aligned} \quad (1.66)$$

Le courant est conservé et correspond au courant de probabilité (équation 1.52). La relation (1.58) est appelée "théorème de Noether".

Interaction avec le champ électromagnétique

On souhaite décrire l'interaction d'une particule de masse m et de charge électrique e avec le champ électromagnétique. Les vecteurs électrique et magnétique de ce champ sont respectivement donnés par :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}, \text{ et } \vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A} \quad (1.67)$$

où $\vec{A}$ est le quadrivecteur potentiel.

On introduit le moment cinématique $\vec{\pi}$ tel que : $\vec{\pi} = \vec{p} - e \vec{A}$, avec le hamiltonien donné par : $H = \frac{\pi^2}{2m} + e \phi$.

L'équation relativiste d'Einstein : $E^2 = p^2 + m^2$ est remplacée par :

$$(E - e \phi)^2 = (\pi^2 + m^2) \quad (1.68)$$

Comme $A^0 = \phi$ et $p^0 = E$, on en déduit que : $\pi^0 = (E - e \phi)$.
On peut ainsi écrire la relation d'Einstein comme suit :

$$(\pi^0)^2 = (\pi^2 + m^2) \quad (1.69)$$

De façon similaire au cas sans interaction avec le champ électromagnétique, on peut alors écrire :

$$\pi^0 \psi = (\vec{\alpha} \cdot \vec{\pi} + m \beta) \psi \quad (1.70)$$

ce qui entraîne l'existence des matrices décrites en (1.46), et on obtient :

$$\begin{aligned} 0 &= (\gamma^\mu \pi_\mu - m) \psi \\ &= [\gamma^\mu (i \partial_\mu - e A_\mu) - m] \psi \\ &= (i \not{\partial} - e \not{A} - m) \psi \end{aligned} \quad (1.71)$$

On introduit l'opérateur D_μ associé au moment cinématique, et en utilisant le principe de correspondance :

$$\pi_\mu \rightarrow i D_\mu \quad (1.72)$$

Afin de respecter l'équation de Dirac d'une particule en interaction avec un champ électromagnétique (1.67), l'opérateur de dérivation covariante D_μ doit s'écrire sous la forme suivante :

$$D_\mu = \partial_\mu + i e A_\mu \quad (1.73)$$

La densité lagrangienne d'une particule de spin $\frac{1}{2}$ et de masse m soumise à un champ électromagnétique s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{EM} &= \bar{\psi} (i \not{\partial} - m) \psi \\ &= \bar{\psi} (i \not{\partial} - e \not{A} - m) \psi \end{aligned} \quad (1.74)$$

Et la densité lagrangienne du champ électromagnétique libre s'exprime sous la forme :

$$\mathcal{L}_F = - \frac{1}{4} F_{\mu \nu} F^{\mu \nu} \quad (1.75)$$

avec $F_{\mu \nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$

Ce qui nous amène à l'expression de la densité lagrangienne d'un champ électromagnétique en interaction avec une particule de charge électrique égale à e et de masse m (fondement de l'électrodynamique quantique ou QED) :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{QED} &= \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_{EM} \\ &= - \frac{1}{4} F_{\mu \nu} F^{\mu \nu} + \bar{\psi} (i \not{\partial} - m) \psi \end{aligned} \quad (1.76)$$

Invariance de jauge locale

Considérons la transformation de jauge locale suivante :

$$\begin{aligned}\psi &\rightarrow \psi' = \exp(-i e \Lambda(x)) \psi(x) \\ \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi}' = \bar{\psi}(x) \exp(i e \Lambda(x))\end{aligned}\quad (1.77)$$

Ce qui entraîne que la densité lagrangienne de Dirac n'est pas conservée par cette transformation :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}' &= \bar{\psi}' (i \not{\partial} - m) \psi' \\ &= \bar{\psi} (i \not{\partial} - m) \psi + e j^\mu \partial_\mu \Lambda(x), \text{ avec la définition (1.62) de } j^\mu \\ &= \mathcal{L} + e j^\mu \partial_\mu \Lambda(x)\end{aligned}\quad (1.78)$$

En remplaçant dans l'expression de la densité lagrangienne l'opérateur de dérivation ∂_μ par l'opérateur de dérivation covariante D_μ défini en (1.69), on obtient :

$$\mathcal{L}_1 = \bar{\psi} (i \not{D} - m) \psi \quad (1.79)$$

Cette densité lagrangienne est donnée par :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_1 &= \bar{\psi} (i \not{D} - m) \psi \\ &= i \bar{\psi} \gamma_\mu (\partial_\mu + i e A_\mu) \psi - m \bar{\psi} \psi \\ &= i \bar{\psi} \gamma_\mu \partial_\mu \psi - m \bar{\psi} \psi - e \bar{\psi} \gamma_\mu A_\mu \psi \\ &= \mathcal{L} - e j^\mu A_\mu\end{aligned}\quad (1.80)$$

A_μ se transforme par la transformation de jauge locale (1.73) en : $A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu \Lambda(x)$.

Ce qui entraîne les relations suivantes :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}'_1 &= \mathcal{L}' - e j'^\mu A'_\mu \\ &= \mathcal{L}' - e j^\mu A_\mu - e j^\mu \partial_\mu \Lambda(x) \\ &= \mathcal{L} + e j^\mu \partial_\mu \Lambda(x) - e j^\mu A_\mu - e j^\mu \partial_\mu \Lambda(x), \text{ d'après (1.71)} \\ &= \mathcal{L} - e j^\mu A_\mu \\ &= \mathcal{L}_1, \text{ d'après (1.76)}\end{aligned}\quad (1.81)$$

Donc la densité lagrangienne d'un fermion en interaction avec le champ électromagnétique est invariante dans une transformation de jauge locale.

Quantification des champs de fermions

Un champ de fermions, possédant chacun une masse m et un spin $\frac{1}{2}$, peut être décrit par un champ de spineurs $\psi(x^\mu) = \psi(t, x)$, associé à une densité lagrangienne. Les opérateurs création et annihilation de fermions dans un état quantique $|\alpha\rangle$ sont notés c_α^+ et c_α . Les opérateurs de champ correspondants sont notés $\psi^+(t, x)$ et $\psi(t, x)$.

Les opérateurs c_α et c_α^+ obéissent aux règles d'anticommutation suivantes :

$$\begin{aligned}\{c_\alpha, c_\beta\} &= \{c_\alpha^+, c_\beta^+\} = 0 \\ \{c_\alpha, c_\beta^+\} &= \delta_{\alpha\beta} \mathbb{1}\end{aligned}\quad (1.82)$$

Les opérateurs de champ de fermions s'expriment en utilisant les fonctions d'ondes de chaque fermion (solutions de l'équation de Dirac), notées $\psi_\alpha(t, x)$, et des opérateurs de création et d'annihilation de fermions :

$$\begin{aligned}\psi(t, x) &= \sum_{\alpha} c_{\alpha} \psi_{\alpha}(t, x) \\ \psi^+(t, x) &= \sum_{\alpha} \psi_{\alpha}^*(t, x) c_{\alpha}^+\end{aligned}\tag{1.83}$$

Les opérateurs de champ suivent quant à eux les relations d'anticommutation suivantes :

$$\begin{aligned}\{\psi(t, x), \psi(t, x')\} &= \{\psi^+(t, x), \psi^+(t, x')\} = 0 \\ \{\psi(t, x), \psi^+(t, x')\} &= \delta^3(x - x') \\ \{\psi(t, x), \pi(t, x')\} &= i \delta^3(x - x')\end{aligned}\tag{1.84}$$

Pour chaque fermion (respectivement antifermion) il existe un spineur d'énergie positive (respectivement négative) tel que :

$$\psi_n(t, x) = \omega_n(p) \exp(-i \epsilon_n p \cdot x)\tag{1.85}$$

avec $\omega_n(p)$ les fonctions d'onde associées aux fermions ou antifermions, solution de l'équation de Dirac, $\epsilon_n = +1$ dans le cas des fermions et $\epsilon_n = -1$ dans le cas des antifermions. Les états de fermions sont notés $u^{(r)}(p)$ et les états d'antifermions $v^{(r)}(p)$.

On écrit la transformée de Fourier du système de l'opérateur de champ du spineur $\psi(x^\mu)$ sous la forme :

$$\psi(t, x) = \sum_{r=1,2} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{(2 E_p)} \times [b_r(p) u^{(r)}(p) \exp(-i p \cdot x) + d_r^*(p) v^{(r)}(p) \exp(i p \cdot x)]\tag{1.86}$$

On effectue la quantification du champ de Dirac en remplaçant les coefficients b_r et d_r^* par les opérateurs $b_r(p)$ et $d_r^+(p)$ d'annihilation et de création de fermions ou d'antifermions, d'énergie $2 E$, avec E l'énergie d'un fermion, et de projection de spin $\pm \frac{1}{2}$.

Les relations d'anticommutation sur les opérateurs de création ou d'annihilation d'états individuels de fermions ou d'antifermions s'écrivent :

$$\begin{aligned}\{b_r(p), b_{r'}^+(p')\} &= (2\pi)^3 (2 E_p) \delta_{r r'} \delta^3(p - p') \\ \{d_r(p), d_{r'}^+(p')\} &= (2\pi)^3 (2 E_p) \delta_{r r'} \delta^3(p - p')\end{aligned}\tag{1.87}$$

Et l'expression de l'opérateur hamiltonien est donnée par :

$$H = \sum_{r=1,2} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{(2 E_p)} E_p [b_r^+(p) b_r(p) + d_r^+(p) d_r(p)]\tag{1.88}$$

1.1.4 Éléments de théorie des groupes

On définit un groupe, noté $\mathcal{G}$, comme un ensemble d'éléments g_i muni d'une loi de groupe ou opération, notée $\cdot$, vérifiant les propriétés suivantes :

1. $\forall g_i, g_j \in \mathcal{G}, g_i \cdot g_j \in \mathcal{G}$ (stabilité)
2. $\forall g_i, g_j, g_k \in \mathcal{G}, g_i \cdot (g_j \cdot g_k) = (g_i \cdot g_j) \cdot g_k$ (associativité)
3. $\exists e \in \mathcal{G}; \forall g_i \in \mathcal{G}, g_i \cdot e = e \cdot g_i = g_i$ (élément neutre)
4. $\forall g_i \in \mathcal{G}, \exists g_i^{-1} \in \mathcal{G}; g_i \cdot g_i^{-1} = g_i^{-1} \cdot g_i = e$ (inverse)

Un groupe est abélien si et seulement si :

5. $\forall g_i, g_j \in \mathcal{G}, g_i \cdot g_j = g_j \cdot g_i$ (commutativité)

Les groupes que nous utiliserons pour des dimensions particulières seront les suivants : $U(n)$ qui est le groupe des matrices $n \times n$ unitaires, c'est-à-dire vérifiant : $U^+ = U^{-1}$, où U est une matrice élément de $U(n)$, et $SU(n)$, qui est le sous-groupe de $U(n)$ des matrices unitaires $n \times n$ et de déterminant égal à $+1$.

Un groupe de Lie est un groupe muni d'une structure de variété différentiable, ce qui entraîne que les éléments du groupe peuvent localement être repérés par un ensemble de coordonnées de $\mathbb{R}^n$ [4].

On peut également définir un groupe de Lie en considérant trois ensembles de réels $x = x_1 \dots x_n; x' = x'_1 \dots x'_n; \alpha = \alpha_1 \dots \alpha_p$, tels qu'il existe une fonction f vérifiant : $x' = f(\alpha, x)$. En appliquant une seconde fois la transformation, on doit avoir : $x'' = f(\beta, x')$, où $\beta = \beta_1 \dots \beta_l$. Pour que ces transformations forment un groupe, il doit exister une fonction $g(\alpha, \beta)$ telle que [5] :

$$x'' = f(\beta; f(\alpha, x)) = f(g(\alpha, \beta); x) \quad (1.89)$$

c'est-à-dire associant à α et β un élément du groupe et vérifiant les axiomes de groupe :

$$\begin{aligned} g(\gamma; g(\beta, \alpha)) &= g(g(\gamma, \beta); \alpha) \\ g(\epsilon, \alpha) &= g(\alpha, \epsilon) = \alpha \\ g(\alpha, \alpha^{-1}) &= g(\alpha^{-1}, \alpha) = \epsilon \end{aligned}$$

avec ϵ l'élément identité du groupe. Si ϕ est une fonction analytique, c'est-à-dire une fonction développable en séries entières au voisinage de chacun des points de son ensemble de définition (ce qui entraîne que ϕ est infiniment dérivable), alors le groupe de transformation est un groupe de Lie.

Considérons maintenant un point P dans un espace à N dimensions muni d'un système de coordonnées S . A ce point est associé l'ensemble de coordonnées $x = x^1 \dots x^N$. Considérons un autre système de coordonnées que l'on notera S' . On suppose que les systèmes S et S' sont liés par une transformation, élément du groupe de Lie des transformations, telle que : $x'^i = f^i(\alpha, x)$, avec $x' = x'^1 \dots x'^N$ et $x' \in S'$.

Si la transformation, notée A, est infinitésimale, on peut écrire :

$$x'^i = f^i(\delta \alpha^A; x) = x^i + \delta \alpha^A \left. \frac{\partial f^i(\beta, x)}{\partial \beta^A} \right|_{\beta=0} + \dots \quad (1.90)$$

On a également :

$$x^i = f'^i((\delta \alpha^A)^{-1}; x') = x'^i - \delta \alpha^A \left. \frac{\partial f^i(\beta, x')}{\partial \beta^A} \right|_{\beta=0} + \dots \quad (1.91)$$

On définit alors l'opérateur infinitésimal de la transformation par :

$$\mathcal{T}(\delta \alpha^A) = 1 + i \delta \alpha^A T_A, \quad (1.92)$$

avec T_A les générateurs de la transformation vérifiant :

$$T_A(x') = - \left. \frac{\partial f^i(\beta, x')}{\partial \beta^A} \right|_{\beta=0} \frac{\partial}{\partial x'^i} \quad (1.93)$$

Le produit de deux transformations successives (notées A et B) se calcule de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \mathcal{T}(\delta \alpha^A) \mathcal{T}(\delta \beta^B) &= (1 + i \delta \alpha^A T_A) (1 + i \delta \beta^B T_B) \\ \mathcal{T}(\delta \beta^B) \mathcal{T}(\delta \alpha^A) &= (1 + i \delta \beta^B T_B) (1 + i \delta \alpha^A T_A) \end{aligned}$$

En ne gardant que les termes du premier ordre,

$$\mathcal{T}(\delta \alpha^A) \mathcal{T}(\delta \beta^B) - \mathcal{T}(\delta \beta^B) \mathcal{T}(\delta \alpha^A) = i \delta \alpha^A \delta \beta^B [T_A, T_B] \quad (1.94)$$

Ainsi le produit n'est pas commutatif et s'écrit en tant qu'élément du groupe de transformation comme une combinaison linéaire des générateurs du groupe :

$$[T_A, T_B] = \sum_C i C_{BC}^A T_C \quad (1.95)$$

Les coefficients C_{BC}^A sont appelés constantes de structure du groupe.

On définit l'opérateur de transformation finie comme suit :

$$U(\alpha) = \exp(-i \alpha^A T_A) = \exp(-i \alpha) \quad (1.96)$$

Les constantes de structure du groupe sont antisymétriques : $C_{BC}^A = -C_{CB}^A$, et vérifient la relation de Jacobi : $C_{MN}^A C_{AP}^D + C_{NP}^A C_{AM}^D + C_{PM}^A C_{AN}^D = 0$.

Prenons l'exemple des groupes SU(2) et SU(3).

Dans les deux cas, l'opérateur de la transformation infinitésimal s'écrit : $U(\alpha) = \exp(-i \epsilon_\alpha L^\alpha)$.

Pour SU(2), les trois générateurs du groupe vérifient les relations de commutation :

$[L^\alpha, L^\beta] = i \epsilon_{\alpha \beta \gamma} L^\gamma$, avec $\epsilon_{\alpha \beta \gamma}$ le tenseur de Levi-Civita. Ils sont représentés par les matrices 2×2 de Pauli, notées $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$. En prenant : $L^\alpha = \frac{1}{2} \sigma^\alpha$, on a les relations de commutation : $[\sigma^\alpha, \sigma^\beta] = 2 i \epsilon_{\alpha \beta \gamma} \sigma^\gamma$.

Dans le cas de $SU(3)$, les huit générateurs vérifient les relations de commutation :
 $[L^\alpha, L^\beta] = i f_{\alpha\beta\gamma} L^\gamma$. On exprime les générateurs en fonction des matrices 3×3 de Gell-Mann, notées $\lambda^\alpha : L^\alpha = \frac{1}{2} \lambda^\alpha$. On a alors les relations de commutations suivantes :
 $[\lambda^\alpha, \lambda^\beta] = 2 i f_{\alpha\beta\gamma} \lambda^\gamma$. Les constantes de structure ont les valeurs suivantes :
 $f_{123} = 1, f_{147} = -f_{156} = f_{246} = f_{257} = f_{345} = -f_{367} = \frac{1}{2}, f_{418} = f_{678} = \frac{\sqrt{3}}{2}$; toutes les autres constantes de structure étant nulles.

1.2 Le Modèle Standard

1.2.1 L'électrodynamique quantique (QED)

L'électrodynamique quantique est un modèle théorique quantique et relativiste permettant de décrire l'interaction entre le champ électromagnétique, champ de jauge abélien décrit par la symétrie $U(1)$, et les particules chargées électriquement.

La densité lagrangienne de la QED est donnée par :

$$\mathcal{L}_{QED} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \bar{\psi} (i \not{\partial} - m) \psi - J^\mu A_\mu \quad (1.97)$$

d'après l'étude de la section 1.1.3.

Le lagrangien de l'électrodynamique quantique $\mathcal{L}_{QED}$ est invariant par transformation de jauge locale, à condition que le photon soit de masse nulle.

Lorsque l'on souhaite effectuer la quantification du champ électromagnétique, on doit avoir (en utilisant les relations de commutation canonique (1.38)) :

$$[\pi^j(\vec{x}, t), A^k(\vec{x}', t)] = -i \delta_{jk} \delta^3(\vec{x} - \vec{x}') \quad (1.98)$$

avec $\pi^\mu(x) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \frac{\partial A_\mu}{\partial t}}$.

Cependant, en effectuant la différentiation par rapport à j de la première puis de la seconde expression, on obtient :

– Pour la première expression :

$$\partial_j [\pi^j, A^k] = 0 \quad (1.99)$$

– Pour la seconde expression :

$$-i \partial_j \delta_{jk} \delta^3(\vec{x} - \vec{x}') \neq 0 \quad (1.100)$$

Différentes solutions apparaissent pour résoudre cette incohérence, parmi lesquelles effectuer la minimisation par rapport à $A_\mu(x)$ de la densité lagrangienne. On pose alors :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - B(x) \partial_\mu A^\mu + \frac{1}{2} a B^2(x) \quad (1.101)$$

avec $B(x)$ un champ scalaire quantique et a un nombre arbitraire.

Les équations de champ s'écrivent alors sous la forme :

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = -\partial^\nu B - J_{em}^\nu \quad (1.102)$$

avec $J_\mu^{em}(x)$ un courant électromagnétique.

Ou encore :

$$\square A_\mu - \partial_\mu (\partial_\nu A^\nu) = -\partial_\mu B - J_\mu^{em} \quad (1.103)$$

avec $\partial_\nu A^\nu = a B$.

En différentiant la relation (1.94), on obtient :

$$\partial_\nu \partial^\nu B = 0 \quad (1.104)$$

En utilisant l'égalité (1.95), on a :

$$\begin{aligned} \square A_\mu - \partial_\mu (a B) + \partial_\mu B &= -J_\mu^{em} \\ \square A_\mu + (1 - a) \partial_\mu B &= -J_\mu^{em} \\ \square A_\mu + \frac{(1 - a)}{a} \partial_\mu (\partial_\nu A^\nu) &= -J_\mu^{em} \end{aligned} \quad (1.105)$$

La transformée de Fourier de cette équation donne l'expression du propagateur du photon :

$$-\frac{i}{k^2} \left[\eta_{\mu\nu} - (1 - a) \frac{k_\mu k_\nu}{k^2} \right] \quad (1.106)$$

avec $a=1$ le choix de jauge de Feynman, et $a=0$ le choix de jauge de Landau.

Nous allons désormais traiter le cas de la diffusion coulombienne d'un électron. Ce dernier satisfait, en l'absence d'interaction, à l'équation de Dirac :

$$(\not{p}^\mu - m) \psi = 0 \quad (1.107)$$

où p^μ est la quadri-impulsion de l'électron. La fonction d'onde ψ peut s'écrire :

$$\psi = u(p) e^{-i p \cdot x} \quad (1.108)$$

On place alors l'électron dans un champ électromagnétique engendré par le quadripotential A_μ . L'équation (1.95) devient :

$$(\not{p}^\mu - m) \psi = -e \gamma_\mu A^\mu \phi \quad (1.109)$$

L'amplitude de transition entre un état initial noté i et un état final noté f, va s'écrire au premier ordre :

$$\begin{aligned} T_{fi} &= -i \int \psi_f^\dagger(x) V(x) \psi_i(x) d^4 x \\ &= i e \int \bar{u}_f e^{i p_f \cdot x} \gamma_\mu A^\mu u_i e^{-i p_i \cdot x} d^4 x \\ &= i e \bar{u}_f \gamma_\mu u_i A^\mu(q) \end{aligned} \quad (1.110)$$

avec $\vec{q} = \vec{p}_f - \vec{p}_i$ le moment transféré et $A^\mu(q)$ la transformée de Fourier du potentiel vecteur $A^\mu(x)$:

$$A^\mu(q) = \int e^{-i q \cdot x} A^\mu(x) d^4(x) \quad (1.111)$$

De plus, on a : $p \cdot x = p^\mu x_\mu = p^0 x_0 - \vec{p} \cdot \vec{x} = \frac{E}{c} t - \vec{p} \cdot \vec{x}$.

Avec une source de champ électromagnétique statique, on peut dissocier la composante temporelle et la composante spatiale de l'intégrale en écrivant :

$$A^\mu(q) = \int e^{-i (E_i - E_f) t} dt \int e^{i \vec{q} \cdot \vec{x}} A^\mu(x) d^3(x) \quad (1.112)$$

Ce qui entraîne, avec réécriture de la première intégrale en utilisant la fonction de Dirac, la conservation de l'énergie :

$$A^\mu(q) = 2\pi \delta(E_i - E_f) A^\mu(\vec{q}) \quad (1.113)$$

On écrit l'équation de Maxwell dans une signature (+ - - -) suivante :

$$\nabla^2 A^\mu(\vec{x}) = -j^\mu(\vec{x}) \quad (1.114)$$

En prenant la transformée de Fourier de chaque membre :

$$\int (\nabla^2 A^\mu(x)) e^{i \vec{q} \cdot \vec{x}} d^3(x) = -j^\mu(\vec{q}) \quad (1.115)$$

Ce qui nous donne, par intégration par parties :

$$\int A^\mu(x) \nabla^2 e^{i \vec{q} \cdot \vec{x}} d^3 x = -|\vec{q}|^2 A^\mu(\vec{q}) \quad (1.116)$$

Ainsi on obtient :

$$A^\mu(\vec{q}) = \frac{1}{|\vec{q}|^2} j^\mu(\vec{q}) \quad (1.117)$$

Et l'amplitude de transition exprimée en (1.98) s'écrit :

$$T_{fi} = 2\pi \delta(E_f - E_i) e \bar{u}_f \gamma_\mu u_i \frac{1}{|\vec{q}|^2} j^\mu(\vec{q}) T_{fi} = 2\pi \delta(E_f - E_i) \mathcal{M} \quad (1.118)$$

Comme $E_i = E_f$, on a que : $q^0 = 0$ et $q^2 = |\vec{q}|^2$.

Ainsi l'amplitude de transition va s'écrire :

$$\mathcal{M} = (i e \bar{u}_f \gamma^\mu u_i) \left(\frac{-i \eta_{\mu\nu}}{q^2} \right) (-i j^\nu(\vec{q})) \quad (1.119)$$

avec :

- $\frac{-i \eta_{\mu\nu}}{q^2}$ le terme associé au propagateur du photon,
- $(i e \gamma^\mu)$ le facteur associé au vertex d'interaction,
- $-i j^\nu(\vec{q})$ le terme de source du champ électromagnétique.

L'amplitude de transition comprend également des termes aux ordres supérieurs. Au deuxième ordre par exemple, on a la création d'une boucle e^+/e^- dans le processus de diffusion coulombienne, et l'amplitude de transition s'écrit :

$$\mathcal{M} = (\bar{u}_f i e \gamma_0 u_i) \left(\frac{-i}{q^2} \right) \left(1 - \frac{\alpha}{3\pi} \text{Log} \frac{M^2}{m^2} - \frac{\alpha}{15\pi} \frac{q^2}{m^2} \right) (-i Z e) \quad (1.120)$$

où M^2 est une limite d'intégration tendant vers l'infini. On introduit la charge courante, notée e_R , telle que :

$$e_R = e \left(1 - \frac{e^2}{12\pi^2} \text{Log} \frac{M^2}{m^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.121)$$

Et l'amplitude de diffusion devient :

$$\mathcal{M} = (\bar{u}_f i e_R \gamma_0 u_i) \left(\frac{-i}{q^2} \right) \left(1 - \frac{e_R^2}{60\pi^2} \frac{q^2}{m^2} \right) (-i Z e_R) \quad (1.122)$$

On peut répéter ce processus pour calculer les contributions des ordres supérieurs. En introduisant la constante de couplage courante $\alpha_E = \frac{e^2(Q^2)}{4\pi\hbar c}$, on a le résultat suivant :

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha_0}{1 - \frac{\alpha_0}{3\pi} \text{Log} \frac{Q^2}{M^2}} \quad (1.123)$$

avec Q le moment transféré.

Le concept de constante de couplage de l'interaction électromagnétique $\alpha_E(Q^2)$ est différent de celui de constante de structure fine α de l'électromagnétisme. On a : $\alpha = \alpha_E(0)$ et d'une manière générale :

$$\frac{1}{\alpha_E(Q^2)} = \frac{1}{\alpha_E(Q^2)} - \frac{1}{3\pi} \text{Log} \left(\frac{Q^2}{\mu^2} \right) \quad (1.124)$$

avec μ un moment de référence ou moment de renormalisation. La valeur de $\alpha_E(Q^2)$ croît avec Q^2 ; la constante de couplage représente l'évolution de la charge électrique effective en fonction de la distance entre deux particules chargées. Elle décrit l'effet d'écran ou écrantage des charges en QED.

1.2.2 La théorie électrofaible

Le modèle de Glashow-Weinberg-Salam de l'interaction électrofaible décrit les interactions électromagnétique et faible par l'intermédiaire d'un champ de jauge de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$, avec Y l'hypercharge faible.

Fermi a décrit l'interaction faible comme une interaction entre courants, par l'intermédiaire de la densité lagrangienne suivante :

$$\mathcal{L}_F = \frac{G_F}{\sqrt{2}} j_\alpha^+(x) j^\alpha(x) \quad (1.125)$$

où G_F est la constante de couplage de Fermi : $G_F = 1.16 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$, et $j_\alpha(x)$ le courant somme d'un courant hadronique et d'un courant leptonique. En prenant l'exemple des leptons

de première génération, le courant, de type vecteur-axial, s'écrit :

$$j^\lambda = \bar{\psi}_e \gamma^\lambda (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_e} \quad (1.126)$$

où : $\gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & \mathbb{1} \\ \mathbb{1} & 0 \end{pmatrix}$.

ψ_e et ψ_{ν_e} sont les spineurs associés respectivement aux électrons et neutrinos électroniques. Un spineur ψ peut s'écrire en toute généralité comme la somme d'une composante droite, notée ψ_R , et d'une composante gauche, notée ψ_L , de telle sorte que :

$$\begin{cases} \psi_R = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \psi \\ \psi_L = \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \psi \end{cases}$$

On a pu constater dans les désintégrations β que seuls les neutrinos d'hélicité gauche sont produits (spin et impulsion sont de sens opposés), violant le concept de parité. En effet, les neutrinos droits n'ont jamais été détectés et ne sont pas présents dans la théorie de l'interaction faible. Le concept d'hélicité étant dépendant du référentiel de mesure, on a introduit le concept équivalent dans une théorie invariante de Lorentz, le concept de chiralité, de projecteurs définis par $P^\pm = \frac{1}{2} (1 \pm \gamma_5)$.

Expérimentalement on a pu conclure que seules les particules dites de "chiralité gauche" sont sensibles à l'interaction faible. On crée alors des "doublets" constitués de particules gauches du type $\begin{pmatrix} \nu_L \\ \ell_L \end{pmatrix}$, où ℓ signifie "lepton" et L "left", et des "singulets" ne contenant à chaque fois qu'une seule particule droite, tels e_R^- ou u_R (insensibles à l'interaction faible), avec R pour "right".

On classe les leptons gauche ν_L et ℓ_L dans un doublet d'isospin faible $\frac{1}{2}$, ainsi la projection I_z est égale à $+\frac{1}{2}$ pour le neutrino et $-\frac{1}{2}$ pour le lepton chargé. On peut écrire le doublet d'isospin faible de la manière suivante pour les leptons :

$$\psi_\ell = \begin{pmatrix} \nu_L \\ \ell_L^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) \psi_\nu \\ \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) \psi_{\ell^-} \end{pmatrix} \quad (1.127)$$

La formule de Gell-Mann-Nishijima relie la charge électrique Q , l'isospin faible I_z et l'hypercharge Y :

$$Q = I_z + \frac{1}{2} Y \quad (1.128)$$

Dans la théorie de Fermi de l'interaction faible, le neutrino est une particule de masse nulle, de spin $\frac{1}{2}$, et de chiralité gauche. Cependant, cette théorie n'est pas renormalisable, c'est pourquoi une théorie renormalisable où l'interaction faible est véhiculée par des bosons massifs a été développée. Cette théorie est appelée modèle standard des interactions faible et électromagnétique ou modèle de Glashow-Weinberg-Salam [6]. Il s'agit d'un modèle basé sur le groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. On définit B_μ comme étant le champ de jauge associé au groupe abélien, unitaire, de dimension 1, noté $U(1)$. Quant au groupe de symétrie associé à l'interaction faible, il s'agit du groupe spécial unitaire, non abélien, de dimension 2, noté $SU(2)$. On lui associe le champ de jauge vectoriel W_μ^a , avec $a=1,2,3$, encore noté $\vec{W}_\mu$.

La densité lagrangienne du champ de jauge s'écrit alors sous la forme :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu} \vec{W}^{\mu\nu} + \sum_{j=1}^3 i \bar{\psi}_j \not{D} \psi_j \quad (1.129)$$

avec :

- $B_{\mu\nu}$ le tenseur associé au champ de jauge B_μ : $B_{\mu\nu}(x) = \partial_\mu B_\nu(x) - \partial_\nu B_\mu(x)$,
- $\vec{W}_{\mu\nu}$ le tenseur associé au champ de jauge $\vec{W}_\mu^a$ ($a=1,2,3$) :
 $\vec{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \vec{W}_\nu(x) - \partial_\nu \vec{W}_\mu(x) + g \vec{W}_\mu(x) \wedge \vec{W}_\nu(x)$, avec g la constante de couplage de l'interaction faible,
- $\not{D} = \gamma^\mu D_\mu$, où D_μ est la dérivée covariante définie par :
 $D_\mu = \partial_\mu - i \frac{g}{2} \vec{\sigma} \cdot \vec{W}_\mu(x) - i g' Y_j B_\mu(x)$ avec $\vec{\sigma}$ les générateurs du groupe SU(2), les matrices de Pauli.

Le dernier terme, décrivant les interactions entre le champ de jauge et les leptons, noté L_{int} , peut être développé sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} L_{int} &= \sum_{j=1}^3 i \bar{\psi}_j \gamma^\mu D_\mu \psi_j \\ &= \bar{\psi}_R i \gamma^\mu (\partial_\mu - i g' Y_R B_\mu) \psi_R + \bar{\psi}_L i \gamma^\mu (\partial_\mu - i g' Y_L B_\mu - \frac{i}{2} g \vec{\sigma} \cdot \vec{W}_\mu) \psi_L \end{aligned} \quad (1.130)$$

On définit les courants faibles chargés électriquement, notés W_μ^1 et W_μ^2 , ψ_f un doublet de fermions gauches, telle que l'on obtienne la densité lagrangienne suivante :

$$\mathcal{L}_c = \frac{g}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu (\sigma_1 W_\mu^1 + \sigma_2 W_\mu^2) \psi_f \quad (1.131)$$

avec : $\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ et $\sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$.

Puis on écrit les combinaisons linéaires suivantes :

$$\begin{aligned} W_\mu^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 - i W_\mu^2) \\ W_\mu^- &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 + i W_\mu^2) \end{aligned} \quad (1.132)$$

Et la densité lagrangienne $\mathcal{L}_c$ devient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_c &= \frac{g}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu (\sigma_1 W_\mu^1 + \sigma_2 W_\mu^2) \psi_f \\ &= \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{f}_L \bar{f}'_L) \gamma^\mu \begin{pmatrix} 0 & W_\mu^- \\ W_\mu^+ & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_L \\ f'_L \end{pmatrix} \\ &= \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{f}_L \gamma^\mu W_\mu^- f'_L + \bar{f}'_L \gamma^\mu W_\mu^+ f_L) \end{aligned} \quad (1.133)$$

On définit le courant faible chargé par :

$$\begin{aligned}
 j_c^- &= \bar{f}_L \gamma^\mu f_L' \\
 &= \bar{f} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) f' \\
 &= \sum_{j=1}^3 \bar{\psi}_j \gamma^\mu \sigma^- \psi_j
 \end{aligned} \tag{1.134}$$

où σ^- est la matrice donnée par : $\sigma^- = \frac{1}{2} (\sigma_1 - i \sigma_2)$.

On définit l'hermitique conjugué du courant j_c^- par :

$$j_c^+ = \bar{f}_L' \gamma^\mu f_L \tag{1.135}$$

Et on obtient la densité lagrangienne suivante :

$$\mathcal{L}_c = \frac{g}{\sqrt{2}} (j_c^- W_\mu^- + j_c^+ W_\mu^+) \tag{1.136}$$

qui traduit l'interaction d'un courant j^μ et d'un champ de jauge W_μ , de charge électrique ± 1 . La densité lagrangienne du courant neutre, notée $\mathcal{L}_{NC}$, s'écrit quant à elle sous la forme :

$$\mathcal{L}_{NC} = \bar{\psi}_j \gamma^\mu \left(g \frac{\sigma_3}{2} W_\mu^3 + g' Y_j B_\mu \right) \psi_j, j=1,2,3 \tag{1.137}$$

avec : $\sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$.

On effectue la transformation canonique des champs B_μ et W_μ^3 suivante, en introduisant les deux champs A_μ et Z_μ :

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} \tag{1.138}$$

L'angle θ_W de la rotation est appelé angle de Weinberg. En remplaçant B_μ et W_μ^3 par les combinaisons linéaires de (1.124), la densité lagrangienne $\mathcal{L}_{NC}$ s'écrit comme la somme de deux termes, $\mathcal{L}_{NC}^A$ et $\mathcal{L}_{NC}^Z$, tels que :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{NC}^A &= \bar{\psi}_j \gamma^\mu \left(g \frac{\sigma_3}{2} \sin \theta_W + g' Y_j \cos \theta_W \right) \psi_j A_\mu \\
 \mathcal{L}_{NC}^Z &= \bar{\psi}_j \gamma^\mu \left(g \frac{\sigma_3}{2} \cos \theta_W - g' Y_j \sin \theta_W \right) \psi_j Z_\mu
 \end{aligned} \tag{1.139}$$

En écrivant la densité lagrangienne du champ électromagnétique en interaction avec des leptons chargés, on obtient :

$$\mathcal{L}_{em} = \bar{\psi}_j \gamma^\mu (e Q_j) \psi_j A_\mu \tag{1.140}$$

avec Q_j le nombre de charges électriques des leptons chargés.

Ce qui, par identification avec la première égalité de (1.131), et en utilisant la relation (1.120), donne :

$$e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W \tag{1.141}$$

On réécrit la deuxième égalité de (1.131) sous la forme :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{NC}^Z &= \bar{\psi}_j \gamma^\mu \left(\frac{\sigma_3}{2} \frac{e \cos \theta_W}{\sin \theta_W \cos \theta_W} - \frac{e \sin^2 \theta_W}{\sin \theta_W \cos \theta_W} Y_j \right) \psi_j Z_\mu \\
 &= \frac{2e}{\sin 2\theta_W} \left[\bar{\psi}_j \gamma^\mu \left(\frac{\sigma_3}{2} - Q_j \sin^2 \theta_W \right) \psi_j \right] Z_\mu \\
 &= \frac{e}{\sin 2\theta_W} j_{NC}^\mu Z_\mu
 \end{aligned} \tag{1.142}$$

Avec j_{NC}^μ le courant neutre défini par :

$$\begin{aligned}
 j_{NC}^\mu &= \bar{\psi}_j \gamma^\mu (\sigma_3 - 2 \sin^2 \theta_W Q_j) \psi_j \\
 &= \bar{\psi}_j \gamma^\mu \sigma_3 \psi_j - 2 \sin^2 \theta_W \bar{\psi}_j Q_j \psi_j \\
 &= j_3^\mu - 2 \sin^2 \theta_W j_{em}^\mu
 \end{aligned} \tag{1.143}$$

Le courant faible neutre est ainsi la différence entre le courant j_3^μ et le courant électromagnétique j_{em}^μ , ce dernier étant pondéré par $2 \sin^2 \theta_W$.

Nous souhaitons maintenant étudier l'interaction du champ électrofaible avec le champ de Higgs. Pour cela, on introduit un doublet $\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$, avec ϕ un champ scalaire. ϕ^+ pourra se coupler aux bosons de jauge W^+ et W^- , tandis que ϕ^0 se couplera au boson Z^0 et au photon γ . L'interaction du champ électrofaible et du champ scalaire est décrite par la densité lagrangienne suivante :

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger \Phi) \tag{1.144}$$

où $V(\Phi^\dagger \Phi)$ est le potentiel de Higgs défini par :

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = M^2 \Phi^\dagger \Phi + h (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad h > 0 \text{ et } M^2 < 0 \tag{1.145}$$

La dérivée covariante D_μ s'écrit :

$$D_\mu = \partial_\mu - \frac{i}{2} g \vec{\sigma} \cdot \vec{W}_\mu - i g' Y B_\mu \tag{1.146}$$

avec la valeur de l'hypercharge Y fixée de telle manière que le champ électromagnétique ne se couple pas à ϕ_0 , le champ de Higgs neutre.

Avec les relations issues de (1.124) et (1.127), on développe la densité lagrangienne du courant neutre écrite en (1.123) :

$$\mathcal{L}_{NC} = \bar{\psi}_j \gamma^\mu \left[\frac{g}{2} (\cos \theta_W \sigma_3 - g' Y \sin \theta_W) Z_\mu + e \left(\frac{\sigma_3}{2} + Y \right) A_\mu \right] \psi_j \tag{1.147}$$

Le facteur de A_μ s'écrit sous forme matricielle : $\begin{pmatrix} (\frac{1}{2} + Y) e A_\mu & 0 \\ 0 & (-\frac{1}{2} + Y) e A_\mu \end{pmatrix}$.

On applique cet opérateur au doublet de Higgs, ce qui donne le doublet : $\begin{pmatrix} (\frac{1}{2} + Y) e \phi^+ A_\mu \\ (-\frac{1}{2} + Y) e \phi^0 A_\mu \end{pmatrix}$.

En imposant le fait que le champ électromagnétique ne se couple pas au champ de Higgs neutre, on a que : $Y = \frac{1}{2}$. Cette égalité nous donne la forme de la dérivée covariante suivante :

$$D_\mu = \left(\partial_\mu - \frac{i}{2} g' B_\mu \right) \mathbb{1} - \frac{i}{2} g \vec{\sigma} \cdot W_\mu \quad (1.148)$$

L'expression de la dérivée covariante, appliquée au doublet de Higgs, s'écrit sous forme matricielle :

$$D_\mu \Phi = \begin{pmatrix} \left(\partial_\mu - \frac{i}{2} \frac{g^2 - g'^2}{\sqrt{g^2 + g'^2}} Z_\mu - i e A_\mu \right) \phi^+ - \frac{i g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \phi_0 \\ - \frac{i g}{\sqrt{2}} W_\mu^- \phi^+ + \left(\partial_\mu + \frac{i}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} Z_\mu \right) \phi_0 \end{pmatrix} \quad (1.149)$$

Nous souhaitons désormais présenter la forme du lagrangien traduisant l'interaction du champ de jauge électrofaible avec le champ de Higgs, après brisure spontanée de symétrie du champ de Higgs (cf. section 1.1.2). Pour cela, on écrit le doublet de Higgs sous la forme :

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi(x) + v) \end{pmatrix} \quad (1.150)$$

La dérivée covariante appliquée au champ de Higgs donne alors :

$$D_\mu \Phi = \begin{pmatrix} -\frac{i g}{2} W_\mu^+ (\chi + v) \\ \partial_\mu \chi + \frac{i}{2 \sqrt{2}} \sqrt{g^2 + g'^2} Z_\mu (\chi + v) \end{pmatrix} \quad (1.151)$$

Après brisure spontanée de symétrie, la densité lagrangienne écrite en (1.136) devient :

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - \frac{M^2}{2} (\chi + v)^2 + \frac{h}{4} (\chi + v)^4 \quad (1.152)$$

En utilisant les relations (1.133) et (1.143), la densité $\mathcal{L}_H$ s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H = & \frac{1}{4} g^2 v^2 (W_\mu^+ W_\mu^- + \frac{1}{2 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^{\mu+}) \\ & + \frac{g^2}{4} (2 v \chi + \chi^2) (W_\mu^+ W_\mu^- + \frac{1}{2 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^{\mu+}) \\ & + \frac{1}{2} (\partial_\mu \chi \partial^\mu \chi + 2 M^2 \chi^2) + \frac{M^2}{v} \chi^3 + \frac{M^2}{4 v^2} \chi^4 - \frac{1}{4} M^2 v^2 \end{aligned} \quad (1.153)$$

Le premier terme de cette égalité indique que les masses acquises lors du processus de brisure de symétrie par les bosons de jauge de l'interaction faible sont :

$$\begin{aligned} M_W &= \frac{1}{2} g v \\ M_Z &= \frac{M_W}{\cos \theta_W} \end{aligned} \quad (1.154)$$

Le second terme indique quant à lui l'existence d'une interaction entre les bosons de jauge $W^\pm$, Z^0 et le champ scalaire de Higgs, noté χ . Enfin, le troisième terme révèle les auto-couplages du

champ de Higgs et en particulier le fait que le boson de Higgs, médiateur du champ de Higgs, a une masse donnée par :

$$M_H = \sqrt{-2 M^2} \quad (1.155)$$

avec $M^2 < 0$, et M un paramètre libre de la théorie.

Le champ de Higgs confère non seulement de la masse aux bosons vecteurs de l'interaction faible par l'intermédiaire du mécanisme de Higgs dans le Modèle Standard, mais il peut également se coupler aux fermions et leur conférer une masse, selon le postulat de Yukawa.

On considère le cas particulier des leptons notés ℓ ($\ell = e, \mu, \tau$), mis sous forme de multiplets : $L_\ell = \begin{pmatrix} \nu_\ell \\ \ell \end{pmatrix}_L$, $R = \ell_R$, ainsi que le doublet de champ scalaire $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$, défini par l'état fondamental $\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$.

Le couplage de Yukawa entre leptons et champ de Higgs s'écrit :

$$\mathcal{L}_Y = - G_f (\bar{R} \phi^+ L + \bar{L} \phi R) \quad (1.156)$$

où G_f est la valeur du couplage entre le lepton ℓ et le champ de Higgs.

Après brisure spontanée de symétrie, on évalue le lagrangien avec la valeur attendue du champ de Higgs dans le vide et on obtient le terme de masse :

$$\mathcal{L}_Y^{masse} = - G_f \frac{v}{\sqrt{2}} (\bar{\psi}_{\ell_R} \psi_{\ell_L} + \bar{\psi}_{\ell_L} \psi_{\ell_R}) \quad (1.157)$$

Le lepton ℓ acquiert ainsi une masse $G_f \frac{v}{\sqrt{2}}$.

Comme la composante “up” du champ de Higgs évalué dans le vide est nulle, l'interaction de Yukawa ne couple que la composante “down” du doublet gauche, et les neutrinos y sont insensibles. Cette méthode permet également d'évaluer l'interaction entre la composante “down” des doublets gauches de quarks et le champ de Higgs, mais elle doit être modifiée afin d'inclure aussi la composante “up”.

1.2.3 La matrice CKM

Les états propres de masse des quarks (solutions de l'équation de Dirac) sont différents des états propres de jauge de l'interaction faible (présents dans le lagrangien de l'interaction faible), les trois familles subissent un mélange.

Afin d'inclure la composante “up” des doublets de quarks gauches dans le lagrangien de Yukawa, on modifie la forme du champ de Higgs en introduisant l'opérateur de conjugaison de charge C tel que :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_+ \\ \phi_0 \end{pmatrix} \xrightarrow{C} \phi^C = i \sigma_2 \phi^* = \begin{pmatrix} \phi_0^* \\ -\phi_+^* \end{pmatrix} \quad (1.158)$$

On définit les doublets et singulets de quarks de la manière suivante : $Q_L^i = \begin{pmatrix} U \\ D \end{pmatrix}_L$, U_R^i , D_R^i (avec $U=u,c,t$; $D=d,s,b$ et i l'indice de la famille de quarks). On obtient le lagrangien suivant pour les quarks :

$$\mathcal{L}_Y = - \sum_{i=1}^3 (G_D^i \bar{D}_R^i \phi^+ Q_L^i + G_U^i \bar{U}_R^i \phi^{C+} Q_L^i + h.c.) \quad (1.159)$$

Après brisure de symétrie, les quarks ont pour masse :

$$m_U^i = \frac{G_U^i v}{\sqrt{2}} \text{ et } m_D^i = \frac{G_D^i v}{\sqrt{2}}.$$

Le lagrangien précédent définit les quarks dans leur état propre de masse (notés Q_L^i , U_R^i , D_R^i). Pour définir les quarks dans la base des états propres de l'interaction faible (notés $Q_L^{i'}$, $U_R^{i'}$, $D_R^{i'}$), on définit le lagrangien de masse, tel que :

$$\mathcal{L}_Y^{masse} = - \sum_{i,j=1}^3 (h_{ij}^D \bar{D}_R^{i'} \frac{v}{\sqrt{2}} D_L^{j'} + h_{ij}^U \bar{U}_R^{i'} \frac{v}{\sqrt{2}} U_L^{j'} + h.c.) \quad (1.160)$$

Et les termes de masse s'écrivent alors : $M_{ij}^U = \frac{v}{\sqrt{2}} h_{ij}^U$ et $M_{ij}^D = \frac{v}{\sqrt{2}} h_{ij}^D$. Ces termes sont en réalité des matrices carrées, diagonalisables sous la forme :

$$\mathcal{M}^U = P_L^+ M^U P_R = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} \quad (1.161)$$

$$\mathcal{M}^D = T_L^+ M^D T_R = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}$$

Les états propres physiques des quarks et les états propres de l'interaction faible sont liés par les matrices de passage de la diagonalisation :

$$U_L^{i'} = (P_L)_{ij} U_L^i; U_R^{i'} = (P_R)_{ij} U_R^i; D_L^{i'} = (T_L)_{ij} D_L^i; D_R^{i'} = (T_R)_{ij} D_R^i.$$

Et l'interaction entre courant faible chargé et quarks fait apparaître des termes comme $\frac{g}{\sqrt{2}} j_\mu^+ W^{-\mu}$ dans le lagrangien de l'interaction faible, avec j_μ^+ le courant chargé défini par :

$$\begin{aligned} j_\mu^+ &= \bar{U}_L^{i'} \gamma_\mu D_L^{i'} \\ &= \bar{U}_L^i \gamma_\mu (P_L^+)_{ij} (T_R)_{jk} D_L^k \\ &= \bar{U}_L^i \gamma_\mu (V_{CKM})_{ij} D_L^j \end{aligned} \quad (1.162)$$

où V_{CKM} est la matrice de mélange des quarks, appelée matrice de "Cabibbo-Kobayashi-Maskawa". Il s'agit d'une matrice 3×3 à termes complexes s'écrivant sous la forme :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.163)$$

Les éléments de la matrice sont les termes de couplage des quarks de type up et down à un boson $W^\pm$.

L'élément de matrice particulier V_{tb} peut être évalué en mesurant le rapport :

$R = \frac{\mathcal{B}(t \rightarrow W b)}{\mathcal{B}(t \rightarrow W q)} = \frac{|V_{tb}|^2}{(\sum_q |V_{tq}|^2)}$, où $q=b,s,d$. Dans le Modèle Standard, V_{tb} est fortement contraint si l'on considère l'existence d'exactly trois familles de fermions et l'unitarité de la matrice CKM, on a alors : $V_{tb} = 0.999152^{+0.000030}_{-0.000045}$ [7]. Les résultats récents de DØ donnent la limite inférieure suivante pour V_{tb} : $V_{tb} > 0.89$, à 95% de niveau de confiance [8].

La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa peut être paramétrisée par trois angles de mélange et une phase de violation de CP. Un choix standard pour la matrice CKM est donné par :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & s_{23} c_{13} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & -c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{23} c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.164)$$

où $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, δ la phase responsable de la violation de CP dans le Modèle Standard. L'angle θ_{ij} peut être choisi dans le premier quadrant, ainsi $c_{ij}, s_{ij} > 0$. Une autre paramétrisation possible est celle dite de Wolfenstein [9].

L'unitarité de la matrice CKM impose les relations suivantes :

$$\sum_i V_{ij} V_{ik}^* = \delta_{jk} \text{ et } \sum_j V_{ij} V_{kj}^* = \delta_{ik} \quad (1.165)$$

c'est-à-dire six équations hors diagonale et trois équations diagonale. Les six équations hors diagonale peuvent être représentées par des triangles dans le plan complexe. Un des triangles les plus utilisés est celui donné par l'équation : $V_{ud} V_{ub}^* + V_{cd} V_{cb}^* + V_{td} V_{tb}^* = 0$, obtenu en divisant chaque membre par l'expression " $V_{cd} V_{cb}^*$ " (figure 1.2).

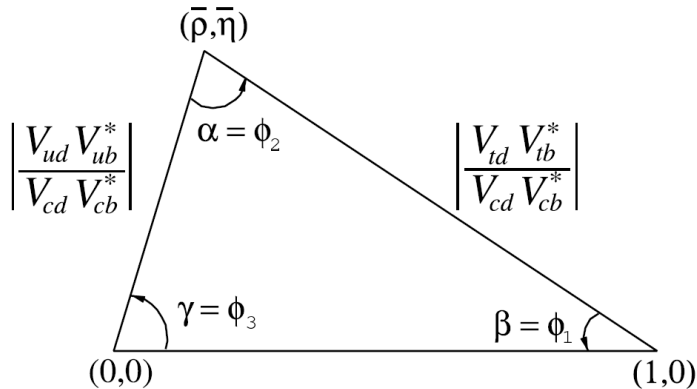


FIGURE 1.2 – Représentation du triangle d'unitarité dans le plan complexe, déterminé à partir de la relation d'unitarité : $V_{ud} V_{ub}^* + V_{cd} V_{cb}^* + V_{td} V_{tb}^* = 0$, avec $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$ des paramètres de Wolfenstein.

1.2.4 La chromodynamique quantique (QCD)

La chromodynamique quantique est la théorie qui permet de décrire l'interaction des quarks de saveur f , de masse m_f , de couleur α ($\alpha = 1, 2, 3$ ou $\alpha = r, b, j$), et de densité lagrangienne donnée par :

$$\mathcal{L}_q = \bar{\psi}_f^\alpha (i \not{\partial} - m_f) \psi_\alpha^f \quad (1.166)$$

avec ψ_α^f le champ de jauge des gluons, associé au groupe de couleur non abélien $SU(3)_c$. Dans le cas de $SU(3)$, la dérivée covariante s'écrit :

$$\begin{aligned} D_\mu &= \partial_\mu - i g W_\mu \\ &= \partial_\mu - i g T_a W_\mu^a, \quad a \in [1; 8] \end{aligned} \quad (1.167)$$

où T_a sont les huit $(3^2 - 1)$ générateurs infinitésimaux du groupe $SU(3)$, correspondant à huit bosons de jauge, les huit gluons colorés de l'interaction forte. Pour un groupe non-abélien comme $SU(3)$, les générateurs T_a ne commutent pas et satisfont :

$$[T_a, T_b] = i f_{abc} T_c \quad (1.168)$$

où f_{abc} sont les constantes de structure du groupe (cf. section 1.1.4).

La densité lagrangienne de QCD s'écrit (en utilisant la convention d'Einstein sur les indices sommés a et α) :

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} + \sum_f \bar{\psi}_f^\alpha (i \not{\partial} - m_f) \psi_\alpha^f \quad (1.169)$$

Tout comme en QED, on applique des règles de Feynman en chromodynamique quantique pour calculer les amplitudes de transition, et on associe à une ligne de quarks l'expression : $-i g_s \frac{T_a^\alpha}{2} \gamma^\mu$, en définissant la constante de couplage renormalisée α_S de l'interaction forte en fonction de la constante de couplage g_s :

$$\alpha_S = \frac{g_s^2}{4\pi} \quad (1.170)$$

On peut écrire la constante de couplage renormalisée sous la forme :

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{12\pi}{(11 n_c - 2 n_f) \text{Log} \left(\frac{Q^2}{\Lambda^2} \right)} \quad (1.171)$$

avec n_c le nombre de couleurs de quarks, n_f le nombre de saveurs de quarks, Q le moment transféré, et Λ le paramètre d'échelle défini par :

$$\Lambda^2 = \mu^2 \exp \left[\frac{-12\pi}{(11 n_c - 2 n_f) \alpha_S(\mu^2)} \right] \quad (1.172)$$

avec μ un moment de référence.

Pour $Q^2 \gg \Lambda^2$, le développement perturbatif de la QCD reste valable, mais ce n'est pas le cas pour $Q^2 \simeq \Lambda^2$. Dans ce dernier cas, les phénomènes physiques relèvent de la QCD non perturbative, et doivent être évalués en utilisant la technique de QCD sur réseau.

Λ est un paramètre libre de la théorie. La valeur expérimentale de Λ étant de l'ordre de 0.1 GeV/c, on a une constante de couplage de l'ordre de 0.1 pour Q de l'ordre de 10 GeV/c. Pour

des valeurs d'énergie inférieure à Λ , les quarks existent sous forme séparés comme composants du plasma de quarks-gluons. Pour des valeurs supérieures à Λ , les quarks existent sous forme d'états liés, constitutifs des hadrons légers.

La combinaison mondiale [10] donne, à une échelle fixée à la masse du boson Z, la valeur de α_S suivante :

$$\alpha_S (M_Z^2) = 0.1184 \pm 0.0007 \quad (1.173)$$

L'évolution de la constante de couplage de l'interaction forte en fonction de l'échelle d'énergie des interactions est donnée figure 1.3.

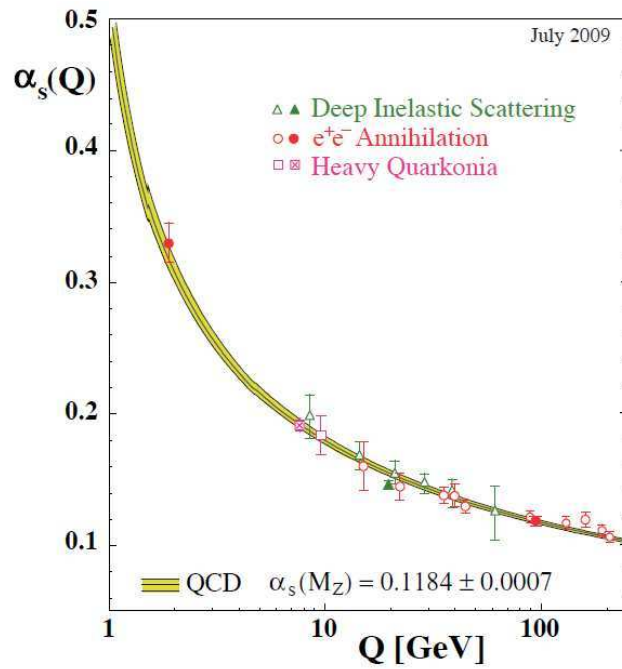


FIGURE 1.3 – Représentation graphique de la dépendance de la constante de couplage de l'interaction forte en fonction de l'échelle d'énergie Q , et points de mesure expérimentaux.

A courte distance et donc à grande énergie, la valeur de α_S est faible (< 0.1). Dans cette région, les quarks sont quasiment libres (on parle de liberté asymptotique). Par contre à grande distance (et faible énergie), la valeur de la constante est plus élevée, et l'intensité de l'interaction empêche les quarks de s'échapper des hadrons (on parle de confinement des quarks à l'intérieur des hadrons).

1.2.5 Les insuffisances du Modèle Standard

Le Modèle Standard est un édifice théorique performant, qui a été à de multiples reprises confirmé par l'expérience auprès des collisionneurs de particules, notamment dans le secteur électrofaible, et qui n'a pas été mis en défaut à ce jour, mis à part pour la violation du nombre leptonique.

Différentes mesures de paramètres du Modèle Standard, comparées à leur ajustement global

dans le cadre de la théorie, sont repertoriées dans la figure 1.4. L'accord est bon, à un écart standard près pour la majorité des variables présentées.

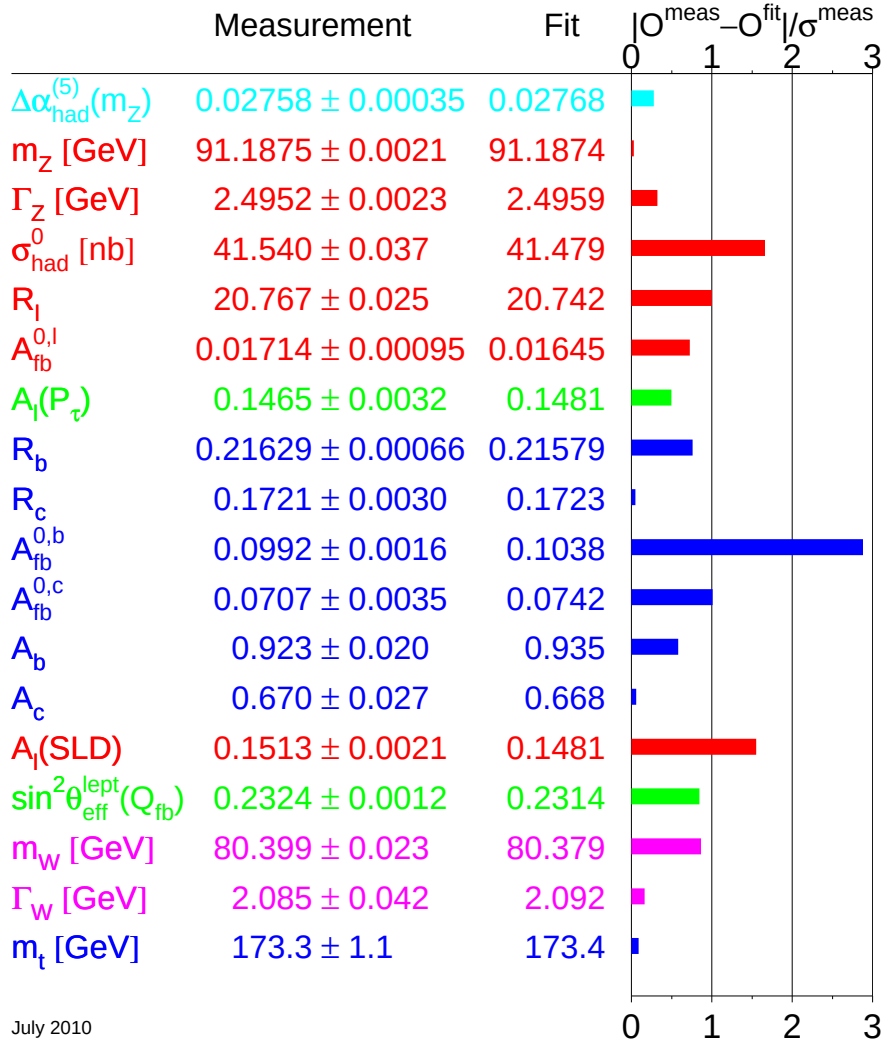


FIGURE 1.4 – Différence entre valeur expérimentale et prédiction théorique, exprimée en unités de déviation standard, pour différents paramètres du Modèle Standard. Ces résultats proviennent de mesures réalisées au LEP et au Tevatron notamment [11].

Certaines questions restent néanmoins en suspens, parmi lesquelles :

- Le problème de naturalité : les corrections radiatives apportées à la masse d’une particule scalaire comme le boson de Higgs, par l’intermédiaire des boucles fermions-antifermions, présentent des divergences ultraviolettes quadratiques. Il est possible d’absorber ces divergences jusqu’à une énergie Λ dite de cut-off, au-delà de laquelle la théorie n’est plus vérifiée. Expérimentalement, la masse du boson de Higgs standard a été contrainte par les mesures effectuées auprès du collisionneur e^+/e^- LEP, qui a fonctionné jusqu’en 2000 au CERN, et qui a permis d’obtenir une borne inférieure sur la masse du boson de Higgs : $m_H > 114.4 \text{ GeV}/c^2$, à 95 % de niveau de confiance [12]. D’autre part, les mesures indirectes électrofaibles réalisées à LEP semblent indiquer une masse du Higgs de l’ordre de $100 \text{ GeV}/c^2$ (l’ajustement global électrofaible, réalisé à partir de la mesure de paramètres du Modèle Standard, donne une masse favorisée du boson de Higgs égale à $M_H = 87^{+28}_{-22} \text{ GeV}/c^2$, à 68% de degré de confiance [7].
Pour obtenir une masse du boson de Higgs de cet ordre de grandeur, il faut réaliser un ajustement fin des expressions divergentes qui se compensent dans les calculs, ce qui paraît *a priori* injustifié.
- Le problème de hiérarchie : la description des interactions électromagnétique et faible dans un même modèle théorique est une des grandes réussites du Modèle Standard. À l’échelle électrofaible, c’est-à-dire à l’échelle de la centaine de GeV, les constantes de couplage des interactions électromagnétique, faible et forte sont distinctes. Les valeurs de ces dernières évoluant en fonction de l’énergie, on constate que celles-ci ne convergent pas vers une même valeur à l’échelle de grande unification, de l’ordre de 10^{19} GeV , où l’on est censé observer l’unification des forces fondamentales.
- Le modèle laisse dix-neuf paramètres libres. Il s’agit des trois constantes de couplage des groupes de jauge $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, des masses des six quarks et des trois leptons chargés, des trois angles de mélange et de la phase de la matrice CKM, des deux paramètres du potentiel de Higgs, et de l’angle lié à la violation de CP dans l’interaction forte.
- La brisure de symétrie électrofaible n’est toujours pas vérifiée à ce jour, puisque le boson médiateur du champ de Higgs, qui donne la masse aux bosons de jauge W^+ , W^- et Z^0 , ainsi qu’aux fermions du Modèle Standard, n’a pas encore été observé dans les détecteurs de particules.
- L’interaction gravitationnelle n’est pas incluse dans le Modèle Standard. Elle est décrite à l’échelle macroscopique par la théorie de la Relativité Générale, mais la quantification de cette interaction se heurte au problème de la non-renormalisabilité de la théorie, un nombre fini de paramètres physiques n’étant pas suffisant pour absorber les divergences. Négligeable à l’échelle des interactions entre particules par rapport aux autres interactions, l’interaction gravitationnelle a une intensité du même ordre que celles des autres interactions à l’échelle de Planck (pour des énergies de l’ordre de 10^{19} GeV).
- La nature de la matière noire et de l’énergie noire dans l’Univers ne sont pas connues à ce jour.

Ces indications peuvent laisser penser que le Modèle Standard serait en fait une théorie effective à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. Différentes voies sont aujourd'hui ouvertes pour l'extension du Modèle Standard, parmi lesquelles la supersymétrie, les théories de grande unification (GUT), la technicouleur, les dimensions supplémentaires, la théorie des cordes. Des signaux de nouvelles physiques sont espérés à la fin du RunII-b au Tevatron (FNAL) et au LHC (CERN).

1.3 La physique du quark top

Le quark top est le dernier des six quarks du Modèle Standard à avoir été découvert expérimentalement, en 1995 au Tevatron ([13] et [14]). Il est décrit dans le Modèle Standard comme le partenaire d'isospin faible du quark b. D'un point de vue théorique, sa charge électrique est de $+\frac{2}{3}$ et son spin de $\frac{1}{2}$. Le quark top est la particule élémentaire la plus massive connue actuellement, ce qui en fait un laboratoire idéal pour la recherche de nouvelle physique dans ses différents canaux de désintégration (particules supersymétriques, nouveaux bosons de jauge (W' , Z') entre autres), par l'observation directe ou par l'observation de déviations par rapport aux prédictions du Modèle Standard.

1.3.1 Modes de production

Les expériences de diffusion profondément inélastique des leptons sur des nucléons ont montré l'existence de sous-structures aux nucléons, appelées partons, interagissant de manière quasi-libre durant le processus de diffusion. Dans ce cadre, la probabilité que le lepton interagisse avec le parton i véhiculant une fraction x_i de l'impulsion totale du nucléon est appelée fonction de densité partonique (PDF).

En chromodynamique quantique, le concept de factorisation est utilisé pour calculer des observables. Pour cela, on divise le calcul en deux parties : la première consiste à évaluer les interactions à courte distance (grande énergie) et la seconde les interactions à longue distance (faible énergie). La première partie est calculable de manière perturbative en QCD. La seconde comprend des termes avec une singularité infrarouge et n'est pas calculable. La factorisation permet ainsi de généraliser les sections efficaces partoniques, calculables, aux sections efficaces hadroniques, mesurables.

Un paramètre fixant la limite en énergie entre les deux termes, appelé échelle de factorisation et noté μ_f , est alors introduit. Ce paramètre doit être de l'ordre de l'échelle de l'interaction dure ($\mu_f \sim Q$).

La partie non-calculable contient des termes accessibles expérimentalement. On distingue les fonctions de distributions des partons (PDF) et les fonctions de fragmentation (FF). Les PDF représentent la distribution de la probabilité d'obtenir un quark ou un gluon emportant une fraction x du moment du hadron. Les PDF permettent d'absorber les singularités présentes dans les calculs des fonctions de structure partoniques. Les fonctions de fragmentation permettent de décrire l'évolution des partons de l'état final, et en particulier l'émission de gluons aboutissant à la formation de gerbes hadroniques appelées jets.

On peut calculer la section efficace inclusive de production $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}+X$ en utilisant l'équation suivante [16] :

$$\sigma_{p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}X}(s_{had}, m_t^2) = \sum_{i,j=q,\bar{q},g} \int_{4m_t^2}^{s_{had}} d\hat{s} L_{ij}(\hat{s}, s_{had}, \mu_f^2) \times \hat{\sigma}_{ij \rightarrow t\bar{t}}(\hat{s}, m_t^2, \mu_f^2, \mu_r^2) \quad (1.174)$$

où L_{ij} sont les luminosités partoniques définies comme suit :

$$L_{ij}(\hat{s}, s_{had}, \mu_f^2) = \frac{1}{s_{had}} \int_{\hat{s}}^{s_{had}} \frac{ds}{s} f_i\left(\mu_f^2, \frac{s}{s_{had}}\right) \bar{f}_j\left(\mu_f^2, \frac{\hat{s}}{s}\right) \quad (1.175)$$

avec :

- $f_i\left(\mu_f^2, \frac{s}{s_{had}}\right)$ et $\bar{f}_j\left(\mu_f^2, \frac{\hat{s}}{s}\right)$ respectivement les fonctions de densité partonique des partons i et j dans le proton et l'antiproton,
- s_{had} et $\hat{s}$ respectivement l'énergie dans le centre de masse au carré des collisions $p\bar{p}$ et ij ,
- $\hat{\sigma}_{ij \rightarrow t\bar{t}}$ la section efficace au niveau partonique,
- μ_r l'échelle de renormalisation,
- m_t la masse du quark top.

Dans les collisions protons-antiprotons du Tevatron, le quark top est majoritairement créé par interaction forte, sous forme de paires de quark. Le quark top peut également être produit par interaction faible, sous forme de quark célibataire ou “single top” (un seul quark top est alors produit dans l'état final).

Dans le cas de la production par interaction forte, on doit avoir : $\sqrt{\hat{s}} > 2 m_t$ pour que cette production soit autorisée cinématiquement. En prenant $x_i = x_j = x$, le seuil de production se situe à $x \simeq \frac{2m_t}{\sqrt{s}}$. On a alors $x \simeq 0.18$ au Run II du Tevatron (avec $\sqrt{s} = 1.96$ TeV). Pour cette valeur, les PDF des quarks de valence u et d sont supérieures à celles du gluon, ce qui entraîne que le processus de production de paires de quarks top par annihilation $q\bar{q}$ (85%) est dominant vis-à-vis du processus de production par fusion de gluons (15%) (figure 1.5).

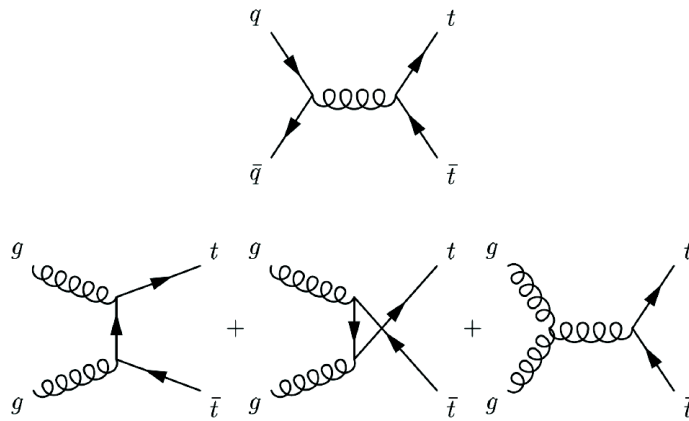


FIGURE 1.5 – Diagrammes de Feynman définissant la production d'une paire de quarks top à l'ordre dominant, par annihilation $q\bar{q}$ (diagramme du haut) et par fusion de gluons (diagrammes du bas).

1.3.2 Modes de désintégration

Dans le Modèle Standard, la désintégration du quark top en un boson W réel et un quark b est quasi-exclusive. En effet, l'élément de matrice V_{tb} de la matrice CKM étant voisin de 1, le rapport d'embranchement du top en Wb est proche de 100%, comme détaillé section 1.2.3.

La décroissance des paires de quarks top se produit à travers trois canaux seulement, et ne dépend que de la désintégration des deux bosons W produits :

- Le canal “tout hadronique” : $t\bar{t} \rightarrow q_1\bar{q}_2b\,q'_1\bar{q}'_2\bar{b}$ (les deux W se désintègrent en quarks),
- Le canal semileptonique ou “lepton+jets” : $t\bar{t} \rightarrow q\bar{q}b\,\ell\nu_\ell\bar{b}$ (l'un des deux W se désintègre en quarks et l'autre en un lepton et un neutrino),
- Le canal dileptonique : $t\bar{t} \rightarrow \ell\nu_\ell b\,\ell'\nu_{\ell'}\bar{b}$ (les deux W se désintègrent chacun en un lepton et un neutrino).

Les canaux hadronique, semileptonique et dileptonique représentent respectivement environ 46%, 45% et 9% des désintégrations d'une paire de quarks top (figure 1.6). Notre étude sera consacrée au canal dileptonique contenant un muon et un lepton tau dans l'état final, et représentant environ 2% des désintégrations d'une paire de quarks top.

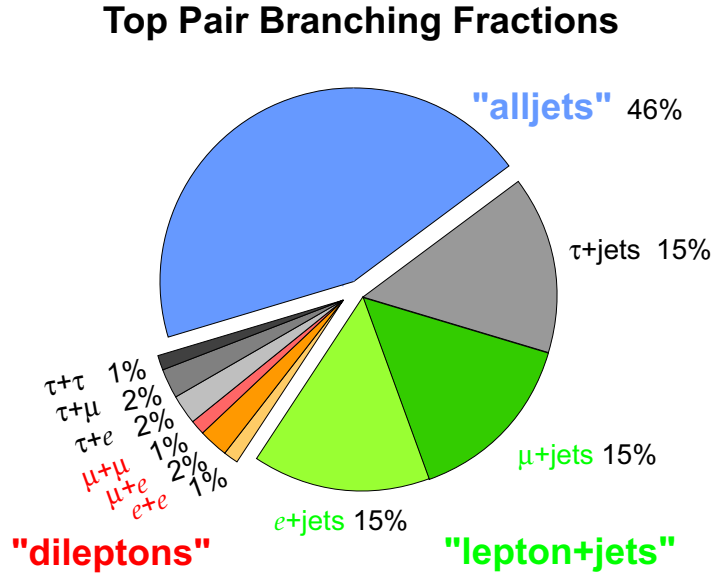


FIGURE 1.6 – Représentation graphique de la répartition des différents modes d'embranchement d'une paire $t\bar{t}$.

1.3.3 La section efficace du quark top

D'un point de vue théorique, la section efficace a été calculée à l'ordre NLO (“Next-to-Leading Order”) du calcul des perturbations, incluant une resommation dite “seuil” des logarithmes dominants et sous-dominants décrivant l'émission de gluons mous (approximation

dite NLL, “Next-to-Leading Logarithm”).

En choisissant une masse du quark top égale à $172.5 \text{ GeV}/c^2$, on a les deux résultats récents suivants :

$$\begin{aligned}\sigma_{t\bar{t}, \text{ Cacciari et al.}}^{NLO+NLL} &= 7.14^{+0.76}_{-0.87} \text{ pb [15]} \\ \sigma_{t\bar{t}, \text{ Moch et Uwer}}^{NLO+NLL} &= 7.46^{+0.48}_{-0.67} \text{ pb [16]}\end{aligned}\quad (1.176)$$

Le traitement des incertitudes associées au calcul de la section efficace est différent selon les deux méthodes. Dans l’approche [15], les échelles de factorisation (μ_f) et de renormalisation (μ_r) sont différentes et varient de manière indépendante dans l’intervalle $[\frac{m_t}{2}, 2m_t]$. Ce qui n’est pas le cas dans l’estimation [16] où ces échelles sont totalement corrélées. Dans cette dernière étude, on identifie les échelles de factorisation et de renormalisation. On prend alors $\mu_f = \mu_r = \mu$, avec μ dans l’intervalle $[\frac{m_t}{2}, 2m_t]$. Au sujet des fonctions de densité partoniques, les incertitudes associées dans le cas [15] sont asymétriques, tandis qu’elles sont symétriques dans l’estimation [16].

Les mesures les plus récentes de la section efficace de production $t\bar{t}$ dans $D\emptyset$ sont repertoriées figure 1.7.

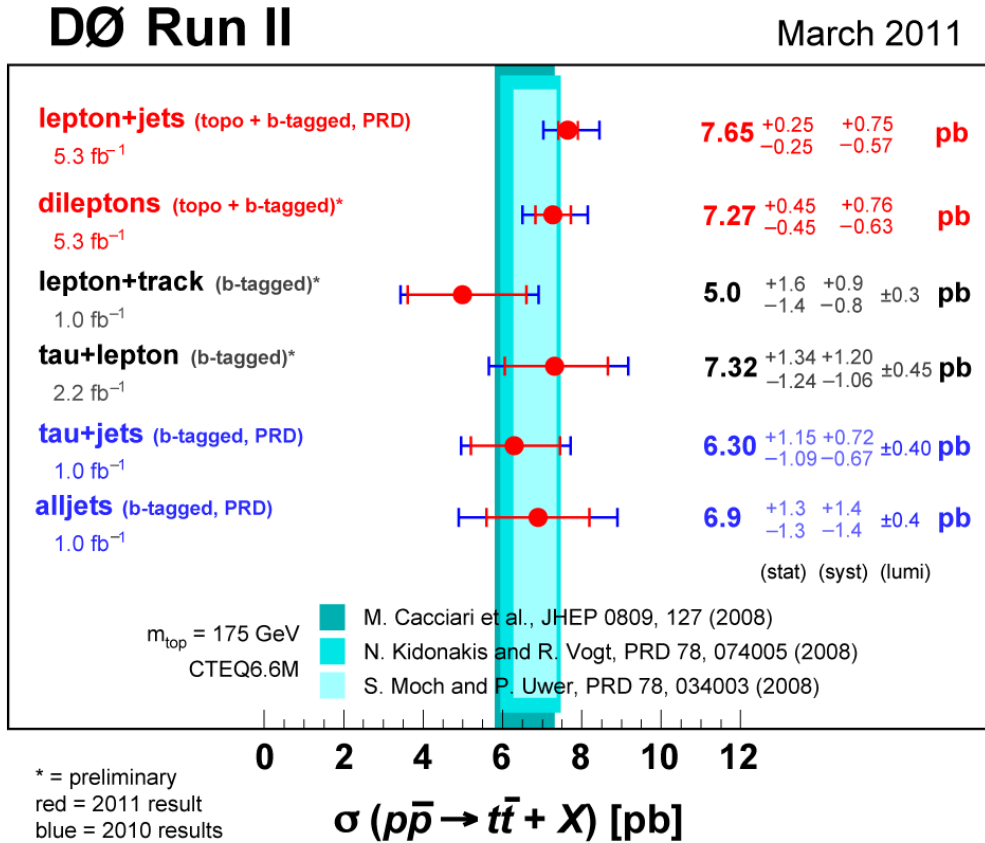


FIGURE 1.7 – Mesures récentes de la section efficace de production de paires de quarks top dans $D\emptyset$.

On observe que les différentes mesures sont compatibles avec l’estimation théorique effectuée par Moch et Uwer, aux incertitudes statistiques et systématiques près. Dans les canaux “tout

hadronique”, “dileptons” et “lepton+jets”, les incertitudes systématiques sur la mesure sont globalement dominantes sur les incertitudes statistiques. La situation est inversée pour les mesures correspondant aux canaux “lepton+trace”, “tau+lepton” et “tau+jets”.

1.3.4 La masse du quark top

Il existe un paramètre du Modèle Standard reliant les masses du quark top, des bosons $W^\pm$ et Z^0 , et du boson de Higgs. Cette relation dépend des corrections radiatives à la masse des bosons vecteurs de l’interaction faible, par l’intermédiaire de boucles faisant intervenir le quark top d’un côté (figure 1.8) et le boson de Higgs de l’autre. Le paramètre en question s’écrit :

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_{Z^2} (1 - \sin^2 \theta_W)} = 1 + \Delta(R) \quad (1.177)$$

On a $\rho = 1$ à l’ordre dominant (“Leading Order”). Le terme $\Delta(R)$ contient donc toutes les contributions d’ordre supérieur, incluant les corrections radiatives aux masses des bosons $W^\pm$ et Z^0 . Etant donné sa masse élevée, les corrections fermioniques sont dominées par le quark top. A l’ordre postérieur à l’ordre dominant (NLO), le terme $\Delta(R)$ s’écrit sous la forme :

$$\Delta(R) = \frac{3}{8} \frac{G_F}{\pi^2} m_t^2 + \frac{\sqrt{2}}{16} \frac{G_F}{\pi^2} m_W^2 + \left[\frac{11}{3} \ln \left(\frac{m_h^2}{m_W^2} \right) + \dots \right] + \dots \quad (1.178)$$

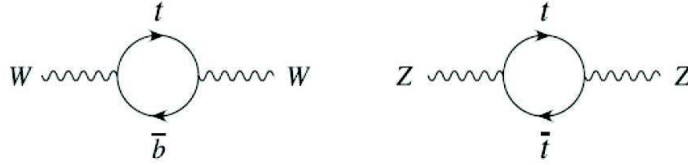


FIGURE 1.8 – Boucles virtuelles de quarks top contribuant à la masse des bosons vecteurs de l’interaction faible.

Comme les observables électrofaibles ont été déterminées avec une grande précision, il est possible d’utiliser les contraintes précédentes pour calculer la masse du quark top. La mesure indirecte la plus récente est donnée par les mesures de précision électrofaible de LEP-1, LEP-2, SLD et du Tevatron, et a pour valeur : 179^{+12}_{-9} GeV/c² [17].

Les mesures directes de la masse du quark top (seul quark dont la masse est mesurable “directement”) donnent au Tevatron la combinaison DØ et CDF suivante : 173.32 ± 1.06 GeV/c² [18]. L’incertitude totale sur la masse du top étant de 1.06 GeV/c², on a une précision relative sur l’observable d’environ 0.6% , dominée par l’incertitude systématique sur les corrections d’échelle en énergie des jets. Une liste de résultats récents se rapportant à la mesure directe de la masse du quark top est disponible figure 1.9.

Pour effectuer une mesure directe de la masse du quark top, différentes techniques d’analyse sont utilisées (parmi lesquelles la méthode des éléments de matrice, la méthode dite de “neutrino reweighting”) ainsi que de nombreuses observables (comme la masse invariante Wb , l’impulsion longitudinale du système $t\bar{t}$, la longueur de vol dans le plan transverse des hadrons constitués de quarks b, produits par la désintégration $t \rightarrow W^+ b$) [19].

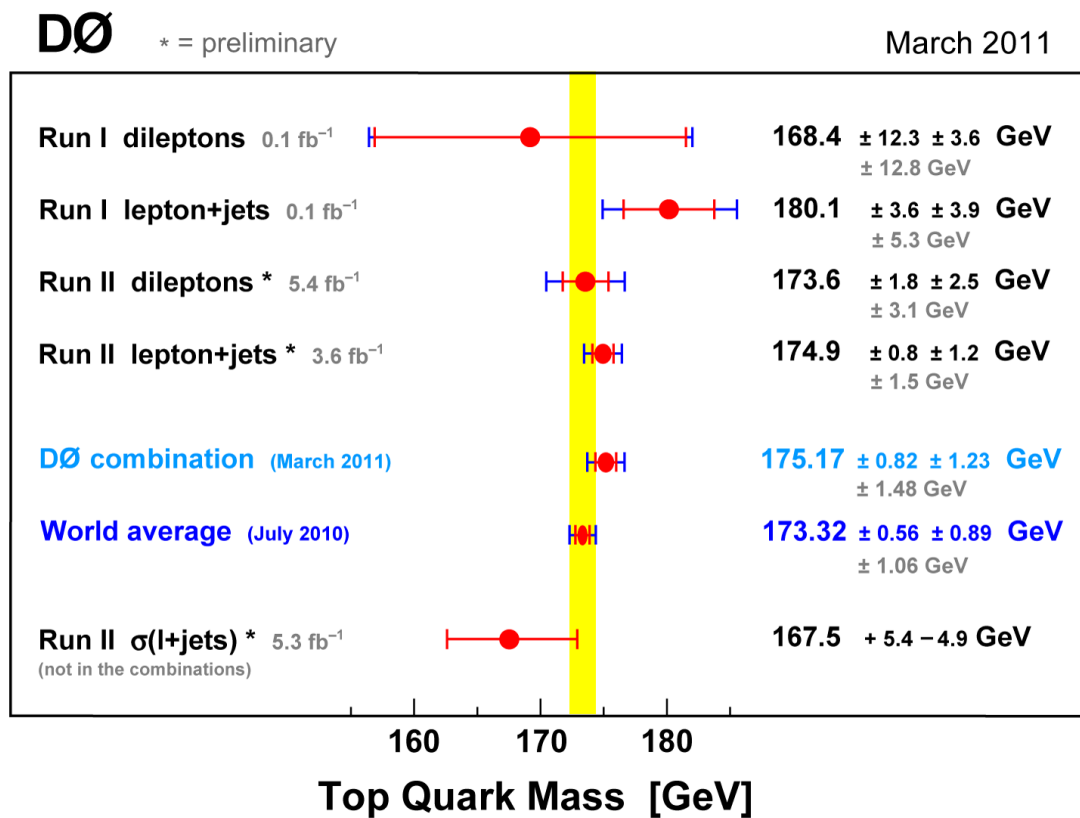


FIGURE 1.9 – Résultats récents dans DØ liés à la mesure directe de la masse du quark top.

Chapitre 2

Le dispositif expérimental

Dans ce chapitre, nous présenterons l'élaboration des faisceaux de protons et d'antiprotons, leur accélération à travers les accélérateurs linéaires et circulaires précédant le Tevatron, leur injection dans l'anneau du Tevatron, et les étapes suivies avant, pendant et après les collisions $p - \bar{p}$ au niveau du détecteur DØ. Les performances récentes du Tevatron seront ensuite présentées. Puis, nous décrirons les différents sous-ensembles du détecteur DØ et présenterons brièvement les différents niveaux du système d'acquisition de DØ.

2.1 Le complexe d'accélération du Tevatron

2.1.1 Origine des faisceaux de protons et d'antiprotons

Le Tevatron est un collisionneur protons-antiprotons situé au Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL), à proximité de Chicago, aux Etats-Unis. Il s'agit d'un synchrotron supraconducteur capable de faire circuler des faisceaux de protons et d'antiprotons dans des directions opposées et de produire des collisions $p - \bar{p}$. Le collisionneur circulaire est précédé d'une série d'accélérateurs, linéaires et circulaires, destinés à produire des faisceaux de protons et d'antiprotons et à les accélérer jusqu'à une énergie de 980 GeV (figure 2.1).

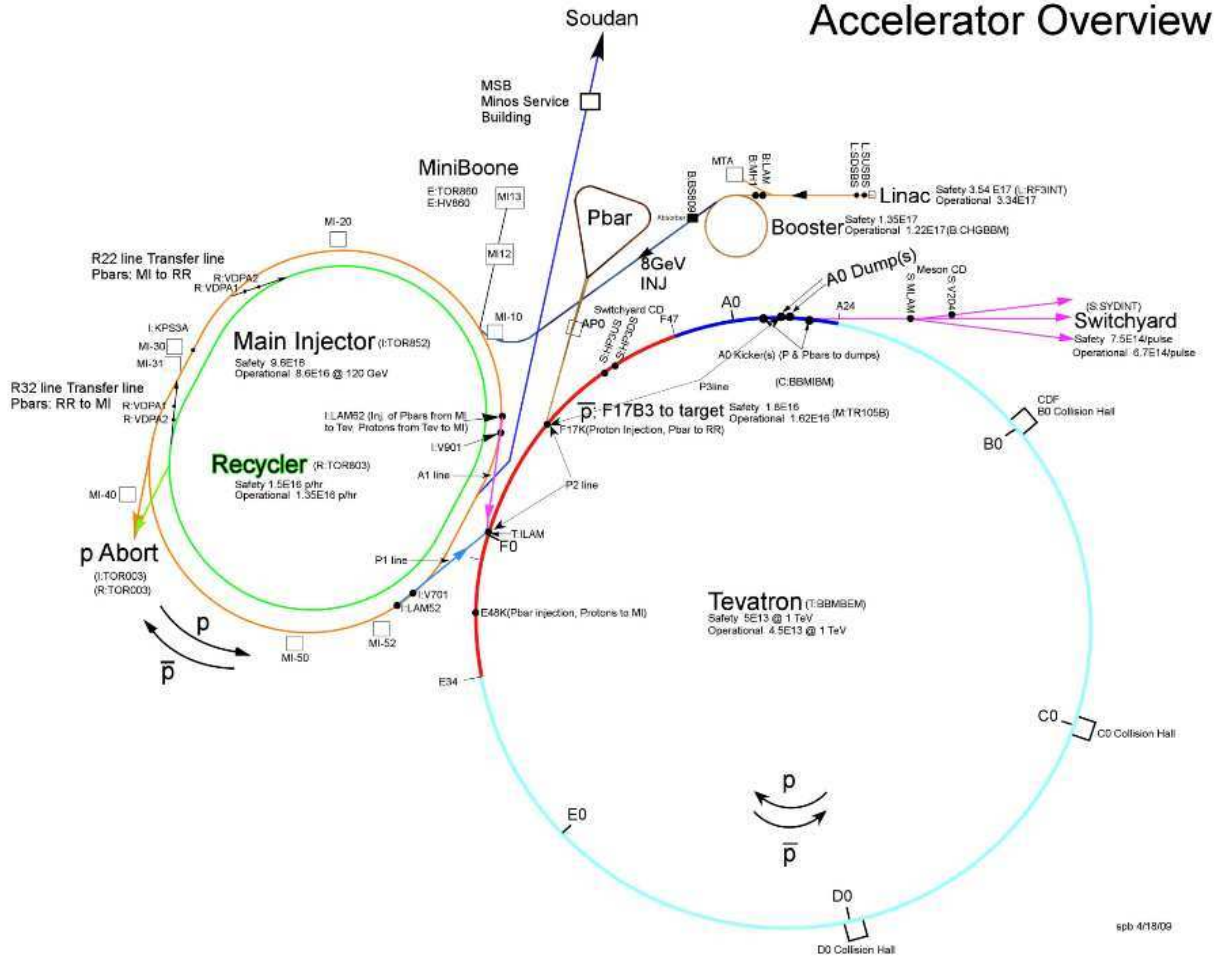


FIGURE 2.1 – Schéma général du complexe d'accélération.

Le pré-accélérateur

Le complexe d'accélération débute par deux pré-accélérateurs, dits de Cockcroft-Walton, capables chacun de produire des faisceaux d'ions H^- jusqu'à une énergie de 750 keV [20]. Le pré-accélérateur constitue le premier accélérateur du complexe. Il contient la source des ions H^- qui seront accélérés ensuite au sein de l'accélérateur linéaire ("Linac"). Cette source magnétron est située dans un dôme électriquement chargé à un potentiel de -750kV. Une valve à air pulsé sert à introduire le dihydrogène à basse pression dans le volume séparant deux électrodes de molybdène : une cathode de forme ovale surmontée d'une anode (1 mm séparant les deux électrodes). Un aimant externe produit un champ magnétique de 0.1 à 0.15 T à la surface de la cathode. Un réseau de mise en forme à basse impédance crée un arc électrique de 40 A pendant 80 μs . Les électrons de l'arc suivent alors une trajectoire hélicoïdale autour des lignes de champ magnétique, ionisant le gaz, aboutissant à la formation d'un plasma dense d'ions H^+ et d'électrons dans l'intervalle entre les électrodes. Les ions H^+ sont attirés par la cathode et peuvent arracher deux électrons de sa surface ou éjecter des ions H^- . Les ions H^- ainsi produits sont repoussés par la cathode et subissent des échanges de charges électriques avec les atomes d'hydrogène aux bords du plasma, ce qui produit des ions H^- se propageant à une énergie cinétique plus faible.

Un extracteur électrostatique à impulsion accélère alors les ions H^- hors de la source (figure 2.2). Le gaz ionisé est ensuite accéléré à l'intérieur d'une colonne, à partir du dôme chargé, à une énergie de 750 keV. Le "Preacc" accélère les faisceaux à une fréquence de 15 Hz (toutes les 66 ms). Ensuite, le faisceau quitte la colonne d'accélération et entre dans une ligne de transfert appelée ligne à 750 keV ("750 keV line"), puis dans l'accélérateur linéaire.

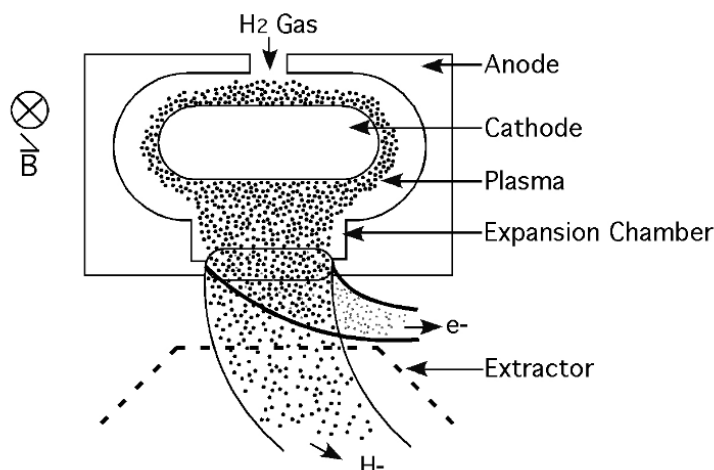


FIGURE 2.2 – Source d'ions H^- contenue dans le dôme du pré-accelérateur. Le dihydrogène injecté est ionisé et on a la formation d'un plasma d'ions H^+ et d'électrons entre les plaques électriques. Des électrons sont ensuite arrachés aux ions H^+ pour former des ions H^- . Ces derniers sont accélérés hors de la source à une énergie de 750 keV, où ils rejoindront l'accélérateur linéaire "Linac".

L'accélérateur linéaire

Le "Linac" est l'accélérateur suivant dans la chaîne d'accélération. Il s'agit d'un accélérateur linéaire capable de récupérer les faisceaux d'ions H^- dotés d'une énergie cinétique de 750 keV, et de les accélérer jusqu'à une énergie de 400 MeV. Il est constitué de deux sections accélératrices qui s'appuient sur des systèmes de radio-fréquences différents, dotés de fréquences propres. Les cinq premières cavités à radio-fréquences constituent le DTL ("Drift tube linac") et les sept cavités suivantes forment le SCL ("side coupled cavity Linac").

Afin d'accélérer les ions H^- , un champ électrique radio-fréquence est créé sur l'axe du faisceau. Pour le DTL, un tube amplificateur de forte puissance alimente les tubes de glissement. Ces tubes amplifient le signal radio-fréquence de 201 MHz utilisé pour alimenter les cavités DTL et accélérer le faisceau. Lors de l'accélération du faisceau, les particules doivent être groupées en paquets correctement synchronisés avec la fréquence de résonance de la cavité (le temps entre deux paquets doit être égal à un multiple entier n de la période RF). Le temps séparant deux faisceaux est ici de 5 ns ($n=1$). Le faisceau d'ions H^- est porté à une énergie cinétique de 116 MeV à la sortie du DTL (figure 2.3).

Les sept dernières stations RF constituant le SCL utilisent des amplificateurs de type "Klystron" et le signal radio-fréquence utilisé dans la cavité a une fréquence de 805 MHz. Dans le DTL, chaque cycle RF est utilisé pour accélérer le faisceau, alors que dans le SCL, seulement

un cycle sur quatre est utilisé. Entre les DTL et les SCL existe une zone de transition, constituée de deux stations supplémentaires de type “Klystron”, afin de faciliter le transfert du faisceau dans une zone de structure et de fréquence différentes.

Après le passage dans le “Linac”, et dans le mode de fonctionnement HEP (“High Energy Physics”), le faisceau d’ions porté à une énergie de 400 MeV passe dans le “Booster”, par l’intermédiaire de la ligne de transfert à 400 MeV (“400 MeV line”).

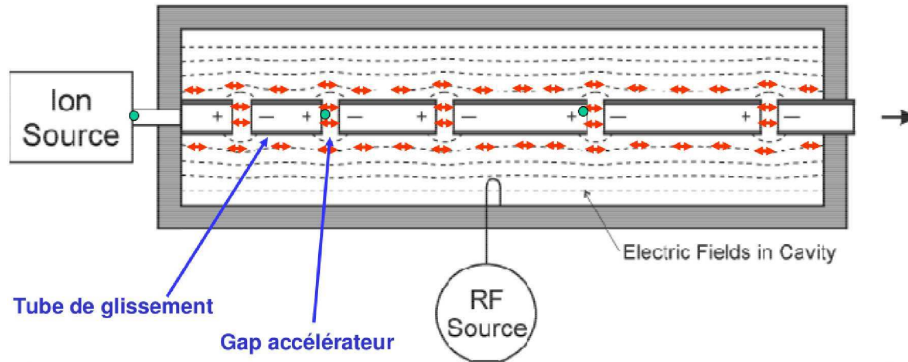


FIGURE 2.3 – Schéma de principe du DTL (“Drift Tube linac”). Les ions chargés traversent une série de tubes de glissement de plus en plus long et sont accélérés grâce à des cavités résonantes radio-fréquence créatrices des champs électriques.

Le “Booster”

Le passage du faisceau dans le “Booster” constitue l’étape suivante dans la chaîne d’accélération du Tevatron. Il s’agit du premier accélérateur circulaire, ou synchrotron, du système d’accélération. Le “Booster” récupère le faisceau d’ions hydrogène chargés négativement en provenance du “Linac” et sépare les électrons des protons. Les protons sont ensuite accélérés jusqu’à une énergie de 8 GeV. Le “Booster” est constitué d’une série d’aimants disposés à l’intérieur du synchrotron de 75 mètres de rayon, entrecoupés de 19 cavités à radio-fréquences. Le “Booster” est capable d’accélérer le faisceau toutes les 66 ms (15 Hz).

A l’entrée du “Booster” se trouve un ensemble de quatre aimants, l’“ORBUMP”(figure 2.4). Lors de l’injection, les aimants sont chargés, courbant ainsi la trajectoire des ions incidents et des protons. La trajectoire du faisceau, située à 8 cm de rayon de l’extérieur et parallèle à l’orbite fermée du “Booster” (ou circulent les faisceaux de protons) passe par une feuille de carbone qui permet d’arracher des électrons aux ions H^- , pour former des protons. Les ions H^- qui n’auraient pas perdus leurs électrons sont écartés. Une fois que le faisceau est complètement injecté, l’“ORBUMP” est désactivé, et ainsi le faisceau circule sur l’orbite principale du “Booster”, ce qui permet de gagner en stabilité du faisceau. Ensuite, le faisceau de protons est accéléré jusqu’à une énergie cinétique de 8 GeV, par les 19 cavités à radio-fréquences. Les particules sont ainsi regroupées en paquets et subissent 84 accélérations successives dans le “Booster”. Le faisceau de protons de 8 GeV est finalement transféré dans l’injecteur principal.

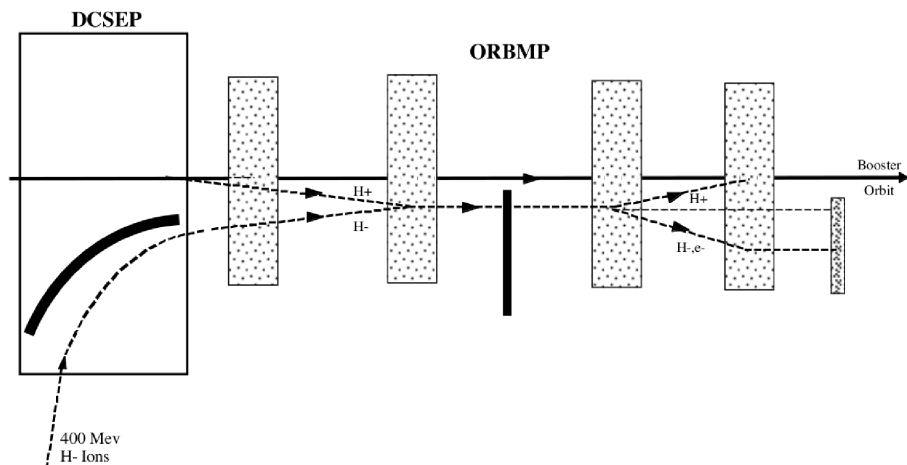


FIGURE 2.4 – Schéma représentant l'entrée du faisceau d'ions H^- dans le "Booster". La trajectoire des ions H^- en provenance du "Linac" est courbée par la présence de l' "ORBUMP", ensemble de quatre aimants, puis les faisceaux d'ions chargés traversent une surface en carbone, ce qui permet de créer des protons, qui sont ensuite séparés des ions H^- . Les protons sont alors accélérés jusqu'à une énergie cinétique de 8 GeV, pour enfin rejoindre l'injecteur principal.

La source d'antiprotons

La source d'antiprotons est constituée de trois éléments principaux : la cible, qui servira pour créer des antiprotons, et deux accélérateurs synchrotrons de structures triangulaires : le "debuncher" et l' "accumulateur". Dans un premier temps, un faisceau de protons provenant de l'injecteur principal est utilisé pour bombarder la cible (figure 2.5), constituée de disques de nickel (à haut point de fusion) et de cuivre (utiles pour le refroidissement). Ces disques ont un diamètre de 10 cm et une épaisseur de 2 cm. La réaction qui a lieu est la suivante : $p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$, sa section efficace est très faible (pour environ 50000 protons incidents, seul un antiproton est produit). Une lentille au lithium est placée juste derrière la cible afin de focaliser le faisceau émergent. Un aimant dipolaire de 1.5 T est ensuite utilisé en tant que spectromètre de masse afin de séparer les antiprotons des autres particules émises.

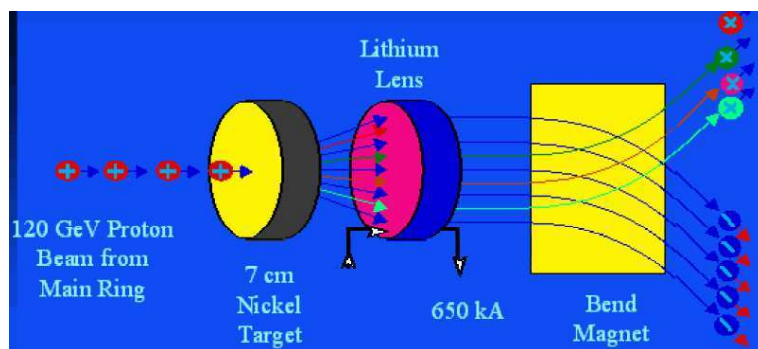


FIGURE 2.5 – Le bombardement de la cible de nickel par les faisceaux de protons et la création de faisceaux d'antiprotons.

Ensuite, le faisceau d'antiprotons est transmis dans le “debuncher” à une énergie de 8 GeV. A l'entrée du “debuncher”, les antiprotons n'ont pas la même trajectoire en fonction de leur énergie. Une cavité à radio-fréquences, située dans une section droite du “debuncher”, permet d'accélérer les antiprotons les moins énergétiques, qui arrivent en premier dans la cavité. Il permet également de décélérer les protons les plus énergétiques, qui circulent avec un certain déphasage par rapport aux antiprotons d'énergie moins élevée. Le faisceau d'antiprotons perd sa structure en paquets, d'où le nom de l'accélérateur. Après 100 ms, le faisceau est suffisamment stable pour subir un “refroidissement stochastique”. Cette technique permet de corriger la dispersion du faisceau, par l'intermédiaire d'une boucle de rétroaction. Des électrodes (dites “pickup”) permettent de mesurer la position du faisceau. Lorsque le faisceau est excentré, cela induit un courant d'intensité plus élevée dans l'une des deux électrodes. La déviation du faisceau par rapport à l'orbite de référence ainsi mesurée permet d'établir un signal correcteur, envoyé à un second ensemble d'électrodes (dites “kicker”). Un champ électromagnétique est alors généré entre ces dernières. La méthode de refroidissement stochastique permet de réduire l'amplitude des oscillations du faisceau dans le plan transverse et de diminuer la dispersion en énergie des paquets d'antiprotons. Juste avant l'injection suivante, le faisceau d'antiprotons est transféré dans l'“accumulateur”.

Le rôle de l'“accumulateur” est de stocker les antiprotons (pendant une période qui peut varier de plusieurs heures à plusieurs jours). Le faisceau d'antiprotons y circule en continu, jusqu'à la re-formation des paquets et l'extraction vers l'injecteur principal.

L'injecteur principal

L'injecteur principal (“Main Injector”) a été construit pour le Run II, remplaçant l'ancien anneau principal (“Main Ring”). Il s'agit d'un synchrotron d'environ 1 km de diamètre. Les protons parviennent à l'injecteur principal depuis le booster par l'intermédiaire de la ligne MI-8, à une énergie de 8 GeV. A la sortie du booster, le faisceau est sous forme de “batch” (faisceau que le booster accélère et extrait au cours d'un cycle) et est constitué de paquets, appelés “bunches”. En effet, les protons s'aggrègent autour d'une phase donnée de l'onde RF, appelée “bucket”. Sa longueur d'onde est environ égale à 5,5 m (figure 2.6).

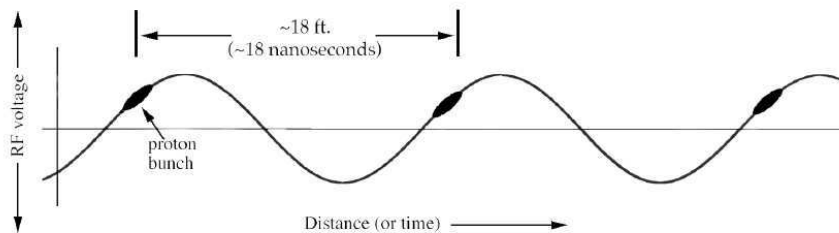


FIGURE 2.6 – Le regroupement des protons en paquets selon les phases de l'onde RF.

En mode “production d'antiprotons”, un seul train (“batch”) de protons est tout d'abord accéléré de 8 GeV à 120 GeV, afin de fournir les protons nécessaires à la production des antiprotons. Les cavités à radio-fréquences sont utilisées pour augmenter l'énergie du faisceau, tandis que les aimants défléchissent sa trajectoire. Le faisceau d'antiprotons, porté à une énergie cinétique de 120 GeV, est ensuite défléchi hors de l'injecteur principal pour rejoindre

l'accélérateur à antiprotons, où les protons entrèrent en collision avec la cible fixe. En mode "collisions", 7 paquets par train sur les 84 au total sont injectés dans l'injecteur principal, les 77 autres étant éliminés par le "booster dump". Cet ensemble de paquets, constituant un train partiel de protons ("partial batch"), est accéléré par des cavités RF à la station MI-60 jusqu'à une énergie de 150 GeV (figure 2.7).

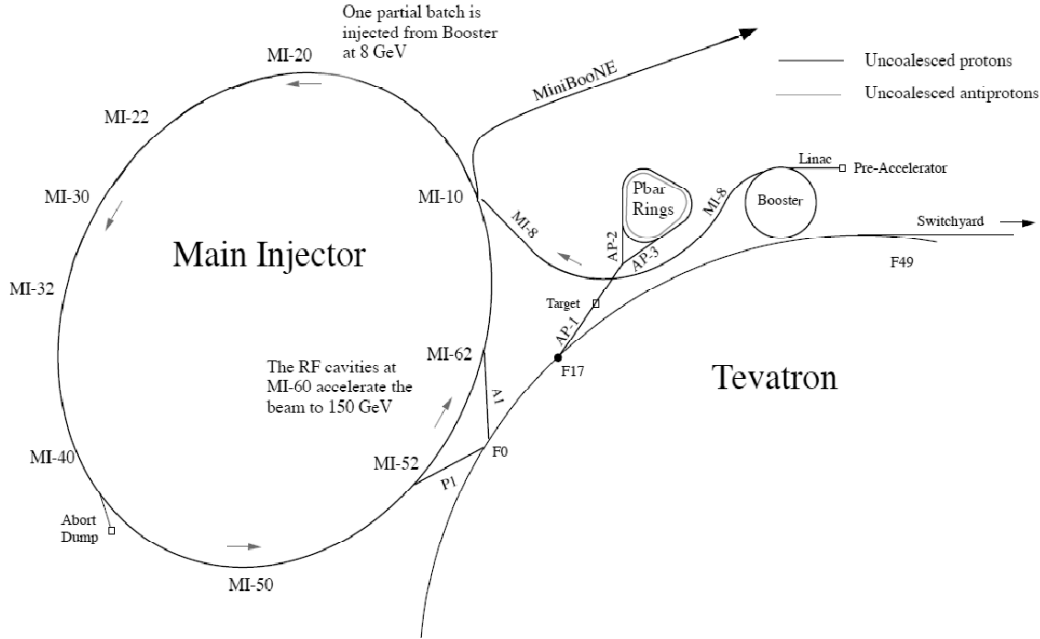


FIGURE 2.7 – *L'injecteur principal dans le mode "collisions".*

A l'étape dite de "flattop", les paquets de protons sont rassemblés pour former un seul paquet resserré spatialement et de haute intensité (phase de coalescence). Pendant ce temps, les antiprotons circulent dans l'accumulateur, en attente de leur injection dans le Tevatron. Trois ou quatre minutes après l'injection du premier proton dans l'injecteur principal, 9 trains partiels de protons ont été accélérés de 8 GeV à 150 GeV, puis coalisés, et ensuite injectés dans le Tevatron. La même étape se répète pour chaque train court de protons, jusqu'à ce que 36 paquets soient présents dans le Tevatron. C'est alors au tour des antiprotons d'être injectés dans le Tevatron. Les faisceaux de $\bar{p}$ sont divisés en quatre groupes grâce au système à radio-fréquences de l'accumulateur, chaque groupe contenant plusieurs paquets. Ils sont transférés jusqu'à l'injecteur principal, y pénètrent au point MI-52, et y circulent dans le sens contraire de celui emprunté par les protons précédemment. Ils sont ensuite accélérés à une énergie de 150 GeV, pendant que les protons continuent de circuler dans le Tevatron. Les quatre groupes d'antiprotons subissent la phase de coalescence et ce sont désormais quatre paquets à haute intensité qui circulent dans l'injecteur principal. Les paquets sont ensuite extraits de l'injecteur principal et entrent dans le Tevatron en F0. Ce processus est répété 9 fois. Les paquets d'antiprotons circulent alors dans le sens contraire des aiguilles d'une montre, dans le sens opposé au faisceau de protons.

Le recycleur

Le recycleur a pour but de stocker les antiprotons en excès. Il va récupérer les antiprotons en provenance de l'accumulateur. Cette utilisation nécessite l'injecteur principal comme intermédiaire. L'anneau du recycleur est situé dans le même tunnel que l'injecteur principal. Les antiprotons en excès provenant de l'accumulateur empruntent le même chemin que les antiprotons qui seront accélérés puis injectés dans le Tevatron, mais sont déviés dans le recycleur à la station MI-32. Le recycleur contient des aimants permanents, ce qui lui confère une très grande stabilité en tant qu'anneau de stockage, contrairement à l'accumulateur. Il dispose de deux systèmes de refroidissement, qui ont pour but d'augmenter la densité du faisceau, et ainsi la luminosité instantanée dans le Tevatron : le refroidissement stochastique, suivant le même principe que pour la source d'antiprotons, et le refroidissement par faisceau d'électrons ("electron cooling"). Au-delà de $2 \cdot 10^{12} \bar{p}$, le refroidissement stochastique n'est plus suffisamment efficace seul, il est alors secondé par l'"electron cooling". Cette méthode consiste à faire circuler à l'intérieur du faisceau de protons un faisceau d'électrons "froids" de haute intensité, afin de refroidir les antiprotons "chauds" (thermalisation des $\bar{p}$).

2.1.2 Les collisions $p - \bar{p}$: le Tevatron

Le Tevatron est actuellement le deuxième collisionneur de haute énergie au monde, avec une énergie dans le centre de masse égale à 1.96 TeV. L'énergie cinétique de chaque faisceau pour les collisions $p - \bar{p}$ est de 980 GeV au Run II. Le collisionneur est situé dans un tunnel de 1 km de rayon. Il s'agit d'un synchrotron à aimants supraconducteurs. Tous les dipôles, quadrupôles et aimants correctifs sont refroidis à la température de 4.6 K à l'aide d'hélium liquide, température à laquelle ils deviennent supraconducteurs. L'hélium est utilisé car il s'agit de la seule substance connue qui peut subsister à l'état liquide quelques degrés au-dessus du zéro absolu.

L'anneau du Tevatron contient 722 aimants supraconducteurs, qui produisent un champ magnétique de 4 T, ainsi que 180 quadrupôles, utiles pour contrôler la taille des faisceaux dans le plan transverse. Lorsque les protons et les antiprotons sont injectés dans le collisionneur, chaque faisceau est sous forme de trois "super-paquets" espacés de $2.6 \mu\text{s}$, et composés chacun de 12 paquets espacés de 396 ns. La durée de vie du faisceau est limitée par les interactions avec le gaz résiduel au sein du tube à vide et varie généralement entre 12h et 20h (figure 2.8). Pendant les collisions, les antiprotons sont stockés dans l'accumulateur afin de permettre un fonctionnement continu du collisionneur.

Il existe cinq étapes majeures préalables aux collisions $p - \bar{p}$ (période dite de "shot setup") :

- L'ajustement du Tevatron ou mise au point ("Tune up").
Une mise au point est effectuée au niveau des lignes d'injection situées entre l'injecteur principal et le Tevatron, afin de limiter les pertes et de pouvoir maintenir la structure en paquets des faisceaux.
- L'injection des protons et des antiprotons.
Chaque faisceau injecté dans le Tevatron comporte 36 paquets regroupés en 3 "super-paquets". Les faisceaux sont injectés en sens contraire dans le Tevatron, sur des orbites distinctes grâce aux séparateurs électrostatiques.

- L'accélération des particules de 150 à 980 GeV.

Tout d'abord, les lignes d'injection sont désactivées. Ensuite, l'intensité du courant circulant dans les dipôles et quadrupôles augmente, afin de pouvoir accélérer les faisceaux jusqu'à une énergie de 980 GeV.

- La phase dite de “low β squeeze”.

Lors de cette phase, les aimants quadrupolaires de focalisation sont activés. Les deux faisceaux sont progressivement rapprochés par des séparateurs localisés près des deux points d'interaction (appelés F0 et D0). Les deux faisceaux vont finalement se croiser au centre des détecteurs CDF et DØ, ce qui marque le début de la phase de collisions.

- La suppression du halo des faisceaux (“scraping”) et le début de la prise de données.

Des éléments d'acier sont amenés très près du tube à vide, afin que le halo entourant les faisceaux n'endommage pas les détecteurs situés à proximité du tube à vide. Après cette phase dite de “halo removal”, un store peut débuter.

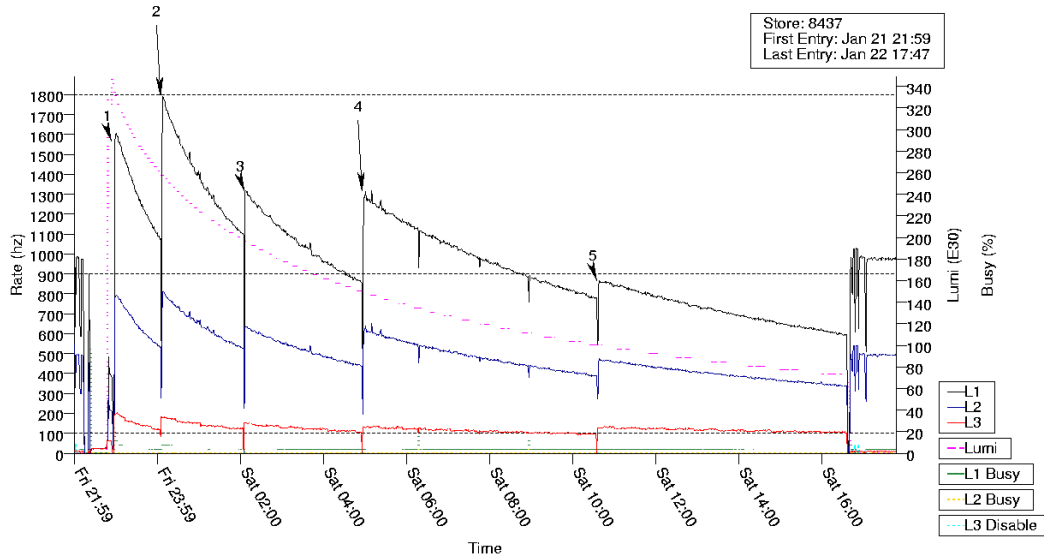


FIGURE 2.8 – Exemple de “store”, période de prise de données, divisée en sous-périodes, les “runs”, au début desquels la fréquence d’acquisition des triggers est réhaussée.

2.1.3 Performances et luminosité délivrée

Les faits marquants du Tevatron pour l’année fiscale 2010 [21] sont les suivants :

- La luminosité totale délivrée aux expériences DØ et CDF du 30 septembre 2009 au 1er octobre 2010 a atteint 2477 pb^{-1} , un chiffre supérieur à celui extrait de la courbe de prévisions haute (“design curve”),
- 123 heures par semaine de collisions en moyenne ont été enregistrées, un chiffre compatible avec la prévision la plus optimiste,

- Le “shutdown” (période d’arrêt du Tevatron) prévu pendant les 4 semaines à partir du 18 juillet 2010 s’est déroulé dans le planning initialement établi,
- La luminosité initiale par “store” s’est située entre 75 et $402 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$,
- La luminosité intégrée hebdomadaire moyenne a été de 52.7 pb^{-1} ,
- La luminosité intégrée mensuelle moyenne s’est établie à 230 pb^{-1} ,
- Les pics de stockage des antiprotons ont été de $25\text{-}27 \times 10^{10}$ par heure,
- Le pourcentage de périodes d’arrêt du Tevatron non planifiées a été de 10.6% ,
- La durée séparant deux stores successifs est passée de 105 minutes à 70 minutes en moyenne.

Les performances actuelles du Tevatron sont résumées ci-dessous (figure 2.9) et constituent pour chacune des données présentées la moyenne effectuée pour l’année fiscale 2010. Les prévisions initiales pour l’année sont également données, avec la prévision dite “base profile”, c’est-à-dire la prévision standard, qui côtoie la prévision dite “design profile”, la prévision “optimiste”.

	Base Profile	Design profile	Actual*
Median initial luminosity ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	1.9×10^{32}	3.4×10^{32}	2.8×10^{32}
Protons/bunch	265×10^9	295×10^9	269×10^9
Pbars/bunch	43×10^9	100×10^9	80.0×10^9
Accumulator-Recycler transfer efficiency	90%	96.5%	95.5%
Typical peak stacking rate (mA/hour)	24	30	26
FY 2010 integrated luminosity (pb^{-1})	1513	2449	2477
FY 2010 integrated store time (hours)	4700	5640	5782
FY 2010 scheduled uptime (hours)			7631
FY 2010 unscheduled downtime (hours)			806
FY 2010 unscheduled downtime as percent of scheduled uptime			10.6%

FIGURE 2.9 – Données sur les performances du Tevatron pour l’année fiscale 2010.

Lors des collisions, la luminosité est habituellement l’objectif le plus important au Tevatron. La luminosité délivrée est une mesure du taux de collisions, qui dépend non seulement de l’intensité du faisceau mais également des caractéristiques physiques du faisceau telles que sa taille et sa qualité.

La luminosité instantanée est définie par :

$$L(t) = \frac{fnN_pN_{\bar{p}}}{2\pi(\sigma_p^2 + \sigma_{\bar{p}}^2)} F\left(\frac{\sigma_l}{\beta^*}\right) \quad (2.1)$$

avec :

- f la fréquence de révolution des paquets,
- n le nombre de paquets par faisceau,
- N_p (resp. $N_{\bar{p}}$) le nombre de protons (resp. antiprotons) par paquet,
- σ_p (resp. $\sigma_{\bar{p}}$) la déviation standard du faisceau de protons (resp. d’antiprotons) au point d’interaction dans le détecteur,
- $F\left(\frac{\sigma_l}{\beta^*}\right)$ est un facteur de forme dépendant de la longueur du paquet (σ_l), et de la fonction beta au point d’interaction (β^*). Au Run II, $\beta^*=35 \text{ cm}$ et $\sigma_l=0,37\text{m}$.

De plus, on définit la luminosité intégrée comme suit :

$$\mathcal{L} = \int_{t_0}^{t_1} L(t) dt \quad (2.2)$$

sur une période temporelle particulière “ t_1-t_0 ”.

Le nombre d’interactions par croisement des faisceaux de protons et d’antiprotons suit une loi de Poisson. La probabilité d’avoir n interactions lors d’un croisement de faisceaux donné est :

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

avec μ le nombre moyen d’interactions par croisement.

Le Run II est divisé en deux périodes principales, le Run IIa (2002-2006) et le Run IIb (à partir de l’été 2006 et jusqu’à aujourd’hui). Au Run IIb, le pic de luminosité instantanée a établi un record en dépassant légèrement $4.10^{32} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ (avril 2010).

2.2 Le détecteur DØ

DØ est, avec CDF, l’un des deux détecteurs de particules élémentaires installés auprès du Tevatron. La première prise de données du détecteur DØ, appelée Run I, s’est déroulée de 1992 à 1996. 125 pb^{-1} de luminosité intégrée ont été recueillis et l’énergie dans le centre de masse était fixée à 1.8 TeV. Parmi les résultats majeurs obtenus par l’expérience DØ pendant le Run I, on doit citer en particulier la découverte du quark top en 1995 [?], la mesure de sa masse, la mesure de la masse du boson W, l’établissement de nouvelles contraintes sur les particules de nouvelles physiques telles que les leptoquarks et les particules supersymétriques. Ensuite, le détecteur a subi des améliorations de 1996 à 2001, afin de parvenir à un fonctionnement à plus haute luminosité. L’énergie dans le centre de masse est quant à elle passée de 1.8 TeV à 1.96 TeV. Un trajectomètre et un aimant solénoïdal ont également été ajoutés. Au mois d’avril 2001, ce fut le début de la seconde campagne de prise de données, appelée Run II. A la fin de la prise de données du Tevatron (30 septembre 2011), la luminosité enregistrée par l’expérience s’est établie à 11.9 fb^{-1} et la quantité de données totale enregistrée sur disque a quant à elle atteint les 10.7 fb^{-1} (figure 2.10). Au sujet de l’efficacité de l’acquisition, celle-ci a dépassé les 90% au RunII-b, pour la majorité des périodes de données.

DØ est une expérience de physique des particules à objectifs multiples, parmi lesquels : approfondir la physique du quark top, des bosons Z et W, du quark b, rechercher le boson de Higgs standard, mais aussi détecter d’éventuelles signatures de particules supersymétriques, rechercher le boson de Higgs chargé du modèle à deux doublets.

Le détecteur DØ est constitué de plusieurs sous-ensembles, soit du plus proche du faisceau vers l’extérieur : un détecteur de traces et de vertex au silicium, un détecteur de traces à fibres scintillantes (un de leurs buts est de permettre la reconstruction des trajectoires dans le champ magnétique et de mesurer ainsi l’impulsion des particules chargées), un solénoïde, des détecteurs de pied de gerbes, un calorimètre uranium/argon liquide permettant de mesurer les dépôts d’énergie de toutes les particules hormis les muons et les neutrinos (constitué d’une partie électromagnétique et d’une partie hadronique), ainsi que d’un spectromètre à muons (figure 2.11).

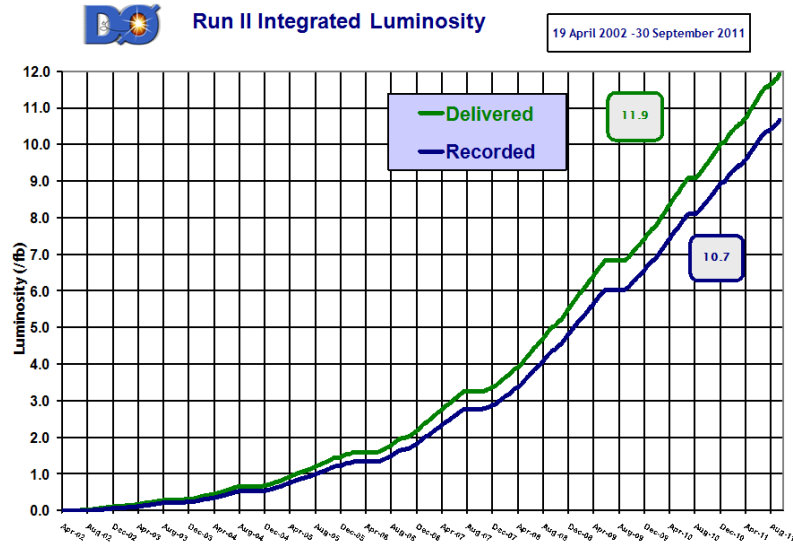


FIGURE 2.10 – Luminosité intégrée depuis le début du Run II.

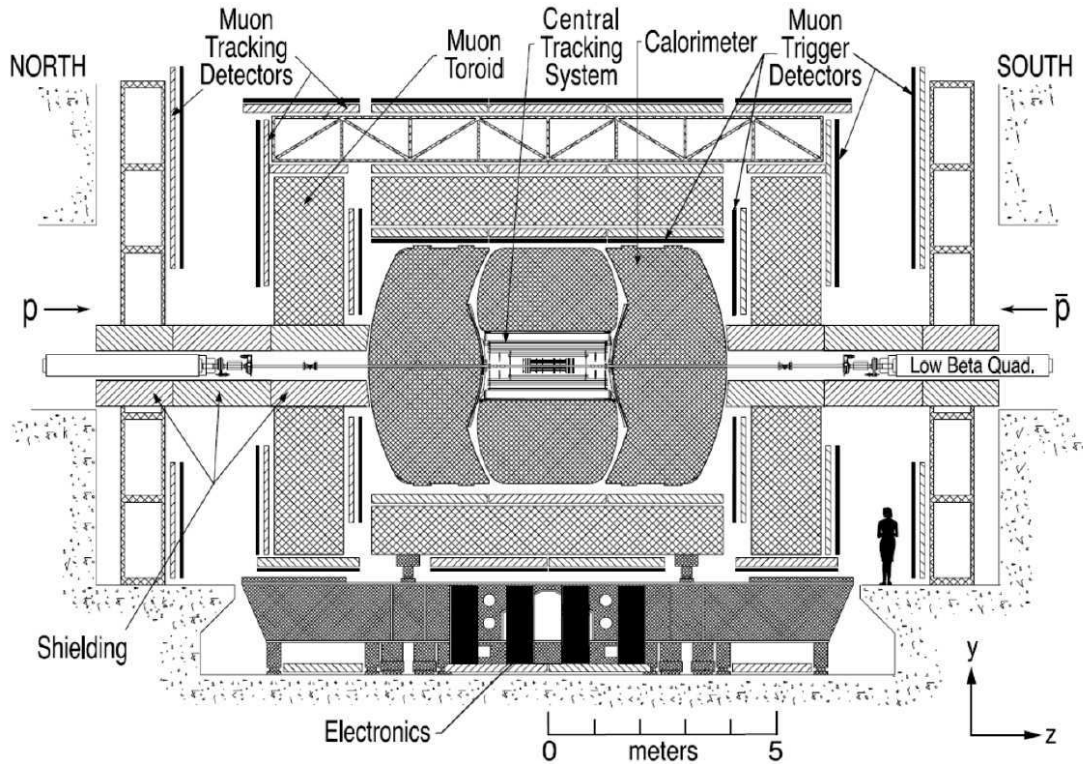


FIGURE 2.11 – Vue longitudinale du détecteur $D\emptyset$.

Le détecteur $D\emptyset$ fut construit en optimisant ses composants et sa géométrie, afin de respecter les impératifs suivants :

- Une identification précise des électrons et des muons,

- Une mesure précise de l'énergie des jets de partons, à travers une segmentation fine du calorimètre doté d'une bonne résolution en énergie,
- Une mesure précise de l'énergie transverse manquante, en tant que moyen de signaler le passage d'un ou plusieurs neutrinos ou de particules n'interagissant pas avec le détecteur.

2.2.1 Système de coordonnées

Il est courant d'adopter le système de coordonnées suivant (figure 2.12), pour lequel l'axe des z est dans la direction et le sens du faisceau de proton et l'axe des y est dirigé vers le haut. Les angles ϕ et θ sont respectivement l'angle azimutal et l'angle polaire. La coordonnée r mesure la distance perpendiculairement à l'axe du faisceau. La pseudorapidité, noté η , est définie par $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$, ou encore par : $\eta = \frac{1}{2} \ln(\frac{|\vec{p}|+p_z}{|\vec{p}|-p_z})$, est une approximation de la rapidité, définie quant à elle par : $y = \frac{1}{2} \ln(\frac{E+p_z}{E-p_z})$, dans la limite relativiste. En outre, toute quantité calculée par rapport au centre du détecteur sera nommée "géométrique". A contrario, toute quantité calculée vis-à-vis du vertex d'interaction primaire sera appelée "physique".

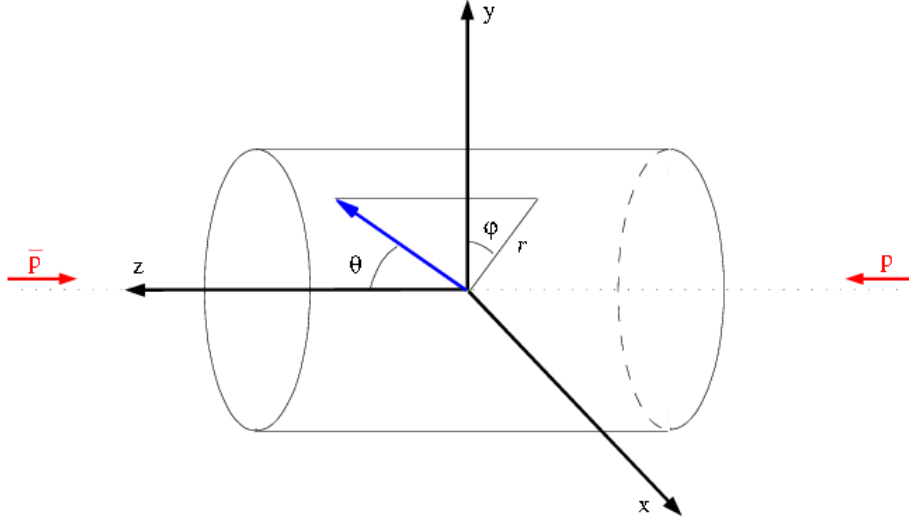


FIGURE 2.12 – *Système de coordonnées dans DØ.*

2.2.2 Le détecteur de traces

Au centre du détecteur est placé un cylindre de beryllium, autour de la trajectoire des faisceaux. Sa paroi est d'épaisseur 0.508 mm, son diamètre extérieur est de 38.1 mm et sa longueur est de 2.37 m. Entourant ce dernier, le détecteur à micropistes au silicium (SMT) permet la reconstruction des traces de particules chargées ainsi que des vertex primaires et déplacés. Le détecteur à fibres scintillantes permet la reconstruction des traces des particules chargées, en amont du calorimètre, grâce à la présence d'un aimant solénoïdal.

Le détecteur à micropistes au silicium (SMT)

Le SMT permet la reconstruction des traces des particules [23] ayant l'acceptance suivante : $|\eta| < 3$ (où η est pris pour la pseudorapidité géométrique). On maintient une température

inférieure à 5°C dans le SMT grâce à un mélange d'eau et d'éthylène glycol à -10°C. Le SMT a été doté pour le Run IIb d'une couche située au plus près du faisceau, appelée couche 0 ("layer 0"). Celle-ci, constituée de détecteurs simple face, a pour but de compenser la perte progressive de la couche 1 due à l'accumulation de luminosité. Elle permet d'améliorer la précision sur le paramètre d'impact ainsi que sur la position des vertex secondaires.

Dans le SMT, le passage d'une particule incidente crée une paire électron-trou dans la partie active du détecteur, constituée de silicium dopé.

Le SMT est constitué de barillets et de disques (F et H), reposant sur une structure en beryllium. Voici les composants du SMT plus en détail :

- 3 barillets de rayons interne et externe respectivement égaux à 2.7 et 9.4 cm (figure 2.13). Leurs centres se situent aux valeurs de $|z|$ suivantes : 6.2, 19.0 et 31.8 cm. Chaque barillet est constitué de quatre couches, de longueur 12 cm. Chaque couche comporte différents modules positionnés sur la face interne et la face externe. La face interne des couches 1 et 3 est constituée de capteurs double face dont les pistes forment un angle stéréo de 90°, tandis que leur face externe est formée de capteurs simple face. Les couches 2 et 4 sont quant à elles constituées de capteurs double face, dont les pistes forment un angle stéréo de 2°. L'agencement stéréo permet une reconstruction de la trajectoire de la particule en trois dimensions,
- 12 "F-disks", dont 6 au niveau des barillets (pour $|z| = 12.5, 25.3$ et 38.2 cm), et 6 placés après ceux-ci (pour $|z| = 43.1, 48.1$ et 53.1 cm). Leurs rayons interne et externe mesurent respectivement 2.57 et 9.96 cm. Ils sont constitués de capteurs à double face de forme trapézoïdale,
- 4 "H-disks" (pour $|z| = 100.4$ et 121.0 cm). Leurs rayons interne et externe mesurent respectivement 9.5 et 26 cm. Il s'agit de capteurs de forme trapézoïdale à simple face. Ces disques permettent en particulier la reconstruction des traces à grandes valeurs de $|\eta|$.

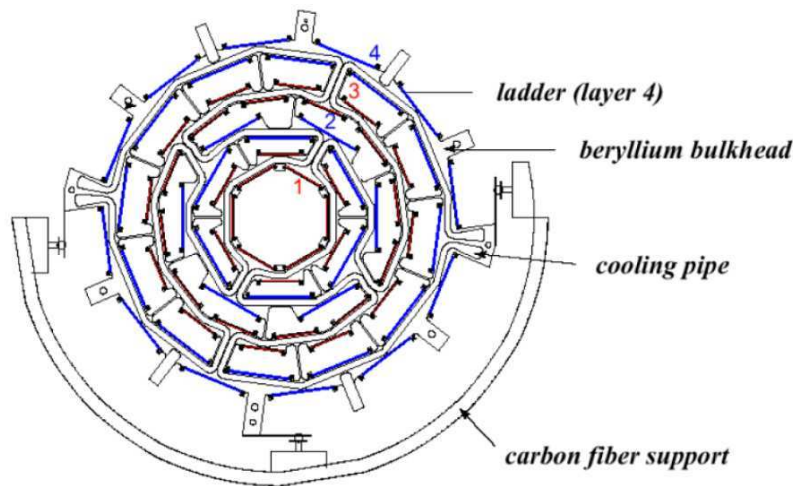


FIGURE 2.13 – Coupe transversale du SMT.

Le détecteur à fibres scintillantes (CFT)

Le détecteur à fibres scintillantes (CFT : “Central Fiber Tracker”) est constitué de huit cylindres coaxiaux en fibres de carbone, de rayons compris entre 20 et 52 cm (figure 2.14). Chacun d’entre eux possède deux couches de fibres scintillantes qui se chevauchent, formant un angle stéréo de $\pm 3^\circ$, chaque fibre ayant un diamètre de 0.835 mm. Au total on dénombre 78600 fibres, de $835 \mu\text{m}$ de diamètre. Chaque fibre est constituée d’un mélange de polystyrène, paraterphényle et 3-hydroxy-flavone.

L’émission de photons provoquée par le passage de particules chargées à travers les fibres scintillantes du CFT est récupérée grâce à un guide d’ondes puis est convertie en signal électrique grâce à des photodétecteurs à avalanche appelés VLPCs (Visible Light Photon Counters). Ceux-ci disposent d’une réponse rapide, d’une efficacité quantique élevée (75%), et d’un gain important. Au final, seule une faible fraction de la lumière engendrée est capturée et se propage à travers la fibre.

L’aimant solénoïdal

Le solénoïde représente le dernier élément du trajectographe interne. Il est constitué d’un alliage d’aluminium, de cuivre, de titane et de niobium.

Le champ magnétique qu’il produit au sein du détecteur de traces est de 2 Tesla et il est homogène à 0.5 % près. L’énergie magnétique stockée par l’aimant est d’environ 5.3 MJ.

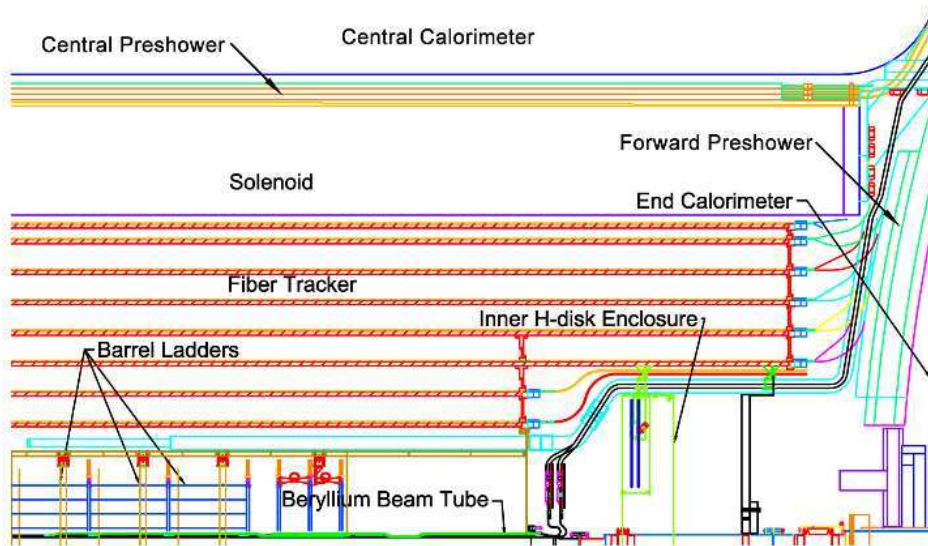


FIGURE 2.14 – Vue en coupe d’un quart du détecteur de traces.

La résolution sur l’impulsion transverse des traces reconstruites par le trajectographe interne est donnée par la formule suivante :

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = \sqrt{0.015^2 + (0.0014 \cdot p_T)^2} \quad (2.4)$$

2.2.3 Les détecteurs de pied de gerbe

L'aimant solénoïdal possédant une longueur de radiation de $0.8 X_0$, les gerbes électromagnétiques peuvent ainsi se développer avant le calorimètre, d'où la nécessité des détecteurs de pied de gerbes ("preshowers"). Ces derniers sont constitués de couches de scintillateurs de section triangulaire, afin de permettre un recouvrement maximal (figure 2.15). Les scintillateurs des détecteurs de pied de gerbe, isolés optiquement, sont constitués de polystyrène (dopé avec 1% de pterphényl et de 150 ppm de diphényl stilbène). Ils sont reliés à des VLPC qu'ils partagent avec le CFT. Le CPS ("central preshowers") est situé devant la partie centrale du calorimètre (CC), c'est-à-dire pour $|\eta| < 1.3$, tandis que le FPS ("Forward Preshowers") est positionné à l'entrée des bouchons du calorimètre (EC), pour $1.5 < |\eta| < 2.5$.

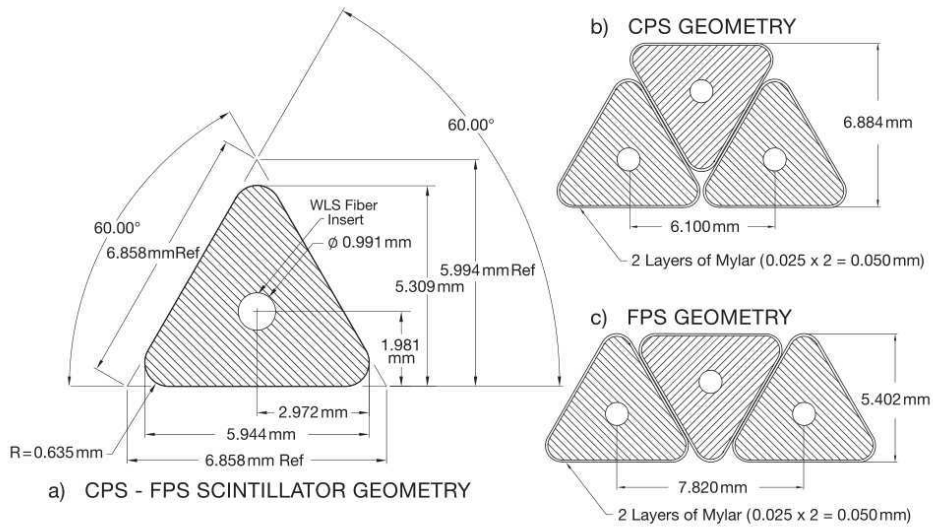


FIGURE 2.15 – Section d'un barreau de scintillateur utilisé dans les détecteurs de pied de gerbes et géométrie du CPS et du FPS.

2.2.4 Le calorimètre

Le calorimètre a pour but de mesurer l'énergie déposée sous forme de gerbes électromagnétiques (photons, électrons) ou hadroniques (jets), et ainsi de permettre la reconstruction et l'identification de telles particules. Il s'agit d'un calorimètre à échantillonnage, constitué de l'alternance d'une couche d'absorbeur et d'un milieu dit "actif" (qui permet de détecter le passage des particules électromagnétiques), constitué d'argon (milieu ionisant). Le calorimètre de $D\phi$ est caractérisé par une très bonne herméticité et se divise en trois grands sous-ensembles distincts et de formes cylindriques :

- Un des trois est situé dans la partie centrale du détecteur (CC : "Central Calorimeter"), avec $|\eta| < 1$.
- Deux autres parties sont localisées à l'avant et à l'arrière du détecteur (EC : "End Cap"), formant ce que l'on appelle des bouchons ($0.7 < |\eta| < 4.5$).

Toutes ces parties sont comprises dans des cryostats séparés. Chacune des parties comprend trois modules à visées différentes : la partie électromagnétique (EM), la partie hadronique fine (“fine hadronic”) et la partie hadronique de granularité moins élevée (“coarse hadronic”).

Le milieu absorbant est constitué d’uranium appauvri pour la partie électromagnétique, d’un alliage uranium-niobium pour la partie hadronique à granularité fine et de cuivre (CC) ou d’acier inoxydable (EC) pour la partie hadronique à granularité grossière. Entre la partie centrale du calorimètre et les bouchons existent des zones inactives partiellement compensées par deux types de détecteurs : les détecteurs inter-cryostat (ICD) et “Massless Gap” (MG), présents dans une région d’acceptance : $0.8 < |\eta| < 1.4$.

Les électrons et les photons déposent leur énergie par rayonnement de freinage (“Bremsstrahlung”) sous forme de gerbes électromagnétiques dans le calorimètre.

Une gerbe électromagnétique est caractérisée par une grandeur appelée longueur de radiation (X_0), qui représente la distance moyenne au bout de laquelle un électron a perdu 63% de son énergie par Bremsstrahlung. Les gerbes électromagnétiques se développent entièrement dans la partie électromagnétique (le calorimètre EM a une épaisseur de $20 X_0$).

Les particules hadroniques (sous forme de jets de particules) déposent quant à elles leur énergie dans la seconde partie du détecteur (la partie la plus éloigné du faisceau) sous formes de gerbes hadroniques. Celles-ci sont caractérisées par une grandeur appelée longueur d’interaction (λ), libre parcours moyen au bout duquel un hadron réagit de façon inélastique. Les hadrons n’interagissent quasiment pas dans la partie électromagnétique du détecteur. Les hadrons transfèrent leur énergie lors de chocs inélastiques avec les noyaux du milieu dans le calorimètre hadronique, l’excitation des noyaux induite par ces chocs entraînant la libération de neutrons qui peuvent être absorbés par l’uranium du milieu. Cette absorption entraîne un processus de fission où des photons vont être émis, dont l’énergie peut être mesurée.

Le calorimètre est constitué de cellules (figure 2.16) regroupées sous forme de tours (empilements de cellules), agencées selon une direction (η , ϕ) donnée (figure 2.17). Le champ magnétique établi entre l’absorbeur et la carte de lecture permet de collecter les électrons issus de l’ionisation de l’argon liquide en 450 ns.

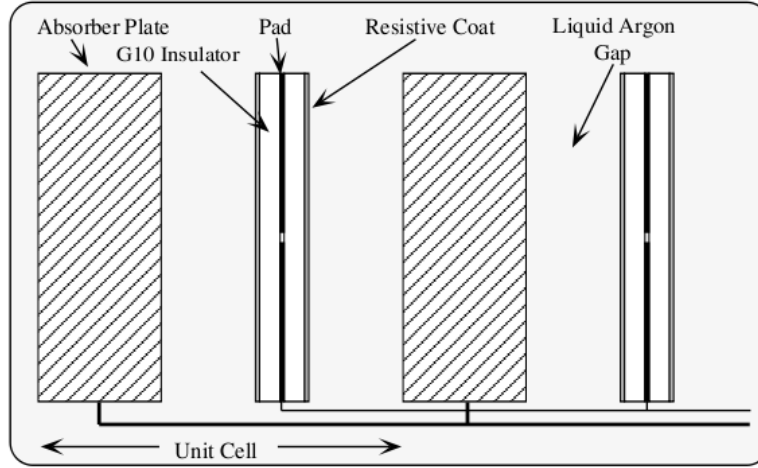


FIGURE 2.16 – Vue en coupe d'une cellule du calorimètre.

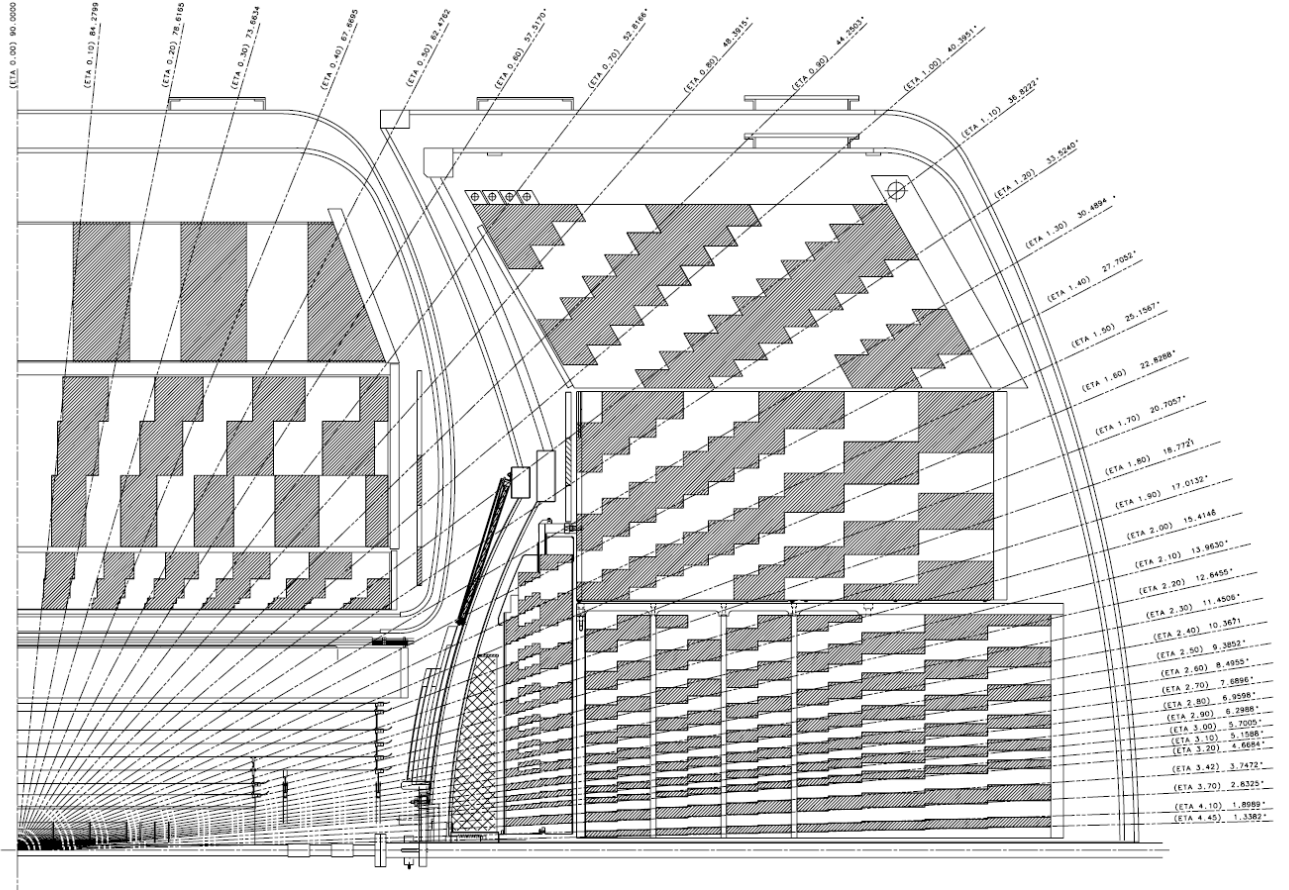


FIGURE 2.17 – La structure pseudo-projective du calorimètre de D0.

Le calorimètre électromagnétique est constituée de quatres couches, notées EM1, EM2, EM3 et EM4, de plus en plus éloignées du faisceau. Les deux premières couches ont une épaisseur de $2 X_0$, la seconde de $7 X_0$ et la troisième de $10 X_0$. Il est constitué de 32 cellules au total dans la direction azimutale. La segmentation des cellules est de 0.1×0.1 en (η, ϕ) pour les

couches 1, 2 et 4. La troisième dispose quant à elle d'une segmentation plus fine, de 0.05×0.05 . En effet, c'est dans cette région où le développement latéral de la gerbe électromagnétique est le plus important.

Le calorimètre hadronique est quant à lui constitué d'une partie à granularité fine, dont le but est de permettre la mesure de l'énergie et la position des hadrons, et d'une partie hadronique à granularité grossière, qui vise à limiter le développement des gerbes hadroniques à l'intérieur du calorimètre, sans impacter le détecteur à muons. Il est constitué de 16 cellules dans la direction azimutale.

Quelques-unes des propriétés du calorimètre sont résumées dans le tableau suivant :

Calorimètre central	EM	FH	CH
Région en $ \eta $	<1.1	<1.1	<0.6
Absorbeur	U	U-Nb	Cu
Epaisseur de l'absorbeur (mm)	3	6	46.5
Longueur de radiation totale	20.6	96.	32.9
Longueur d'interaction totale	0.76	3.2	3.2
Nombre total de cellules	10368	3000	1224
Calorimètre avant/arrière	EM	FH	CH
Région en $ \eta $	1.4 – 3.7	1.6 – 4.5	2.0 – 4.5
Absorbeur	U	U-Nb	Acier
Epaisseur de l'absorbeur (mm)	4	6	46.5
Longueur de radiation totale	20.5	121.8	32.8
Longueur d'interaction totale	0.95	4.8	3.6
Nombre total de cellules	7488×2	4288×2	3500×2

FIGURE 2.18 – *Quelques propriétés des différents sous-éléments du calorimètre.*

2.2.5 La région inter-cryostat

La région inter-cryostat, située entre la partie centrale du calorimètre et les bouchons, est constituée de deux types de détecteurs : les détecteurs inter-cryostats et des cellules sans absorbeurs (dits “massless gap”). Le but de ces détecteurs est d'instrumentaliser, au moins partiellement, la zone entre les cryostats, afin de permettre une meilleure connaissance de l'énergie des particules traversant cette région. Le calcul de l'énergie transverse manquante bénéficie également de l'existence de ces détecteurs, puisqu'il est nécessaire d'avoir la connaissance la plus juste possible de l'énergie totale déposée dans le plan transverse par les jets et les particules électromagnétiques de l'évènement pour calculer le plus précisément possible l'énergie transverse manquante.

Les détecteurs inter-cryostat sont positionnés sur les faces externes des cryostats des bouchons calorimétriques, dans la région d'acceptance $1.1 < |\eta| < 1.4$. Ils sont constitués de scintillateurs (ensembles de tuiles scintillantes) et la lumière produite par le passage des particules est dirigée vers des photomultiplicateurs. Un détecteur inter-cryostat possède 192 canaux de lecture. Il existe également des cellules sans absorbeurs au voisinage de chaque cryostat. Celles-ci sont plongées dans de l'argon liquide, les parois du cryostat faisant office d'absorbeurs. La

granularité de ces détecteurs est : $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ et ils sont alignés avec les tours pseudo-projectives du calorimètre.

2.2.6 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons est divisé en deux grands systèmes : la partie centrale appelée “WAMUS” ($|\eta| < 1$) et les deux parties avant et arrière apellées “FAMUS” ($1 < |\eta| < 2$). Un toroïde de fer est placé au centre des deux systèmes, et permet l’identification de la charge des muons incidents.

L’ensemble “WAMUS” est constitué de 3 couches de chambres à dérive (PDT : “Proportionnal Drift Tube”). La couche A est située avant le toroïde en terme de position spatiale vis-à-vis du faisceau, et les couches B et C sont situées au-delà (figure 2.19). La couche C est entourée de scintillateurs, qui offrent une réponse en 500 ns, et qui servent notamment à rejeter le bruit de fond provenant des muons cosmiques.

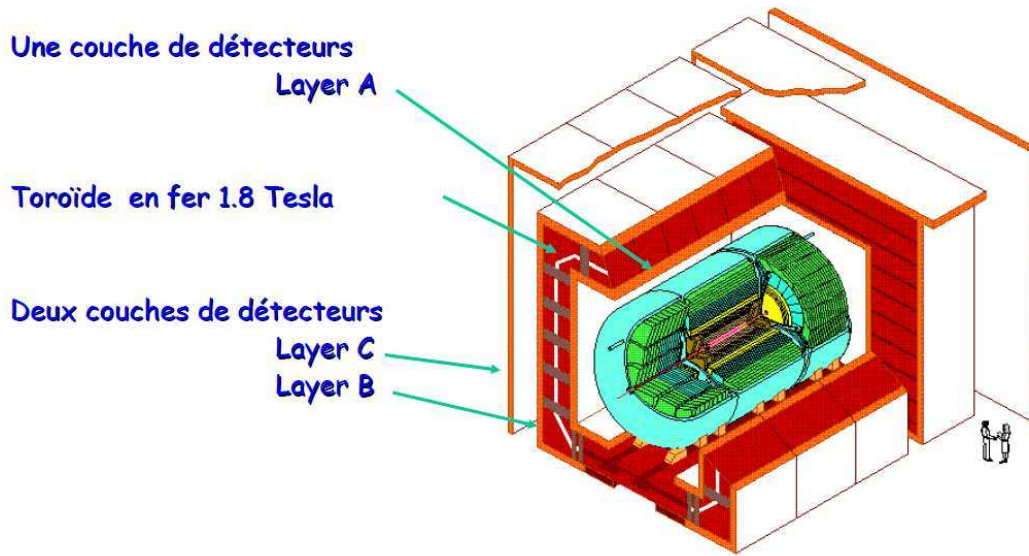


FIGURE 2.19 – Vue schématique du détecteur $D\phi$ et en particulier des couches de chambres à dérive du spectromètre à muons et du toroïde.

55 % de la partie centrale du détecteur sont couverts par la couche A du spectromètre à muons, et 90% le sont par les couches A et B. Pour chaque impact dans une chambre à dérive, on enregistre les paramètres suivants :

- Le temps de dérive jusqu’aux fils,
- La différence entre l’instant auquel arrive la charge sur un fil donné et sur le fil voisin,
- La charge électrique déposée sur les damiers.

L’ensemble “FAMUS” est constitué de mini-chambres à dérives (MDT : “Mini Drift Tube”). Le temps de dérive des électrons y est plus court que pour les PDT. Tout comme pour le “WAMUS”, on a une structure en 3 couches de chambres à dérives, chacune organisée en 8

octants (figure 2.20). Pour des nécessités de déclenchement, l'avant des couches A et C est doté de scintillateurs ainsi que l'arrière de la couche B.

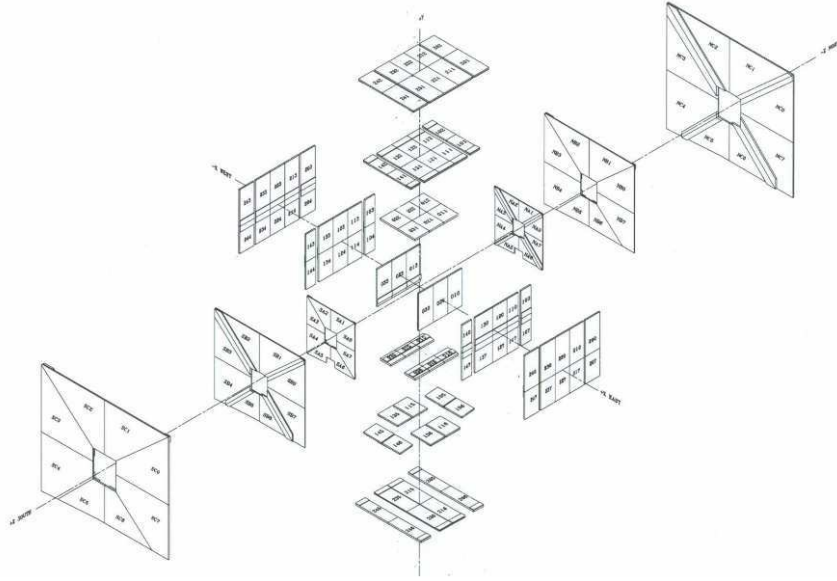


FIGURE 2.20 – Vue éclatée des couches de chambres à dérives (PDT et MDT) du spectromètre à muons, organisées en octants.

2.2.7 Le luminomètre

La mesure de la luminosité est assurée dans DØ par des détecteurs appelés luminomètres, constitués de deux chaînes de 24 scintillateurs (figure 2.21). Ceux-ci sont positionnés sur les bouchons du calorimètre et couvrent la région en pseudorapidité suivante : $2.7 < |\eta| < 4.4$. Ces scintillateurs reçoivent les résidus des collisions inélastiques $p - \bar{p}$ qui ont lieu au centre du détecteur. Les mesures effectuées sur ces produits de collisions permettent une estimation de la luminosité délivrée. Les données sont stockées sous forme de blocs de luminosité.

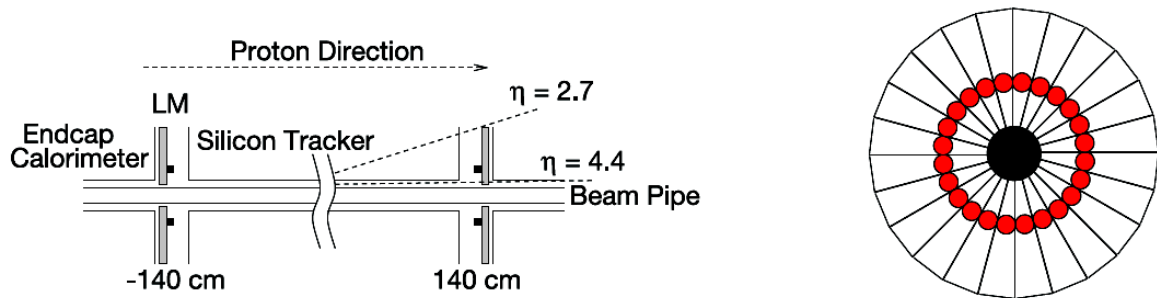


FIGURE 2.21 – Positionnement et vue en coupe d'un moniteur de luminosité.

2.2.8 Le système de déclenchement

Il existe trois niveaux de déclenchements consécutifs dans DØ (figure 2.22). A chaque niveau, des règles de sélection strictes sont appliquées aux données du détecteur afin de sélectionner des événements potentiellement intéressants. En effet, le grand nombre de collisions réalisées dans le détecteur DØ et la petite fraction donnant lieu à des collisions entre quarks suffisamment frontales et donc des énergies disponibles dans le plan transverse suffisamment élevées, et par-là même des événements de physique potentiellement intéressants, incitent à utiliser un système électronique basé sur des algorithmes de sélection des événements issus des collisions.

Dans un premier temps, les données sont acceptées si l'évènement est issu d'une collision inélastique $p - \bar{p}$. Il s'agit des événements dits de biais minimum. La fréquence de sortie est ici de 1.7 Mhz. Ces données parviennent ensuite au niveau L1 du système de déclenchement.

Les trois niveaux de déclenchement et leurs caractéristiques sont brièvement décrits ci-dessous :

1 - Le niveau 1 de déclenchement (L1 Trigger) :

Les informations provenant de l'électronique de lecture du CFT, des détecteurs de pied de gerbes, du calorimètre et du spectromètre à muons sont utilisées et combinées. La fréquence de sortie est ici de 2 kHz, avec un temps de décision de $3.5 \mu s$.

2 - Le niveau 2 de déclenchement (L2 Trigger) :

Les pré-processeurs du niveau 1 de déclenchement ainsi que les informations du SMT sont ajoutées, afin d'obtenir une plus grande précision sur le passage des particules dans le détecteur (traces, dépôts d'énergie, muons). La fréquence de sortie est de 1 kHz et le temps de décision est de $100 \mu s$.

3 - Le niveau 3 de déclenchement (L3 Trigger) :

Une reconstruction partielle peut être effectuée pour les événements issus du niveau 2, en utilisant différents algorithmes. La fréquence de sortie est ici de 100 Hz.

Les niveaux 1, 2, et 3 sont autant de niveaux de sélection de plus en plus raffinés. Cette sélection est propre à une topologie d'événements donnée. On appelle "trigger" la combinaison des trois niveaux de déclenchement suivant une sélection donnée. Le trigger utilisé pour une analyse de physique constitue généralement la réunion logique de plusieurs triggers.

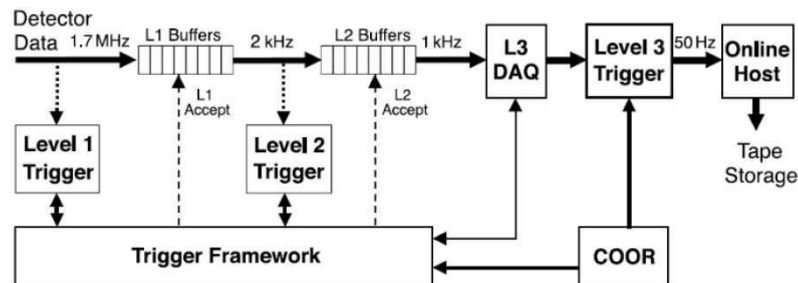


FIGURE 2.22 – Description schématique du fonctionnement du système de déclenchement dans DØ.

Chapitre 3

La reconstruction et l'identification des objets

Ce chapitre est consacré aux étapes de reconstruction et d'identification des objets physiques utilisés dans notre analyse. Dans une première partie, les jets seront évoqués et les corrections à appliquer à ces objets (correction de l'échelle en énergie des jets et procédure “SSR”) seront présentées. Les jets utilisés dans l'analyse seront détaillées, ainsi que la procédure d'étiquetage des jets de quark b . Ensuite, nous présenterons la reconstruction des leptons taus suivie de leur identification, pour laquelle nous décrirons le réseau de neurones utilisé pour discriminer les leptons taus vis-à-vis des jets, et nous présenterons les candidats taus recherchés dans notre analyse. Les objets muons seront ensuite décrits et la correction de “smearing” appliquée aux muons sera explicitée. Les muons isolés et non-isolés seront en particulier définis après cette étape. Nous détaillerons enfin la définition de l'énergie transverse manquante et les corrections qui lui sont appliquées.

3.1 Reconstruction et identification des jets

3.1.1 Reconstruction des jets hadroniques

Eléments utilisés lors de la reconstruction

Certains éléments doivent être préalablement définis lorsqu'on évoque la reconstruction des jets :

- Les cellules du calorimètre, qui sont les structures de base permettant la mesure de l'énergie déposée lors du passage d'une particule dans le calorimètre. On définit la position d'une cellule par la position de son centre, c'est-à-dire par la pseudorapidité et l'angle azimutal géométrique au centre de la cellule. Les lignes de pseudorapidité géométrique constante sont tracées figure 2.17.
- Les tours géométriques du calorimètre, qui sont des ensembles de cellules, proches en $(\eta_{geom}, \phi_{geom})$. Les tours constitutives du calorimètre sont représentées avec la même couleur, figure 2.17.
- Les tours “reconstruites”, qui sont des tours géométriques possédant au moins une cellule dont le signal satisfait des critères de sélection spécifiques. Les cellules retenues doivent avoir une énergie mesurée supérieure à une valeur de seuil, fixée à $2.5 \sigma^{cell}$. Le paramètre σ^{cell} représente l'énergie correspondante à la largeur de la distribution du signal dû aux bruits de l'électronique du calorimètre. Ensuite, deux étapes supplémentaires de sélection

sont réalisées. Tout d'abord, on enlève les cellules isolées géométriquement du calorimètre grâce à l'algorithme "NADA". Puis, les cellules d'énergie déposée inférieure à $4.\sigma^{cell}$ et ne possédant pas de cellule voisine d'énergie déposée supérieure à $4.\sigma^{cell}$ ne sont pas retenues (algorithme "t42"). Les tours reconstruites possèdent au moins une cellule passant avec succès ces critères de sélection. Le quadri-moment associé à une tour reconstruite s'écrit comme la somme vectorielle des quadri-moments des cellules appartenant à la tour (prescription "E-scheme") :

$$\mathbf{p}^{tower} = (E^{tower}, p^{tower}) = \sum_{i=1}^{n_{cells}} (E^i, p^i) \quad (3.1)$$

où n_{cells} est le nombre de cellules de la tour.

Les tours contenant au moins deux cellules peuvent acquérir une masse dans deux cas non-exclusifs :

- Les vecteurs impulsions associés aux cellules ne sont pas colinéaires.
- Il existe au moins deux cellules possédant des énergies de signes opposés.

On peut en effet observer des énergies "négatives", car l'énergie est ici mesurée en "coups ADC". Une énergie nulle correspondant à un nombre de coups ADC non nul (le "piédestal"), il est tout à fait possible d'obtenir un nombre de coups ADC inférieur à la valeur du piédestal et donc une énergie mesurée négative pour la cellule.

Dans le premier cas et si les énergies des cellules sont toutes du même signe, les tours acquièrent une masse élevée au carré positive. Dans le second cas et si toutes les cellules ont des vecteurs impulsions colinéaires, les tours acquièrent une masse élevée au carré négative. Lorsque les deux effets sont constatés simultanément, le signe de la masse élevée au carré associée à une tour doit être calculé explicitement.

Ensuite, les tours reconstruites de masses au carré négatives sont rejetées si elles remplissent une des deux conditions suivantes :

- $|E^{tower}| - |p^{tower}| < -0.001 \text{ GeV}$,
- $|E^{tower}| < |p_z^{tower}|$.

L'algorithme de simple cône

L'algorithme de simple cône a pour but de parvenir à l'élaboration d'objets appelés "pré-amas", à partir d'une liste d'objets plus élémentaires constitutifs d'une tour calorimétrique particulière. Ces pré-amas seront ensuite utilisés en tant que graines pour l'algorithme de cône officiel du Run II.

L'algorithme de simple cône effectue une boucle sur une liste d'objets classés par impulsion transverse décroissante, qui seront enlevés de cette liste s'ils sont retenus par l'algorithme. Ce dernier utilise la prescription "E-scheme" pour recalculer la position des pré-amas après chaque ajout d'objet. La première sélection effectuée sur chaque objet est la suivante : on demande que l'impulsion transverse de l'objet (notée p_T^I) soit supérieure à 500 MeV/c. Pour les tours exclusivement, si la cellule de plus haute impulsion transverse (cette impulsion transverse est notée p_T^C) est située dans la partie à granularité grossière du calorimètre hadronique ou dans les détecteurs "Massless Gaps" des bouchons du calorimètre, la sélection suivante est appliquée : $p_T^I - p_T^C > 500 \text{ MeV/c}$ sur l'objet traité. Cette sélection permet d'éviter de former des pré-amas à partir de tours comportant l'essentiel de l'énergie déposée dans la partie grossière du

calorimètre hadronique ou dans les détecteurs “Massless Gaps”. En effet, on a pu constater que les cellules en question contenaient une grande partie de leur énergie sous forme de bruits.

Si l’objet appartenant à la liste passe ces critères de sélection, il est pris en compte pour former un pré-amas. Dans ce cas, l’objet est enlevé de la liste. Puis, on effectue une boucle sur les objets restant dans la liste et on calcule la distance séparant les deux objets dans l’espace paramétrisé par η et ϕ . On définit la variable suivante : $\Delta R = \sqrt{\eta^2 + \phi^2}$. Pour que l’objet J restant dans la liste (d’impulsion transverse p_T^J) soit associé au pré-amas P, les conditions suivantes doivent être vérifiées : $\Delta R(P,J) < 0.3$ et $p_T^J > 1$ MeV/c. Si l’objet J est associé au pré-amas, il est retiré de la liste des objets.

Lorsque tous les objets ont été soit associés à un pré-amas, soit rejetés, les deux sélections suivantes sont appliquées : les pré-amas d’impulsion transverse associée inférieure à 1 GeV/c ne sont pas retenus, tout comme les pré-amas constitués uniquement par les objets d’une unique tour calorimétrique. Les pré-amas ayant passés avec succès ces sélections sont utilisés en entrée de l’algorithme de cône du Run II.

L’algorithme de cône du Run II

Trois étapes successives vont caractériser l’algorithme de cône du Run II : la partie dite de “clustering” correspondant à la formation d’une première liste de proto-jets, puis l’ajout de points médians et la création d’une liste révisée de proto-jets, utilisant l’information des pré-amas et des points médians, et enfin l’étape de “scission-fusion” qui aboutit à la formation de jets reconstruits.

L’étape dite de “clustering” de l’algorithme de cône du Run II prend en entrée deux listes : la première est constituée des pré-amas formés après l’étape de l’algorithme de simple cône, ordonnés par valeurs d’impulsion transverse décroissantes, et la seconde contient une liste d’objets utilisés pour former des proto-jets, c’est-à-dire des agglomérations de ces objets. L’algorithme de cône effectue une boucle sur les pré-amas et calcule la distance entre le pré-amas sélectionné (noté P) et le proto-jet le plus proche (pour $\Delta R = \sqrt{\Delta Y^2 + \Delta \phi^2}$, où la rapidité Y est ici utilisée au lieu de la pseudorapidité pour l’algorithme de simple cône). Si cette distance est inférieure à $\frac{R_{cone}}{2}$, où R_{cone} est le rayon du cône choisi pour l’algorithme (dans cette étude, $R_{cone}=0.5$), l’algorithme passe au pré-amas suivant dans la liste. Dans le cas contraire, le pré-amas est considéré comme une graine pour un candidat proto-jet (noté PC). A partir de ce candidat, l’algorithme entre ensuite dans un processus itératif afin de trouver un cône stable. Un premier cône C, de rayon R_{cone} , est formé autour du candidat proto-jet. Tous les objets à l’intérieur du cône sont alors combinés afin de former un nouveau candidat proto-jet (noté PC’). Ce processus est répété (en remplaçant PC par PC’ à chaque itération) jusqu’à ce que l’une des conditions suivantes, testées dans cet ordre, soit vérifiée :

- $p_T^{PC'} < 0.5 \times \text{Min_Jet_ET}$ (GeV/c), où “Min_Jet_ET” est le seuil en impulsion transverse des jets et a pour valeur 6 GeV/c,
- $\Delta R(PC', PC) < 0.001$,
- Le nombre d’itérations atteint un maximum, fixé à 50.

Si aucune des conditions précédentes n’est respectée, le candidat proto-jet n’est pas conservé. Dans le cas contraire, le candidat proto-jet PC’ est ajouté à la liste des proto-jets, s’il n’y est pas déjà, c’est-à-dire s’il n’existe pas un autre proto-jet PJ vérifiant : $|p_T^{PC'} / p_T^{PJ} - 1| < 1\%$ et $\Delta R(PC', PJ) < 0.005$. Ensuite, l’algorithme utilise le pré-amas suivant dans la liste en tant que

graine pour un nouveau candidat proto-jet, et ce jusqu'à ce que la liste des pré-amas soit épuisée.

La partie suivante concerne l'ajout de points médians ("midpoints"). Etant donné que l'algorithme de la partie "clustering" n'utilise que des pré-amas en tant que graines, il est sensible à l'émission de partons "mous" au cours de la cascade de partons. Afin de s'affranchir de cette sensibilité, on recherche des points médians constitués entre deux proto-jets issus de l'étape de "clustering". Seulement les points médians associés à des paires de proto-jets vérifiant :

$\Delta R > R_{cone}$ et $\Delta R < 2.R_{cone}$ sont sélectionnés. C'est la rapidité qui est ici choisie dans le calcul du ΔR entre les deux proto-jets.

On utilise ensuite les points médians en tant que graines pour un algorithme de formation de proto-jets, similaire au précédent mais avec les différences suivantes :

- Aucune condition sur la distance entre P et son proto-jet le plus proche n'est demandée,
- On ne vérifie pas si le candidat proto-jet est déjà présent dans la liste des proto-jets.

On établit finalement une liste de proto-jets constituée à partir d'informations sur des pré-amas et sur des points médians, qui sera utilisée lors de l'étape suivante.

La dernière partie de la reconstruction des jets concerne la méthode dite de "scission-fusion" ("merging and splitting"). Celle-ci permet de repérer les proto-jets issus de pré-amas ou de points médians, partageant des éléments en commun. Un algorithme est alors appliqué afin d'éviter un double comptage de l'énergie. Cet algorithme prend en entrée les proto-jets ordonnés par impulsions transverses décroissantes.

Tout d'abord, on vérifie si le proto-jet partage au moins un élément avec un autre proto-jet. Si c'est le cas, on effectue le calcul de l'impulsion transverse mesurée au niveau de la partie commune entre les deux proto-jets. Si cette valeur représente plus de 50 % de la valeur de l'impulsion transverse du proto-jet voisin, les deux proto-jets sont fusionnés et les parties du proto-jet voisin ne partageant pas d'éléments en commun avec le premier proto-jet sont combinées avec le premier proto-jet suivant le schéma "E-scheme", et l'impulsion transverse du nouveau proto-jet est évaluée. Le proto-jet voisin est alors enlevé de la liste des proto-jets. Si l'impulsion transverse partagée avec le proto-jet voisin est inférieure à 50 % de l'impulsion transverse du proto-jet voisin, les deux proto-jets sont séparés. Les éléments en commun sont associés à l'un ou à l'autre des proto-jets, en fonction de leur proximité vis-à-vis de ceux-ci, dans l'espace paramétrisé par le couple (Y, ϕ) . La liste des proto-jets est réordonnée suivant les impulsions transverses décroissantes et l'algorithme est appliqué jusqu'à ce qu'aucun proto-jet ne soit présent dans la liste.

Les objets obtenus à la fin de cette étape sont appelés des jets. Seuls les jets d'impulsion transverse supérieure à 6 GeV/c seront considérés pour les analyses de physique, afin d'éliminer les jets de bruits et les jets mal reconstruits. Une série de variables est ensuite définie à partir des informations disponibles pour chaque jet reconstruit [24].

3.1.2 Identification des jets hadroniques

A l'issu de l'étape de reconstruction des jets, on définit des critères d'identification qui permettront d'éliminer des "jets de bruit", artificiellement reconstruits à partir de bruits dans l'électronique de lecture. Le premier critère d'identification appliqué consiste à confirmer le

jet “hors-ligne” (en utilisant les informations fournies par l’électronique de précision) par la présence d’un jet reconstruit “en ligne”, au niveau 1 du système de déclenchement.

On construit ensuite une variable, notée $L1_{ratio}$, qui permettra d’établir un second critère d’identification. On a alors :

$$L1_{ratio} = \frac{L1_{SET}}{p_T^{jet} \cdot (1 - CHF)} \quad (3.2)$$

avec :

- $L1_{SET}$ la somme scalaire de l’énergie transverse des tours de niveau 1 contenues dans le cône du jet reconstruit,
- p_T^{jet} l’énergie transverse du jet reconstruit “hors ligne”,
- CHF la fraction d’énergie du jet déposée dans la partie à granularité grossière du calorimètre.

$L1_{ratio}$ est pris supérieur à 0.5 pour la plupart des régions du calorimètre. La coupure de sélection est légèrement modifiée dans certaines régions du calorimètre (bouchons), pour des rapidités élevées ($|\eta| > 3.2$).

Des sélections sont également appliquées sur les variables CHF et EMF, qui désigne la fraction d’énergie déposée dans la partie électromagnétique du calorimètre. On choisit les coupures : $CHF < 0.4$ dans la plupart des régions du calorimètre afin d’éviter d’utiliser une proportion trop élevée de cellules de la partie CH, où les fluctuations d’énergie mesurée peuvent être importantes, ainsi que les coupures $EMF > 0.05$ et $EMF < 0.95$. Ces deux dernières coupures permettent respectivement d’éliminer des jets déposant une grande partie de leur énergie dans la partie grossière du calorimètre hadronique, et des électrons reconstruits comme des jets.

Ces conditions d’identification sont calculées dans les données, et sont appliquées aux événements de données ainsi qu’aux événements simulés. Les différences d’efficacités d’identification constatées entre données et Monte Carlo sont corrigées en appliquant des facteurs d’échelle aux événements Monte Carlo (cf. section 4.3).

3.1.3 Correction de l’échelle en énergie des jets

Lors de la reconstruction présentée avec l’algorithme de cône du Run II, seuls les jets dits “calorimétriques” ont été considérés. Ce qui signifie que seuls les dépôts d’énergie dans les tours du calorimètre ont été pris en compte pour effectuer la reconstruction des jets. Cependant, cet algorithme permet également de reconstruire les jets à d’autres niveaux, en l’occurrence les jets de partons et les jets de particules. Dans un premier temps, lors de l’interaction dure, un parton de haute impulsion transverse est émis. Puis, les radiations qu’il va émettre vont former une cascade de partons. Au niveau de la simulation, le cône de partons ainsi formé va constituer un “jet de partons”. Les partons vont alors se recombiner par interaction forte et former des hadrons. L’ensemble de particules colimatées ainsi constitué et contenu dans un cône de rayon R particulier va former un “jet de hadrons”. Le jet va ensuite interagir avec les sous-éléments du détecteur dont le calorimètre, ce qui va permettre la reconstruction d’un jet “calorimétrique” comme présenté à la section 3.1.1.

Le but de la correction d’échelle en énergie des jets est de remonter à l’énergie associée aux jets de particules à partir de l’information sur l’énergie associée aux jets calorimétriques. Cette procédure de calibration est décrite par la formule suivante :

$$E_{jet}^{part} = \frac{E_{jet}^{mes} - E_{offset}}{R_{jet} \cdot F_{\eta} \cdot S_{cone}} \cdot k_{biais} \quad (3.3)$$

avec :

- E_{offset} , l'énergie d' "offset", contenu dans le cône du jet, désigne l'énergie calorimétrique ne provenant pas de l'interaction dure. Cette énergie peut provenir des divers bruits de l'électronique de lecture, des désintégrations radioactives de l'uranium constituant le matériau absorbeur, des interactions $p\bar{p}$ additionnelles ainsi que du phénomène d'empilement (une partie de l'énergie déposée lors d'une précédente interaction est comptabilisée dans le bilan d'énergie),
- R_{jet} désigne la correction de réponse absolue. En effet, une partie des hadrons constituant le jet de particules ne va pas atteindre le calorimètre, soit parce que leur impulsion transverse est trop faible et leur trajectoire sera alors fortement défléchie par le champ magnétique, soit parce qu'ils seront arrêtés en amont dans le détecteur de traces, soit parce qu'ils déposeront leur énergie dans des régions non instrumentalisées,
- F_{η} correspond à la correction de réponse relative. La réponse du calorimètre n'étant pas uniforme selon les régions en pseudorapidité, une correction est calculée après calibration de la réponse des jets non-centraux vis-à-vis de la réponse absolue mesurée pour les jets centraux,
- S_{cone} désigne la correction dite de "showering". Cette correction est établie pour deux raisons principales. Tout d'abord, la trajectoire des jets de hadrons peut être déviée hors du cône par des effets du détecteur (modification de la forme de la gerbe hadronique lors des interactions avec le détecteur, déflexions dues au champ magnétique). Ensuite, des particules n'appartenant pas au jet de hadrons peuvent venir déposer leur énergie dans le cône de reconstruction calorimétrique,
- k_{biais} permet de corriger des biais relatifs à l'évaluation des quatre facteurs précédents.

3.1.4 Procédure JSSR

La procédure appelée "SSR", pour "Shifting, smearing and removing", consiste à effectuer une calibration relative entre les données et la simulation et à appliquer les corrections correspondantes aux événements Monte Carlo [25]. En effet, l'efficacité de reconstruction des jets est généralement plus élevée dans la simulation que dans les données, les corrections d'échelle en énergie sont généralement plus faibles dans le Monte Carlo, et la résolution en énergie y est meilleure.

La procédure SSR a pour but de recalibrer l'énergie des jets simulés vis-à-vis de l'énergie des jets mesurée dans les données (après application de la "Jet Energy Scale"). On définit pour cela deux lots d'événements, un lot Z+jet, où le Z se désintègre en deux électrons, et un lot γ +jet. Dans les deux cas, on sélectionne les événements où le boson et le jet sont émis dos-à-dos dans le plan transverse. Contrairement aux objets électromagnétiques, on ne peut pas remonter directement à l'énergie d'origine des jets, c'est-à-dire à l'énergie des jets de partons, mais seulement à l'énergie des jets de hadrons, grâce à la procédure de correction d'échelle en énergie des jets. Ainsi, le bilan en énergie dans le plan transverse peut apparaître déséquilibré. Pour quantifier ce déséquilibre, on définit la variable suivante :

$$\Delta S = \frac{p_T^{jet} - p_T^{\gamma/Z}}{p_T^{\gamma/Z}} \quad (3.4)$$

avec :

- p_T^{jet} l'impulsion du jet dans le plan transverse,
- $p_T^{\gamma/Z}$ l'impulsion du boson (γ ou Z) dans le plan transverse.

Cette variable est évaluée pour différentes gammes de valeurs d'impulsion transverse du jet et pour différentes valeurs de pseudorapidité. Au-delà de 40 GeV/c pour p_T^{jet} , ΔS suit une distribution gaussienne. En-deçà de cette valeur, ΔS suit une distribution gaussienne multipliée par une fonction d'erreur appelée “turn on”. La courbe de “turn on” donne accès aux efficacités de reconstruction des jets au niveau du système de déclenchement. On se place dans le cas de l'échantillon $Z+jet$ et on ajuste les distributions de la variable ΔS pour différentes gammes de valeurs de p_T^{jet} , par une gaussienne multipliée par une fonction d'erreur. La moyenne μ de la gaussienne et son écart-type σ sont paramétrés en fonction de l'impulsion transverse du boson Z . On calcule ensuite la relation existante entre l'impulsion moyenne du Z reconstruit et l'impulsion moyenne du jet (notée $\tilde{p}_T$). L'étude de cette relation permettra de déterminer les corrections à appliquer aux jets simulés dans le cas d'autres processus Monte Carlo. Les corrections établies seront évaluées en fonction du paramètre “impulsion moyenne du jet”.

La procédure SSR se définit par l'application de deux corrections : le “Smearing” et le “Shifting”. Le “Smearing” consiste en la dégradation de la résolution sur l'impulsion transverse des jets dans la simulation. En effet, comme la résolution sur l'impulsion transverse des jets est meilleure dans le Monte Carlo que dans les données, on dégrade volontairement l'impulsion transverse du jet en tirant aléatoirement la nouvelle valeur dans une distribution gaussienne de valeur centrale l'impulsion transverse d'origine et d'écart-type :

$$\sigma_{\tilde{p}_T} = \sqrt{\sigma_{données}^2 - \sigma_{MC}^2} \quad (3.5)$$

avec $\sigma_{données}$ et σ_{MC} la résolution gaussienne sur la mesure en énergie des jets, respectivement dans les données et la simulation Monte Carlo.

Le “Shifting” revient quant à lui à recalibrer l'impulsion transverse des jets simulés en ajoutant à la moyenne μ_{MC} la différence “ $\mu_{données}(\tilde{p}_T) - \mu_{MC}(\tilde{p}_T)$ ”.

Ces deux corrections sont évaluées pour les jets dits centraux ($|\eta_{jets}| < 0.8$). Pour les jets n'appartenant pas à la partie centrale du calorimètre, on utilise l'échantillon $\gamma+jet$ pour calculer ces corrections, statistiquement plus significatif à hautes valeurs de pseudorapidité.

3.1.5 Définition des jets utilisés dans l'analyse

On définit un jet “GoodJCCB” comme un jet reconstruit (en choisissant un cône de reconstruction de rayon $R=0.5$) qui passe les critères d'identification des jets, subit la correction d'échelle en énergie des jets et la procédure de calibration “SSR” dans le cas d'événements simulés. De plus, on applique une correction d'échelle due aux différences d'efficacités d'identification entre données et simulation (cf. section 4.3). Dans cette analyse, on demande que les jets “GoodJCCB” vérifient :

$|\eta_{det}| < 2.5$ et $P_t > 15$ GeV/c.

Les jets dits “vertex confirmés” (“VertexConfirmedJets”) sont des jets de qualité “GoodJCCB” avec au moins deux traces associées au vertex d'interaction dans le trajectographe, et subissant une correction d'échelle supplémentaire liée à cette association entre traces et vertex.

Les jets utilisés dans l'évaluation de l'énergie transverse manquante passent tous les critères de qualité “GoodJCCB”.

Les jets que nous utiliserons dans la procédure de “b-tagging” (section 4.7.1) sont des jets de

qualité “VertexConfirmedJets”, ce qui permet d’augmenter la pureté de l’échantillon en événements contenant des jets de quarks b .

3.1.6 Etiquetage des jets de saveur b

Le Modèle Standard prédit que le quark top se désintègre de manière quasi-exclusive en un boson W et un quark de saveur b . La proportion d’événements $t\bar{t}$ vis-à-vis des différents bruits de fond peut ainsi être singulièrement augmentée en utilisant la procédure d’étiquetage de jets de saveur b (“ b -tagging”).

Les jets de saveur b peuvent être identifiés à l’aide d’un réseau de neurones dédié constitué d’une série de variables utiles pour caractériser les propriétés suivantes (figure 3.1) : présence de vertex secondaire(s), existence de trace(s) dotées de grand paramètre d’impact vis-à-vis du vertex d’interaction primaire [26].

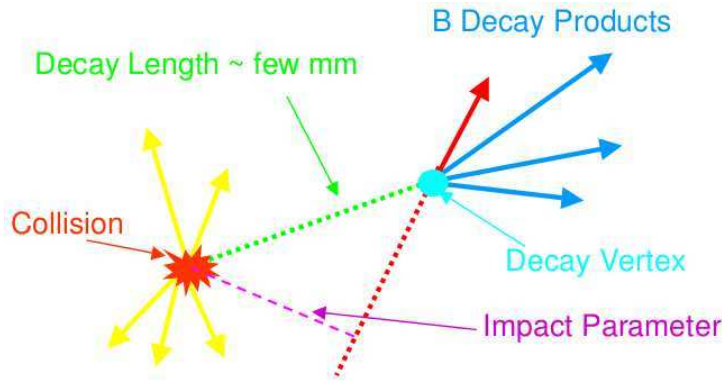


FIGURE 3.1 – *Parcours et désintégration d’un hadron B (durée de vie moyenne de l’ordre de $1.4 \cdot 10^{-12} s$). La présence de vertex secondaire(s) et de trace(s) à grand paramètre d’impact sont des critères discriminants utilisés pour l’étiquetage de jets de saveur b .*

Dans notre analyse, nous demandons dans un premier temps que les jets utilisés dans la procédure de “ b -tagging” soient des jets associé à des jets de traces ($\Delta(R) < 0.5$), composés d’au moins deux traces. Il est ainsi possible d’étiqueter le jet (“taggability”). Nous demandons en plus que les jets choisis soient de qualité “VertexConfirmedJets”. Une coupure donnée par : $\Delta(R) > 0.5$ entre les jets “vertex confirmés” et le lepton tau sélectionné dans l’analyse est également appliquée. Une coupure sur le réseau de neurones des jets de b à 0.65, correspondant au point de fonctionnement “MEDIUM”, est alors appliquée aux données ainsi qu’au Monte Carlo. Etant données les différences d’efficacité de reconstruction des traces entre les données et les événements simulés, un facteur correctif est appliqué aux événements Monte Carlo. Un facteur d’échelle est alors calculé pour chaque jet “taggable” selon la valeur de sortie du réseau de neurones qui lui est associée. Chacun de ces facteurs est calculé comme un rapport d’efficacités Data/MC. Le facteur correctif appliqué à la simulation est pris comme le produit des facteurs d’échelle correspondant aux jets passant la coupure à 0.65 sur le réseau de neurones des jets de b .

3.2 Reconstruction et identification des leptons taus

3.2.1 Modes de désintégration du lepton tau

Les taus sont des leptons de troisième génération se désintégrant soit de manière leptonique, soit de manière hadronique. Lors de cette étude, nous nous concentrerons sur les leptons taus se désintégrant de manière hadronique, représentant environ 64.8% des désintégration du tau. Le lepton tau se désintègre dans 48.7% des cas en un hadron chargé, et dans 16.1% des cas en au moins trois hadrons chargés (figure 3.2).

État final	BR (%)	Type de désintégration	
$e^\pm \nu_e \nu_\tau$	17,8	Leptonique 35,2%	
$\mu^\pm \nu_\mu \nu_\tau$	17,4		
$\pi^\pm / K^\pm \nu_\tau$	11,8	1-prong 48,7%	Hadronique 65%
$\pi^\pm / K^\pm \nu_\tau + n\pi^0, n \geq 1$	36,9		
$\pi^\pm \pi^\mp \pi^\pm \nu_\tau + n\pi^0, n \geq 0$	13,9	3-prong 16,1%	

FIGURE 3.2 – Les différents modes de désintégration du lepton tau.

3.2.2 Reconstruction des taus

La reconstruction des leptons taus dans DØ est basée sur des informations recueillies par le calorimètre et le détecteur de traces [27]. On définit deux cônes de reconstruction, de rayons respectifs $R=0.3$ et $R=0.5$, dont l'un est entièrement contenu dans l'autre. Le cône interne de rayon $R=0.3$ est appelé "cône d'isolation" et permet de vérifier le confinement des jets dans le cône de rayon supérieur.

L'amas calorimétrique est reconstruit à partir de l'algorithme de simple cône, en prenant un cône de rayon $R=0.5$ dans le plan (η, ϕ) , et en demandant une largeur énergétique, notée $RMS_{cluster}$, inférieure à 0.25, avec $RMS_{cluster} = \sqrt{\sum_{i=1}^{n_{cells}} \frac{E_T^i}{E_T} (\Delta\phi_i^2 + \Delta\eta_i^2)}$, où E_T est l'énergie transverse associée à l'amas calorimétrique, et n_{cells} le nombre de cellules constitutives de l'amas.

L'éventuel sous-amas calorimétrique est reconstruit à partir de l'algorithme dit "de plus proche voisin" ("Nearest Neighbor Algorithm"). On utilise une cellule comme graine de l'algorithme, appartenant à la troisième couche du calorimètre électromagnétique. Cette couche est supposée être située au maximum du développement latéral de la gerbe électromagnétique et possède une meilleure résolution que les autres couches du calorimètre. Ce sous-amas doit permettre d'identifier les désintégrations du pion neutre en deux photons et/ou les radiations de photons.

Les traces reconstruites dans le trajectographe interne entrent dans un algorithme dont les étapes sont décrites ci-dessous :

- Les traces associées à l'amas calorimétrique sont ordonnées par impulsion transverse décroissante,

- La trace de plus haute impulsion transverse est associée à l'amas si son impulsion transverse est supérieure ou égale à 1.5 GeV/c,
- Jusqu'à deux traces additionnelles peuvent être considérées si elles sont proches les unes des autres selon z ($\Delta z \leq 2$ cm),
- Une deuxième trace est retenue si sa masse invariante avec la trace de plus haute impulsion transverse est inférieure à 1.1 GeV/c²,
- Une troisième trace est retenue si sa masse invariante avec les deux autres est inférieure à 1.7 GeV/c².

Différentes variables sont ensuite calculées en prenant en compte les dépôts d'énergie à l'intérieur des cônes de rayon $R=0.3$ et $R=0.5$ autour de l'axe centré sur l'amas calorimétrique, ainsi que l'impulsion transverse des traces associées au lepton τ [28].

3.2.3 Identification des taus

Les taus hadroniques reconstruits sont divisés en trois catégories appelées “types”, selon leur nombre de traces associées et s'ils possèdent ou non un ou plusieurs sous-amas calorimétrique(s) :

- Les taus de type 1 possèdent exactement un amas calorimétrique et exactement une trace chargée. Le processus physique associé aux taus de type 1 est : $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau$, pour un rapport d'embranchement de 10.9%.
- Les taus de type 2 possèdent exactement un amas calorimétrique, exactement une trace chargée et au moins un sous-amas calorimétrique. Les processus associés aux taus de type 2 sont : $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm (\rightarrow \pi^0 \pi^\pm) \nu_\tau$ et $\tau^\pm \rightarrow (\geq 2\pi^0) \pi^\pm \nu_\tau$. Le rapport d'embranchement associé est de 36.5%.
- Les taus de type 3 possèdent au moins un amas calorimétrique, plus d'une trace chargée, avec ou sans sous-amas calorimétrique associé. Le processus physique typique considéré pour les taus de type 3 est : $\tau^\pm \rightarrow a_1^\pm \nu_\tau$, où $a_1^\pm$ se désintègre en trois pions chargés. Le rapport d'embranchement associé est de 13.9%.

Un objet passant tous les critères de reconstruction (cf. section 3.2.2) et classé suivant l'un des trois types est appelé candidat tau. Des corrections d'échelle en énergie des taus (“Tau Energy Scale”) sont appliquées à la simulation ainsi qu'aux données dans cette analyse. Le principe de cette correction réside dans le fait que la réponse du calorimètre aux pions, produits de désintégrations des taus, est différente entre les données et la simulation. La méthode dite “ $\frac{E}{p}$ ”, avec E l'énergie calorimétrique du tau et p la somme des impulsions des traces associées au tau, est appliquée afin de recalibrer l'énergie des leptons taus.

Malgré ces sélections appliquées aux amas et sous-amas calorimétriques ainsi qu'aux traces chargées reconstruites dans le trajectrographe, il s'avère qu'un nombre important de jets passe les critères de reconstruction des taus. Dans les analyses de physique, ces jets mimant des taus proviennent essentiellement des processus multijets et W +Jets. Dans $D\phi$, une discrimination entre les leptons taus et les jets, basée sur un réseau de neurones prenant en entrée une série de variables, propres à chacun des trois types de taus hadroniques [29], définies comme suit :

- EM12isof : $\frac{E^{EM1} + E^{EM2}}{E_\tau}$, avec E^{EM1} et E^{EM2} les énergies déposées dans la couche 1 et 2

du calorimètre électromagnétique, et E_τ l'énergie associée à l'amas calorimétrique,

- $\text{trkiso} : \frac{\sum p_T^{\text{trk}}}{\sum p_T^{\tau \text{trk}}}$, avec p_T^{trk} l'impulsion transverse d'une trace dans un cône de rayon 0.5 et $p_T^{\tau \text{trk}}$ l'impulsion transverse d'une trace associée au tau dans un cône de rayon 0.5,
- fhf ("fine hadronic fraction") : la fraction d'énergie transverse du tau dans la partie hadronique à granularité fine du calorimètre,
- $\text{ET_o_sum} : \frac{E_T^\tau}{E_T^\tau + \sum p_T^{\tau \text{trk}}}$, avec E_T^τ l'énergie calorimétrique du tau,
- $\text{dalpha} : \frac{\sqrt{\left(\frac{\Delta\phi}{\sin\theta}\right)^2 + (\Delta\phi)^2}}{\pi}$, en prenant la différence angulaire entre la somme vectorielle des directions suivies par les traces et la somme vectorielle des amas calorimétriques, paramétrée par les angles θ et ϕ ,
- prf3 : l'énergie transverse du sous-amas électromagnétique principal divisée par l'énergie transverse de la couche 3 du calorimètre, dans un cône de rayon 0.5,
- $\text{profile} : \frac{E_{T_1} + E_{T_2}}{E_T^\tau}$, avec E_{T_1} et E_{T_2} les énergies des tours calorimétriques les plus énergétiques,
- $\text{emET_o_ET} : \frac{E_T^{\text{em}}}{E_T^\tau}$, avec E_T^{em} l'énergie transverse des sous-amas dans le calorimètre électromagnétique,
- ett1_o_ETiso : l'énergie transverse de la trace de plus haute impulsion transverse divisée par l'énergie transverse du tau,
- $\text{caliso} : \frac{E_T^\tau - E_{T_{\text{core}}}^\tau}{E_{T_{\text{core}}}^\tau}$, avec $E_{T_{\text{core}}}^\tau$ l'énergie de l'amas associé au tau dans le cône d'isolation,
- $\text{rms} : \sqrt{\sum_{i=1}^n [(\Delta\phi_i)^2 + (\Delta\eta_i)^2] \cdot E_{T_i} / E_T}$, où i est l'indice associé aux tours calorimétriques,
- $\text{etad}/3 : \frac{|\eta_{\text{detecteur}}|}{3}$.

Les variables considérées pour l'entraînement du réseau de neurones dédié aux taus de type 1 sont les suivantes : EM12isof , caliso , profile , trkiso , rms , ET_o_sum , fhf , $\text{etad}/3$.

Pour les taus de type 2, le réseau de neurones prend en compte les variables : caliso , prf3 , emET_o_ET , ET_o_sum , profile , dalpha , trkiso , rms , fhf , $\text{etad}/3$.

Enfin, pour les taus de type 3, les variables utilisées dans le calcul de la variable de sortie du réseau de neurones sont : caliso , ett1_o_ETiso , emET_o_ET , profile , dalpha , trkiso , rms , ET_o_sum , $\text{etad}/3$, fhf .

Un réseau de neurones basé sur la discrimination entre taus de type 2 et électrons a également été développé, mais il ne sera pas utilisé dans cette analyse. Nous appliquerons cependant un veto sur les électrons isolés (qualité "top_tight") définis dans la partie centrale du calorimètre ($|\eta| < 1.1$).

Les courbes d'efficacités en fonction des valeurs de coupures sur le réseau de neurones des taus sont présentées figures 3.3, 3.4 et 3.5, respectivement pour les taus de type 1, de type 2 avec un veto sur les électrons et $|\eta_{\text{detecteur}}| < 1.0$, et pour les taus de type 3.

Pour les taus de type 1, une valeur de coupure sur le réseau de neurones de 0.8 donne une efficacité de sélection pour l'échantillon désigné comme le signal $\simeq 75\%$, et pour l'échantillon désigné comme le bruit de fond une efficacité $\simeq 10\%$ [29].

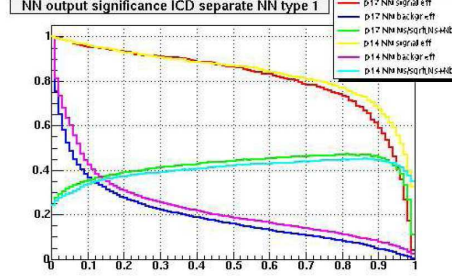


FIGURE 3.3 – Les courbes d'efficacité de sélection, en fonction de la coupure en réseau de neurones (p17 NN), du signal en rouge et du bruit de fond en bleu, pour les taus de type 1.

Au sujet des taus de type 2, on a une efficacité du signal $\simeq 72\%$ et du bruit de fond $\simeq 7\%$.

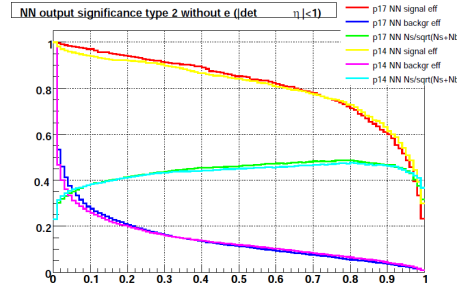


FIGURE 3.4 – Les courbes d'efficacité de sélection, en fonction de la coupure en réseau de neurones (p17 NN), du signal en rouge et du bruit de fond en bleu, pour les taus de type 2, avec veto sur les électrons et $|\eta_{\text{détecteur}}| < 1.0$

Pour les taus de type 3, l'efficacité de sélection du signal est égale à $\simeq 73\%$, tandis que l'efficacité de sélection du bruit de fond est de $\simeq 4\%$.

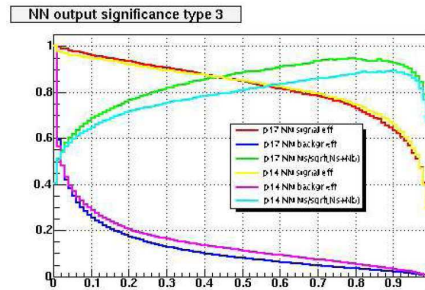


FIGURE 3.5 – Les courbes d'efficacité de sélection, en fonction de la coupure en réseau de neurones (p17 NN), du signal en rouge et du bruit de fond en bleu, pour les taus de type 3.

3.2.4 Définition des taus utilisés dans l'analyse

Le candidat tau sélectionné dans cette analyse a les caractéristiques suivantes :

- Tous types confondus :
L'impulsion transverse du τ doit être supérieure à 12.5 GeV/c. La pseudorapidité du τ doit vérifier : $|\eta| < 1.0$. La sortie du réseau de neurones est prise supérieure à 0.8. Les taus de charge nulle sont enlevés des événements ainsi que les muons vérifiant la coupure de sélection suivante : $\Delta R(\mu, \tau) < 0.4$.
- Type 1 :
L'impulsion transverse de la trace doit être supérieur à 7 GeV/c. La variable $\frac{E}{p}$, définie comme le rapport de l'énergie du τ sur la somme des impulsions transverses des traces associées au lepton τ , est restreinte à des valeurs supérieures à 0.65. Une coupure est également effectuée sur la variable R_μ , définie par : $(1 - \frac{\tau_{chf}}{\tau_{pT}}) \cdot \frac{E}{p}$, où τ_{chf} est la fraction d'énergie déposée dans la partie à granularité grossière du calorimètre hadronique. R_μ est pris supérieur à 0.3 pour les taus de type 1, ce qui permet de diminuer la quantité de muons se faisant passer pour des taus. En effet, les muons déposent plus d'énergie dans la partie extérieure du calorimètre hadronique que les taus.
- Type 2 :
L'impulsion transverse de la trace doit être supérieur à 5 GeV/c. $\frac{E}{p}$ est supérieur à 0.5.
- Type 3 :
L'impulsion transverse de la trace de plus haut Pt doit être supérieur à 7 GeV/c, et la somme des impulsions transverses des traces associées au τ doit être supérieure à 10 GeV/c. $\frac{E}{p}$ est supérieur à 0.5.

Les candidats taus utilisés dans le calcul de l'énergie transverse manquante ont une sortie du réseau de neurones supérieure à 0.3 et une pseudorapidité géométrique appartenant à l'intervalle $[-2; 2]$. Les coupures sur les autres variables de sélection sont les mêmes que celles utilisées ci-dessus pour définir le candidat tau recherché dans l'analyse.

3.3 Reconstruction et identification des muons

3.3.1 Reconstruction des muons

Pour reconstruire les muons, on utilise les informations provenant de deux sous-éléments du détecteur DØ, le trajectographe interne (SMT et CFT) et le spectromètre à muons.

Dans un premier temps, on reconstruit des fragments de droite dans chacune des couches A, B, C du spectromètre à muons, correspondant à des fragments de trajectoire des muons incidents. On ne prend pas en compte la courbure de la trajectoire des muons à l'intérieur des couches du spectromètre. Puis, un algorithme tente d'associer des segments des couches B et C en formant des segments BC. En cas d'échec, les segments propres aux couches B et C ne seront pas retenus. Si l'association réussit, l'algorithme tente alors d'associer des segments de la couche A avec des segments BC, en tenant compte de la déflexion de trajectoire des muons due à la présence de l'aimant toroïdal. Même si on ne peut associer de segments A à des segments BC, ceux-ci et ceux-là seront conservés.

Les segments A, BC, et ABC reconstruits vont ensuite être extrapolés afin de pouvoir être associés à des traces reconstruites dans le trajectographe interne. Il sera alors possible de reconstruire une trace simultanément dans le trajectographe et dans le spectromètre à muons.

Dans ce cas, les variables cinématiques du muon seront calculées en utilisant les informations provenant de l'ensemble trajectrographe+spectromètre, et non pas du trajectrographe interne uniquement, dans le but d'obtenir une meilleure résolution sur la mesure de ces paramètres.

3.3.2 Identification des muons

La procédure d'identification des muons pour le lot de données étudié dans cette analyse est décrite en détail dans la référence [30].

Un muon identifié à partir d'informations portant sur le spectromètre à muons est appelé muon "local", et un muon local associé à une trace dans le spectrographe interne (muon "central") est appelé muon "global".

Les candidats muons, après l'étape de reconstruction, sont classés suivant deux paramètres : le type et la qualité des muons. Le type des muons est donné par le paramètre "nseg". Si ce dernier est positif, le muon reconstruit dans le spectromètre à muons a été associé à une trace dans le détecteur de traces. Une valeur négative de ce paramètre signifie que le muon n'a pas pu être associé à une trace dans la partie "tracking" du détecteur. Les valeurs absolues $|nseg|=1,2,3$ indiquent respectivement que le muon "local" est constitué de signaux de la couche A du spectromètre à muons exclusivement, de signaux de la couche B ou C exclusivement, de signaux de la couche A ainsi que de la couche B ou C. Le type des muons choisis dans l'analyse est le type vérifiant : $|nseg|=3$.

Le second paramètre choisi pour caractériser les muons est la qualité des muons. Cette dernière est associée au type des muons et peut être caractérisée par trois critères différents ("Loose", "Medium", ou "Tight").

L'isolation des muons est quant à elle paramétrisée suivant cinq variables, utilisées ou non selon les définitions choisies. Ces variables sont les suivantes :

- La somme des impulsions transverses des traces (à l'exclusion de la trace associée au muon) situées dans un cône de rayon 0.5 autour de la direction du muon ("etTrkCone"),
- La somme des énergies calorimétriques dans un cône annulaire de rayon intérieur 0.1 et de rayon extérieur 0.4 autour de la direction du muon ("etHalo"),
- La somme des impulsions transverses des traces dans un cône de rayon 0.5 autour de la direction du muon, rapportée à l'impulsion transverse du muon ("etTrkConeScaled"),
- La somme des énergies calorimétriques dans un cône de rayon intérieur 0.1 et de rayon extérieur 0.4 autour de la direction du muon, rapportée à l'impulsion transverse du muon ("etHaloScaled").
- La distance ΔR entre le muon et l'axe central du jet le plus proche.

Les différences d'identification des muons entre données et Monte Carlo sont corrigées par des facteurs d'échelle, en suivant cinq étapes successives :

- L'efficacité d'identification des muons est paramétrisée selon $\eta \times \phi$ (une étape),
- L'efficacité de reconstruction des trajectoires est paramétrisée selon $\eta_{CFT} \times z_0 \oplus |\eta_{CFT}| \times \mathcal{L}$ (deux étapes),
- L'efficacité d'isolation est paramétrisée selon $|\eta_{CFT}| \times \mathcal{L}$ pour $\Delta R(\mu, \text{closest jet}) > 0.5$ (une étape), et selon $|\eta_{CFT}| \times p_T \times \Delta R$ pour l'isolation postérieure (une étape).

3.3.3 “Smearing” des muons

La résolution mesurée dans le détecteur de traces sur l’impulsion transverse des muons est différente dans les données et dans la simulation. En utilisant des lots d’évènements $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$, une méthode dite de “smearing” a été développée afin de modifier la résolution sur la courbure de la trace dans le Monte Carlo. Les études sur la dégradation de l’impulsion transverse du muon ([31] et [32]) ont permis de modifier la courbure de la trace associée au muon reconstruit dans la simulation de la manière suivante :

$$\frac{q}{p_T} \rightarrow \frac{q}{p_T} + G_1 \left(A_{smear} \oplus \frac{B_{smear} \cdot \sqrt{\cosh \eta}}{p_T} \right) \quad (3.6)$$

avec G_1 nombre aléatoire tiré selon une gaussienne, A le terme de résolution sur les signaux dans le détecteur de traces, B le terme décrivant la diffusion multiple, q la charge du muon reconstruit et p_T l’impulsion transverse du muon reconstruit.

Cependant, les comparaisons entre les données récentes (Run IIb-1 et Run IIb-2) et le Monte Carlo ([33]) ont conduit à établir une nouvelle correction (dite d’ “oversmearing”) incluant un “effet de levier”, telle que :

$$\frac{q}{p_T} \rightarrow (1 + S) \cdot \frac{q}{p_T} + G_1 \cdot \frac{R_{CFT}^2}{L^2} \left(A_{smear} \oplus \frac{B_{smear} \sqrt{\cosh \eta}}{p_T} \right) \quad (3.7)$$

La résolution sur l’impulsion transverse du muon dans le trajectographe est proportionnelle à $\frac{1}{L^2}$, avec L le rayon de la couche la plus extérieure du CFT où un hit est observé, et $R_{CFT} = 51.69$ cm (rayon de la couche extérieure du CFT). Un facteur d’échelle noté S permet de modifier la courbure de trajectoire du muon dans le Monte Carlo afin de corriger l’échelle des impulsions transverses des muons entre données et simulation.

Une seconde correction (dite “muon p_T fix”) est calculée afin d’obtenir une meilleure modélisation de la queue de distribution de l’impulsion transverse du muon dans le Monte Carlo. En considérant que la résolution sur la queue de distribution est beaucoup plus grande et composée d’une fraction C de la résolution sur la trace du muon, un nouveau terme noté D_{smear} est utilisé pour calculer la résolution sur la queue de distribution de l’impulsion transverse du muon :

Si $x > C$,

$$\frac{q}{p_T} \rightarrow (1 + S) \cdot \frac{q}{p_T} + G_1 \cdot \frac{R_{CFT}^2}{L^2} \left(A_{smear} \oplus \frac{B_{smear} \sqrt{\cosh \eta}}{p_T} \right) \quad (3.8)$$

Si $x < C$,

$$\frac{q}{p_T} \rightarrow (1 + S) \cdot \frac{q}{p_T} + G_1 \cdot \frac{R_{CFT}^2}{L^2} \left(D_{smear} \oplus \frac{B_{smear} \sqrt{\cosh \eta}}{p_T} \right) \quad (3.9)$$

où x est pris uniformément entre 0 et 1.

3.3.4 Définition des muons utilisés dans l’analyse

Les muons choisis dans notre analyse vérifient $|n_{seg}=3|$, ce qui signifie que ce sont des muons constitués de segments de la couche A et de segments BC, associés ou non à une trace dans le trajectographe. De plus, ce sont des muons de qualité “Medium”, ainsi ils vérifient les conditions suivantes :

- Les muons de qualité “Medium” doivent posséder au moins deux hits dans la couche A, au niveau des chambres à fils,
- Ils possèdent au moins un hit au niveau des scintillateurs de la couche A,
- Ils sont constitués d’au moins deux hits dans les chambres à fils de la couche B ou C,
- Ils ont au moins un hit dans la partie scintillateurs de la couche B ou de la couche C (sauf pour les muons “centraux” pour lesquels cette condition n’est pas requise).

La qualité et le type des muons choisis dans l’analyse sont identifiés par le terme “MediumNSeg3”. Ces muons sont de type caractérisés par $|\text{nseg}=3|$, et de qualité “Medium”. Un veto sur les muons cosmiques est également effectué.

Pour définir les muons utilisés dans une analyse, on ajoute à ces paramètres la qualité de la trace des muons ainsi que l’isolation des muons considérés. Lorsque les muons “locaux” sont associés à une trace dans le CFT et/ou le SMT, cette dernière est choisie de qualité “Medium”, c’est-à-dire qu’elle vérifie les conditions suivantes :

- La trace reconstruite à partir des informations du trajectographe et du spectromètre à muons vérifie : $\chi^2/\text{n.d.o.f.} < 4.0$.
- La distance de moindre approche (DCA) de la trace vis-à-vis du vertex d’interaction primaire doit être inférieure à 0.2 cm, lorsqu’aucun hit dans le SMT n’est constaté. Lorsqu’on observe des hits dans le SMT, la DCA ne doit pas excéder 0.04 cm.
- Aucune condition sur le nombre de hits dans le SMT ou le CFT n’est demandée.

Un muon vérifiant de telles conditions sur la qualité de trace est désigné par le terme d’identification “trackmedium”. Il s’agit de la qualité de trace choisie pour les muons de l’analyse.

Nous utilisons des muons non-isolés dans notre analyse, afin de déterminer le bruit de fond multijets à l’étape de la préselection μ +jets. Les muons ainsi choisis sont d’isolation “NP Loose” et sont définis comme suit :

- Qualité et type : “MediumNSeg3”.
- Qualité de trace : “trackmedium”.
- Isolation : “NP Loose”. Cette isolation est définie par la sélection suivante : $\text{etTrkCone} < 4 \text{ GeV}/c$.

Les muons isolés choisis dans l’analyse sont de même type, qualité et qualité de traces que les muons non-isolés, mais d’isolation différente. Ceux-là ont les caractéristiques suivantes :

- Qualité et type : “MediumNSeg3”.
- Qualité de trace : “trackmedium”.
- Isolation : “TopP14”. Cette isolation est définie par les sélections suivantes : $\text{etTrkConeScaled} < 0.06$, $\text{etHaloScaled} < 0.08$, $\Delta R > 0.5$.

Les muons utilisés dans le calcul de l’énergie transverse manquante sont des muons de qualité “Medium”. Il s’agit de muons vérifiant $|\text{nseg}|=0$, c’est-à-dire des muons centraux associés à des hits dans le spectromètre ou à des muons calorimétriques (MTC : “Muon Tracking in the Calorimeter”), mais n’ayant pas d’information sur des segments reconstruits dans le spectromètre à muons. Aucune condition sur la qualité de trace ou l’isolation n’est demandée.

Les muons utilisés pour l'évaluation de la correction d'échelle en énergie des jets sont des muons de qualité “met”, c'est-à-dire des muons de qualité “MediumNSeg3” à laquelle on ajoute la condition suivante : $\chi^2 < 100$ pour la trace reconstruite. Aucune condition sur la qualité de trace ou l'isolation n'est requise.

3.4 Evaluation de l'énergie transverse manquante

Etant donné leur vitesse, les partons spectateurs des interactions dures $p\bar{p}$ sont émis à très grande rapidité, et ils échappent en partie à la détection. On ne peut donc pas effectuer de bilan d'énergie global, mais uniquement dans le plan transverse au faisceau. Par conservation de l'énergie dans le plan transverse, la somme vectorielle des impulsions des particules dans le plan transverse doit être nulle. Dans la pratique cependant, la somme des énergies transverses mesurées est rarement nulle. En effet, des neutrinos peuvent être produits dans l'état final d'une collision $p\bar{p}$, ce qui entraîne qu'une partie de l'énergie dans l'état final ne sera pas décelée et n'apparaîtra donc pas dans le bilan d'énergie du plan transverse. Une autre source possible d'énergie transverse manquante est une mesure erronée et/ou imprécise de l'énergie transverse déposée par une ou plusieurs particules de l'état final. Des bruits dans l'électronique du calorimètre peuvent également créer artificiellement de l'énergie transverse manquante. L'énergie transverse manquante est décrite comme l'opposée de la somme des énergies transverses mesurées, sauf pour les énergies mesurées dans la partie à granularité grossière du calorimètre, qui ne sont pas prises en compte :

$$\vec{E}_T = - \sum_{i=1}^{n_{cells \notin CH}} \vec{E}_{T_i} \quad (3.10)$$

Cependant, des corrections doivent être apportées à cette évaluation de l'énergie transverse manquante. Les corrections de l'énergie des jets, des muons et des taus affectent le bilan d'énergie transverse visible, et elles doivent donc être propagées au calcul de l'énergie transverse manquante. Dans le cas des jets, on ne doit tenir compte que de l'effet de la correction de réponse dans la correction de l'énergie transverse manquante “brute” calculée initialement, en effet les corrections dites de “showering” et d’ “offset” ne modifient pas le bilan d'énergie global mesurée dans le plan transverse, et ne concernent que les jets (cf. section 3.1.3). Au sujet de la procédure SSR, le “smearing” des jets ne sera pas propagé au calcul de l'énergie transverse manquante.

Chapitre 4

La mesure de la section efficace $t\bar{t}$ dans le canal $\mu+\text{jets}+\tau+\text{b-jet(s)}+\cancel{E}_T$

Nous présentons dans cette partie la mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$, dans le canal : $\mu+\text{jets}+\tau+\cancel{E}_T+\text{b-tag(s)}$. Nous effectuerons cette mesure sur un lot de données de luminosité intégrée égale à 4.28 fb^{-1} enregistrée par le détecteur DØ, pour une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s}=1.96 \text{ TeV}$. Nous détaillerons en premier lieu les différents processus physiques impliqués en tant que bruit de fond dans l'analyse (W+Jets, Z/ γ^* +Jets, dibosons, top célibataire, QCD) ou en tant que signal ($t\bar{t}$). Puis, nous expliciterons les facteurs correctifs (de normalisation et de pondération) utilisés dans notre analyse et appliqués aux processus Monte Carlo. Nous nous placerons ensuite à la résonnance du Z en sélectionnant un lot quasi-pur d'évènements $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$, afin de vérifier si les données sont correctement décrites par la simulation dans notre environnement de travail. Dans la partie qui suit, nous exposerons l'analyse du canal $\mu+\text{jets}+\tau+\cancel{E}_T+\text{b-tag(s)}$, avec dans un premier temps l'étude de l'étape de présélection $\mu+\text{jets}+\cancel{E}_T$, suivie de l'étape de sélection $\mu+\text{jets}+\tau+\cancel{E}_T$, et enfin de la sélection d'au moins un jet étiqueté b à partir de ce lot d'évènements. L'estimation du bruit de fond multijets à l'étape de présélection et à l'étape de sélection d'un lepton τ seront présentées. Nous extrairons la section efficace $t\bar{t}$ à laquelle nous affecterons une incertitude statistique, puis nous détaillerons les différentes sources d'incertitudes systématiques propres à l'analyse, que nous évaluerons pour aboutir au résultat final de la section efficace $t\bar{t}$ obtenu en tenant compte des incertitudes statistiques et systématiques associées. Un dernier paragraphe sera consacré aux perspectives vis-à-vis de la physique du quark top, et en particulier de la mesure de la section efficace $t\bar{t}$, auprès du grand collisionneur de hadrons (LHC) du CERN.

4.1 Données et sélections appliquées sur les données

Lot de données étudiées

Le lot de données étudiées dans cette analyse correspond aux époques de prises de données officielles suivantes :

- Le RunIIb-1, correspondant à la prise de données sur la période juin 2006-août 2007, représente une luminosité enregistrée de 1222.46 pb^{-1} , après coupures sur la qualité des données (lot de données disponibles pour les analyses).

- Le RunIIb-2, d’octobre 2007 à juin 2009, représente quant à lui une luminosité totale de 3055.77 pb^{-1} .

L’analyse que nous allons mener concerne ainsi un lot de données représentant une luminosité totale de 4278.23 pb^{-1} . La luminosité intégrée de cet échantillon de données est connue à 6.1% près. Pour réduire la quantité de données disponibles sur bandes, une première sélection est appliquée par le groupe V+Jets ou par le Common Sample Group, selon les époques de prise de données. Pour les données antérieures à septembre 2008 (lot de données disponibles pour les analyses de Moriond 2009), le filtrage est effectué par le groupe V+Jets. Ce dernier demande au moins un muon de qualité “loose”, sans condition sur l’isolation et la qualité de la trace, ainsi qu’une impulsion transverse des muons supérieure à $12.5 \text{ GeV}/c$. Le “Common Sample Group” effectue quant à lui la sélection d’au moins un muon d’impulsion transverse supérieure à $10 \text{ GeV}/c$ sur le lot de données concernant la période allant de septembre 2008 à juin 2009. Ce dernier “skim” (lot de données filtrées) est appelé le skim “MUhigh”.

Cette analyse est basée sur l’échantillon “MUinclusive”, contenant toujours au moins un muon de grande impulsion transverse. Le lot de données complet est divisé en deux sous-ensembles : VJets_MUinclusive_Moriond09_RunIIb_v2 (de juin 2006 à septembre 2008) et CSG_CAF_MUhigh_PASS4_p21.13.00_p20.12.05_allfix (de septembre 2008 à juin 2009).

Systèmes de déclenchement utilisés

Le système de déclenchement a pour but de maximiser l’efficacité de sélection du signal, tout en maintenant un taux de rejection du bruit de fond aussi élevé que possible. Dans cette analyse, on utilise les informations provenant d’un grand nombre de triggers qui forment l’ensemble appelé “singlemuOR”, pour obtenir une efficacité de déclenchement maximale. Un “OU logique” de ces triggers est effectué, ce qui signifie qu’un évènement passe le système de déclenchement si et seulement si au moins un des triggers de l’ensemble est déclenché, c’est-à-dire si l’évènement considéré satisfait aux conditions d’au moins un des triggers de l’ensemble. Le trigger “singlemuOR” ne nécessite qu’un seul muon dans chaque évènement.

La liste des triggers utilisés est la suivante : MUHI1_ITLM10, MUHI1_TK12_TLM12, MUHI1_ILM15, MUHI2_ITLM10, MUHI2_TK12_TLM12, MUHI2_ILM15, MUHI3_ITLM10, MUHI3_TK12_TLM12, MUHI3_ILM15, MUHI1_ILM10, MUHI2_ILM10, MUHI1_TLM12, MUHI2_TLM12, MUHI1_MM10, MUHI1_TMM10, MUHI2_MM10, MUHI2_TMM10.

Un “prescale” est assigné à certains triggers de l’ensemble, ce qui ne permet de retenir qu’un seul évènement sur un ensemble de P évènements pour lesquels le trigger a déclenché. Il existe toujours au moins un trigger de l’ensemble qui n’a pas de “prescale”, ce qui implique que le système de déclenchement est sensible à l’ensemble des données disponibles. Pour mesurer la luminosité intégrée d’un lot de données, on fait appel à un trigger dont le prescale vaut 1 en permanence, le trigger jet “JT_125T”. Celui-ci possède un seuil de déclenchement élevé ($125 \text{ GeV}/c$ sur les jets du L3).

La luminosité correspondante aux périodes de versions de triggers utilisés est disponible dans le tableau 4.1.

Versions de triggers	Délivré	Enregistré	Analysable
V15.0 - V15.99	1936.35	1787.31	1619.77
V16.0 - V16.29	2942.19	2823.24	2658.46
TOTAL	4878.54	4610.55	4278.23

TABLE 4.1 – La quantité de données délivrée, enregistrée et analysable pour deux ensembles de versions de triggers couvrant le RunIIb-1 et le RunIIb-2.

Qualité des données

La mesure de la luminosité est divisée en intervalles appelés “luminosity blocks”. Ces intervalles, correspondants à une prise de données de 60 secondes, sont soit conservés soit rejetés (partiellement ou en totalité), selon différents critères. Si un sous-détecteur subit un dysfonctionnement particulier, tous les événements du ou des intervalle(s) de données correspondant(s) seront rejetés. Dans le cas du calorimètre, des bruits peuvent affecter le sous-détecteur et, dans ce cas, seuls les événements où le ou les bruit(s) se produit (produisent) ne seront pas considérés pour les analyses de physique. Dans ce dernier cas, le nombre d’intervalles de données ne sera pas modifié, et la luminosité intégrée ne variera pas non plus. Ainsi, il est nécessaire de définir une efficacité propre à la qualité des données, puisque, dans ce cas, seuls certains événements d’un “luminosity block” seront rejetés.

Les bruits identifiés dans le calorimètre peuvent être de natures différentes :

- Le “bruit cohérent” (coherent noise) consiste en un décalage simultané des piédestaux pour un nombre élevé de cellules.
- L’ “anneau de feu” (ring of fire) se produit lorsque l’électrode permettant l’alimentation en haute tension du calorimètre électromagnétique est elle-même touchée par un bruit extérieur. Un dépôt d’énergie fictif est alors perçu par les cellules de même pseudorapidité et appartenant à une même couche du calorimètre.
- Le “bruit de midi” (noon noise) se traduit par une grande occupation dans certains châssis (“crates”) de lecture du calorimètre.
- Le “secteur vide” (empty crate) se caractérise par l’absence de tout signal dans au moins un des 12 châssis de lecture du calorimètre. Ce bruit est dû à un dysfonctionnement des convertisseurs AC/DC.

4.2 Processus Monte Carlo utilisés

4.2.1 Bruits de fond et signal considérés

Les processus physiques considérés dans cette analyse sont les suivants :

- Le bruit de fond $W+\text{Jets}$, qui consiste en la production d’un boson W par interaction électrofaible, se désintégrant leptoniquement et accompagné de jets,
- Le bruit de fond $Z/\gamma^*+\text{Jets}$, qui consiste en la désintégration électrofaible d’un boson Z ou d’un photon virtuel en deux leptons de charges opposées, accompagnés de jets,
- Le bruit de fond lié à la production électrofaible de dibosons (WW , WZ , ZZ),
- Le bruit de fond lié à la production électrofaible d’un quark top célibataire (“single top”),
- Le bruit de fond multijets ou QCD, calculé à partir des événements simulés et des données,

- Le signal $t\bar{t}$, qui consiste en la production par interaction forte d’une paire top/anti-top, les quarks top produits se désintégrant quasi-exclusivement dans le Modèle Standard en un boson W et un quark b.

Le Monte Carlo présenté dans cette étude est engendré spécifiquement pour les données du RunIIb-1, mais il a été utilisé au départ pour modéliser les données du RunIIb-1, RunIIb-2, et RunIIb-3, jusqu’à fin 2010.

4.2.2 Processus $t\bar{t}$

Les processus $t\bar{t}$ sont engendrés par le générateur aléatoire ALPGEN, pour différentes valeurs de masse du quark top. La valeur choisie dans cette analyse est la valeur de $172.5 \text{ GeV}/c^2$, compatible avec la valeur de la combinaison mondiale, égale à $173.32 \pm 1.06 \text{ GeV}/c^2$ [18]. Différents lots sont produits correspondant chacun à un nombre de jets de partons légers (u, d, s ou c, notés lp pour “light partons”) donné. Les sections efficaces à l’ordre logarithmique le plus haut sont valables pour une masse de top égale à $172.5 \text{ GeV}/c^2$. Nous utiliserons un k-facteur égal à 1.484 afin de rapporter les valeurs de section efficace donnée à l’ordre LL par ALPGEN aux valeurs calculées à l’ordre NLO+NLL (cf. section 1.3.3), en utilisant la valeur de la section efficace théorique égale à $7.46^{+0.48}_{-0.67} \text{ pb}$ [16], valable pour une masse de top égale à $172.5 \text{ GeV}/c^2$, recommandée par le groupe Top de D0. Le tableau associant les nombres d’évènements et sections efficaces engendrées aux différents sous-processus du signal $t\bar{t}$ est disponible ci-dessous (TAB. 4.2).

Processus	Nombre d’évènements engendrés	$\sigma_{LL}(\text{pb})$
$t\bar{t} + 0\text{lp} \rightarrow \ell\bar{\ell} + b\bar{b} + 0\text{lp}$ exclusive	749642	0.3250
$t\bar{t} + 0\text{lp} \rightarrow \ell + b\bar{b} + 2\text{lp}$ exclusive	777068	1.3331
$t\bar{t} + 0\text{lp} \rightarrow b\bar{b} + 4\text{lp}$ exclusive	793267	1.4194
$t\bar{t} + 1\text{lp} \rightarrow \ell\bar{\ell} + b\bar{b} + 1\text{lp}$ exclusive	452177	0.1414
$t\bar{t} + 1\text{lp} \rightarrow \ell + b\bar{b} + 3\text{lp}$ exclusive	457782	0.5875
$t\bar{t} + 1\text{lp} \rightarrow b\bar{b} + 5\text{lp}$ exclusive	456317	0.5691
$t\bar{t} + 2\text{lp} \rightarrow \ell\bar{\ell} + b\bar{b} + 2\text{lp}$ inclusive	281453	0.0653
$t\bar{t} + 2\text{lp} \rightarrow \ell + b\bar{b} + 4\text{lp}$ inclusive	321166	0.2690
$t\bar{t} + 2\text{lp} \rightarrow b\bar{b} + 6\text{lp}$ inclusive	277912	0.2915

TABLE 4.2 – Liste des différents processus $t\bar{t}$ engendrés pour une masse du quark top égale à $172.5 \text{ GeV}/c^2$, auxquels on associe le nombre d’évènements engendrés ainsi que la section efficace correspondante à l’ordre logarithmique le plus haut (avec $\ell=\mu, e, \tau$). Les coupures de qualité ont été effectuées pour les nombres d’évènements reportés dans ce tableau.

Les évènements recherchés dans cette analyse possèdent un muon et un tau hadronique dans l’état final. Le diagramme de Feynman principal correspondant est représenté figure 4.1, avec le lepton de l’état final pris pour un muon. Cependant, tous les évènements $t\bar{t}$ passant les critères de la sélection finale de cette analyse (sélection μ +jets+ τ +b-tag(s)) seront considérés comme du signal et seront donc utilisés dans le calcul de la section efficace.

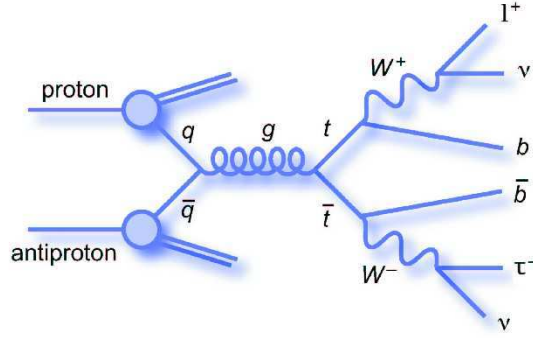


FIGURE 4.1 – Diagramme de Feynman principal de la production de paires de quark top au Tevatron, dans le canal lepton+ τ .

4.2.3 Processus W+Jets

Les processus W+Jets sont engendrés par le générateur aléatoire ALPGEN, par lot de multiplicité de jets de partons. Des lots contenant des paires de quarks lourds $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ sont engendrés séparément. La procédure dite de “HF-skimming” est appliquée aux événements W+Jets engendrés sans production forcée de saveurs lourdes, c’est-à-dire que ces derniers sont filtrés de manière à retirer les événements contenant des saveurs lourdes. Les processus W+Jets étant engendrés à l’ordre logarithmique le plus haut (LL), on ne tient pas compte de la proportion des événements contenant des saveurs lourdes vis-à-vis des événements contenant des saveurs légères aux ordres supérieurs. On définit ainsi un facteur, appelé HF-facteur, permettant de rétablir le rapport entre les deux contributions aux ordres supérieurs. Un premier facteur spécifique aux processus contenant des paires $b\bar{b}$ et un second facteur spécifique aux processus contenant des paires $c\bar{c}$ sont calculés. Dans les deux cas, le HF-facteur est égal à 1.47. De plus, un k-facteur de valeur 1.3 est appliqué pour passer d’une section efficace à l’ordre logarithmique le plus haut à une section efficace à l’ordre supérieur (NLO). Une procédure de normalisation spécifique sera également appliquée aux processus W+Jets (section 4.5.2). On donne les valeurs des sections efficaces ainsi que les nombres d’événements engendrés pour les processus W+Jets dans le tableau 4.3. La figure 4.2 représente un exemple de diagramme de Feynman pour un processus W+Jets.

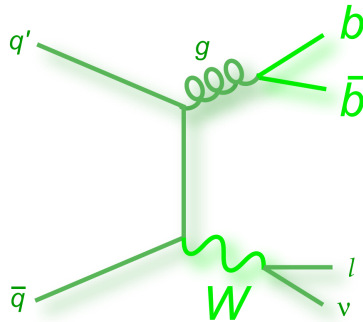


FIGURE 4.2 – Un exemple de diagramme de Feynman pour les processus W+Jets.

Processus	Nombre d'évènements engendrés	$\sigma_{LL}(\text{pb})$
$W \rightarrow \ell\nu + 0\text{lp}$ exclusive	46404567	4521.4
$W \rightarrow \ell\nu + 1\text{lp}$ exclusive	19898756	1281.8
$W \rightarrow \ell\nu + 2\text{lp}$ exclusive	18087996	304.67
$W \rightarrow \ell\nu + 3\text{lp}$ exclusive	3754272	73.205
$W \rightarrow \ell\nu + 4\text{lp}$ exclusive	2602738	16.749
$W \rightarrow \ell\nu + 5\text{lp}$ inclusive	2044335	5.2032
$W \rightarrow \ell\nu + b\bar{b} + 0\text{lp}$ exclusive	1104413	9.3778
$W \rightarrow \ell\nu + b\bar{b} + 1\text{lp}$ exclusive	782487	4.2772
$W \rightarrow \ell\nu + b\bar{b} + 2\text{lp}$ exclusive	523717	1.5842
$W \rightarrow \ell\nu + b\bar{b} + 3\text{lp}$ inclusive	412747	0.67894
$W \rightarrow \ell\nu + c\bar{c} + 0\text{lp}$ exclusive	934253	25.349
$W \rightarrow \ell\nu + c\bar{c} + 1\text{lp}$ exclusive	738709	13.513
$W \rightarrow \ell\nu + c\bar{c} + 2\text{lp}$ exclusive	554236	5.4995
$W \rightarrow \ell\nu + c\bar{c} + 3\text{lp}$ inclusive	469900	2.2729

TABLE 4.3 – Liste des différents processus W +Jets engendrés, auxquels on associe le nombre d'évènements engendrés ainsi que la section efficace correspondante à l'ordre logarithmique le plus haut (avec $\ell=\mu, e, \tau$). Les coupures de qualité ont été effectuées pour les nombres d'évènements reportés dans ce tableau.

4.2.4 Processus $Z/\gamma^* + \text{Jets}$

Les processus $Z/\gamma^* + \text{Jets}$ sont engendrés par le générateur aléatoire ALPGEN, pour les états finaux contenant deux leptons (ici, seuls les états finaux $\mu^+\mu^- + \text{jets}$ et $\tau^+\tau^- + \text{jets}$ ont été considérés). Comme pour les processus simulés $W + \text{Jets}$, les processus $Z + \text{Jets}$ sont filtrés et divisés en trois sous-lots, le premier ne contenant pas de paires de quarks de saveurs lourdes, le second ne contenant que des paires $b\bar{b}$ et le troisième que des paires $c\bar{c}$. Les valeurs des HF-facteurs pour les lots contenant des paires $b\bar{b}$ et pour des lots contenant des paires $c\bar{c}$ sont respectivement de 1.52 et de 1.67. De plus, un k-facteur égal à 1.3 est appliqué, dans le même but que pour les processus $W + \text{Jets}$. Chacun des trois ensembles est divisé en trois sous-catégories distinctes : les processus engendrés pour une masse invariante di-leptons comprise entre 15 et 75 GeV/c², entre 75 et 130 GeV/c², et entre 130 et 250 GeV/c². Etant donné leur faible section efficace, les processus où la masse invariante di-leptons est engendrée pour des valeurs supérieures à 250 GeV/c² ne seront pas considérés dans cette étude.

Un diagramme de Feynman montrant un exemple de processus $Z/\gamma^* + \text{Jets}$ est représenté figure 4.3.

On donne les valeurs des sections efficaces ainsi que les nombres d'évènements engendrés pour chacun des processus $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$ respectivement dans les tableaux 4.4 et 4.5. La section efficace des processus simulés $Z + n$ parton(s) décroît rapidement avec n :

$\sigma(Z + 0 \text{ parton}) \gg \sigma(Z + 1 \text{ parton}) \gg \dots$ [34]

Processus	Masse invariante (GeV/c ²)	Nombre d'évènements	$\sigma_{LL}(\text{pb})$
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + 0\text{lp exclusive}$	15-75	1726264	350.37
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + 1\text{lp exclusive}$	15-75	570408	40.377
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + 2\text{lp exclusive}$	15-75	275077	9.9267
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + 3\text{lp inclusive}$	15-75	267966	2.8101
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + b\bar{b} + 0\text{lp exclusive}$	15-75	182875	0.50868
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + b\bar{b} + 1\text{lp exclusive}$	15-75	85812	0.19880
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + b\bar{b} + 2\text{lp inclusive}$	15-75	80002	0.078351
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + c\bar{c} + 0\text{lp exclusive}$	15-75	180580	4.1442
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + c\bar{c} + 1\text{lp exclusive}$	15-75	93093	0.95296
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + c\bar{c} + 2\text{lp inclusive}$	15-75	95436	0.34309
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + 0\text{lp exclusive}$	75-130	1514055	135.10
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + 1\text{lp exclusive}$	75-130	604493	40.776
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + 2\text{lp exclusive}$	75-130	400558	9.5618
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + 3\text{lp inclusive}$	75-130	146250	3.1524
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + b\bar{b} + 0\text{lp exclusive}$	75-130	205628	0.42424
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + b\bar{b} + 1\text{lp exclusive}$	75-130	96232	0.19527
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + b\bar{b} + 2\text{lp inclusive}$	75-130	44893	0.09900
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + c\bar{c} + 0\text{lp exclusive}$	75-130	193928	0.93220
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + c\bar{c} + 1\text{lp exclusive}$	75-130	92744	0.54818
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + c\bar{c} + 2\text{lp inclusive}$	75-130	51277	0.28080
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + 0\text{lp exclusive}$	130-250	351275	0.88531
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + 1\text{lp exclusive}$	130-250	170242	0.35903
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + 2\text{lp exclusive}$	130-250	160267	0.09844
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + 3\text{lp inclusive}$	130-250	141929	0.03348
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + b\bar{b} + 0\text{lp exclusive}$	130-250	88816	0.00340
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + b\bar{b} + 1\text{lp exclusive}$	130-250	44058	0.00184
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + b\bar{b} + 2\text{lp inclusive}$	130-250	41268	0.00088
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + c\bar{c} + 0\text{lp exclusive}$	130-250	79493	0.00756
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + c\bar{c} + 1\text{lp exclusive}$	130-250	45857	0.00439
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + c\bar{c} + 2\text{lp inclusive}$	130-250	47946	0.00283

TABLE 4.4 – Liste des différents processus $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ engendrés, auxquels on associe le nombre d'évènements engendrés ainsi que la section efficace correspondante à l'ordre logarithmique le plus haut. Les coupures de qualité ont été effectuées pour les nombres d'évènements reportés dans ce tableau.

Processus	Masse invariante (GeV/c ²)	Nombre d'évènements	σ_{LL} (pb)
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + 0\text{lp}$ exclusive	15-75	1532702	338.45
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + 1\text{lp}$ exclusive	15-75	528075	39.844
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + 2\text{lp}$ exclusive	15-75	279564	10.086
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + 3\text{lp}$ inclusive	15-75	278238	2.5850
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + b\bar{b} + 0\text{lp}$ exclusive	15-75	182703	0.50982
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + b\bar{b} + 1\text{lp}$ exclusive	15-75	89263	0.18880
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + b\bar{b} + 2\text{lp}$ inclusive	15-75	80755	0.08013
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + c\bar{c} + 0\text{lp}$ exclusive	15-75	180024	4.1074
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + c\bar{c} + 1\text{lp}$ exclusive	15-75	181402	1.0515
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + c\bar{c} + 2\text{lp}$ inclusive	15-75	179172	0.38186
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + 0\text{lp}$ exclusive	75-130	1516656	130.64
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + 1\text{lp}$ exclusive	75-130	562760	41.675
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + 2\text{lp}$ exclusive	75-130	274324	10.161
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + 3\text{lp}$ inclusive	75-130	173657	3.0463
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + b\bar{b} + 0\text{lp}$ exclusive	75-130	192733	0.42368
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + b\bar{b} + 1\text{lp}$ exclusive	75-130	98185	0.19653
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + b\bar{b} + 2\text{lp}$ inclusive	75-130	43850	0.10356
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + c\bar{c} + 0\text{lp}$ exclusive	75-130	260243	0.89814
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + c\bar{c} + 1\text{lp}$ exclusive	75-130	100802	0.48755
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + c\bar{c} + 2\text{lp}$ inclusive	75-130	50711	0.29781
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + 0\text{lp}$ exclusive	130-250	358601	0.92765
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + 1\text{lp}$ exclusive	130-250	171211	0.37523
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + 2\text{lp}$ exclusive	130-250	162320	0.09725
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + 3\text{lp}$ inclusive	130-250	157799	0.03623
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + b\bar{b} + 0\text{lp}$ exclusive	130-250	87909	0.00340
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + b\bar{b} + 1\text{lp}$ exclusive	130-250	44571	0.00171
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + b\bar{b} + 2\text{lp}$ inclusive	130-250	41018	0.00103
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + c\bar{c} + 0\text{lp}$ exclusive	130-250	91957	0.00743
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + c\bar{c} + 1\text{lp}$ exclusive	130-250	48814	0.00441
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + c\bar{c} + 2\text{lp}$ inclusive	130-250	46629	0.00250

TABLE 4.5 – Liste des différents processus $Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$ engendrés, auxquels on associe le nombre d'évènements engendrés ainsi que la section efficace correspondante à l'ordre logarithmique le plus haut. Les coupures de qualité ont été effectuées pour les nombres d'évènements reportés dans ce tableau.

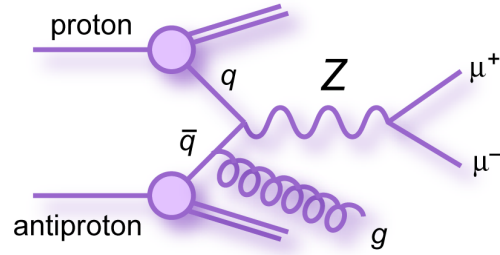


FIGURE 4.3 – Un exemple de diagramme de Feynman pour les processus $Z/\gamma^*+\text{Jets}$, en l'occurrence il s'agit d'un processus $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$.

4.2.5 Processus dibosons

Les processus dibosons sont engendrés par le générateur aléatoire PYTHIA, et consistent en trois catégories de processus : WW, ZZ et WZ. La section efficace est calculée à l'ordre supérieur à l'ordre dominant (NLO), dans le cas des dibosons, grâce au programme MCFM [35]. Le tableau 4.6 présente le nombre d'évènements engendrés pour chacune des trois catégories de processus, ainsi que la section efficace présentée au NLO. Un exemple de diagramme de Feynman pour les processus WW est représenté figure 4.4.

Processus	Nombre d'évènements engendrés	$\sigma_{NLO}(\text{pb})$
WW inclusive	709879	11.624
ZZ inclusive	540273	1.3340
WZ inclusive	632296	3.2540

TABLE 4.6 – Liste des différents processus dibosons engendrés, auxquels on associe le nombre d'évènements engendrés ainsi que la section efficace calculée au NLO. Les coupures de qualité ont été effectuées pour les nombres d'évènements reportés dans ce tableau.

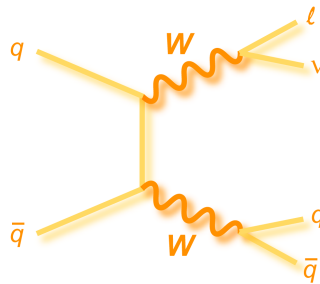


FIGURE 4.4 – Un exemple de diagramme de Feynman pour les processus dibosons.

4.2.6 Processus top célibataire

Les processus top célibataire sont engendrés par le générateur COMPHEP. Les états finaux considérés sont les suivants : $\mu\nu+2b$, $\tau\nu+2b$ (voie s), $\mu\nu+q+2b$ et $\tau\nu+q+2b$ (voie t). Un diagramme à l'ordre de l'arbre, pour la voie s, est présenté figure 4.5. Les sections efficaces à l'ordre logarithmique le plus haut sont données pour les états finaux dans la voie s et dans la voie t, ainsi que le nombre d'événements engendrés dans chacun des cas (TAB. 4.7).

Processus	Nombre d'événements engendrés	$\sigma_{LL}(\text{pb})$
$t\bar{b} \rightarrow \mu\nu + 2b$	225286	0.10990
$t\bar{b} \rightarrow \tau\nu + 2b$	248722	0.11700
$tq\bar{b} \rightarrow \mu\nu + q + 2b$	273354	0.23890
$tq\bar{b} \rightarrow \tau\nu + q + 2b$	246552	0.25430

TABLE 4.7 – Liste des différents processus top célibataire engendrés, auxquels on associe le nombre d'événements engendrés ainsi que la section efficace correspondante à l'ordre logarithmique le plus haut. Les coupures de qualité ont été effectuées pour les nombres d'événements reportés dans ce tableau.

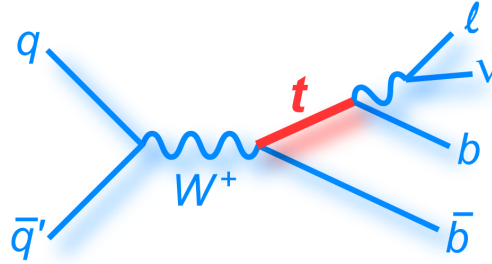


FIGURE 4.5 – Un exemple de diagramme de Feynman pour les processus top célibataire dans la voie s.

4.3 Corrections appliquées à la simulation

k-facteurs appliqués

Les événements engendrés par les générateurs aléatoires sont tous produits à l'ordre dominant, noté LO pour "Leading Order", ou à l'ordre logarithmique le plus haut, noté LL pour "Leading Log". On utilise des facteurs correctifs, appelés "k-facteurs", pour corriger la section efficace afin de prendre en compte les développements perturbatifs à l'ordre supérieur, noté NLO pour "Next-to Leading Order", ou à l'ordre supérieur au NLO, noté NNLO pour "Next-to-next-to Leading Order" [36]. Les k-facteurs appliqués pour les processus $W+\text{Jets}$, $Z+\text{Jets}$, top célibataire et $t\bar{t}$ sont respectivement les suivants : 1.3, 1.3, 3.06 et 1.484.

Pondération du profil de luminosité

Les différents processus Monte Carlo possèdent un profil de luminosité différent de celui observé dans les données. Un algorithme de re-pondération a été appliqué en utilisant les profils de luminosité officiels (lumi_profiles v2010-07-12), et le poids correspondant est appliqué aux évènements simulés.

Correction de la position longitudinale du vertex primaire

Lorsqu'un évènement simulé est créé par un générateur, la position de la collision $p\bar{p}$ le long de l'axe z est tirée aléatoirement selon une densité de probabilité gaussienne, de valeur centrale 0 et d'écart-type égal à 25 cm. La distribution longitudinale du point de collision est légèrement différente dans les données, et peut être ajustée par la fonction suivante [37] :

$$f(z) = \frac{A}{\sqrt{\left(1 + \left(\frac{z-z_{0,x}}{\beta_x^*}\right)\right) \cdot \left(1 + \left(\frac{z-z_{0,y}}{\beta_y^*}\right)\right)}} \cdot \exp\left(-\frac{(z-z_{0,z})^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (4.1)$$

avec A une constante de normalisation, et $z_{0,x}$, $z_{0,y}$, $z_{0,z}$, β_x^* , β_y^* , des paramètres décrivant les caractéristiques du faisceau. σ_z représente la longueur selon l'axe z de la zone de recouvrement entre les paquets de protons et d'antiprotons lors des collisions $p - \bar{p}$. Le rapport entre la densité de probabilité mesurée dans les données et celle décrite dans la simulation constitue un poids qui sera appliqué à tous les évènements Monte Carlo.

Corrections d'identification des muons

Comme décrit dans la section 3.3.2, on définit des facteurs correctifs que l'on applique aux évènements simulés. Il s'agit de corriger des différences observées entre données et simulation pour les efficacités d'identification des muons. Des rapports d'efficacités sont calculés, décrits comme l'efficacité d'identification des muons isolés dans les données rapportée à l'efficacité d'identification des muons isolés dans le Monte Carlo, selon différents critères : la qualité des muons, la qualité de trace des muons, la qualité de trace des muons vis-à-vis de la luminosité instantanée et enfin l'isolation des muons.

Corrections d'identification des taus

Tout comme pour les muons, des rapports d'efficacité Data/MC sont calculés en tenant compte des paramètres suivants : différences d'efficacité d'identification des taus vis-à-vis de la variable de sortie du réseau de neurones, de la qualité de trace des taus, de la qualité de trace des taus paramétrisée en fonction de la luminosité instantanée.

Corrections d'identification des jets

Des facteurs d'échelle sont également appliqués au sujet des jets dans l'analyse. Un facteur correctif, rapport des efficacités d'identification des jets obtenues respectivement dans les données et dans le Monte Carlo, est appliqué pour des jets de qualité "GoodJCCB" et un second facteur est appliqué pour les jets de qualité "VertexConfirmedJets". Pour les premiers cités, les corrections d'efficacités d'identification sont paramétrisées par les variables suivantes : pseudorapidité géométrique et impulsion transverse. Pour les seconds, la paramétrisation s'effectue selon les variables suivantes : position selon z du vertex primaire, pseudorapidité physique et luminosité instantanée.

Probabilité de déclenchement

Pour chaque évènement simulé passant les coupures de sélection, la probabilité que celui-ci déclenche l'un au moins des triggers choisis est calculée vis-à-vis des objets hors-ligne. Cette probabilité est affectée à l'évènement et un poids correspondant est appliqué à cet évènement Monte Carlo. Dans cette analyse, les corrections d'efficacités de trigger sont appliquées pour les muons de qualité d'isolation "TopP14".

Correction de l'impulsion transverse du boson Z

Comme le générateur ALPGEN ne reproduit pas fidèlement la distribution de l'impulsion transverse du boson Z observée dans les données, l'impulsion transverse du Z est pondérée au niveau générateur. On définit deux facteurs de pondération distincts, notés "Zpt_incl" et "Zpt", qui correspondent respectivement à une pondération au niveau générateur de l'impulsion transverse du Z (correction inclusive [39]) et à une pondération dépendant du nombre de jets [40].

Pour le poids "Zpt_incl", on définit un facteur de normalisation noté f_{norm} , et m_Z la masse reconstruite du boson Z, tel que :

- Si $15 < m_Z < 40$ (GeV/c²), $f_{norm}=1.146$,
- Si $40 < m_Z < 200$ (GeV/c²), $f_{norm}=0.976$,
- Si $200 < m_Z < 250$ (GeV/c²), $f_{norm}=0.937$.

En fonction des valeurs de l'impulsion transverse reconstruite du boson Z (notée p_T^Z), on définit des fonctions de pondérations notées F telles que :

- Si $0 < p_T^Z < 20$ (GeV/c), $F = f_{norm} \cdot \left(\left(\alpha_0 + \alpha_1 \cdot \left(1 + \text{Erf} \left(\frac{p_T^Z - \alpha_2}{\sqrt{2} \cdot \alpha_3} \right) \right) \right) \cdot \exp(-\alpha_4 \cdot p_T^Z) \right)$,
- Si $20 < p_T^Z < 100$ (GeV/c), $F = f_{norm} \cdot \alpha_5$,
- Si $p_T^Z > 100$ (GeV/c), $F = f_{norm} \cdot 1.298 \cdot \exp(\alpha_6 \cdot (p_T^Z - 100))$.

De plus, si $m_Z < 15$ GeV/c² ou si $m_Z > 250$ GeV/c², alors $F = 1.0$.

Les paramètres notés $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4, \alpha_5, \alpha_6$ ont pour valeurs respectives : 0.6192, 0.4606, 5.849, 3.235, 0.008614, 1.298, -0.00379.

Le poids correctif noté "Zpt_incl" est alors défini par la valeur de la fonction de pondération F.

On définit ensuite 3 fonctions :

$$W(p_T^Z)_i = \frac{1}{2} p_{0i} \cdot \left(1 + \text{Erf} \left(\frac{p_T^Z - p_{1i}}{p_{2i} \cdot \sqrt{2}} \right) \right) + p_{3i} \quad (4.2)$$

pour $i=0,1,2$ (respectivement pour aucun jet, exactement un jet, et au moins deux jets dans l'évènement).

Les poids p_{0i}, p_{1i}, p_{2i} et p_{3i} sont définis dans le tableau 4.8, et classés en fonction du nombre de jets.

Le poids correctif noté "Zpt" est défini comme le produit des fonctions $W(p_T^Z)_0, W(p_T^Z)_1$ et $W(p_T^Z)_2$. Le poids appliqué aux évènements $Z/\gamma^* + \text{Jets}$ pour corriger la distribution de l'impulsion transverse du boson Z est le produit des poids "Zpt" et "Zpt_incl".

Correction de l'impulsion transverse du boson W

L'impulsion transverse du boson W n'étant pas correctement modélisée par le générateur ALPGEN, on effectue la pondération des événements W+Jets en utilisant la fonction de pondération du boson Z (pondération "Zpt"), multipliée par le rapport des sections efficaces des événements W+Jets et Z+Jets au NLO [38]. On définit la fonction G telle que :

$$G = 0.9977 \cdot \left(\beta_0 + \beta_1 \cdot \left(\text{Erf} \left(\frac{P_T^W - \beta_2}{\beta_3} \right) \right) \right) \quad (4.3)$$

avec $\beta_0, \beta_1, \beta_2, \beta_3$ égaux respectivement à 1.005, 0.3874, 6.358 et 5.195.

Comme pour la pondération de l'impulsion transverse du boson Z, on définit 3 fonctions :

$$W(p_T^W)_i = \frac{1}{2} p_{0i} \cdot \left(1 + \text{Erf} \left(\frac{p_T^W - p_{1i}}{p_{2i} \cdot \sqrt{2}} \right) \right) + p_{3i} \quad (4.4)$$

pour $i=0,1,2$ et correspondant au nombre de jets de l'évènement. Les poids p_{0i}, p_{1i}, p_{2i} et p_{3i} sont définis dans le tableau 4.8. Le produit des fonctions G, $W(p_T^W)_0$, $W(p_T^W)_1$ et $W(p_T^W)_2$, donne la valeur du poids correctif appliqué aux événements W+Jets et noté "Wpt".

0 jet bin exclusive	1 jet bin exclusive	2 jet bin inclusive
$p_{00} : 0. \pm 0.$	$p_{01} : 0.1549 \pm 0.0240$	$p_{02} : 0.5996 \pm 0.0265$
$p_{10} : 1. \pm 0.$	$p_{11} : 11.99 \pm 4.83$	$p_{12} : -4.562 \pm 0.85062$
$p_{20} : 1. \pm 0.$	$p_{21} : 0.893 \pm 0.$	$p_{22} : 17.91 \pm 0.2917$
$p_{30} : 1.0157 \pm 0.006$	$p_{31} : 0.815 \pm 0.020$	$p_{32} : 0,462476 \pm 0.026518$

TABLE 4.8 – Liste des différents paramètres p_{ij} ($i=0,1,2,3$ et $j=0,1,2$) utilisés pour le calcul de la fonction de pondération de l'impulsion transverse du boson Z et du boson W, estimés avec le générateur aléatoire ALPGEN pour des jets d'impulsions transverses supérieures à 15 GeV/c

Correction d'identification des jets de saveur b

Des facteurs d'échelle sont calculés pour chaque jet étiqueté b, sous la forme suivante : on effectue le rapport de l'efficacité d'identification des jets de saveur b dans les données sur l'efficacité d'identification des jets de saveur b dans le Monte Carlo. Si au moins deux jets étiqueté b sont présents dans un événement, le produit des facteurs d'échelle, se rapportant chacun à un jet, sera appliqué aux événements Monte Carlo dans l'analyse.

4.4 Sélection di-muons au pic du Z

Dans le but de contrôler la modélisation des données par la simulation Monte Carlo, et de vérifier la qualité des identificateurs de muons et de jets (en s'appuyant sur les distributions des muons et des jets) nous effectuons tout d'abord une sélection quasi-pure d'évènements di-muons, en demandant la présence d'au moins un jet. La sélection effectuée et décrite ci-après a pour but de retenir les événements contenant des muons provenant de la désintégration du boson Z, accompagnés de jets.

4.4.1 Description de la sélection appliquée

Pour cette sélection di-muons, nous demandons que l'isolation des muons soit identique à celle utilisée dans l'analyse ("TopP14"). Les muons sont de pseudorapidité physique restreinte à l'intervalle $[-1.6; 1.6]$, en effet il est nécessaire d'appliquer cette coupure lorsque l'on utilise le trigger "singlemuOR". L'impulsion transverse des muons doit être supérieure à 15 GeV/c. Pour éviter d'avoir à faire à des muons issus de jets, nous demandons que les muons et les jets soit séparés spatialement par un ΔR supérieur à 0.5. Une coupure en ΔR supérieur à 0.5 est également appliquée entre les deux muons isolés sélectionnés. Nous nous plaçons à la résonnance du Z, en demandant que la masse reconstruite du Z soit comprise entre 75 et 105 GeV/ c^2 . Les deux muons sélectionnés doivent être pris de charges opposées, afin d'éliminer le bruit de fond multijets et de sélectionner des événements correspondant à l'état final $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$. Au moins un jet d'impulsion transverse supérieure à 15 GeV/c est également demandé.

4.4.2 Profil de luminosité instantanée

La luminosité instantanée est une variable essentielle dans toute analyse car elle influence directement certains paramètres comme les efficacités de reconstruction et d'identification (en particulier l'efficacité d'identification des jets de saveur b), la résolution sur l'énergie des objets reconstruits et la résolution sur l'énergie transverse manquante. Lorsque des événements de physique sont simulés par des générateurs aléatoires dans DØ, ces derniers ne tiennent pas compte des effets de luminosité. En effet, les générateurs ne simulent que l'interaction dure et les interactions entre partons spectateurs d'une même interaction $p\bar{p}$. Dans le but de reproduire les interactions $p\bar{p}$ additionnelles dans la simulation, on fait appel au lot de données dit "Zero Bias" (de biais nul). Ce lot de données permet d'ajouter à la simulation des éléments réels du détecteur comme les bruits dûs à l'électronique de lecture des différents sous-détecteurs, mais également les effets d'empilement dûs aux interactions sous-jacentes. La luminosité instantanée d'un événement issu de la simulation fait ainsi référence à celle de l'événement simulé à laquelle on a superposé celle de l'événement de biais nul.

De ce fait, la luminosité instantanée augmentant au fur et à mesure de l'amélioration des performances du Tevatron, le lot de données "Zero Bias" utilisé dans la simulation des événements physique peut ne plus être tout à fait adapté à cette évolution (il possédera une luminosité inférieure au lot de données considéré pour l'analyse).

Une autre différence entre les données de biais nul et les données recueillies pour une analyse est la fréquence de déclenchement des triggers considérés dans chacun des cas. Les triggers de biais nuls sont déclenchés à intervalle de temps régulier au cours d'une période de prise de données, tandis que pour tous les autres triggers, la fréquence de déclenchement augmente avec la luminosité instantanée. Ce qui en résulte est une luminosité moyenne inférieure dans les lots "Zero Bias" vis-à-vis des lots de données utilisés dans les analyses.

Ces considérations peuvent nous amener à constater une différence entre les données et la simulation pour la distribution de la luminosité instantanée, plus ou moins marquée et pouvant nécessiter ou non une pondération des événements vis-à-vis de cette distribution afin de corriger cette différence. Pour l'analyse effectuée lors de cette thèse, la nécessité d'effectuer une pondération des événements Monte Carlo relativement à cette distribution n'a pas été justifiée.

4.4.3 Comparaison entre les données et la simulation

La sélection choisie permet d'isoler un lot quasi-pur d'échantillons $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ (des événements dibosons sont également à dénombrer, mais dans la proportion de 0.5% vis-à-vis du nombre total d'événements Monte Carlo), et la condition sur la masse reconstruite du Z permet de se placer dans la situation où les deux muons sélectionnés proviennent du boson Z ($m_Z \simeq 91 \text{ GeV}/c^2$). Cette sélection permet en particulier de vérifier l'accord obtenu pour la masse reconstruite du boson Z. Elle permet également de vérifier la modélisation de la variable luminosité instantanée vis-à-vis du lot de données utilisé, étant donné son évolution au fil des améliorations des performances du Tevatron et donc de l'augmentation de la luminosité instantanée par "store" au fur et à mesure du temps. L'étude des distributions permet de vérifier que la modélisation de l'impulsion transverse et de la pseudorapacité des objets considérés dans cette étude sont correctes (notamment vis-à-vis des poids utilisés pour la correction liée à l'identification des muons isolés utilisés dans l'analyse). La pondération de l'impulsion transverse du boson Z est utilisée dans cette étude préliminaire ainsi que dans l'analyse qui va suivre. On observe néanmoins un déficit de Monte Carlo sur les distributions obtenues (figures 4.6, 4.7 et 4.8), localisé aux basses impulsions transverses du Z reconstruit ($p_T(Z) < 25 \text{ GeV}/c$) et aux basses impulsions transverses du jet de plus haute impulsion transverse ($p_T(\text{leading jet}) < 20 \text{ GeV}/c$).

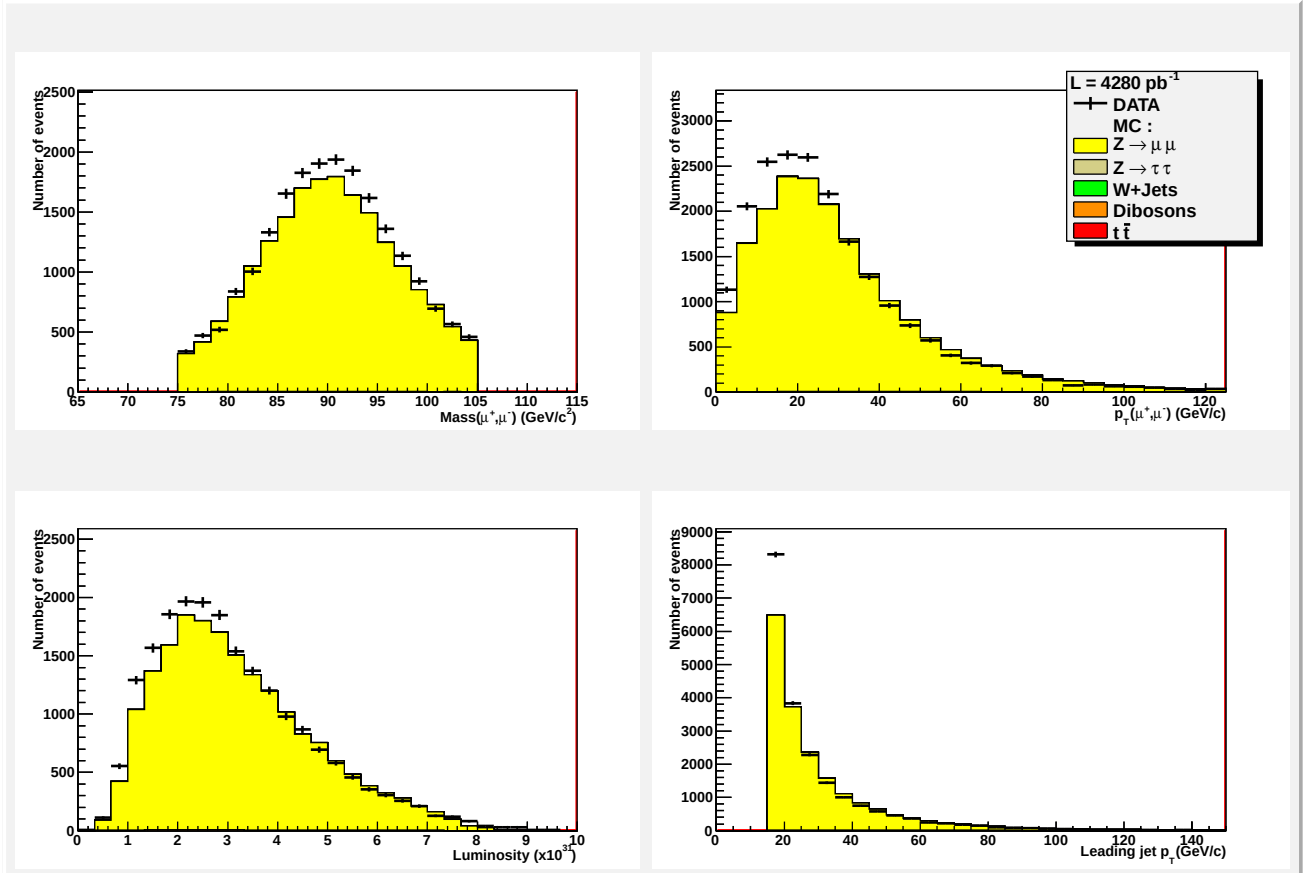


FIGURE 4.6 – Masse reconstruite du boson Z, P_t reconstruit du boson Z, profil de luminosité instantanée, P_t du “leading jet”. Le processus dominant est le $Z \rightarrow \mu\mu$, représenté ici en jaune.

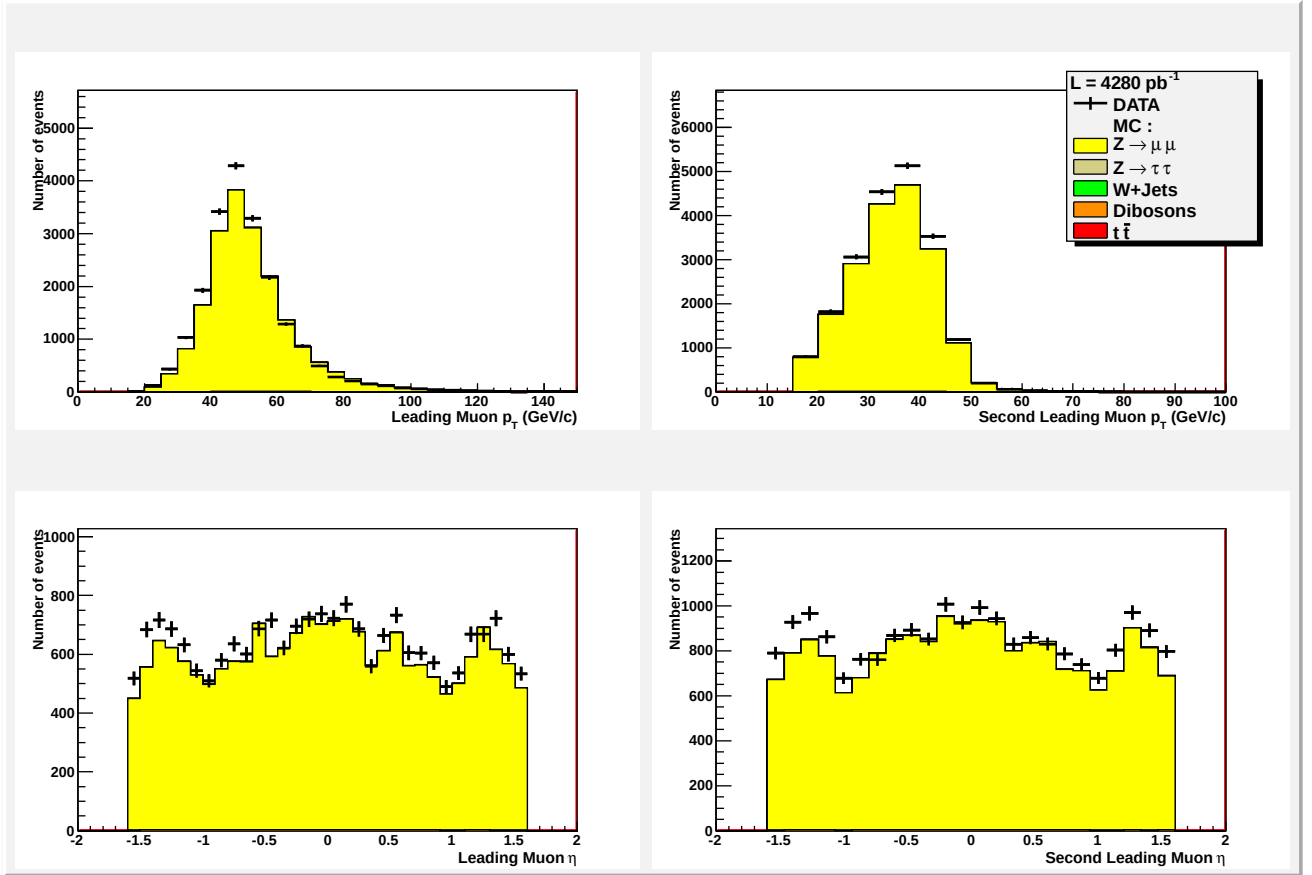


FIGURE 4.7 – Impulsion transverse des deux muons isolés, pseudorapidité des deux muons isolés. Le processus dominant est le $Z \rightarrow \mu\mu$, représenté ici en jaune.

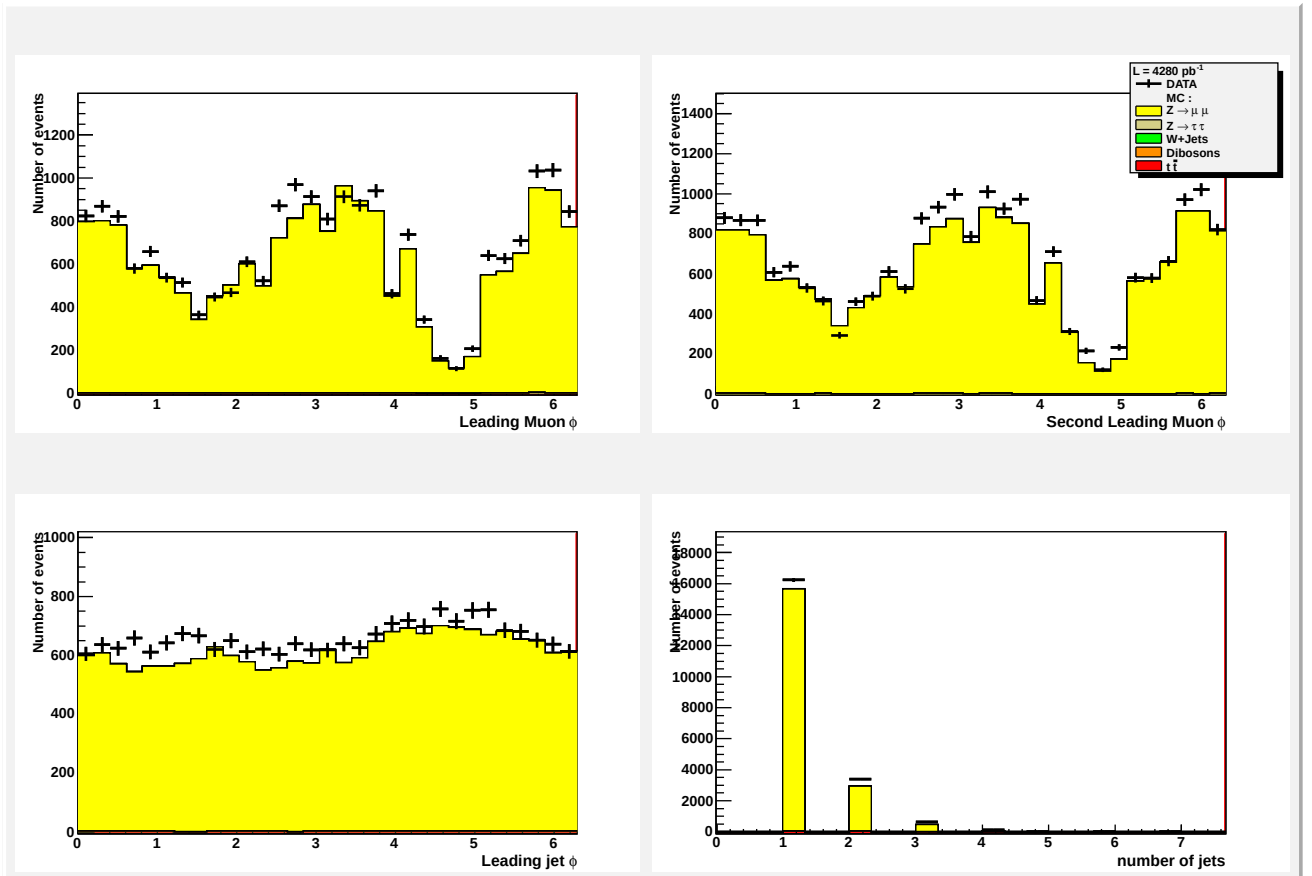


FIGURE 4.8 – Φ du “leading muon”, ϕ du “second leading muon”, ϕ du “leading jet”, nombre de jets par évènement. Le processus dominant est le $Z \rightarrow \mu\mu$, représenté ici en jaune.

Le nombre d'évènements est résumé dans le tableau ci-après :

Processus	Resultats
W + jets	0.18 ± 0.42
$Z \rightarrow \mu\mu$	19050.7 ± 134.6
$Z \rightarrow \tau\tau$	5.96 ± 2.44
$t\bar{t}$	12.55 ± 3.54
dibosons	61.69 ± 7.84
Total MC	19131.1 ± 134.9
DATA	20418

TABLE 4.9 – *Nombres d'évènements attendus pour chacun des processus Monte Carlo, affectés de leur incertitude statistique, et nombre d'évènements observés pour le lot de données.*

On observe ainsi une mauvaise modélisation des basses impulsions transverses du boson Z. La modélisation des basses impulsions transverses des jets en est directement affectée (par conservation de l'énergie dans le plan transverse et par rapport au fait que les évènements sélectionnés contiennent très peu d'énergie transverse manquante). C'est pourquoi nous effectuons ici une coupure au-delà de 20 GeV/c sur la variable "Pt du Z reconstruit", et nous obtenons alors un accord satisfaisant entre les données et la simulation Monte Carlo (figures 4.9 et 4.10) au niveau numérique (12062 évènements de données pour 12195.5 ± 108.1 évènements de Monte Carlo). Au sujet des distributions (figures 4.9, 4.10 et 4.11), on remarque un désaccord pour la distribution de l'impulsion transverse du jet de plus haute impulsion transverse, pour des valeurs inférieures à 25 GeV/c. Cette différence entre données et simulation est due aux paramètres de JSSR utilisés pour l'analyse. Des désaccords à basses impulsions transverses de jets ont également été observés avec ces mêmes paramètres dans l'analyse $HZ \rightarrow \ell^+ \ell^- b\bar{b}$, avec $\ell=\mu, e$ [41].

Le nombre d'évènements est, après coupure sur l'impulsion transverse du boson Z reconstruit, résumé dans le tableau suivant :

Processus	Resultats
W + jets	0.06 ± 0.25
$Z \rightarrow \mu\mu$	12127.9 ± 107.7
$Z \rightarrow \tau\tau$	3.94 ± 1.98
$t\bar{t}$	11.20 ± 3.34
dibosons	52.48 ± 7.24
Total MC	12195.5 ± 108.1
DATA	12062

TABLE 4.10 – *Nombres d'évènements attendus pour chacun des processus Monte Carlo, affectés de leur incertitude statistique, et nombre d'évènements observés pour le lot de données*

En conclusion, après coupure sur le pT du boson Z, nous observons un bon accord entre les données et la simulation. Les distributions des variables des muons (impulsion transverse, pseudorapacité et angle phi) sont correctement modélisées, ainsi que la luminosité instantanée, qui ne nécessite pas d'être re-pondérée.

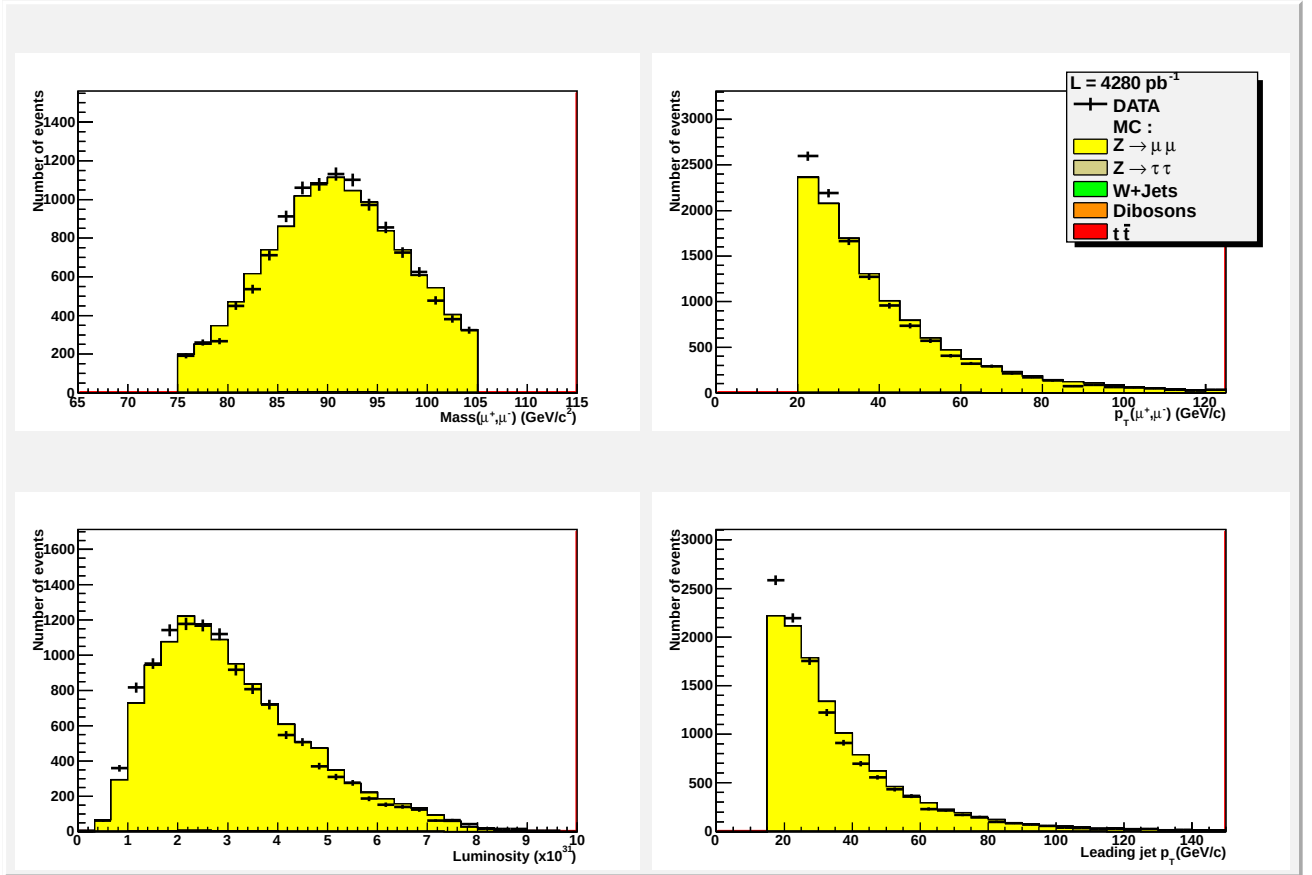


FIGURE 4.9 – Masse reconstruite du Z, P_t reconstruit du Z, profil de luminosité instantanée, P_t du “leading jet”, après la coupure sur l’impulsion transverse du boson Z. Le processus dominant est le $Z \rightarrow \mu\mu$, représenté ici en jaune.

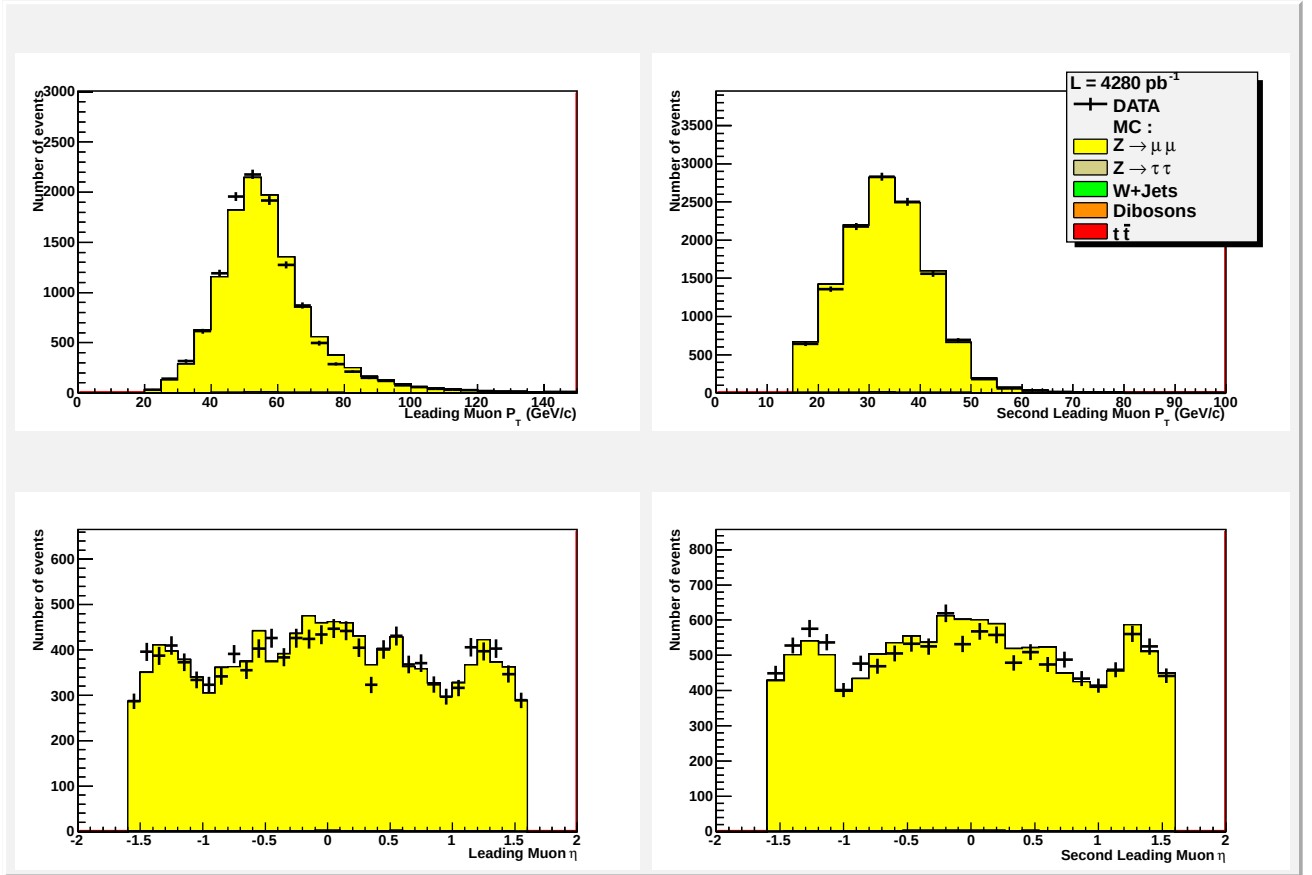


FIGURE 4.10 – Impulsion transverse des deux muons d’isolation “TopP14”, pseudorapidité des deux muons d’isolation “TopP14”, après la coupure sur l’impulsion transverse du boson Z. Le processus dominant est le $Z \rightarrow \mu\mu$, représenté ici en jaune.

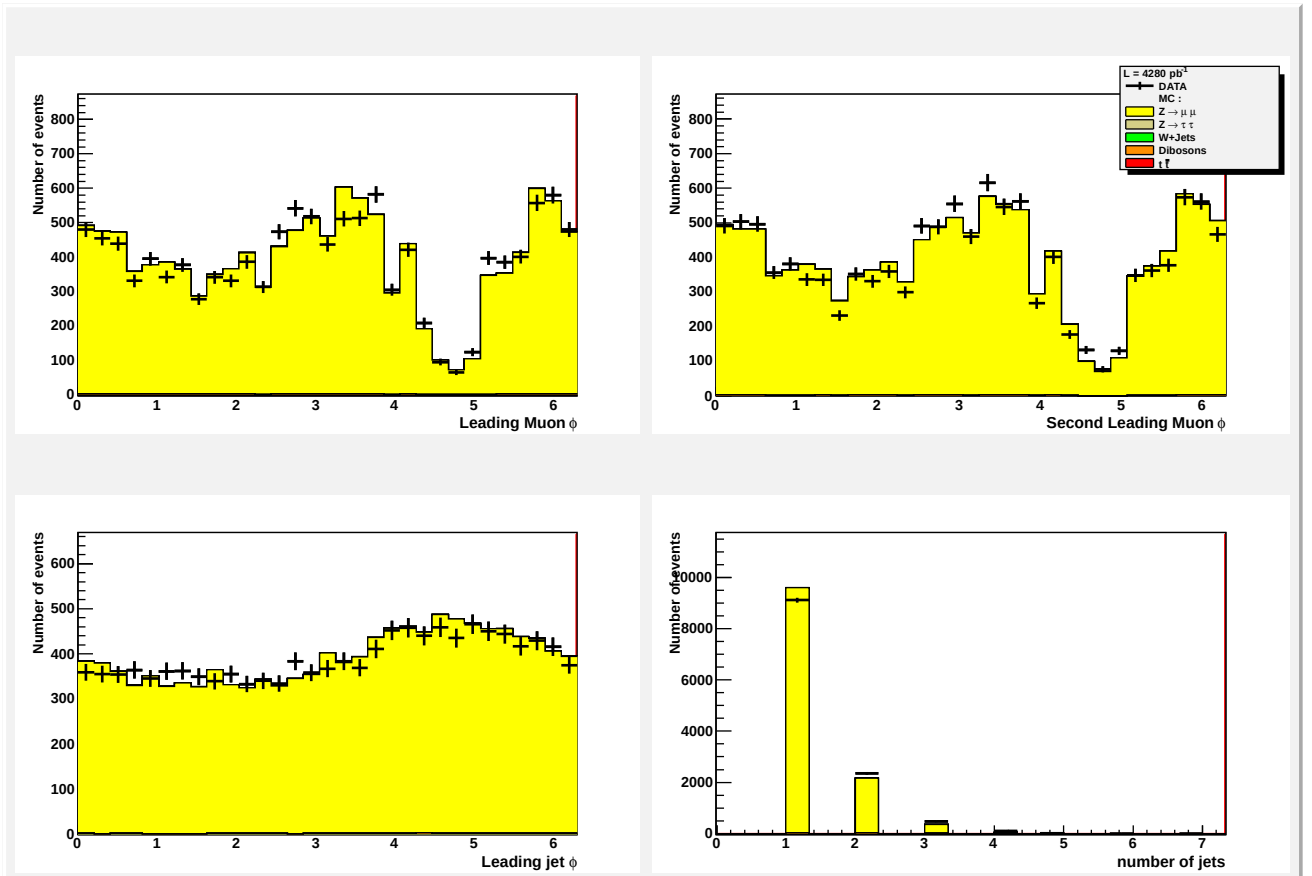


FIGURE 4.11 – Φ du “leading muon”, ϕ du “second leading muon”, ϕ du “leading jet”, nombre de jets par évènement, après la coupure sur l’impulsion transverse du boson Z. Le processus dominant est le $Z \rightarrow \mu\mu$, représenté ici en jaune.

4.5 Etude de la présélection $\mu+\text{jets}+\cancel{E}_T$

4.5.1 Sélection appliquée

On utilise le trigger “singlemuOR” dans notre analyse. La sélection appliquée est la suivante :

- Au moins deux jets de qualité “GoodJCCB” sont sélectionnés. Le jet de plus haut p_T a une impulsion transverse supérieure à 30 GeV/c et le second jet de plus haut p_T une impulsion transverse supérieure à 20 GeV/c.
- Afin de pouvoir estimer le bruit de fond multijets à l’étape de présélection, la présence d’au moins un muon non-isolé est demandée, de caractéristiques suivantes : qualité “MediumNSeg3”, qualité de traces “trackmedium”, isolation “NP Loose”, d’impulsion transverse supérieure à 20 GeV/c et de pseudorapidité vérifiant $|\eta| < 1.6$.
- On sélectionne exactement un muon isolé, de caractéristiques suivantes : qualité “MediumNSeg3”, qualité de traces “trackmedium”, isolation “TopP14”, d’impulsion transverse supérieure à 20 GeV/c et de pseudorapidité vérifiant $|\eta| < 1.6$.
- On effectue une coupure en ΔR entre le muon isolé et les jets de l’évènement : $\Delta R_{\min}(\mu(\text{TopP14}), \text{jets}) > 0.5$.
- Une coupure triangulaire est ensuite appliquée : $\Delta\phi(\mu(\text{TopP14}), \cancel{E}_T) > 2.1 - 0.035\cancel{E}_T$. Cette sélection a pour but d’éliminer une partie importante du bruit de fond multijets tout en conservant l’essentiel du signal recherché. Cette sélection a été appliquée dans l’analyse lepton+jets+tau+b-jet(s)+ $\cancel{E}_T$ du Run I Ib-1 [42]. Elle se base sur l’idée suivante : le muon provenant d’un jet non reconstruit est vu comme isolé et répond ainsi aux critères de sélection de l’analyse. Cependant, le jet associé n’étant pas reconstruit, on a l’apparition d’énergie transverse manquante colinéaire au muon. Ce qui entraîne que les évènements multijets passant les critères de sélection possèdent majoritairement un $\Delta\phi(\mu(\text{TopP14}), \cancel{E}_T)$ ainsi qu’une énergie transverse manquante faibles.
- Une coupure sur l’énergie transverse manquante est appliquée : $\cancel{E}_T > 15 \text{ GeV}/c^2$, également dans le but de diminuer la contribution du bruit de fond multijets.
- Un veto sur les électrons de qualité “top_tight”, d’impulsion transverse supérieure à 15 GeV/c, et de pseudorapidité comprise entre -1.1 et 1.1, est également appliqué. Cette sélection permet d’assurer l’orthogonalité avec le canal $e+\tau$, tout en réduisant considérablement la proportion d’états finaux $e+\mu$ pour l’analyse effectuée dans cette thèse. En effet, les électrons peuvent mimer des taus de type 2.
- La coordonnée z du vertex primaire doit se situer dans l’acceptance du détecteur de traces ($|z_{PV}| < 60 \text{ cm}$), au moins trois traces doivent être associées à ce vertex.
- Le muon sélectionné doit provenir du vertex primaire ($|\Delta z(\mu, \text{PV})| < 1 \text{ cm}$).

4.5.2 Normalisation du fond $W+\text{Jets}$ et estimation du fond multijets à l’étape de présélection $\mu+\text{jets}+\cancel{E}_T$

Le bruit de fond $W+\text{Jets}$ étant le processus dominant à la présélection $\mu+\text{jets}+\cancel{E}_T$, on effectue sa normalisation dans le but d’améliorer notre compréhension des évènements simulés vis-à-vis des données. Pour cela, nous nous plaçons à l’étape de la présélection $\mu+\text{jets}$. On soustrait les différents bruits de fond connus ($Z/\gamma^*+\text{Jets}$, $t\bar{t}$, dibosons et top célibataire) des données et seule la normalisation des fonds $W+\text{Jets}$ et multijets doit être effectuée.

On effectue alors un ajustement itératif à deux composantes de la masse transverse du muon et de l’énergie transverse manquante. Pour estimer le bruit de fond multijets, on a besoin

d'utiliser des lots d'évènements (pour les données et le fond W+Jets) possédant au moins un muon non-isolé (de qualité d'isolation "NP Loose") et aucun muon isolé (de qualité d'isolation "TopP14"). Toutes les autres coupures sont identiques à celles demandées à l'étape de présélection μ +jets+ $\cancel{E}_T$. Nous notons cette sélection LT ("Loose not Tight"). Nous noterons également T pour "tight" la sélection appliquée à l'étape de présélection μ +jets+ $\cancel{E}_T$. On choisit l'échantillon multijets de l'analyse à l'étape de présélection comme étant le bruit de fond multijets décrit à partir de la sélection "Loose not Tight". Ainsi :

$$N_{QCD}^T = N_{QCD}^{LT} \quad (4.5)$$

avec :

- N_{QCD}^T le nombre d'évènements multijets avec la sélection "tight".
- N_{QCD}^{LT} le nombre d'évènements multijets avec la sélection "loose not tight".

En effet, il existe peu de différences en terme de cinématique entre muons isolés et non isolés, de plus l'allure du bruit de fond multijets est choisie pour la sélection "loose not tight". L'échantillon noté "DATA" correspond aux données auxquelles on a soustrait les processus Monte Carlo connus. On soustrait alors l'échantillon W+Jets, affecté de son facteur de normalisation, à l'échantillon "DATA", en appliquant la sélection "loose not tight". Puis, on applique un facteur de normalisation au bruit de fond multijets. Par conséquent, ce dernier peut être décrit par la formule suivante :

$$N_{QCD}^T = k_{QCD} \cdot (N_{DATA(LT)} - k_{W+Jets} \cdot N_{W+Jets(LT)}) \quad (4.6)$$

avec :

- N_{QCD}^T le nombre d'évènements multijets,
- $N_{DATA(LT)}$ le nombre d'évènements observés avec la sélection "Loose not Tight", correspondant aux données auxquelles on a soustrait les processus Monte Carlo de normalisation connue,
- $N_{W+Jets(LT)}$ le nombre d'évènements W+Jets observés avec la sélection "Loose not Tight",
- k_{QCD} le facteur de normalisation QCD,
- k_{W+Jets} le facteur de normalisation W+Jets.

Les facteurs de normalisation sont déterminés en faisant varier un facteur d'échelle ("scale factor") pour les deux composantes W+Jets et QCD et en calculant un χ^2 entre les données et la somme des deux contributions. Deux itérations suffisent pour obtenir un facteur de normalisation W+Jets stable, ainsi qu'un facteur de normalisation du bruit de fond multijets associé. Un facteur de 1.03 est ainsi obtenu pour normaliser le bruit de fond W+Jets, et un facteur de 0.22 pour normaliser le bruit de fond multijets. La distribution de la masse transverse du lepton et de l'énergie transverse manquante utilisée pour calculer les facteurs de normalisation est visible sur la figure 4.12. Les contributions des fonds W+Jets et QCD sont normalisées avec les résultats finaux des ajustements.

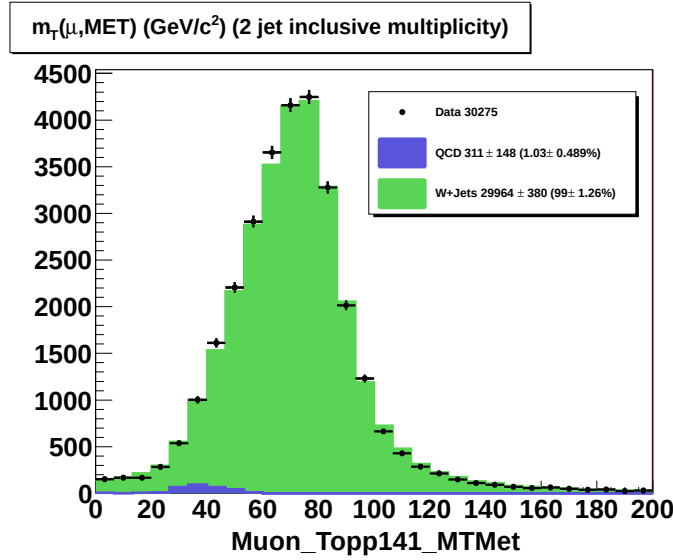


FIGURE 4.12 – Distribution de la masse transverse $\mu/\cancel{E}_T$. Les points de données correspondent ici aux évènements de données auxquels on a soustrait les évènements simulés de normalisation connue : $Z/\gamma^*+\text{Jets}$, $t\bar{t}$, dibosons et top célibataire. Les bruit de fond $W+\text{Jets}$, en vert, et le bruit de fond multijets, en bleu, sont ici superposés, après avoir été respectivement normalisés par un facteur issu de l’ajustement itératif à deux composantes.

4.5.3 Distributions et résultats obtenus

Nous présentons ici les distributions de quelques variables des principaux objets utilisés à ce stade de la sélection. L’impulsion transverse notée p_T , la pseudorapidité notée η , l’angle ϕ du jet de plus haute impulsion transverse ainsi que du muon isolé sont ainsi représentés. L’énergie transverse manquante est corrigée de l’énergie transverse des muons. En effet, si on ne considère pas le muon isolé, on a la présence d’énergie transverse manquante, mais lorsqu’on le considère, on doit corriger cette dernière de l’énergie transverse déposée par le muon dans le spectromètre à muons. On effectue une coupure de sélection sur cette variable au-delà de 15 GeV/c^2 , afin de s’affranchir d’un maximum d’évènements multijets, possédant peu d’énergie transverse manquante. Le bruit de fond dominant à la préselection $\mu+\text{jets}+\cancel{E}_T$ est constitué des processus $W+\text{Jets}$ (nombre d’évènements : 30239.3 ± 172.4 , proportion vis-à-vis de tous les processus Monte Carlo : 82%).

Les distributions étudiées à l’étape de la préselection $\mu+\text{jets}+\cancel{E}_T$ sont disponibles figures 4.13 et 4.14.

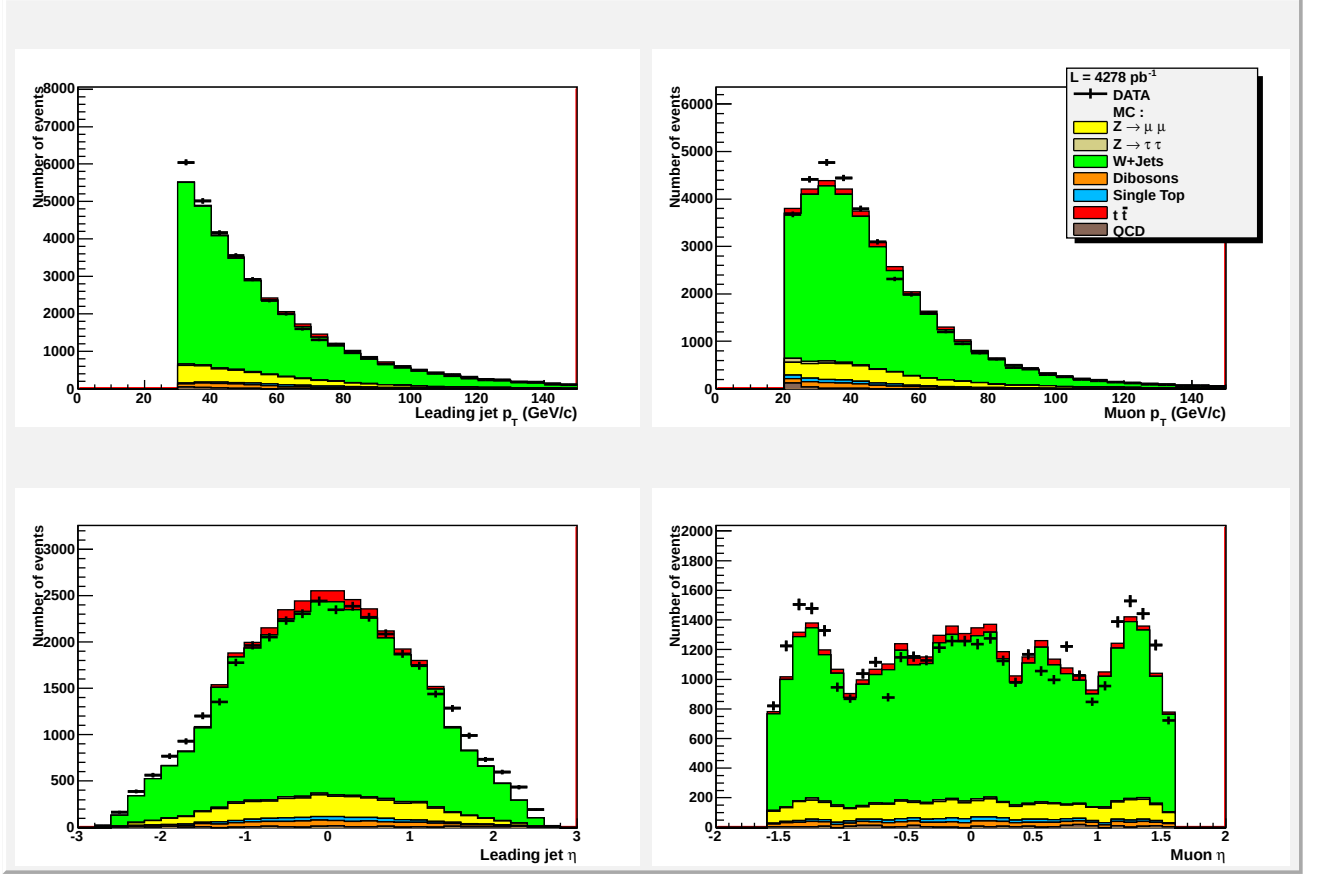


FIGURE 4.13 – Impulsion transverse, pseudorapidité du “leading jet” et du muon d’isolation “TopP14”, à l’étape de présélection μ +jets+ $\cancel{E}_T$. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés (W +Jets, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) ainsi qu’au bruit de fond multijets (calculé à partir des données) sont indiquées dans la légende des figures.

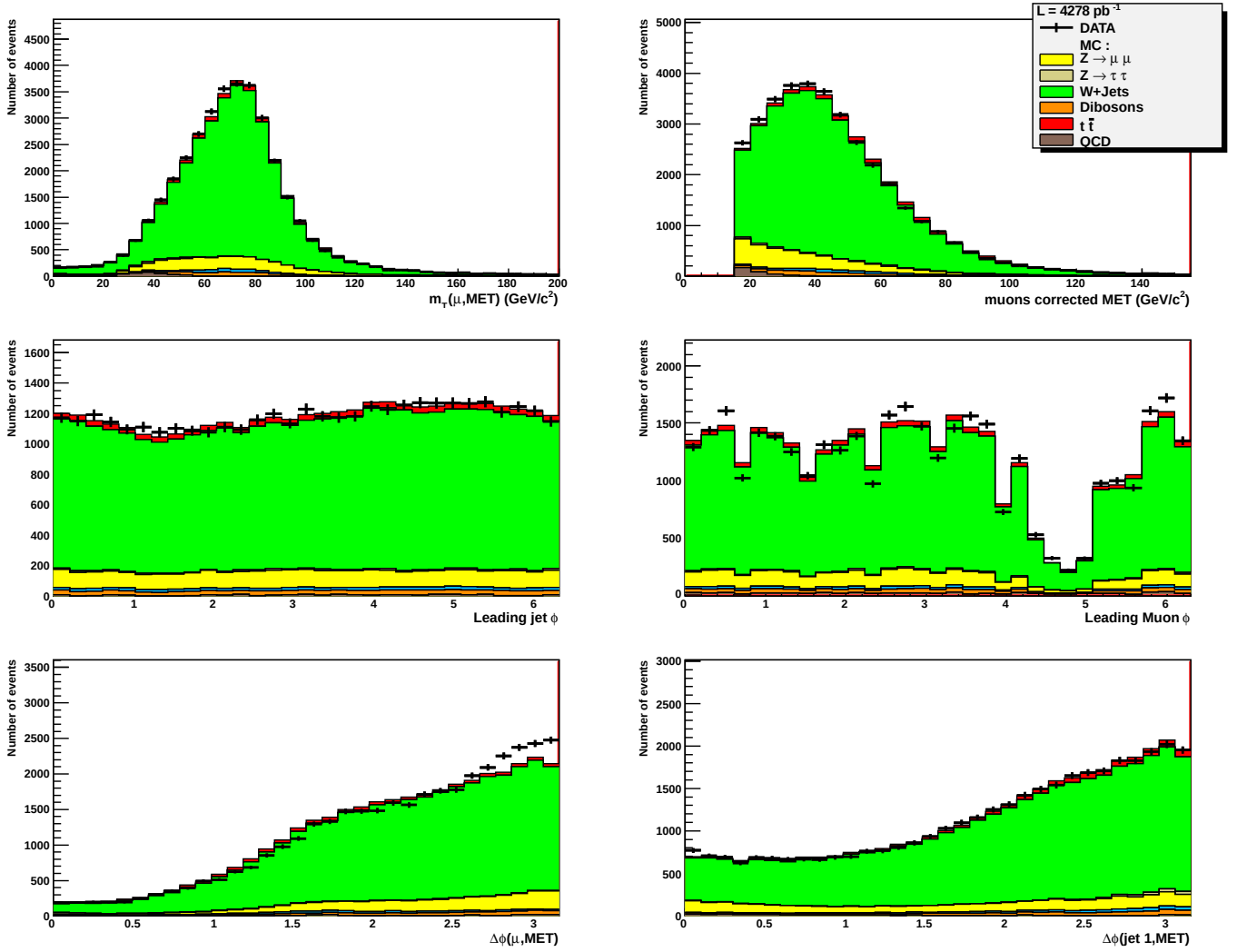


FIGURE 4.14 – Masse transverse muon/énergie manquante, Énergie manquante corrigée des muons et des jets, ϕ du muon isolé et du “leading jet”, $\Delta\phi$ entre le muon isolé et l’énergie transverse manquante, $\Delta\phi$ entre le jet de plus haut p_T et l’énergie transverse manquante, à l’étape de préselection $\mu+\text{jets}+\cancel{E}_T$. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z\rightarrow\mu\mu$, $Z\rightarrow\tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) ainsi qu’au bruit de fond multijets (calculé à partir des données) sont indiquées dans la légende des figures.

Les nombres d'évènements dans le Monte Carlo et les données à l'étape de la présélection $\mu+\text{jets}+\cancel{E}_T$ sont disponibles dans le tableau ci-après (TAB. 4.11) :

Processus	Results
W + jets	30239.3 ± 172.4
$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	3344.4 ± 56.8
$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$	308.0 ± 17.5
$t\bar{t}$	1146.2 ± 32.7
Dibosons	908.1 ± 29.9
Single Top	566.5 ± 22.4
QCD	196.4 ± 50.2
Total background	36708.8 ± 195.5
DATA	36548

TABLE 4.11 – *Nombres d'évènements attendus pour chacun des processus Monte Carlo, affectés de leur incertitude statistique, et nombre d'évènements observés pour le lot de données, à l'étape de la présélection $\mu+\text{jets}+\cancel{E}_T$.*

L'accord numérique obtenu est bon, les nombres d'évènements de données (36548) et de Monte Carlo (36708.8 ± 195.5) sont compatibles. L'accord au niveau des distributions est quant à lui globalement satisfaisant, sauf pour les régions suivantes : basses impulsions transverses du muon isolé, des jets, et zone de pseudorapidité du muon comprise entre 1 et 1.5 en valeur absolue ("horns"). Il est probable que le désaccord constaté aux basses impulsions transverses du muon isolé soit dû à des différences d'efficacités d'identification des muons entre les données et la simulation pour cette région.

Une coupure sur l'impulsion transverse du jet de plus haute impulsion transverse au-delà de 40 GeV/c (comme effectuée dans l'analyse lepton+jets [43]) donne un accord assez nettement amélioré au sujet des distributions de la pseudorapidité du muon et de l'impulsion transverse du muon isolé.

On observe également un désaccord entre données et Monte Carlo dans la région inter-cryostat (ICD), c'est-à-dire pour : $1 < |\eta| < 1.5$. Ce désaccord a été également observé dans le canal lepton+jets ainsi que dans l'analyse $WW/WZ \rightarrow \ell\nu jj$ [44]. L'ajout d'évènements de biais minimum à la simulation crée une dépendance en terme d'énergie plus grande dans la simulation que dans les données, en particulier dans la région ICD. Ceci a pour conséquence de compromettre la mesure de la variable "etHalo", une des deux variables utilisées dans les critères d'isolation des muons (cf. section 3.3.2). De plus, l'ajout des évènements de biais minimum crée davantage de jets dans le Monte Carlo que dans les données, particulièrement dans cette région ICD. Avec plus de jets dans la simulation, la coupure en ΔR entre les muons et les jets a pour conséquence que moins de muons sont sélectionnés dans la simulation (et donc les évènements correspondants). Enfin, les facteurs correctifs d'identification entre données et Monte Carlo étant établis en fonction de l'impulsion transverse des muons et du $\Delta R(\text{muon}, \text{jets})$, leur validité est également remise en question [45].

La zone comprise entre les valeurs 4 et 5.5 pour la variable ϕ du muon isolé correspond à une région faiblement instrumentalisée du spectromètre à muons, due au positionnement des pieds du détecteur.

La distribution de la variable ϕ du jet de plus haute impulsion transverse n'est pas plate, alors que la physique est uniforme selon cette variable. Ceci s'explique par l'existence de la zone faiblement instrumentalisée du spectromètre à muons. On effectue la distribution du phi du

jet de plus haut p_T vis-à-vis du phi du muon isolé pour l'ensemble des processus $W+\text{Jets}$, à l'étape de la présélection $\mu+\text{jets}+\cancel{E}_T$ (figure 4.15). La zone où le muon isolé et le jet le plus énergétique sont proches en terme de $\Delta\phi$ est très faiblement peuplée, à cause de la coupure donnée par : $\Delta R > 0.5$, effectuée entre les jets et le muon isolé. La zone peu instrumentalisée du spectromètre à muons entraîne ainsi un déficit d'évènements pour des valeurs de phi du jet de plus haut p_T comprises entre 0.5 et 3.

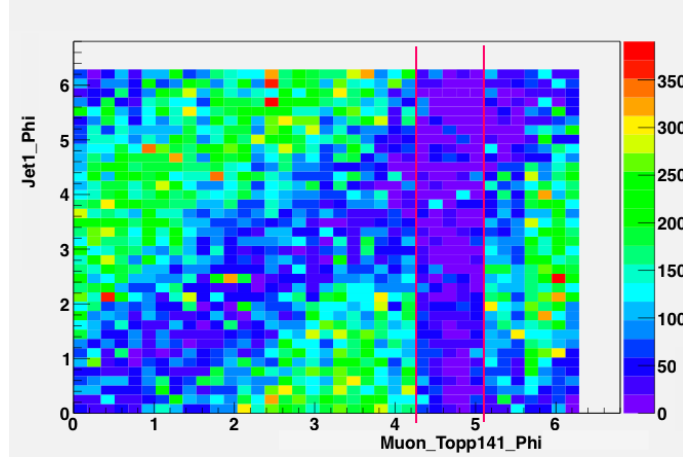


FIGURE 4.15 – ϕ du “leading jet” en fonction du ϕ du muon isolé, pour l'échantillon $W+\text{Jets}$, à l'étape de la présélection $\mu+\text{jets}+\cancel{E}_T$. La zone située entre les deux droites en rouge correspond à la zone faiblement instrumentalisée du spectromètre à muons. Les couleurs indiquées sur l'axe de droite correspondent à des densités d'évènements $W+\text{Jets}$ (nombre d'évènements correspondant reporté sur l'axe).

4.6 Etude de la sélection $\mu+\text{jets}+\tau+\cancel{E}_T$

La sélection appliquée est la présélection $\mu+\text{jets}$ à laquelle on ajoute les coupures de sélection suivantes :

- On demande la présence d'exactly un lepton τ de caractéristiques précédemment exposées (cf. section 3.2.4).
- On applique une coupure en ΔR entre le muon isolé et le lepton τ : $\Delta R(\mu(\text{TopP14}), \tau) > 0.5$.
- Au moins deux jets “no tau” (c'est-à-dire vérifiant la sélection : $\Delta R(\text{jets}, \tau) > 0.5$) sont demandés. L'impulsion transverse du jet de plus haute impulsion transverse ainsi défini doit excéder 30 GeV/c et l'impulsion transverse du second jet de plus haute impulsion transverse doit dépasser 20 GeV/c.
- L'énergie transverse manquante recalculée pour tenir compte de l'énergie des taus dans le plan transverse doit être supérieure à 15 GeV/c².
- Le muon isolé et le lepton τ définis précédemment sont pris de charges opposées.

4.6.1 Taux de “fake” et correction appliquée au Monte Carlo

La reconstruction des jets et des taus étant toutes deux basées sur des algorithmes de cône, les jets et les taus se caractérisant également par des dépôts d’énergie dans le calorimètre (hadronique et/ou électromagnétique), un jet peut être reconstruit puis identifié comme un tau, même après coupure sur la variable de sortie du réseau de neurones des taus, entraîné pour séparer les jets des taus. Il est donc nécessaire de tenir compte de cette mauvaise identification des taus.

Un facteur correctif Data/MC est alors calculé de la manière suivante. Dans un premier temps, un échantillon noté “DATA” est défini comme le lot de données auquel on soustrait les contributions suivantes, estimées avec des événements simulés :

$Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons (WW, WZ, ZZ) et top célibataire. On calcule le nombre d’événements en utilisant les coupures présentes à la présélection $\mu+\text{jets}+\cancel{E}_T$, mais en relâchant les coupures sur les jets, en effet on demande que les événements possèdent au moins un jet d’impulsion transverse supérieure à 15 GeV/c. On calcule ensuite le nombre d’événements de cet échantillon pour lequel on ajoute la condition suivante : les événements doivent posséder au moins un candidat tau, tel que celui-ci est défini dans la sélection de l’analyse.

L’échantillon multijets ne fait pas partie ici des processus soustraits aux données. En effet, il est difficile de comparer l’estimation du bruit de fond multijets en demandant d’une part au moins un jet d’impulsion transverse supérieure à 15 GeV/c, en présence ou non d’un candidat tau, et d’autre part au moins un jet d’impulsion transverse supérieure à 15 GeV/c, en présence d’au moins un candidat tau. Dans l’analyse qui suit, une méthode d’estimation a été présentée à l’étape de la présélection $\mu+\text{jets}+\cancel{E}_T$, basée sur l’inversion des coupures d’isolation des muons. Deux autres méthodes présentées dans la suite de cette étude se baseront sur la désignation de régions pour la variable de sortie du réseau de neurones des taus. Afin de ne pas fausser l’estimation du facteur correctif, le bruit de fond multijets ne sera pas considéré dans celle-ci. Dans un second temps, on utilise l’échantillon W+Jets, afin de calculer le nombre d’événements attendus dans la simulation pour les deux sélections qui viennent d’être décrites.

Le calcul du facteur correctif s’effectue comme suit [42] :

$$f = \frac{\frac{N_{DATA}(w/\text{taus})}{N_{DATA}}}{\frac{N_{MC}(w/\text{taus})}{N_{MC}}} = \frac{\frac{2516}{458519}}{\frac{2549.5}{425288}} \quad (4.7)$$

avec :

- N_{DATA} le nombre d’événements dans le lot de données de la présélection de l’analyse, après avoir relâché les coupures sur les jets en demandant au moins un jet d’impulsion transverse supérieure à 15 GeV/c,
- $N_{DATA}(w/\text{taus})$ le nombre d’événements dans l’échantillon de la présélection de l’analyse, après avoir relâché les coupures sur les jets en demandant au moins un jet d’impulsion transverse supérieure à 15 GeV/c, et en demandant au moins un candidat tau,
- N_{MC} le nombre d’événements dans l’échantillon simulé W+Jets de la présélection de l’analyse, après avoir relâché les coupures sur les jets en demandant au moins un jet d’impulsion transverse supérieure à 15 GeV/c,
- $N_{MC}(w/\text{taus})$ le nombre d’événements dans l’échantillon Monte Carlo de la présélection de l’analyse, après avoir relâché les coupures sur les jets en demandant au moins un jet d’impulsion transverse supérieure à 15 GeV/c, et en demandant au moins un candidat tau.

Le facteur correctif obtenu est de 0.92 ± 0.06 . Il sera appliqué aux évènements ne possédant pas de “vrais” taus dans leur état final, c’est-à-dire les évènements correspondant aux processus $W+\text{Jets}$ et $t\bar{t} \rightarrow \ell+\text{jets}$, évènements où la probabilité d’existence de “fake taus” est la plus élevée. Les processus “top célibataire” ne possède pas non plus un muon et un tau dans leur état final, mais ne représentant qu’une très faible proportion des évènements simulés (moins de 1% du total Monte Carlo+QCD pour tous types de taus confondus, à l’étape de la sélection d’un candidat tau et après la coupure sur le nombre de jets étiquetés b), le facteur correctif précédent ne leur est pas appliqué. Les figures qui suivent représentent les distributions de la masse transverse $\mu/\cancel{E}_T$ avant et après la sélection d’au moins un candidat tau (figure 4.16).

L’évolution du facteur correctif est également représentée en fonction de l’impulsion transverse du jet de plus haut p_T , de la pseudorapidité du muon de plus haut p_T , de la luminosité instantanée, et du nombre de jets. Ces distributions sont présentées pour les données du RunIIb-1 (figure 4.17), du RunIIb-2 (figure 4.18), et de l’ensemble RuIIb-1+RunIIb-2 (figure 4.19). Dans le cas du RunIIb-1, le facteur correctif global obtenu est de 0.95, alors qu’il est de 0.90 pour le RunIIb-2.

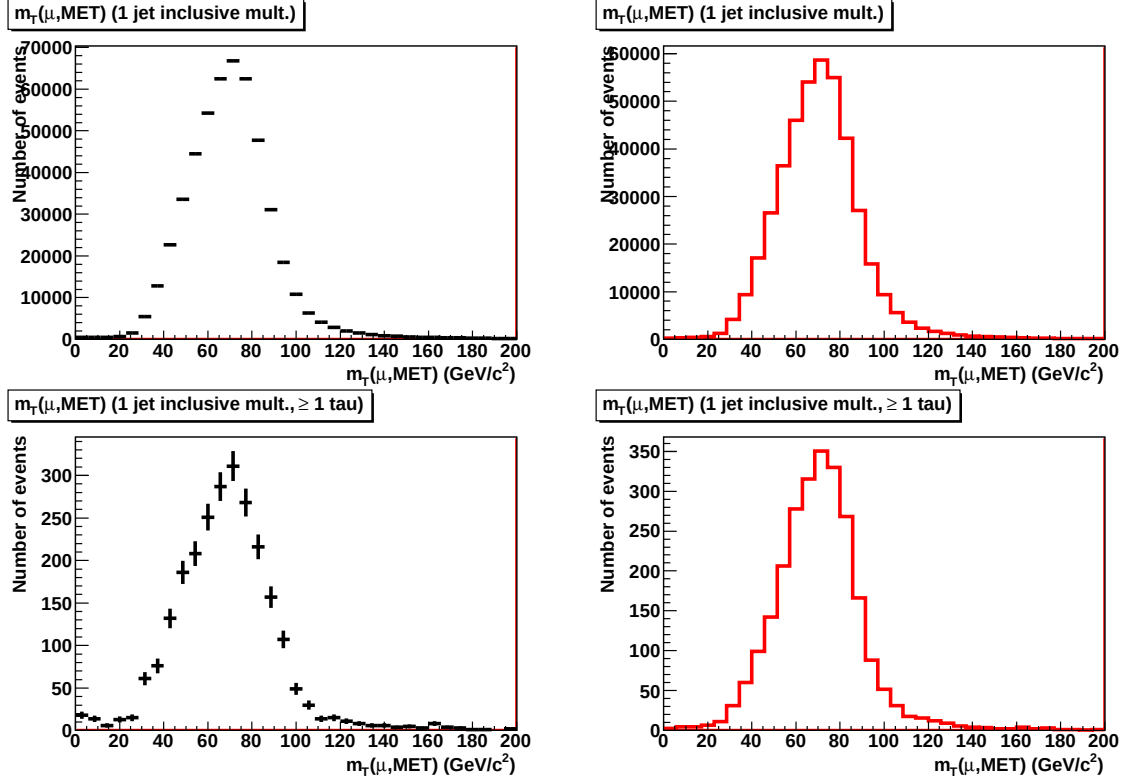


FIGURE 4.16 – La masse transverse $\mu/\cancel{E}_T$ avant la sélection d’au moins un candidat tau pour les histogrammes de la partie supérieure et après la sélection d’au moins un candidat tau dans la partie inférieure. Les données auxquelles on a soustrait les échantillons $Z/\gamma^*+\text{Jets}$, $t\bar{t}$, dibosons et top célibataire, sont représentées dans la partie gauche, tandis que le processus $W+\text{Jets}$ est représenté en rouge dans la partie droite.

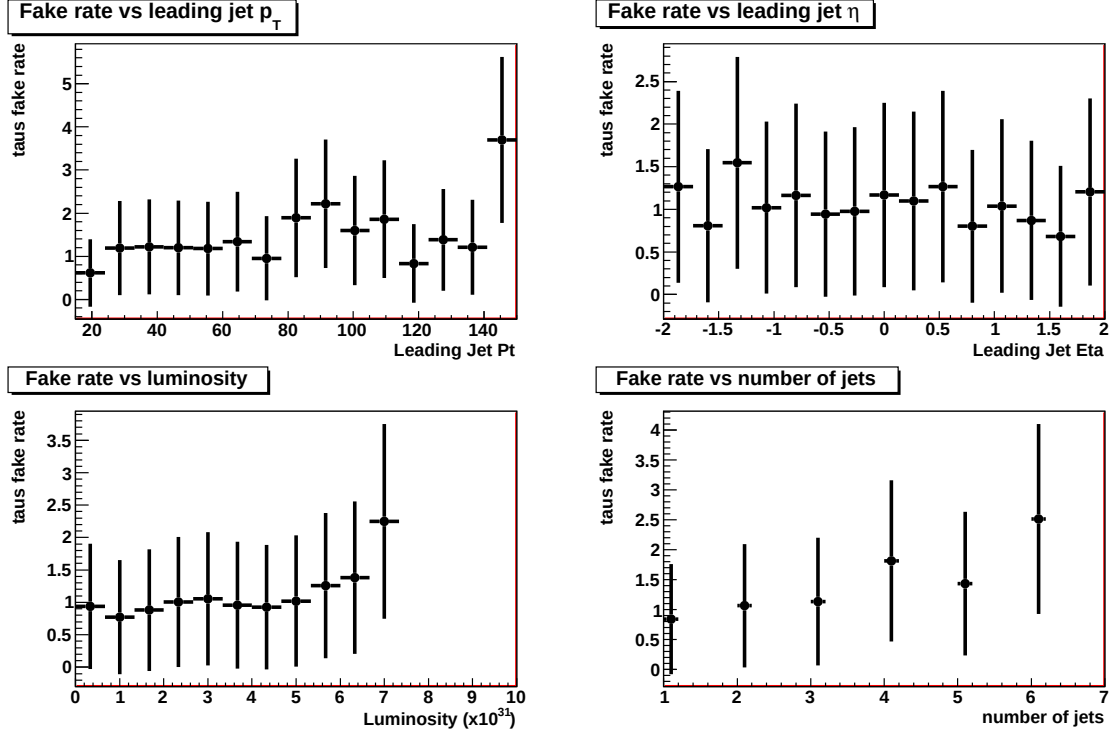


FIGURE 4.17 – Le facteur correctif pour les jets mimant des taus en fonction de l’impulsion transverse du “leading jet”, de la pseudorapidité du “leading jet”, de la luminosité instantanée, et du nombre de jets, pour le lot de données correspondant à la période RunIIb-1.

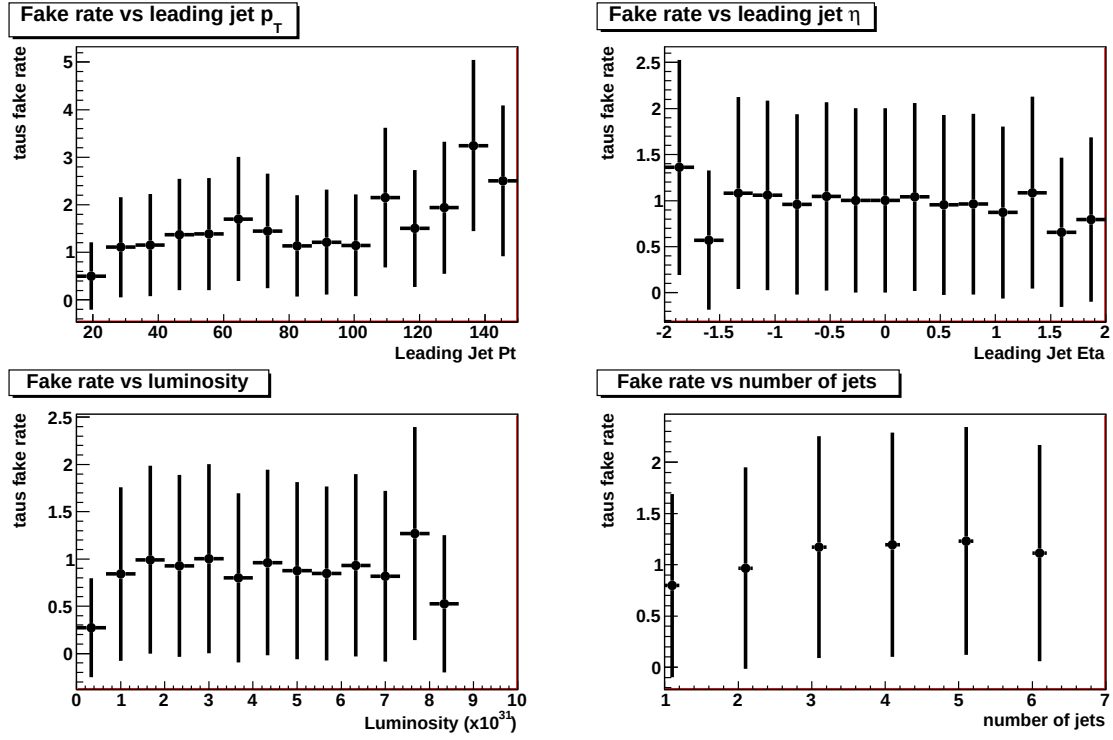


FIGURE 4.18 – Le facteur correctif pour les jets mimant des taus en fonction de l’impulsion transverse du “leading jet”, de la pseudorapidité du “leading jet”, de la luminosité instantanée, et du nombre de jets, pour le lot de données correspondant à la période RunIIb-2.

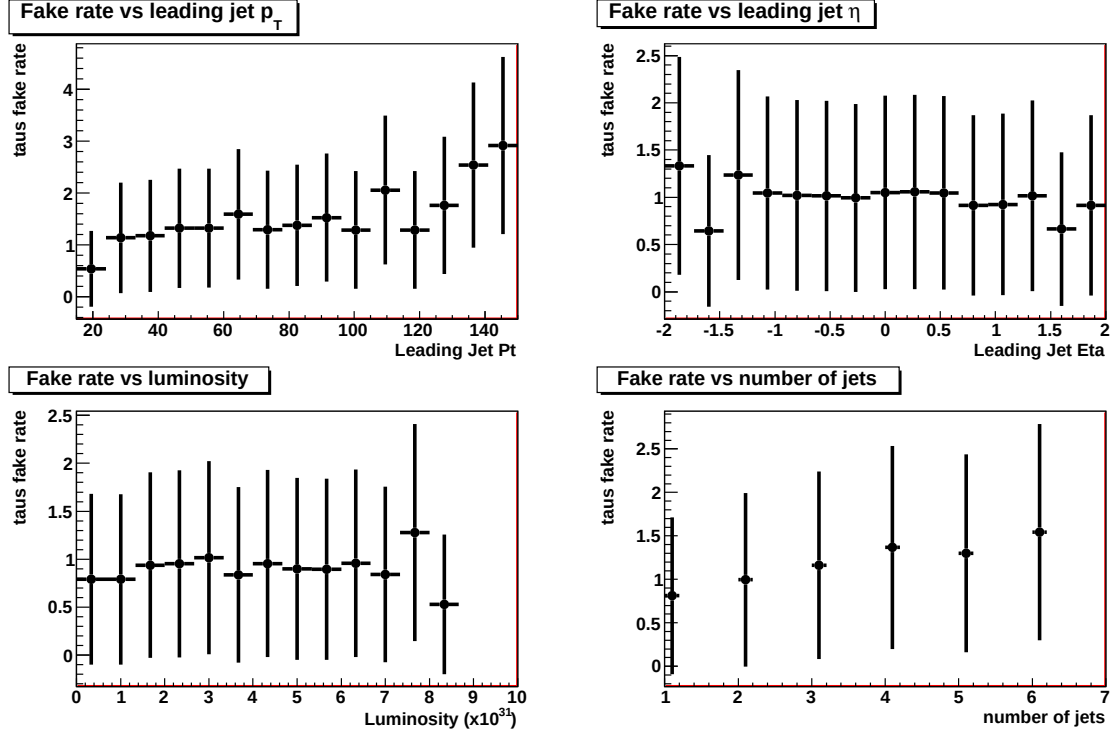


FIGURE 4.19 – Le facteur correctif pour les jets mimant des taus en fonction de l’impulsion transverse du “leading jet”, de la pseudorapidité du “leading jet”, de la luminosité instantanée, et du nombre de jets, pour le lot de données correspondant aux périodes RunIIb-1 et RunIIb-2.

4.6.2 Estimation du bruit de fond multijets à l'étape de sélection $\mu+\text{jets}+\tau+\cancel{E}_T$

Présentation de la méthode “mNN”

La méthode appelée “mNN” est une évaluation du bruit de fond multijets basée sur la désignation d’une zone de modélisation du bruit de fond multijets et sur le calcul de facteurs de normalisation par type de taus, appliqués dans le but d’adapter les distributions obtenues dans cette région aux caractéristiques de la région du signal (région choisie pour la sélection du candidat tau dans l’analyse).

Nous nous placerons dans deux régions distinctes de la variable de sortie du réseau de neurones pour les taus, noté NN_τ , comme représenté figure 4.20. La première région est comprise entre les valeurs 0.3 et 0.8 du NN_τ . Il s’agit d’une gamme de valeurs intermédiaire en NN_τ , sur laquelle nous nous baserons pour déterminer l’allure des distributions du bruit de fond multijets. Cette région est désignée par le terme “mNN” (“medium NN region”). La seconde gamme de valeurs considérée est la gamme variant de 0.8 à 1. Cette dernière région correspond à la région du signal, riche en “vrais” taus. Elle est désignée par le terme “hNN” (“high NN region”).

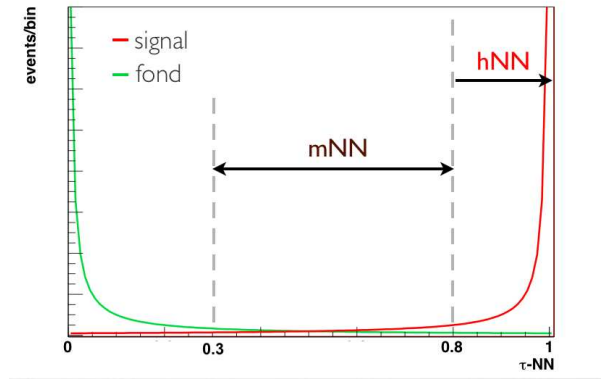


FIGURE 4.20 – La distribution de la variable de sortie du réseau de neurones des taus. La courbe en vert indique une réponse typique des jets mimant des taus, alors que la courbe en rouge représente la réponse des “vrais” taus. La région de modélisation du bruit de fond multijets (“mNN”) est comprise entre 0.3 et 0.8, et la région du signal (“hNN”) entre 0.8 et 1.

Nous utiliserons deux lots disjoints d’évènements dans cette évaluation du bruit de fond multijets. Le premier rassemble les évènements possédant exactement un muon isolé et exactement un candidat tau de même signe. Ce lot est désigné par le terme “SS” (“Same Sign”). Le second échantillon regroupe les évènements possédant exactement un muon isolé et exactement un candidat tau de signes opposés. Cet échantillon est appelé “OS” (“Opposite Sign”).

Dans un premier temps, nous allons définir et calculer les valeurs des trois facteurs de normalisation (un par type de taus). Ensuite, nous présenterons les résultats obtenus dans la région intermédiaire en sortie de réseau de neurones, pour l’échantillon “Opposite Sign”.

Calcul des facteurs de normalisation QCD par type de taus avec la méthode “mNN”

Le calcul des facteurs de normalisation est effectué pour chacun des trois types de taus. On calcule ces facteurs en utilisant la formule suivante [46] :

$$\rho_i = \frac{N_{hNN}^{SS:DATA} - N_{hNN}^{SS:MC}}{N_{mNN}^{SS:DATA} - N_{mNN}^{SS:MC}} \quad (4.8)$$

avec :

- ρ_i le facteur de normalisation pour les taus de type i (i=1,2,3),
- $N_{hNN}^{SS:DATA}$ le nombre d'évènements de données pour l'échantillon "Same Sign" dans la région "hNN",
- $N_{hNN}^{SS:MC}$ le nombre d'évènements Monte Carlo pour l'échantillon "Same Sign" dans la région "hNN",
- $N_{mNN}^{SS:DATA}$ le nombre d'évènements de données pour l'échantillon "Same Sign" dans la région "mNN",
- $N_{mNN}^{SS:MC}$ le nombre d'évènements Monte Carlo pour l'échantillon "Same Sign" dans la région "mNN".

Ces trois facteurs de normalisation seront ensuite appliqués aux échantillons constitués par la différence entre les données et la simulation dans la région "mNN" et pour le lot "Opposite Sign", et ce pour chaque type de taus.

Les facteurs de normalisation suivants sont obtenus pour les trois types de taus :

- Pour le type 1, on a : $\rho_1 = \frac{0 - 0.372}{4 - 2.298} \simeq -0.22$.
- Pour le type 2, on a : $\rho_2 = \frac{15 - 10.223}{29 - 33.373} \simeq -1.09$.
- Pour le type 3, on a : $\rho_3 = \frac{22 - 21.345}{53 - 70.146} \simeq -0.04$.

Distributions dans la région de NN_τ comprise entre 0.3 et 0.8

Nous présentons ci-après les distributions obtenues dans la région intermédiaire en sortie du réseau de neurones du tau, et pour le lot de signes opposés (figures 4.21, 4.22, 4.23, 4.24, 4.25, 4.26, 4.27, et 4.28). Nous nous plaçons dans une région où les candidats taus sont composés de leptons taus physiques, mais également d'une quantité importante de jets de hadrons qui passent les critères de reconstruction et d'identification des taus. Toutes les distributions qui suivent seront classées dans les quatre catégories suivantes : tau de type 1, tau de type 2, tau de type 3, et tous types de taus confondus. Les résultats obtenus montrent un accord numérique sans distinguer les types de taus, mais obtenu par compensation numérique entre les différents types de taus. Au niveau numérique, on observe un déficit d'évènements simulés pour les types 1 et 2, alors qu'on relève au contraire un excès de Monte Carlo pour le type 3. Cependant, les nombres d'évènements dans le Monte Carlo et dans les données sont compatibles aux incertitudes statistiques près pour les types de taus 1 et 2. (TAB. 4.12).

Processus	type 1	type 2	type 3	tous types
W + jets	2.87 ± 1.70	42.34 ± 6.51	68.35 ± 8.27	113.56 ± 10.65
$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	0.48 ± 0.69	5.05 ± 2.25	7.46 ± 2.73	12.98 ± 3.60
$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.50 ± 0.70	3.94 ± 1.98	1.68 ± 1.30	6.12 ± 2.47
$t\bar{t}$	1.53 ± 1.24	17.46 ± 4.18	23.67 ± 4.86	42.65 ± 6.52
Dibosons	0.23 ± 0.48	2.23 ± 1.49	4.14 ± 2.03	6.59 ± 2.57
Single Top	0.04 ± 0.19	1.18 ± 1.09	1.50 ± 1.23	2.72 ± 1.65
Total MC	5.64 ± 2.37	72.20 ± 8.50	106.79 ± 10.33	184.63 ± 13.58
DATA	8	75	90	173

TABLE 4.12 – *Nombres d'événements attendus pour chacun des processus Monte Carlo, affectés de leur incertitude statistique, et nombre d'événements observés pour le lot de données, dans la région 0.3-0.8 en NN_τ , et pour le lot "Opposite Sign". Les résultats sont détaillés par types de tau.*

On constate que les taus de type 3 sont majoritaires dans cette sélection (90 évènements de données), devant les taus de type 2 (75 évènements) et les taus de type 3 (8 évènements). On peut raisonner qualitativement en relevant que la multiplicité des particules chargées est plus importante pour le bruit de fond multijets que dans les désintégrations hadroniques des leptons taus. Or, la quantité de leptons taus et de jets identifiés comme des taus dans la partie intermédiaire en réseau de neurones étant comparables, de nombreux jets sont identifiés comme des taus de type 3 dans la région intermédiaire.

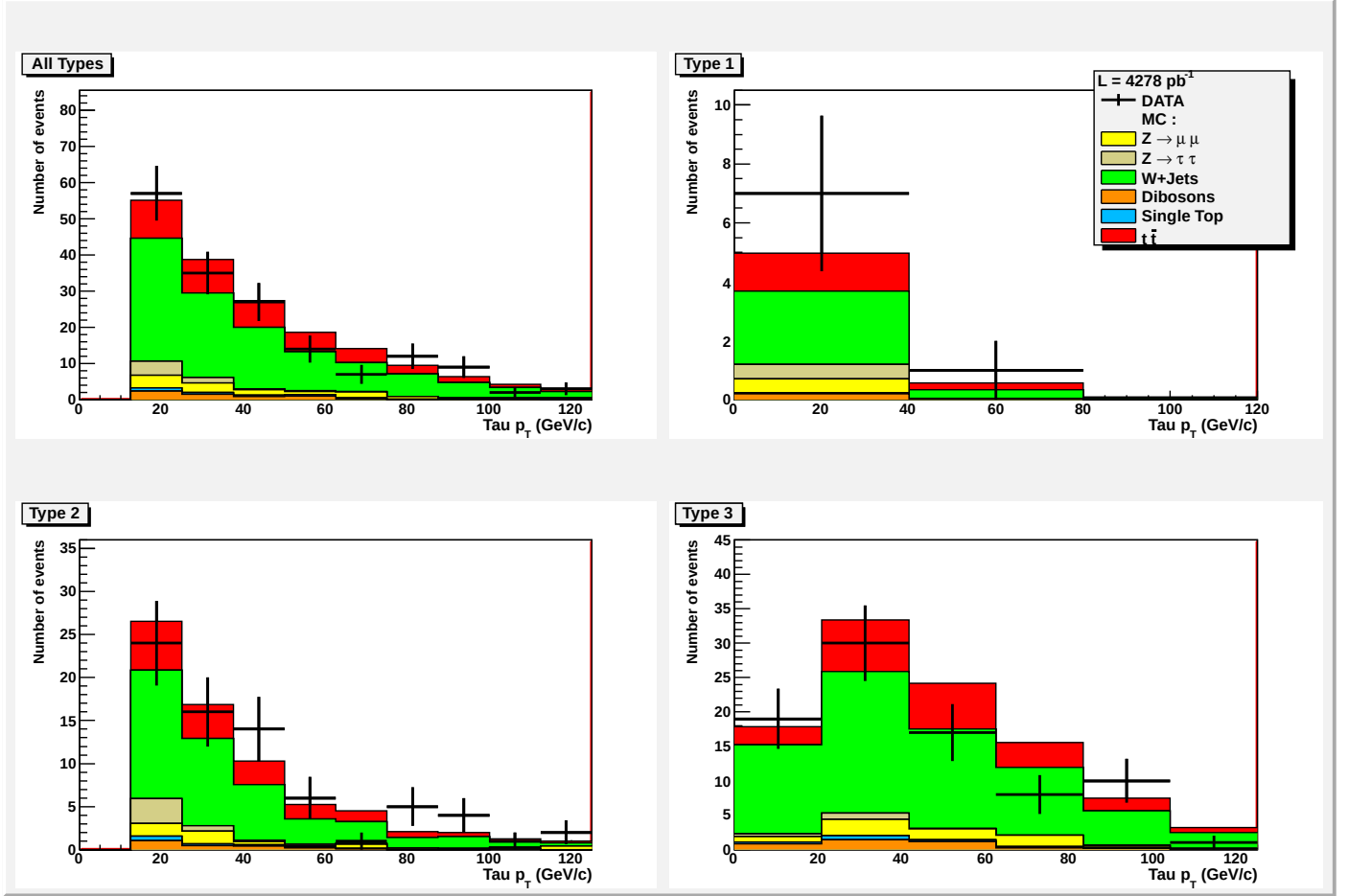


FIGURE 4.21 – Impulsion transverse du candidat tau de NN_τ compris entre 0.3 et 0.8, pour les évènements où le muon et le candidat tau sont de charges opposées. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) sont indiquées dans la légende des figures.

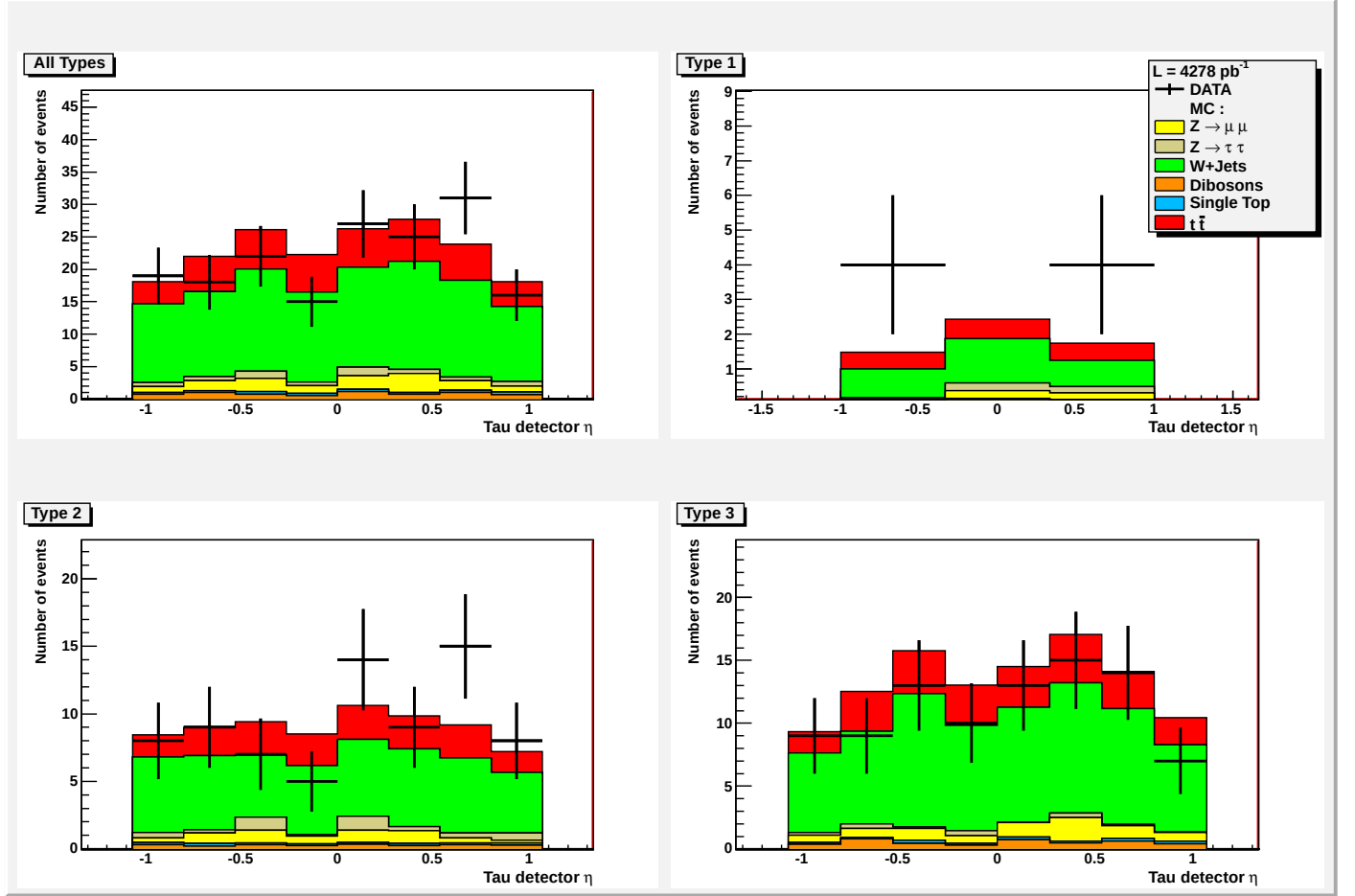


FIGURE 4.22 – Pseudorapidité géométrique du candidat tau de NN_τ compris entre 0.3 et 0.8, pour les événements où le muon et le candidat tau sont de charges opposées. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) sont indiquées dans la légende des figures.

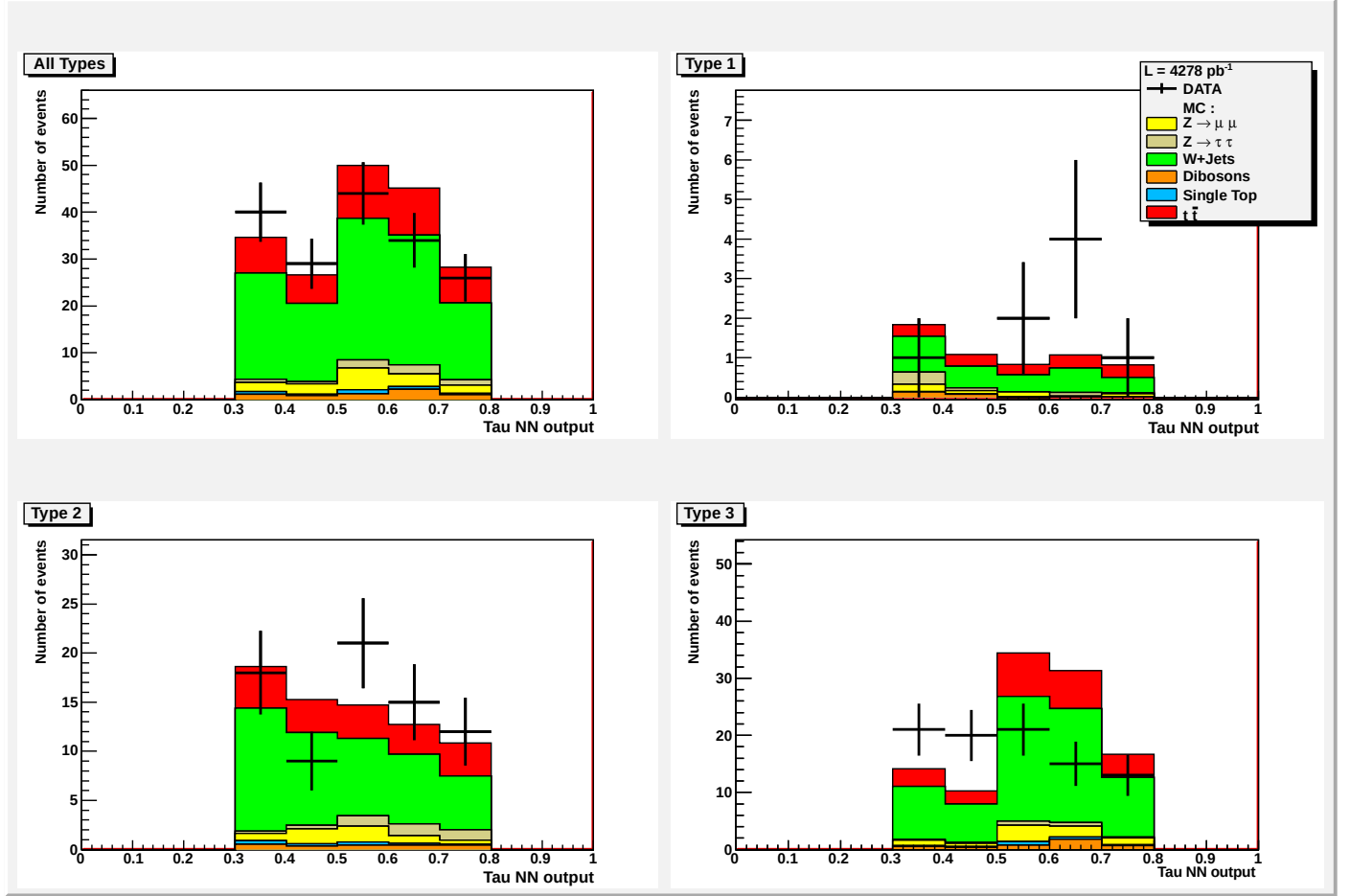


FIGURE 4.23 – sortie du réseau de neurones pour le candidat tau de NN_τ compris entre 0.3 et 0.8, pour les événements où le muon et le candidat tau sont de charges opposées. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) sont indiquées dans la légende des figures.

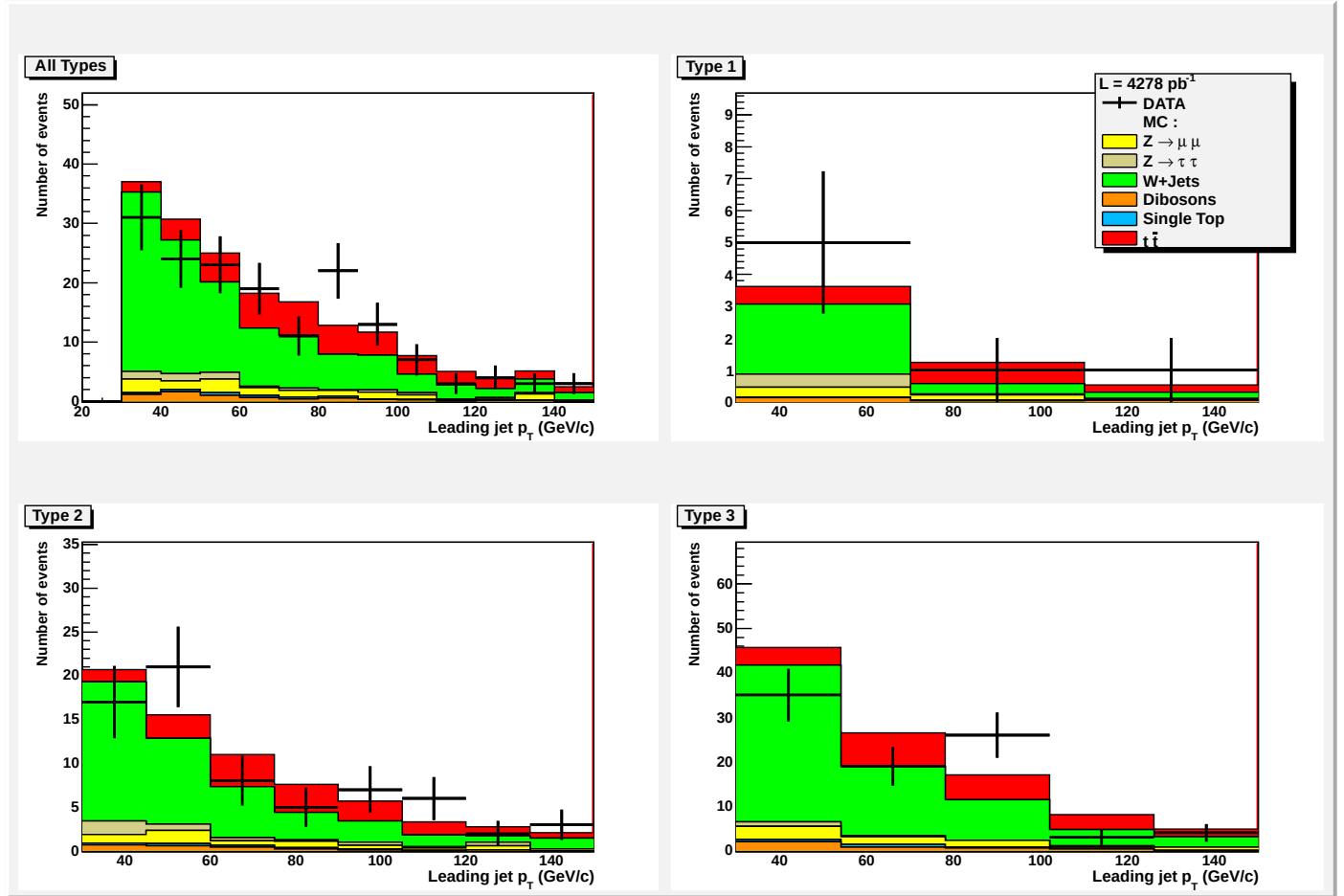


FIGURE 4.24 – Impulsion transverse du “leading jet” dans la région de NN_τ comprise entre 0.3 et 0.8, pour les événements où le muon et le candidat tau sont de charges opposées. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) sont indiquées dans la légende des figures.

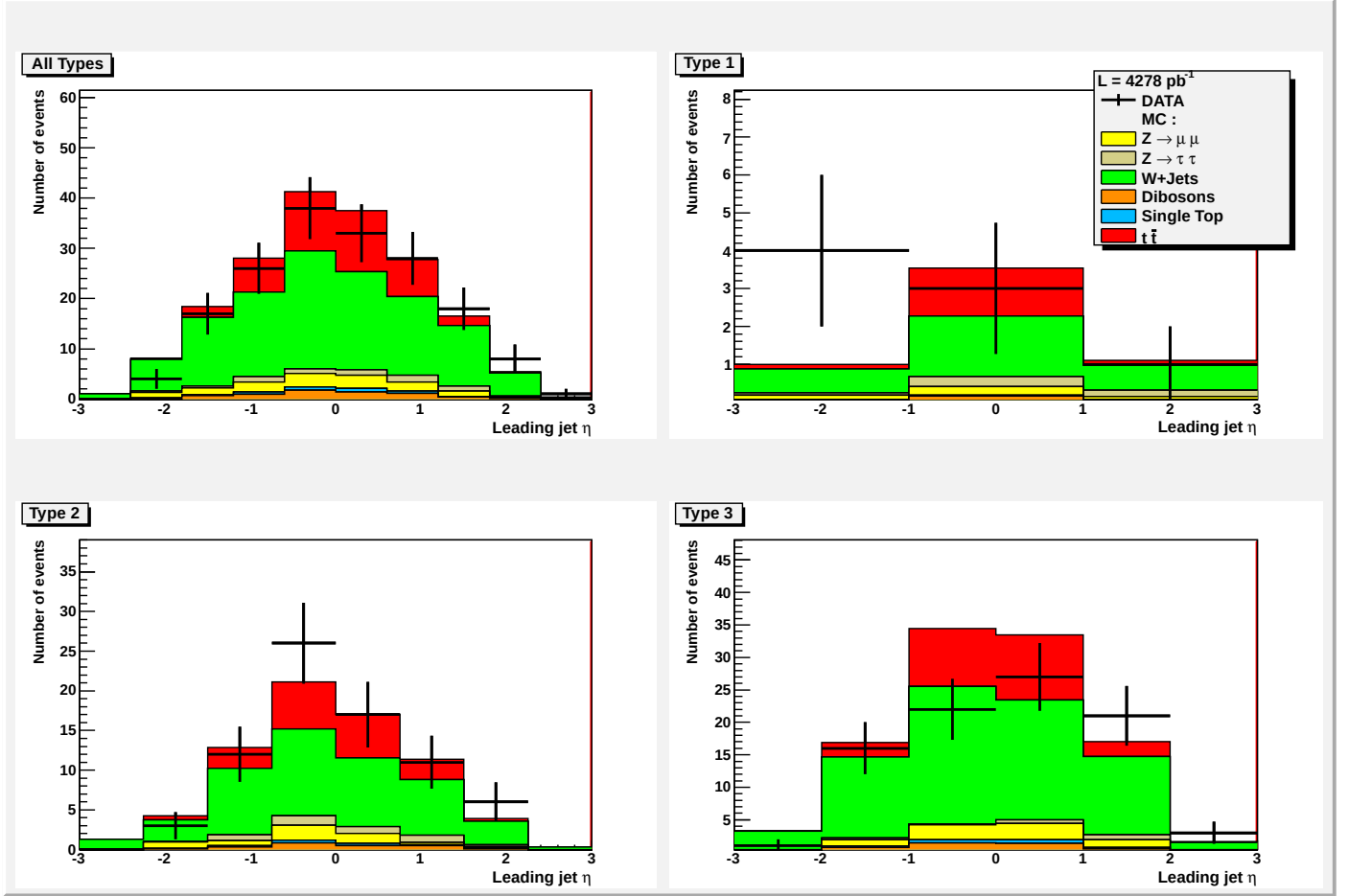


FIGURE 4.25 – Pseudorapidité du “leading jet” dans la région de NN_τ comprise entre 0.3 et 0.8, pour les évènements où le muon et le candidat tau sont de charges opposées. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) sont indiquées dans la légende des figures.

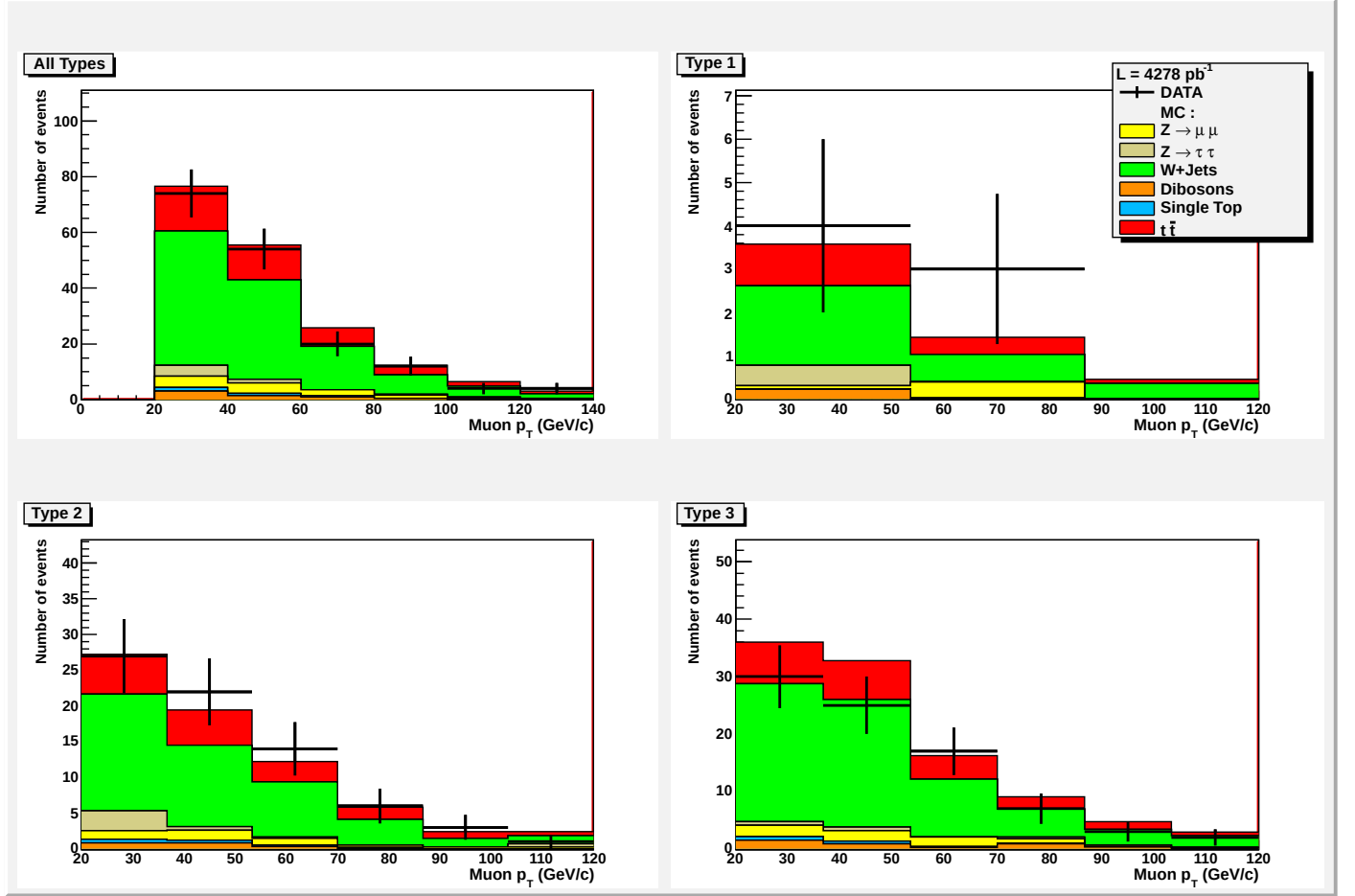


FIGURE 4.26 – Impulsion transverse du muon isolé dans la région de NN_τ comprise entre 0.3 et 0.8, pour les événements où le muon et le candidat tau sont de charges opposées. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W + \text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) sont indiquées dans la légende des figures.

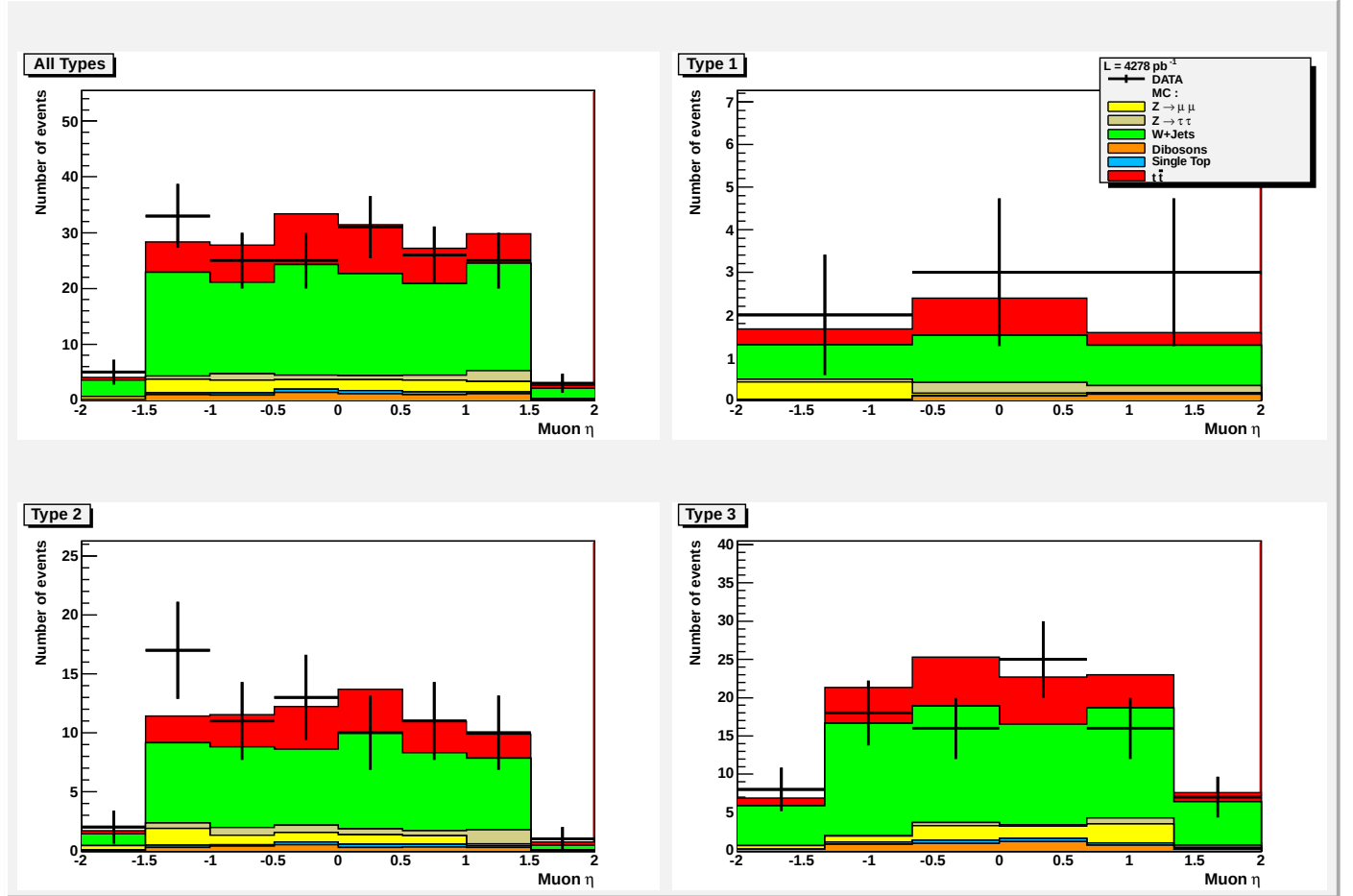


FIGURE 4.27 – Pseudorapidité du muon isolé dans la région de NN_τ comprise entre 0.3 et 0.8, pour les évènements où le muon et le candidat tau sont de charges opposées. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) sont indiquées dans la légende des figures.

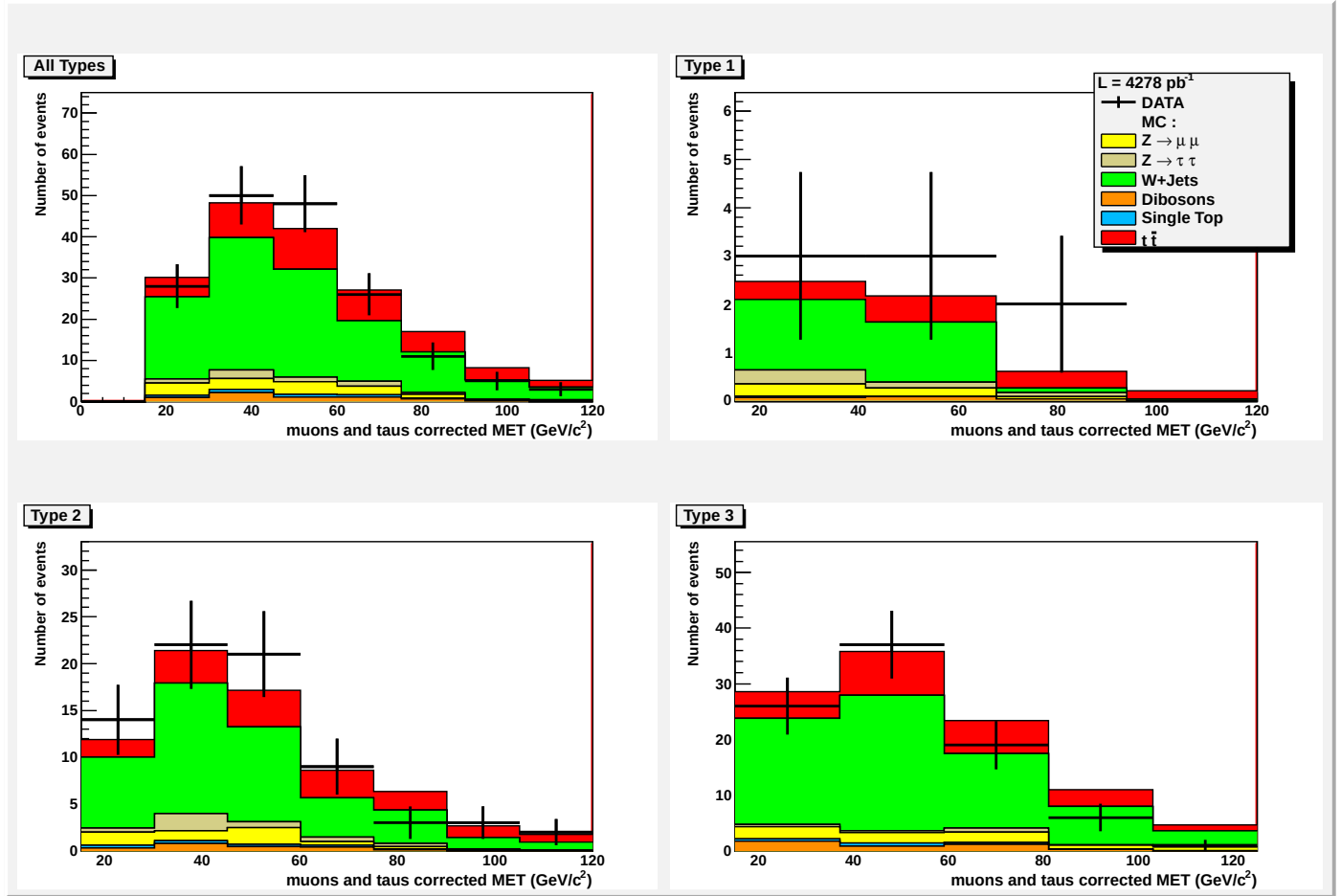


FIGURE 4.28 – *Energie transverse manquante corrigée de l'énergie des jets, des muons et des taus, dans la région de NN_τ comprise entre 0.3 et 0.8, pour les événements où le muon et le candidat tau sont de charges opposées. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés (W+Jets, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) sont indiquées dans la légende des figures.*

Présentation de la méthode “SS/OS”

La méthode d’estimation du bruit de fond multijets présentée dans cette section est basée sur un lot de données comprenant un muon isolé et un candidat tau de même signe, dans la région du signal ($NN_\tau > 0.8$). Les événements “Same Sign” n’ayant pas d’origine électrofaible, ils sont supposés provenir de processus QCD, au contraire des événements du lot “Opposite Sign”. On suppose que le nombre d’événements multijets dans la région “Same Sign” est le même que le nombre d’événements multijets dans la région “Opposite Sign”. La différence entre le lot de données (sélection “Same Sign”) et le lot Monte Carlo (sélection “Same Sign”) est directement considérée comme la contribution multijets. En particulier, aucun facteur de normalisation ne sera appliqué à cette différence.

Distributions obtenues pour les événements contenant un muon et un candidat tau de même charge

Nous présentons ci-après les distributions obtenues dans la région haute en sortie du réseau de neurones du tau, et pour le lot de même signe. Ce lot est choisi afin de modéliser le bruit de fond multijets en évaluant la différence entre les données et la simulation dans cet échantillon. Les résultats obtenus montrent un déficit de Monte Carlo pour le type 2, tandis que pour le type 3, on constate un bon accord numérique entre données et Monte Carlo. Le type 1 n’a pas d’événements de données (TAB. 4.13). On observe également que le type dominant est le type 3 (22 événements de données) suivi du type 2 (15 événements), et enfin du type 1 (0 événement). Les candidats taus de sortie du réseau de neurones supérieure à 0.8 sont en grande majorité des taus physiques, mais dans l’échantillon “Same Sign”, une partie des taus de type 3 est en réalité constitué de jets du bruit de fond QCD. Un jet de saveur lourde se désintégrant en un muon, accompagné par un jet qui est identifié comme un tau de type 3 (et de $NN_\tau > 0.8$) peuvent avoir la même charge électrique dans les processus multijets et donc satisfaire aux critères de sélection demandés.

Processus	type 1	type 2	type 3	tous types
W + jets	0.26 ± 0.51	6.93 ± 2.63	15.08 ± 3.88	22.27 ± 4.72
$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	0.01 ± 0.11	1.14 ± 1.07	2.15 ± 1.47	3.30 ± 1.81
$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.03 ± 0.16	0.065 ± 0.26	0.082 ± 0.29	0.17 ± 0.42
$t\bar{t}$	0.04 ± 0.19	1.55 ± 1.25	3.24 ± 1.80	4.82 ± 2.20
Dibosons	0.04 ± 0.19	0.36 ± 0.60	0.56 ± 0.75	0.96 ± 0.98
Single Top	0.003 ± 0.052	0.18 ± 0.43	0.23 ± 0.48	0.42 ± 0.64
Total MC	0.37 ± 0.61	10.22 ± 3.20	21.35 ± 4.62	31.94 ± 5.65
DATA	0	15	22	37

TABLE 4.13 – Nombres d’événements attendus pour chacun des processus Monte Carlo, affectés de leur incertitude statistique, et nombre d’événements observés pour le lot de données, dans la région 0.8-1.0 en NN_τ , et pour le lot “Same Sign”. Les résultats sont détaillés par types de tau.

Pour les taus de type 1, le nombre d’événements simulés est de 0.37 ± 0.61 , en l’absence d’événements observés dans les données.

Malgré un déficit d’événements simulés pour le type 2, la qualité de la description des distributions des variables de l’analyse est globalement satisfaisante (figures 4.29, 4.30, 4.31, 4.32,

4.33, 4.34, 4.35, 4.36).

Cependant, lorsqu'on considère tous les types de taus confondus, un déficit de Monte Carlo est situé aux basses valeurs d'énergie transverse manquante ($< 30 \text{ GeV}/c^2$), d'impulsion transverse du muon isolé ($< 40 \text{ GeV}/c$), d'impulsion transverse du jet de plus haute impulsion transverse ($< 50 \text{ GeV}/c$), ainsi qu'aux valeurs de sortie du réseau de neurones des taus supérieures à 0.9. Les événements multijets se produisant la plupart du temps avec une faible énergie transverse manquante, ainsi que pour de basses valeurs d'impulsion transverse de jets, on peut en affirmer une certaine cohérence du point de vue de la physique, étant donné que le fond multijets est pris dans l'échantillon "Same Sign" comme la différence entre les événements de données et les événements simulés.

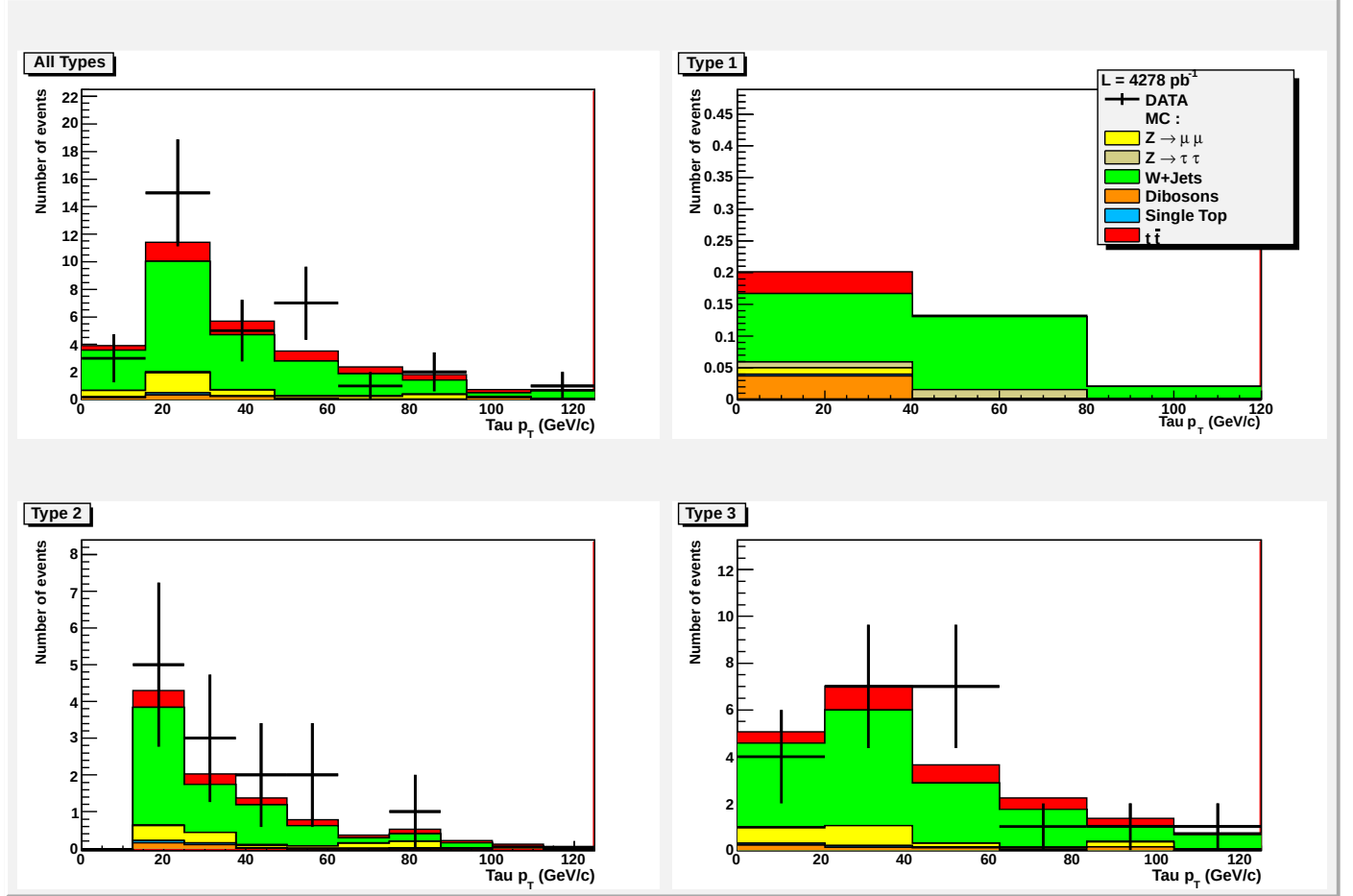


FIGURE 4.29 – Impulsion transverse du candidat tau pour l'échantillon comprenant un muon et un candidat tau de même signe, dans la région du signal. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) sont indiquées dans la légende des figures.

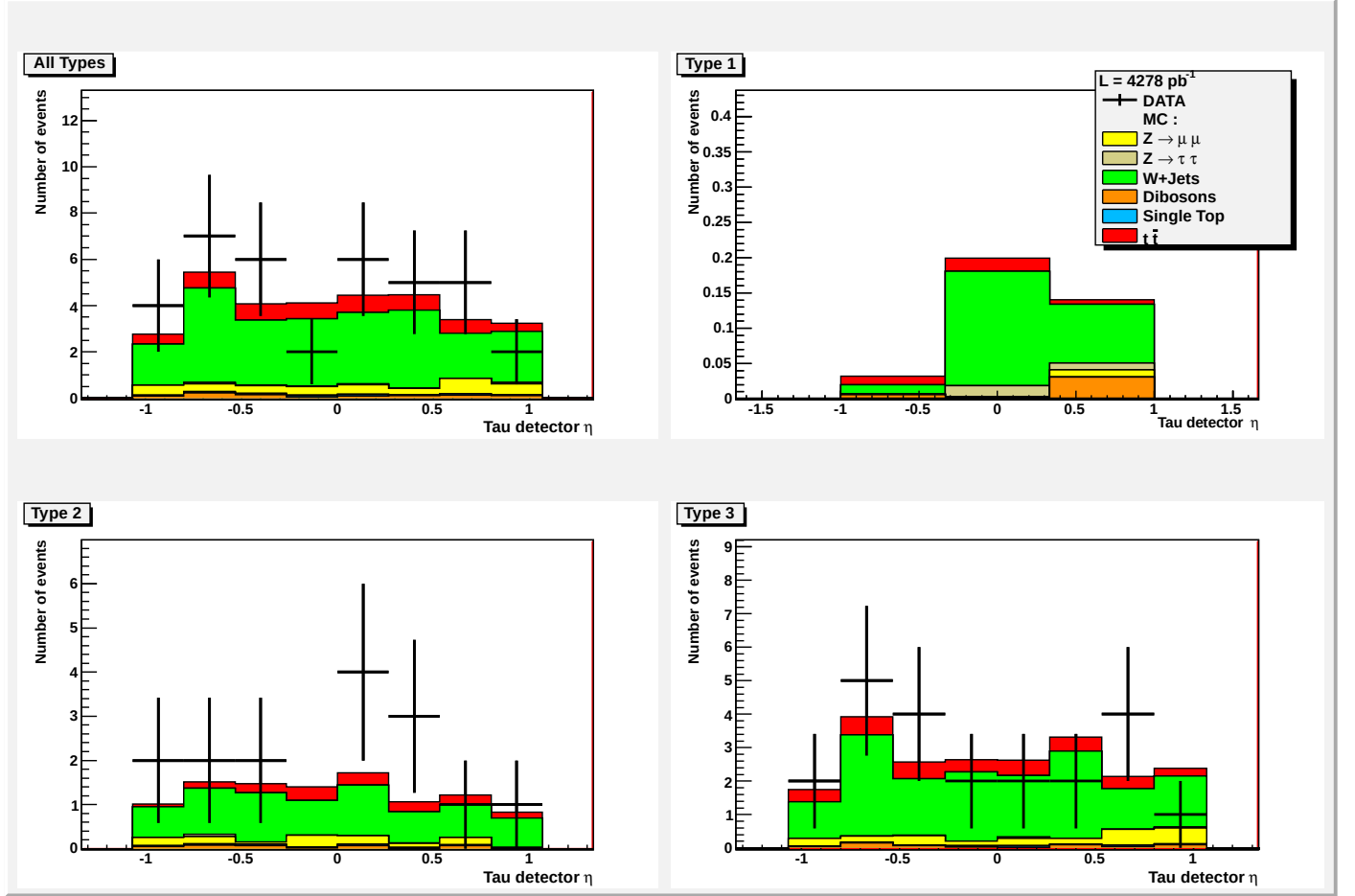


FIGURE 4.30 – Pseudorapidité géométrique du candidat tau pour l'échantillon comprenant un muon et un candidat tau de même signe, dans la région du signal. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) sont indiquées dans la légende des figures.

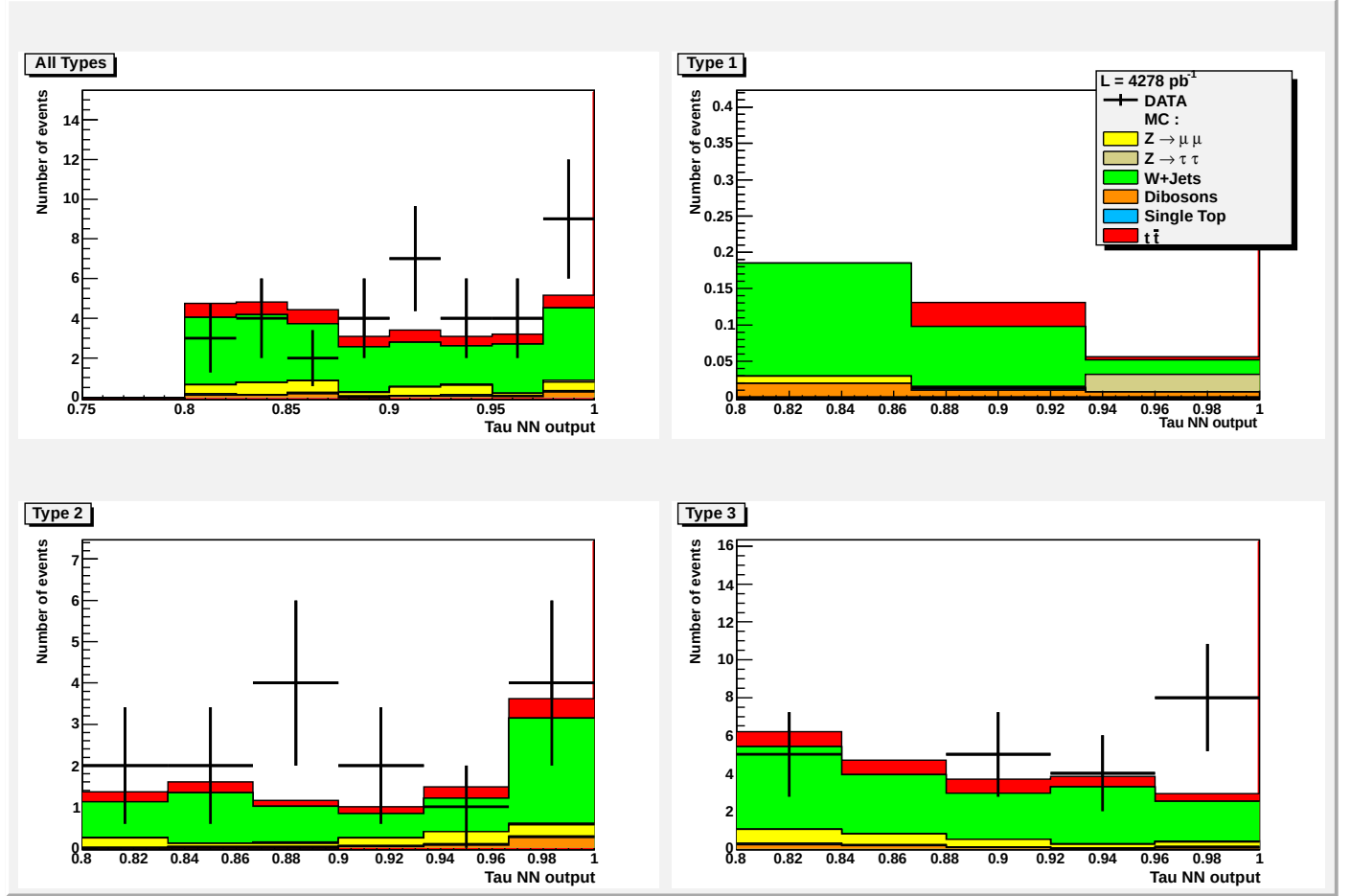


FIGURE 4.31 – Sortie du réseau de neurones du candidat tau pour l'échantillon comprenant un muon et un candidat tau de même signe, dans la région du signal. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) sont indiquées dans la légende des figures.

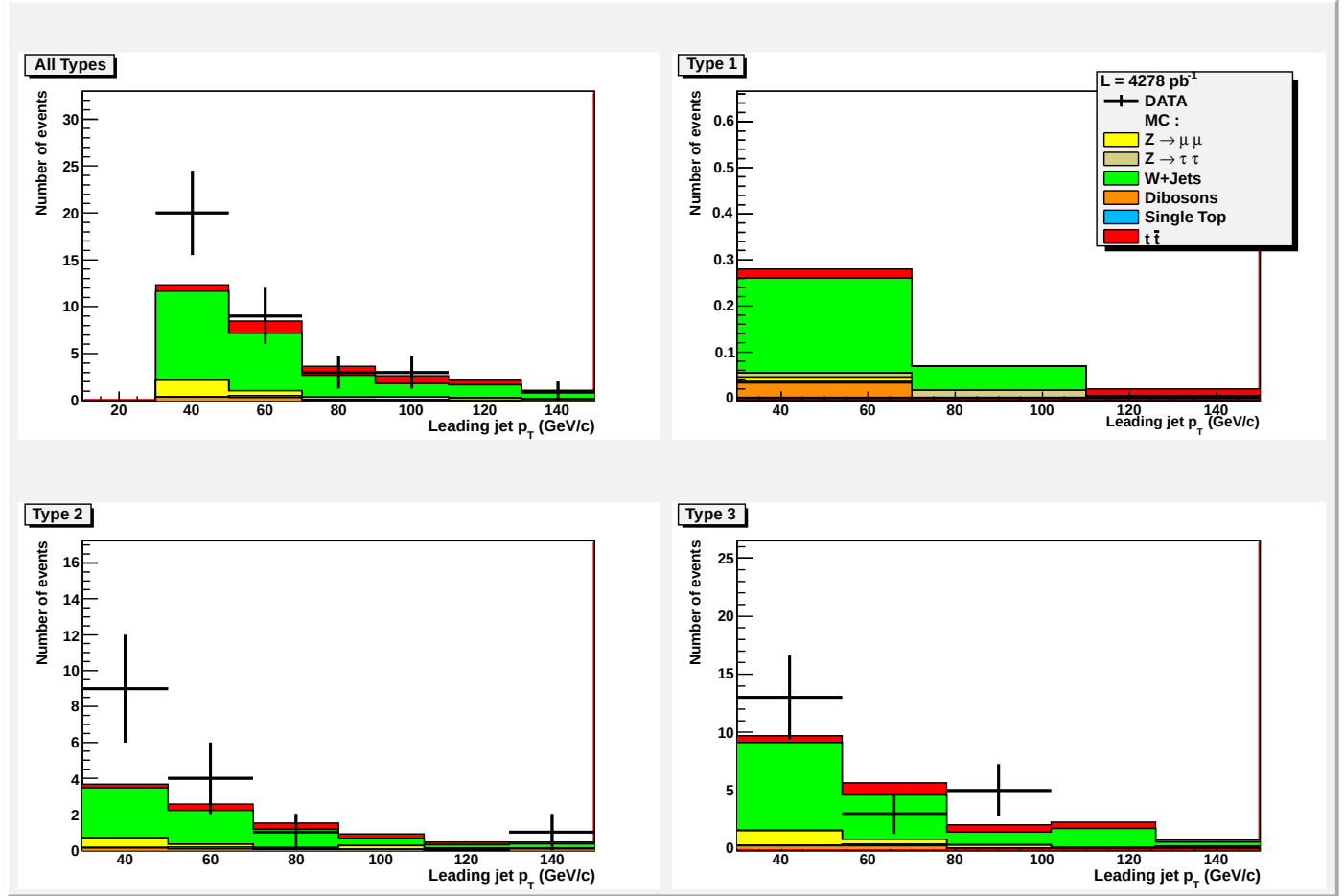


FIGURE 4.32 – Impulsion transverse du leading jet pour l'échantillon comprenant un muon et un candidat tau de même signe, dans la région du signal. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) sont indiquées dans la légende des figures.

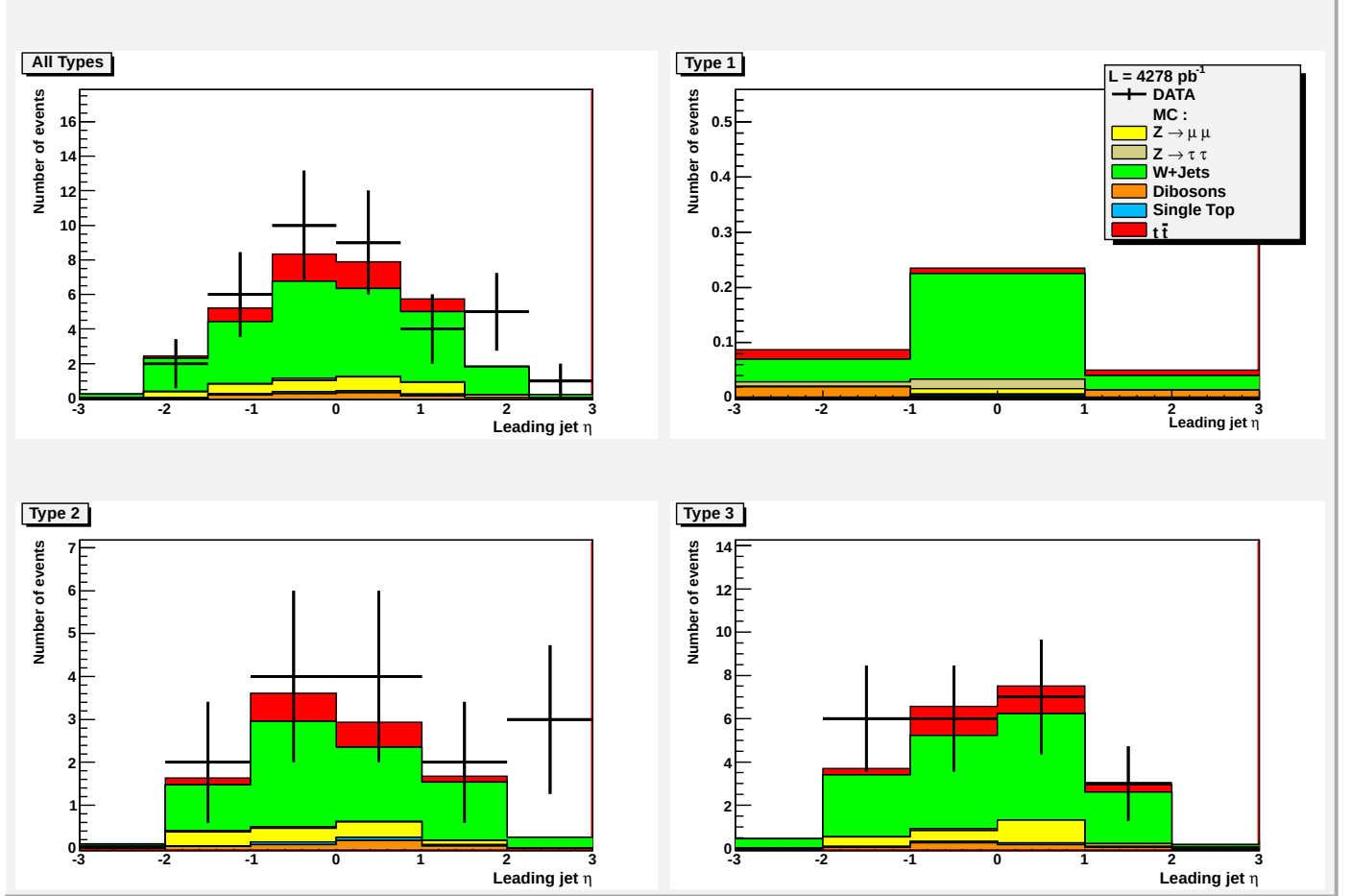


FIGURE 4.33 – Pseudorapidité du leading jet pour l'échantillon comprenant un muon et un candidat tau de même signe, dans la région du signal. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) sont indiquées dans la légende des figures.

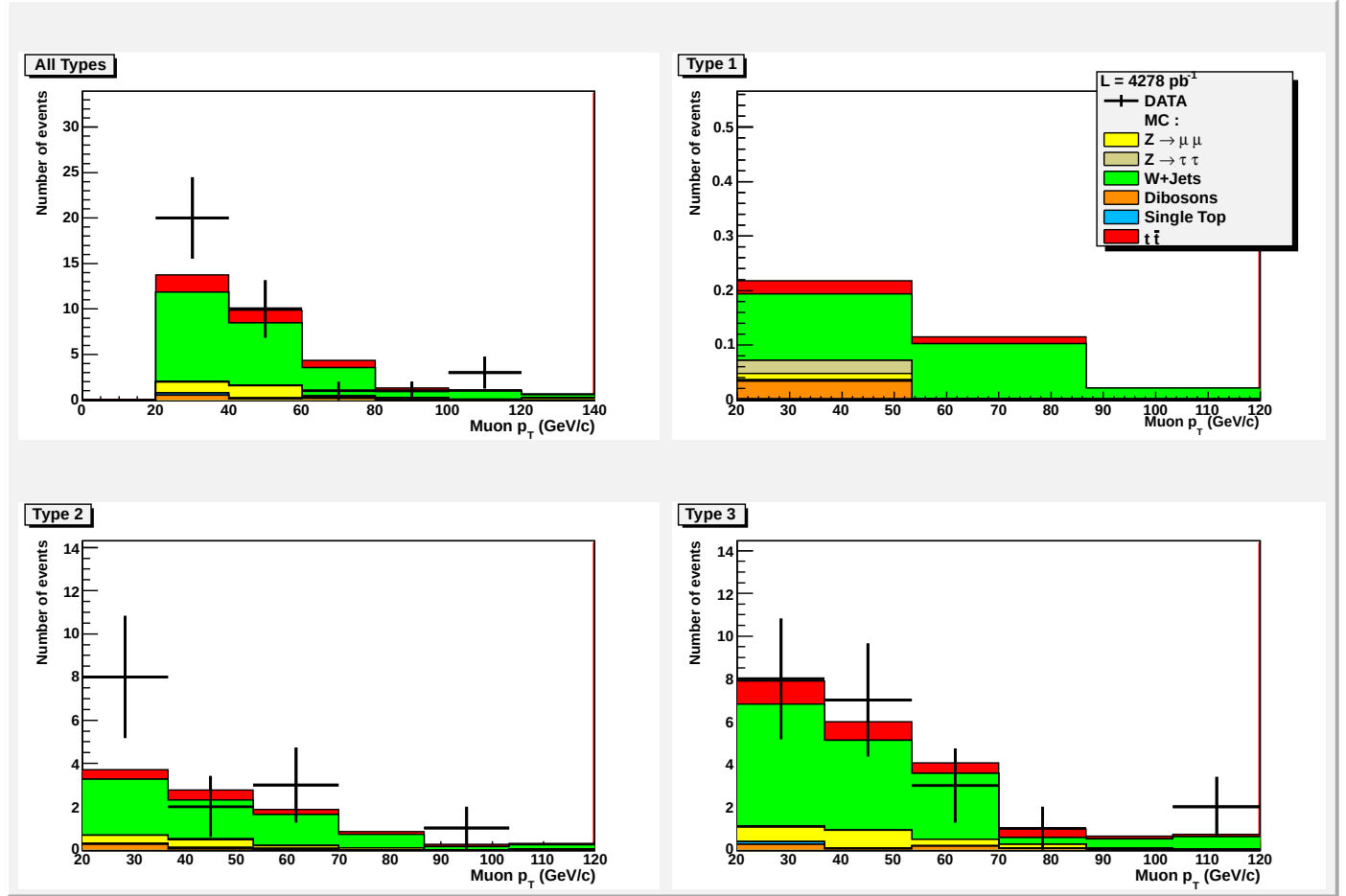


FIGURE 4.34 – Impulsion transverse du muon isolé pour l'échantillon comprenant un muon et un candidat tau de même signe, dans la région du signal. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) sont indiquées dans la légende des figures.

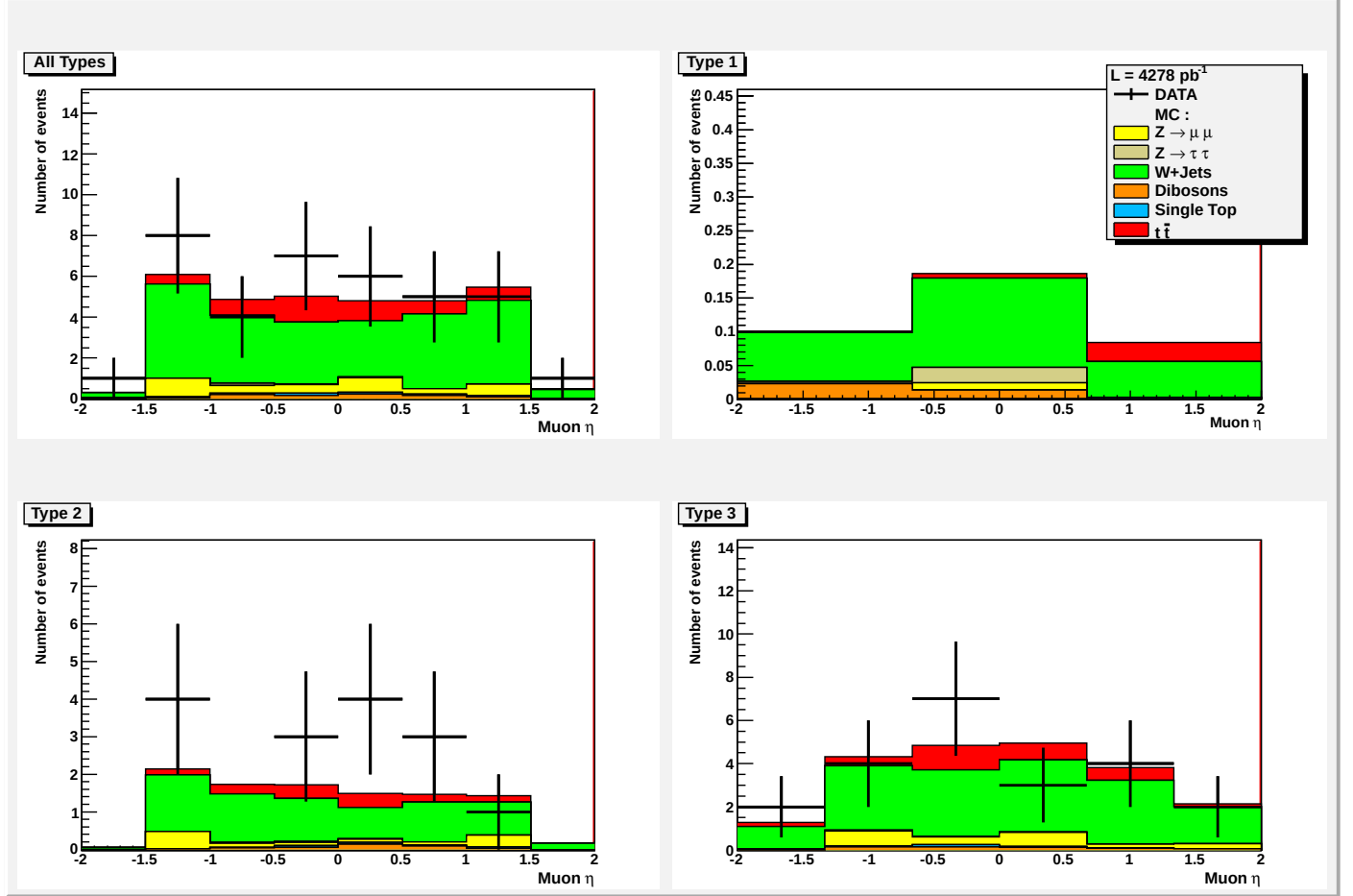


FIGURE 4.35 – Pseudorapidité du muon isolé pour l'échantillon comprenant un muon et un candidat tau de même signe, dans la région du signal. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) sont indiquées dans la légende des figures.

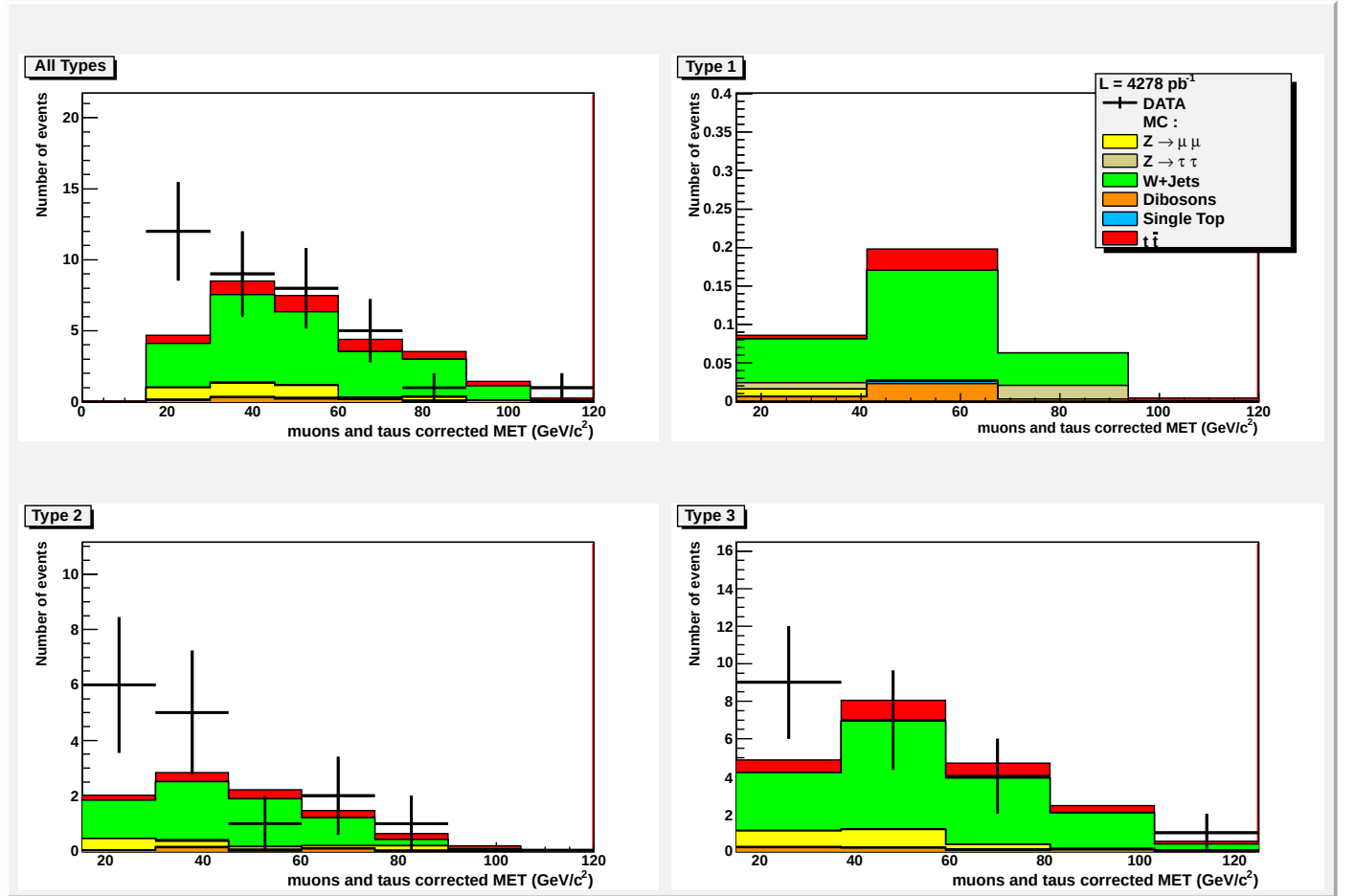


FIGURE 4.36 – *Energie transverse manquante corrigée de l'énergie des jets, des muons et des taus, pour l'échantillon comprenant un muon et un candidat tau de même signe, dans la région du signal. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W + \text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) sont indiquées dans la légende des figures.*

4.6.3 Distributions et résultats avec la méthode “mNN”

A cette étape de la sélection, on requiert l’existence de trois catégories d’objets : exactement un candidat tau tel qu’on l’a défini précédemment, exactement un muon isolé et au moins deux jets distincts spatialement du tau. Nous nous plaçons dans l’échantillon “Opposite Sign”, et la méthode utilisée ici pour modéliser le bruit de fond multijets est la méthode “mNN”. Ce dernier bruit de fond est calculé pour chaque type de taus, en multipliant la différence entre données et simulation dans le lot de la région intermédiaire en sortie du réseau de neurones, obtenue avec la sélection “Opposite Sign”, par le facteur de normalisation pour le type de tau considéré (cf. section 4.6.2 et formule 4.7). Comme pour les autres processus physiques, le bruit de fond multijet pour tous types de taus confondus est pris comme la somme des contributions multijets pour chacun des trois types de taus. Les nombres d’évènements globaux et pour chaque type de taus sont détaillés pour chacun des processus Monte Carlo, pour la QCD, et pour les données dans le tableau suivant (TAB. 4.14).

Processus	type 1	type 2	type 3	tous types
W + jets	1.34 ± 1.16	14.53 ± 3.81	22.61 ± 4.75	38.48 ± 6.20
$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	0.44 ± 0.66	3.03 ± 1.74	2.00 ± 1.41	5.47 ± 2.34
$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$	1.44 ± 1.20	10.46 ± 3.23	2.73 ± 1.65	14.62 ± 3.82
$t\bar{t}$	1.63 ± 1.27	29.68 ± 5.43	10.96 ± 3.31	42.26 ± 6.48
Dibosons	0.15 ± 0.38	2.23 ± 1.49	1.45 ± 1.20	3.82 ± 1.96
Single Top	0.02 ± 0.15	0.29 ± 0.54	0.36 ± 0.60	0.68 ± 0.82
QCD mNN	-0.52 ± 3.69	-3.06 ± 12.13	0.64 ± 14.03	-2.94 ± 18.91
Total MC	4.50 ± 4.32	57.15 ± 14.39	40.74 ± 15.39	102.39 ± 21.51
DATA	6	69	41	116

TABLE 4.14 – Nombres d’évènements attendus pour chacun des processus Monte Carlo, affectés de leur incertitude statistique, et nombre d’évènements observés pour le lot de données, dans la région 0.8-1.0 en NN_τ , et pour le lot “Opposite Sign”. La méthode de QCD utilisée est la méthode “mNN”. Les résultats sont explicités par types de tau.

On obtient un accord numérique convenable entre données et Monte Carlo, pour les type 1 et 3. On relève un déficit de Monte Carlo pour le type 2. Les valeurs négatives obtenues pour les nombres d’évènements multijets pour le type 1 et 2 sont acceptables et compatibles avec zéro, même si non interprétables directement du point de vue de la physique. Des valeurs négatives d’une proportion plus significative vis-à-vis des processus simulés marqueraient une absence de compréhension des données. Les distributions de quelques variables de l’analyse sont présentées figures 4.37, 4.38, 4.39, 4.40, 4.41, 4.42, 4.43, 4.44. Les variables suivantes révèlent un accord entre données et simulation assez insatisfaisant : pseudorapacité géométrique du candidat tau pour le type 2, sortie du réseau de neurones pour le type 3, impulsion transverse du jet de plus haute impulsion transverse pour le type 2, impulsion transverse du muon isolé pour le type 2, pseudorapacité du jet de plus haut p_T pour le type 2, pseudorapacité du muon isolé pour le type 2, énergie transverse manquante pour le type 2. Les taus de type 2 ne sont pas correctement modélisés pour la plupart des variables présentées, et la modélisation du bruit de fond multijets, dans le cas des candidats taus de type 2, a tendance à détériorer l’accord entre données et simulation pour les distributions relatives au tau de type 2.

Ainsi, la modélisation du bruit de fond multijets suivant la méthode “mNN” est satisfaisante

pour les types 1 et 3. Elle est cependant insatisfaisante pour le type 2, majoritaire à cette étape de la sélection, autant du point de vue numérique que du point de vue des distributions, où l'accord est absent pour certaines gammes de valeurs relatives à l'ensemble des variables présentées, sauf à la variable de sortie du réseau de neurones des taus, qui est bien modélisée. Il va s'agir désormais d'étudier les résultats obtenus avec la méthode "SS/OS" et d'établir une comparaison avec la méthode "mNN".

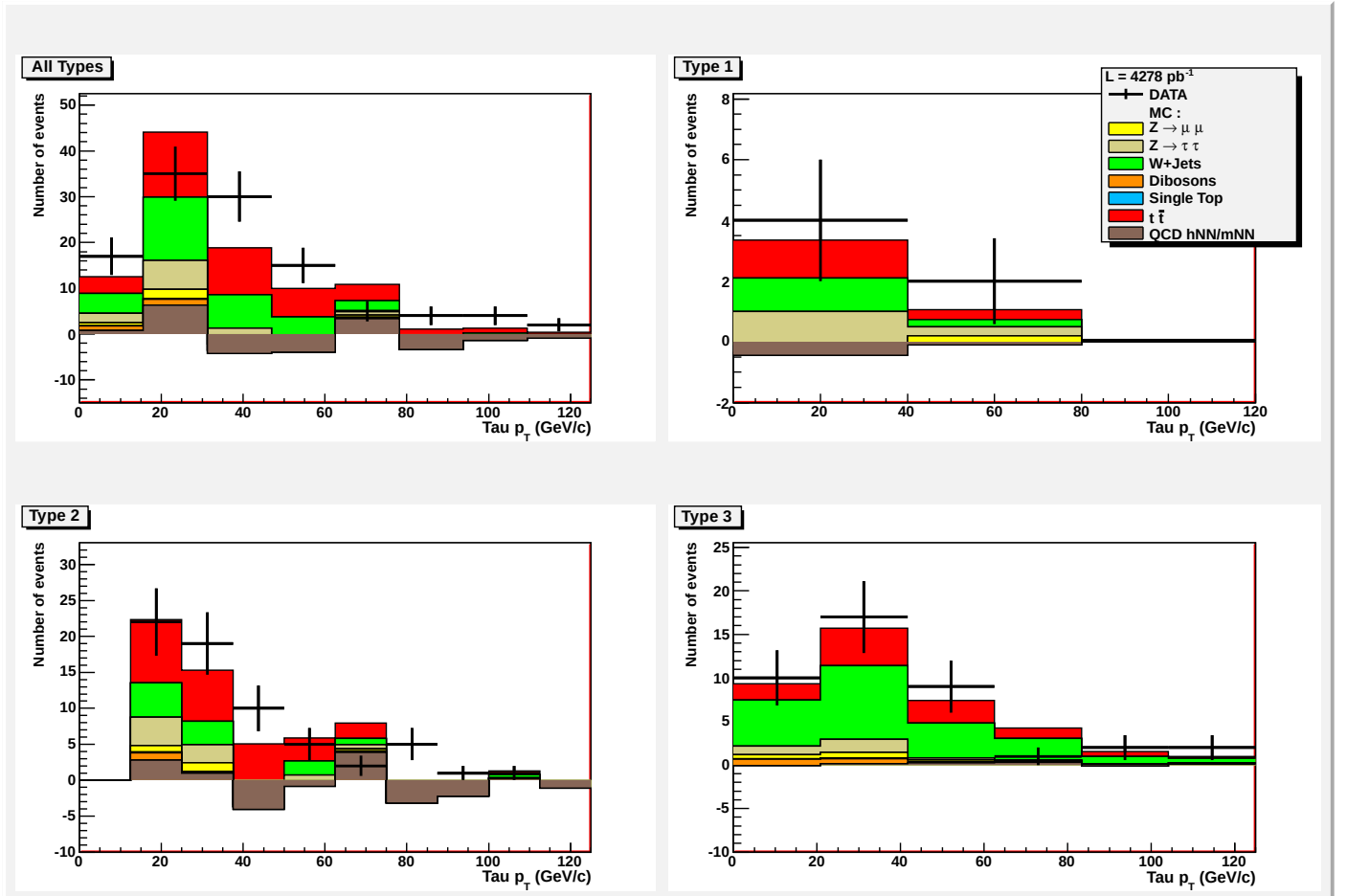


FIGURE 4.37 – Impulsion transverse du candidat tau pour l'échantillon comprenant un muon et un candidat tau de signes opposées, en utilisant la QCD issue de la méthode "mNN". Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) ou calculés à partir de données réelles (QCD) sont indiquées dans la légende des figures.

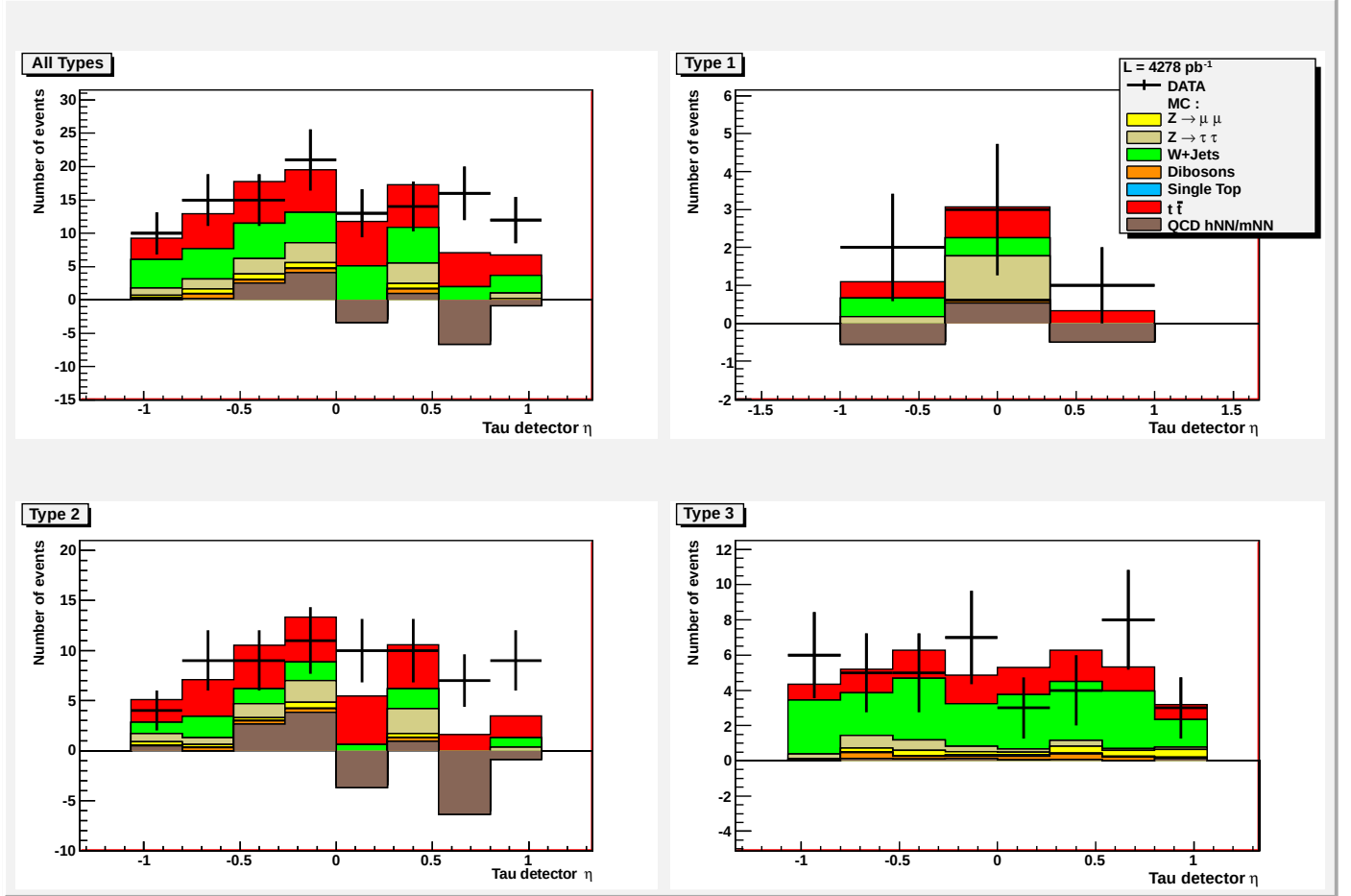


FIGURE 4.38 – Pseudorapidité géométrique du candidat tau pour l'échantillon comprenant un muon et un candidat tau de signes opposées, en utilisant la QCD issue de la méthode "mNN". Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) ou calculés à partir de données réelles (QCD) sont indiquées dans la légende des figures.

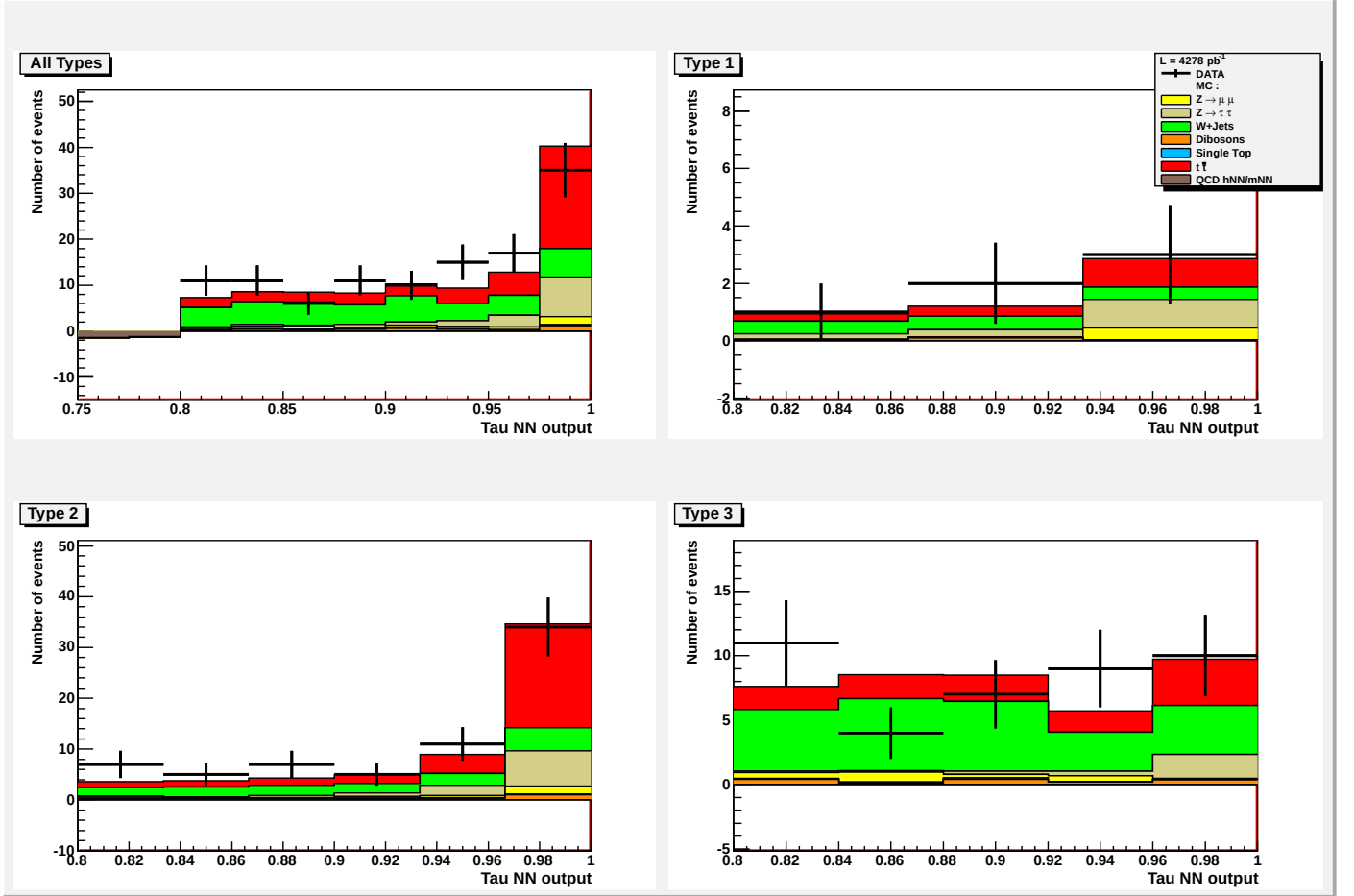


FIGURE 4.39 – Sortie du réseau de neurones du candidat tau pour l'échantillon comprenant un muon et un candidat tau de signes opposées, en utilisant la QCD issue de la méthode "mNN". Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) ou calculés à partir de données réelles (QCD) sont indiquées dans la légende des figures.

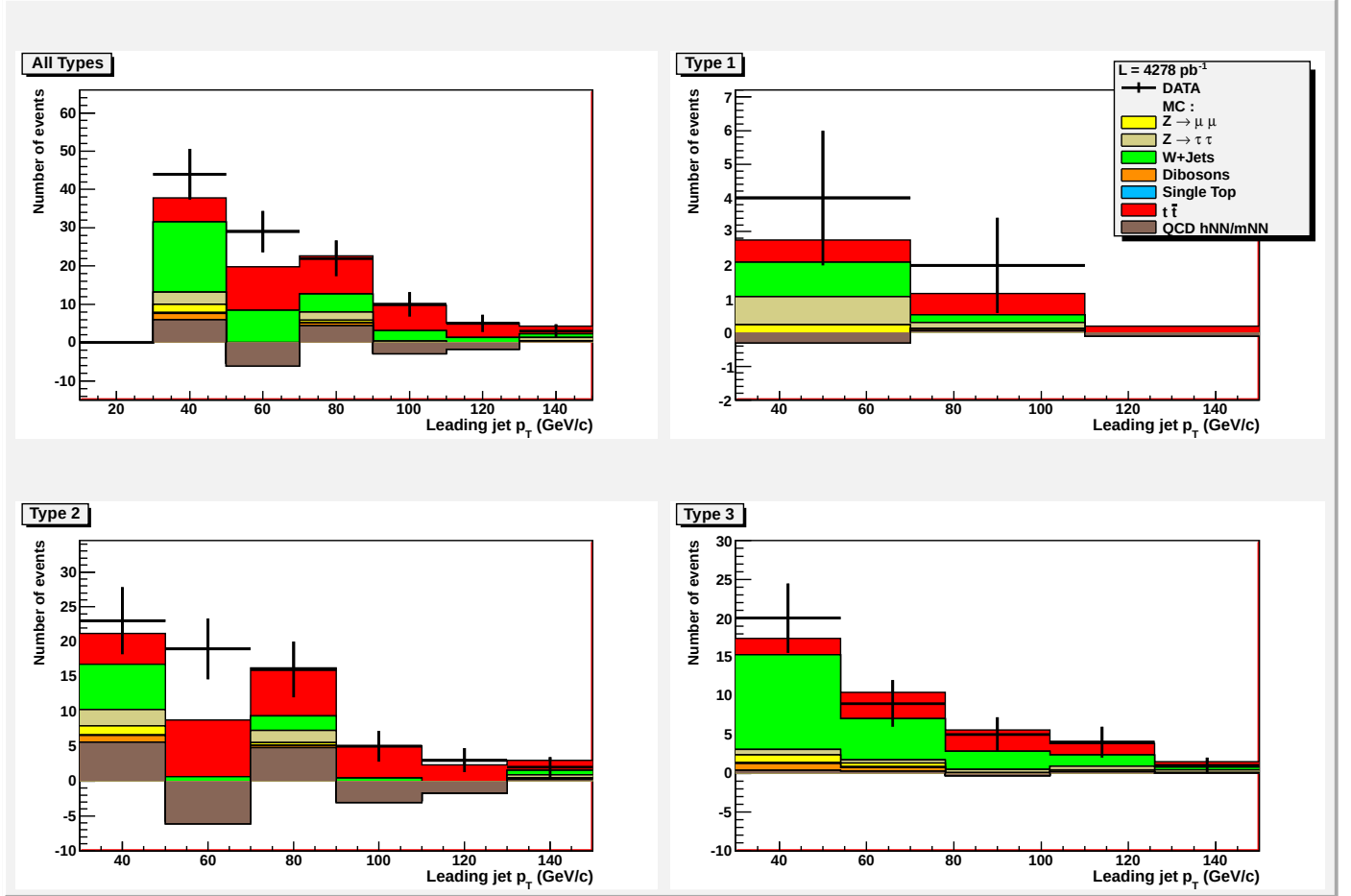


FIGURE 4.40 – Impulsion transverse du “leading jet” pour l’échantillon comprenant un muon et un candidat tau de signes opposées, en utilisant la QCD issue de la méthode “mNN”. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) ou calculés à partir de données réelles (QCD) sont indiquées dans la légende des figures.

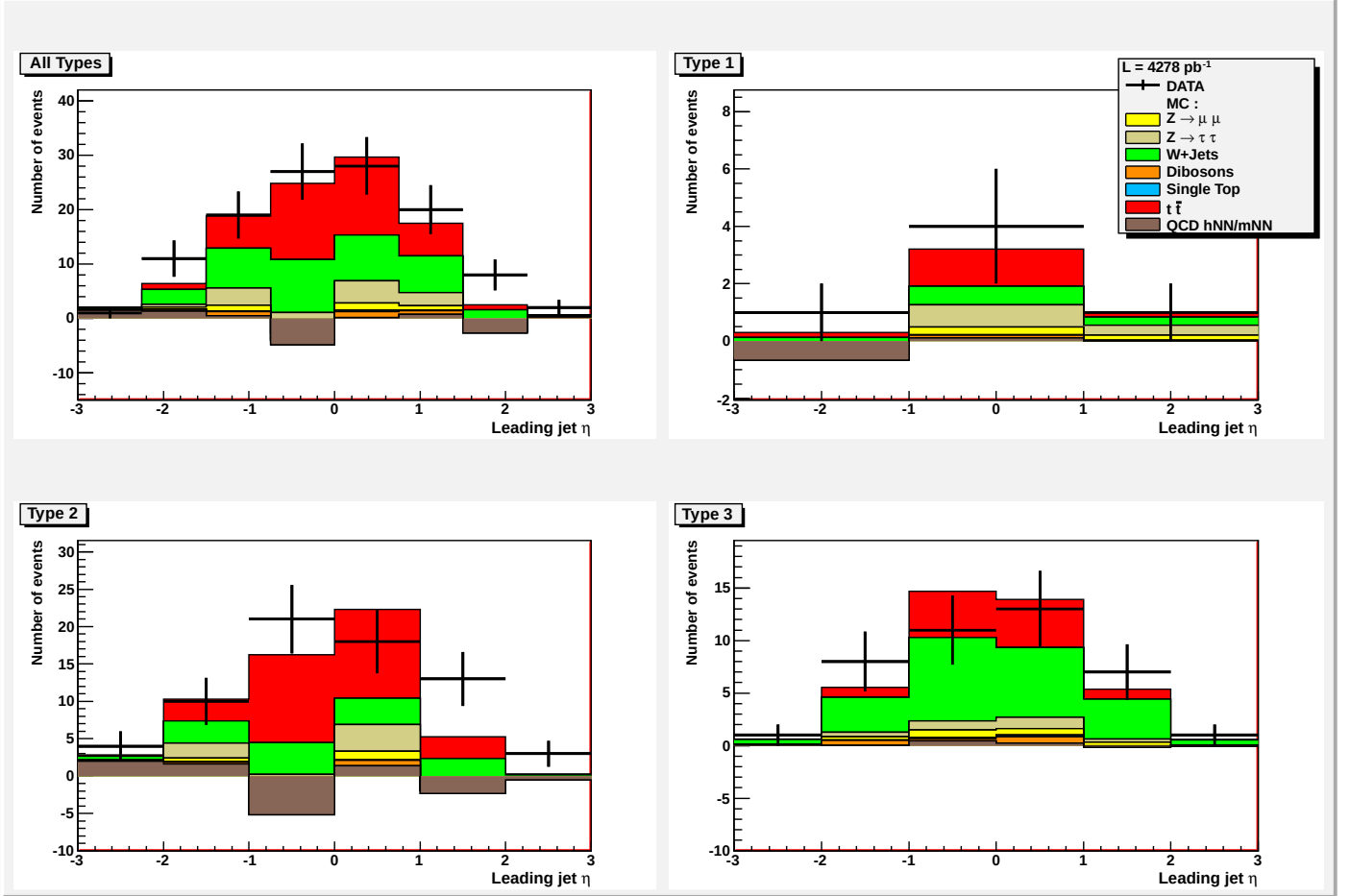


FIGURE 4.41 – Pseudorapidité du “leading jet” pour l’échantillon comprenant un muon et un candidat tau de signes opposées, en utilisant la QCD issue de la méthode “mNN”. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) ou calculés à partir de données réelles (QCD) sont indiquées dans la légende des figures.

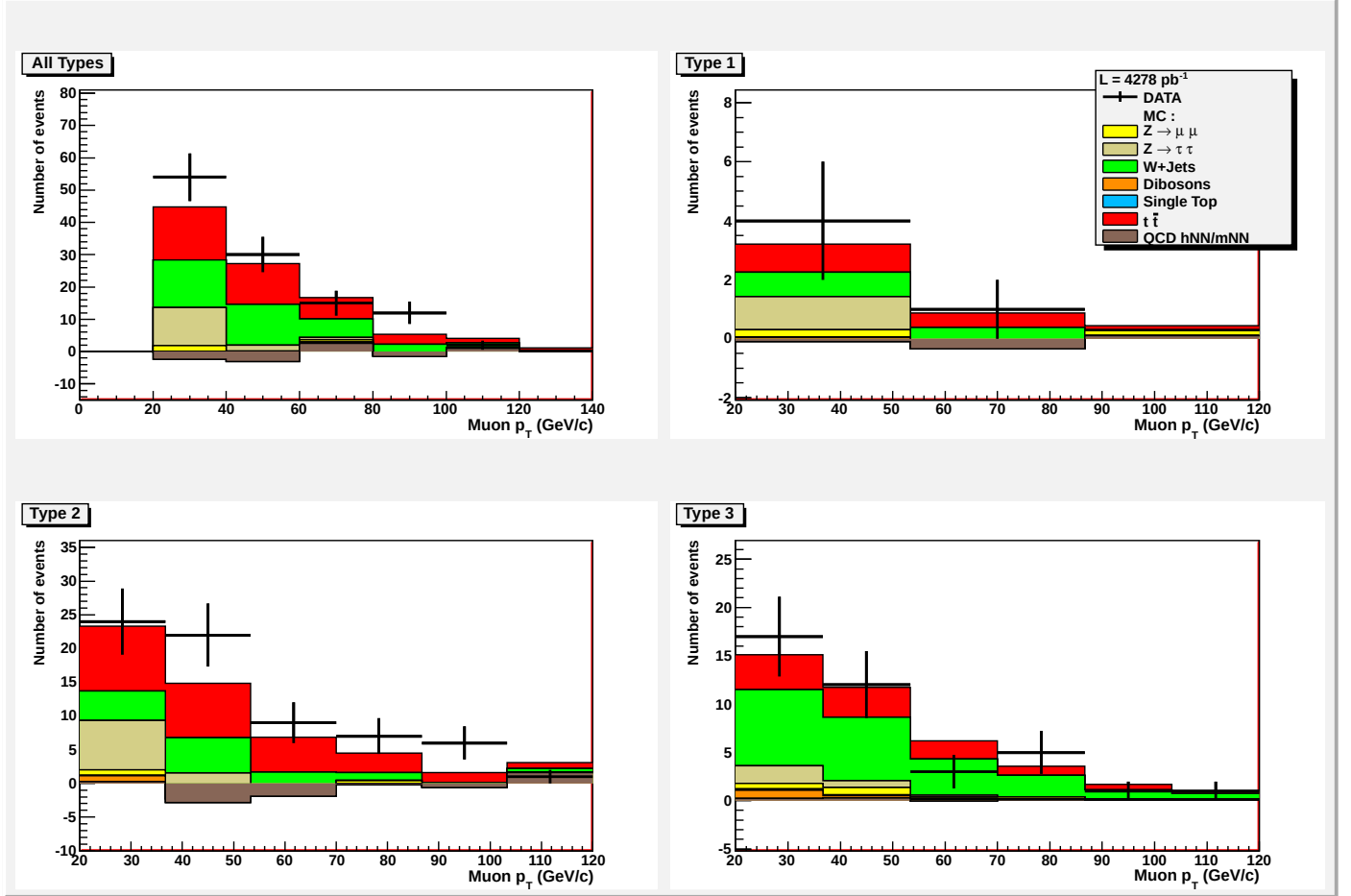


FIGURE 4.42 – Impulsion transverse du muon de isolé pour l'échantillon comprenant un muon et un candidat tau de signes opposées, en utilisant la QCD issue de la méthode "mNN". Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) ou calculés à partir de données réelles (QCD) sont indiquées dans la légende des figures.

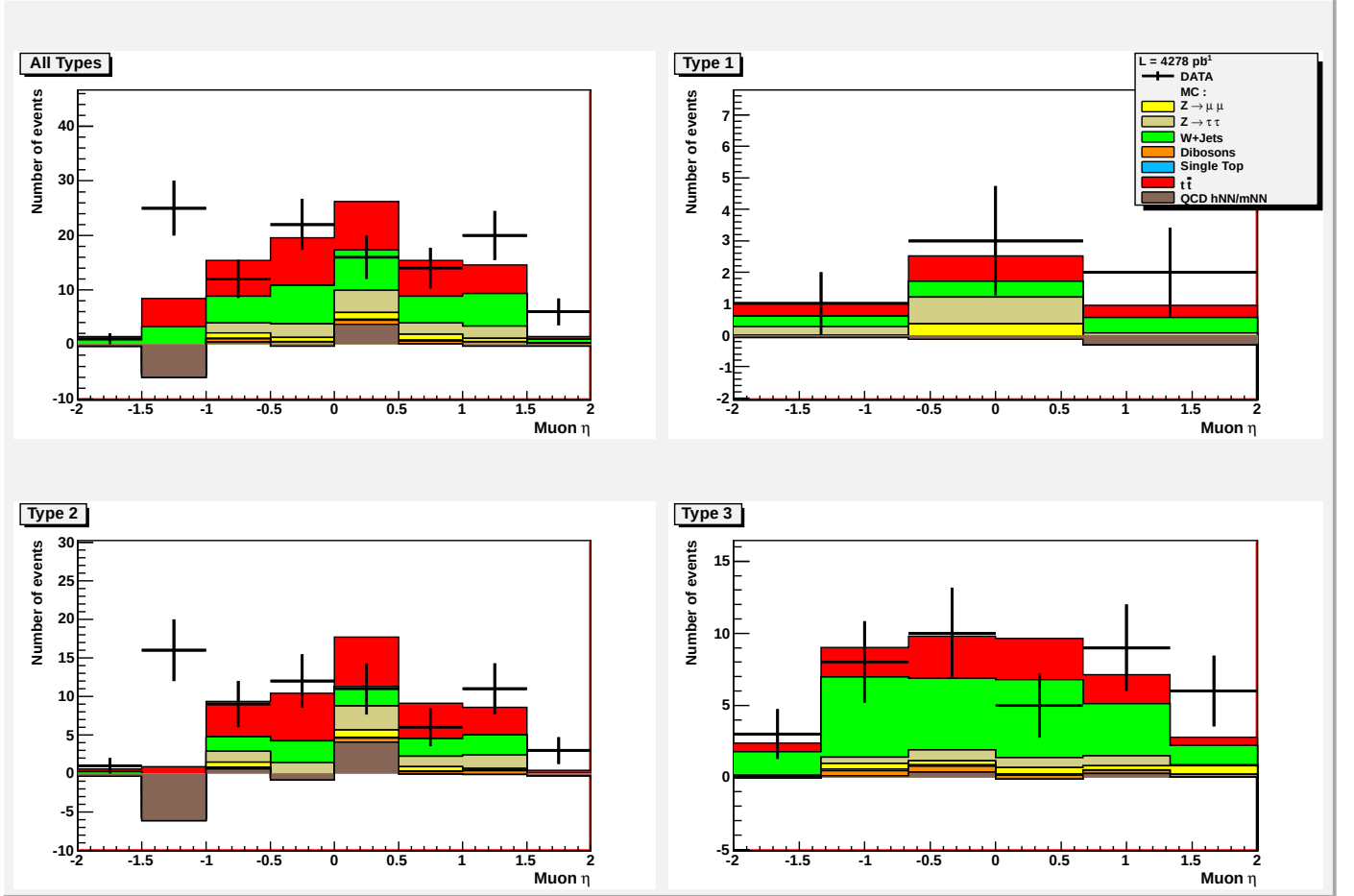


FIGURE 4.43 – Pseudorapidité du muon isolé pour l'échantillon comprenant un muon et un candidat tau de signes opposées, en utilisant la QCD issue de la méthode "mNN". Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) ou calculés à partir de données réelles (QCD) sont indiquées dans la légende des figures.

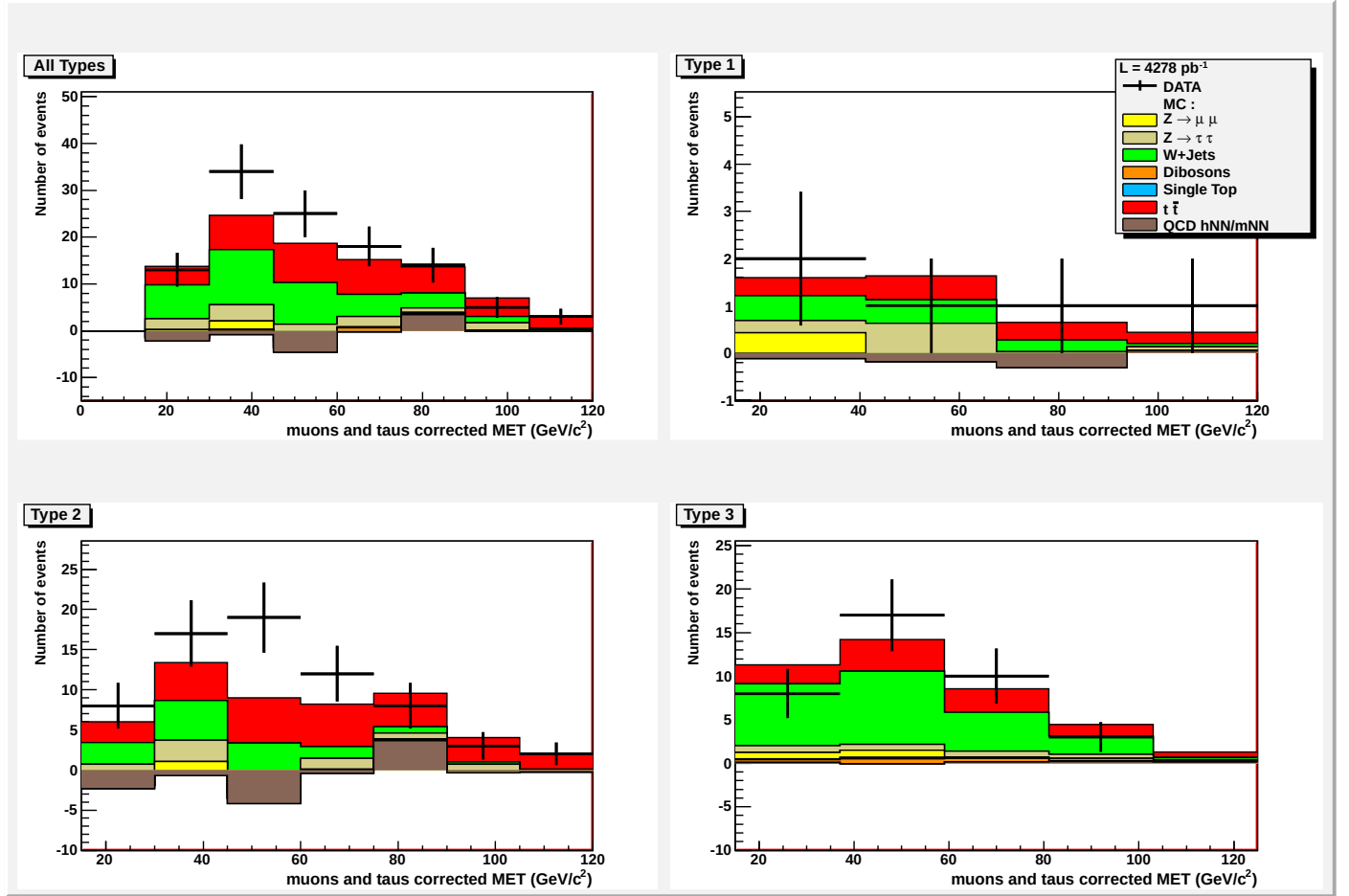


FIGURE 4.44 – *Energie transverse manquante corrigée de l'énergie des jets, des muons et des taus, pour l'échantillon comprenant un muon et un candidat tau de signes opposées, en utilisant la QCD issue de la méthode "mNN". Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés (W+Jets, Z→μμ, Z→ττ, t t̄, dibosons, top célibataire) ou calculés à partir de données réelles (QCD) sont indiquées dans la légende des figures.*

4.6.4 Distributions et résultats avec la méthode “SS/OS”

Nous nous plaçons à l’étape de la sélection $\mu+\text{jets}+\tau$. Nous utilisons l’échantillon “Opposite Sign”, et la méthode utilisée ici pour modéliser le bruit de fond multijets est la méthode “SS/OS”. Ce bruit de fond est calculé en effectuant la différence entre les données et la simulation dans l’échantillon “Same Sign”, dans la région de sortie du réseau de neurones des taus comprise entre 0.8 et 1. Les nombres d’événements après sélection sont détaillés pour chacun des processus Monte Carlo, pour la QCD, et pour les données dans le tableau suivant (TAB. 4.15).

Processus	type 1	type 2	type 3	tous types
W + jets	1.34 ± 1.16	14.53 ± 3.81	22.61 ± 4.75	38.48 ± 6.20
$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	0.44 ± 0.66	3.03 ± 1.74	2.00 ± 1.41	5.47 ± 2.34
$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$	1.44 ± 1.20	10.46 ± 3.23	2.73 ± 1.65	14.62 ± 3.82
$t\bar{t}$	1.63 ± 1.27	29.68 ± 5.43	10.96 ± 3.31	42.26 ± 6.48
Dibosons	0.15 ± 0.38	2.23 ± 1.49	1.45 ± 1.20	3.82 ± 1.96
Single Top	0.02 ± 0.15	0.29 ± 0.54	0.36 ± 0.60	0.68 ± 0.82
QCD SS/OS	-0.37 ± 0.61	4.78 ± 5.02	0.66 ± 6.58	5.06 ± 8.30
Total MC	4.64 ± 2.32	64.99 ± 9.23	40.76 ± 9.13	110.39 ± 13.19
DATA	6	69	41	116

TABLE 4.15 – Nombres d’événements attendus pour chacun des processus Monte Carlo, affectés de leur incertitude statistique, et nombre d’événements observés pour le lot de données, dans la région 0.8-1.0 en NN_τ , et pour le lot “Opposite Sign”. La méthode de QCD utilisée est la méthode “SS/OS”. Les résultats sont explicités par types de tau.

D’un point de vue numérique, l’accord obtenu entre données et simulation est satisfaisant par type de taus et pour tous types de taus confondus. Les distributions présentées (figures 4.45, 4.46, 4.47, 4.48, 4.49, 4.50, 4.51, 4.52) sont correctement modélisées, mis à part les distributions suivantes : la pseudorapidité du jet de plus haute impulsion transverse pour le type 2, la pseudorapidité du muon isolé pour le type 2, l’énergie transverse manquante corrigée des taus et des muons pour les types 2 et 3. Cette dernière variable est tout particulièrement incomprise, en effet on constate un excès de Monte Carlo pour les faibles valeurs d’énergie transverse manquante ($< 30 \text{ GeV}/c^2$) et un déficit d’événements simulés au-delà de $40 \text{ GeV}/c^2$. Les données indiquent un nombre maximal d’événements aux valeurs intermédiaires d’énergie transverse manquante (types 2 et 3), ce qui n’est pas reproduit par la simulation.

Néanmoins, la description des distributions des variables présentées pour les taus de type 2 est nettement améliorée par rapport aux résultats obtenus avec la méthode “mNN” d’estimation du fond multijets. L’accord entre données et Monte Carlo est donc satisfaisant, sauf pour l’énergie transverse manquante, types 2 et 3, bien que cette dernière soit également mieux modélisée avec la méthode “SS/OS”. On observe que les résultats numériques pour les taus de type 1 et 3 dans l’échantillon multijets sont compatibles entre les deux méthodes d’estimation présentées. Cependant, on a une nette différence du point de vue numérique pour les taus de type 2 (-3.06 ± 12.13 avec la méthode “mNN”, 4.78 ± 5.02 avec la méthode “SS/OS”). Les incertitudes statistiques sont également plus importantes dans l’estimation “mNN” (3.69, 12.13, 14.03, pour les taus de type 1, 2 et 3 respectivement) que dans l’estimation “SS/OS” (0.61, 5.02, 6.58, pour les taus de type 1, 2 et 3 respectivement). La méthode “SS/OS” permet une meilleure

modélisation des distributions des variables présentées, en particulier pour les taus de type 2. L'accord numérique entre données et Monte Carlo pour les taus de type 2 est également plus satisfaisant en utilisant cette méthode. Ainsi, la méthode "SS/OS" d'estimation du bruit de fond multijets sera utilisée à l'étape finale de la sélection.

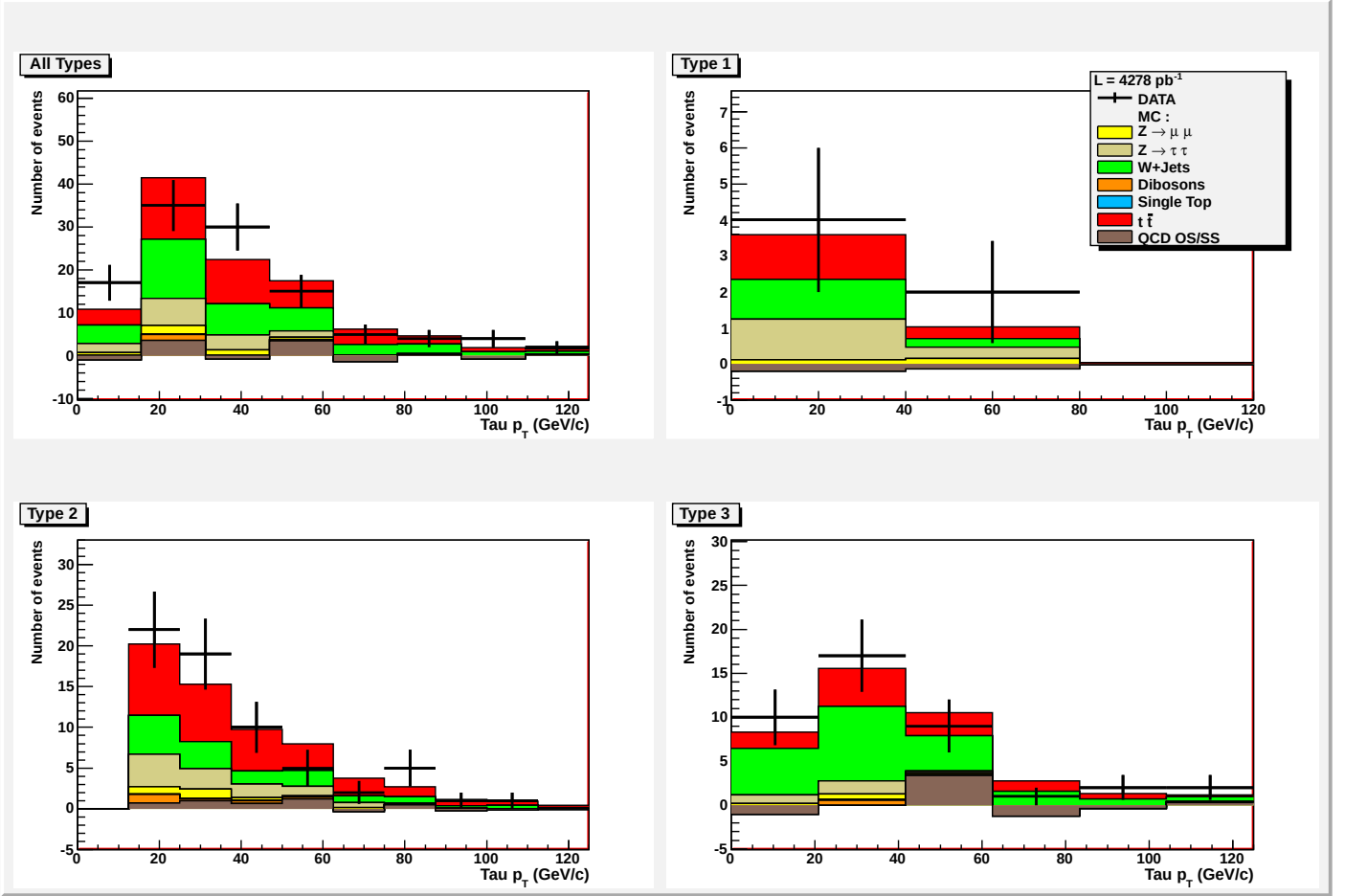


FIGURE 4.45 – Impulsion transverse du candidat tau pour l'échantillon comprenant un muon et un tau de signes opposés, en utilisant la méthode "SS/OS" pour l'évaluation du bruit de fond QCD. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) ou calculés à partir de données réelles (QCD) sont indiquées dans la légende des figures.

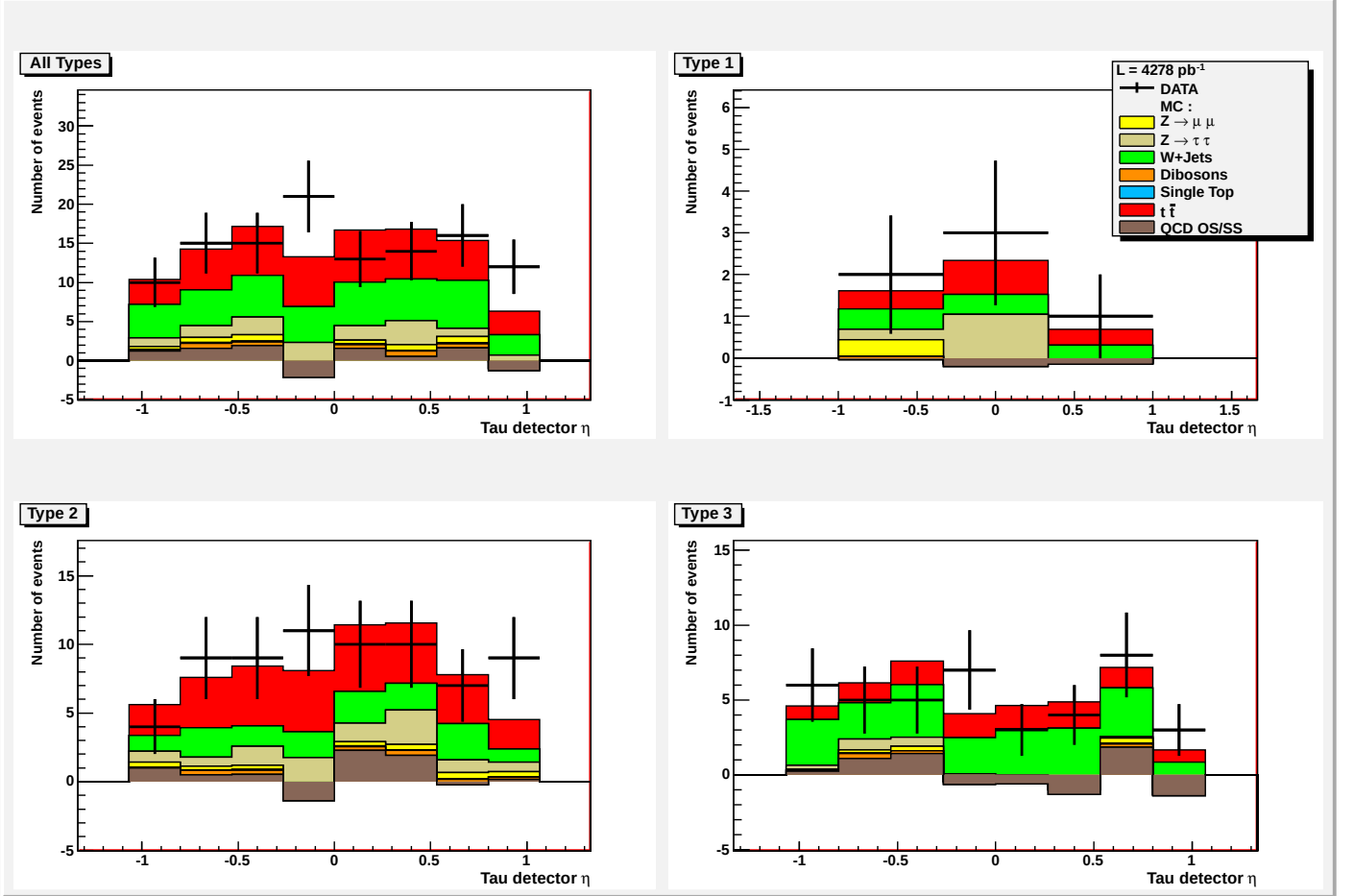


FIGURE 4.46 – Pseudorapidité géométrique du candidat tau pour l'échantillon comprenant un muon et un tau de signes opposés, en utilisant la méthode "SS/OS" pour l'évaluation du bruit de fond QCD. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) ou calculés à partir de données réelles (QCD) sont indiquées dans la légende des figures.

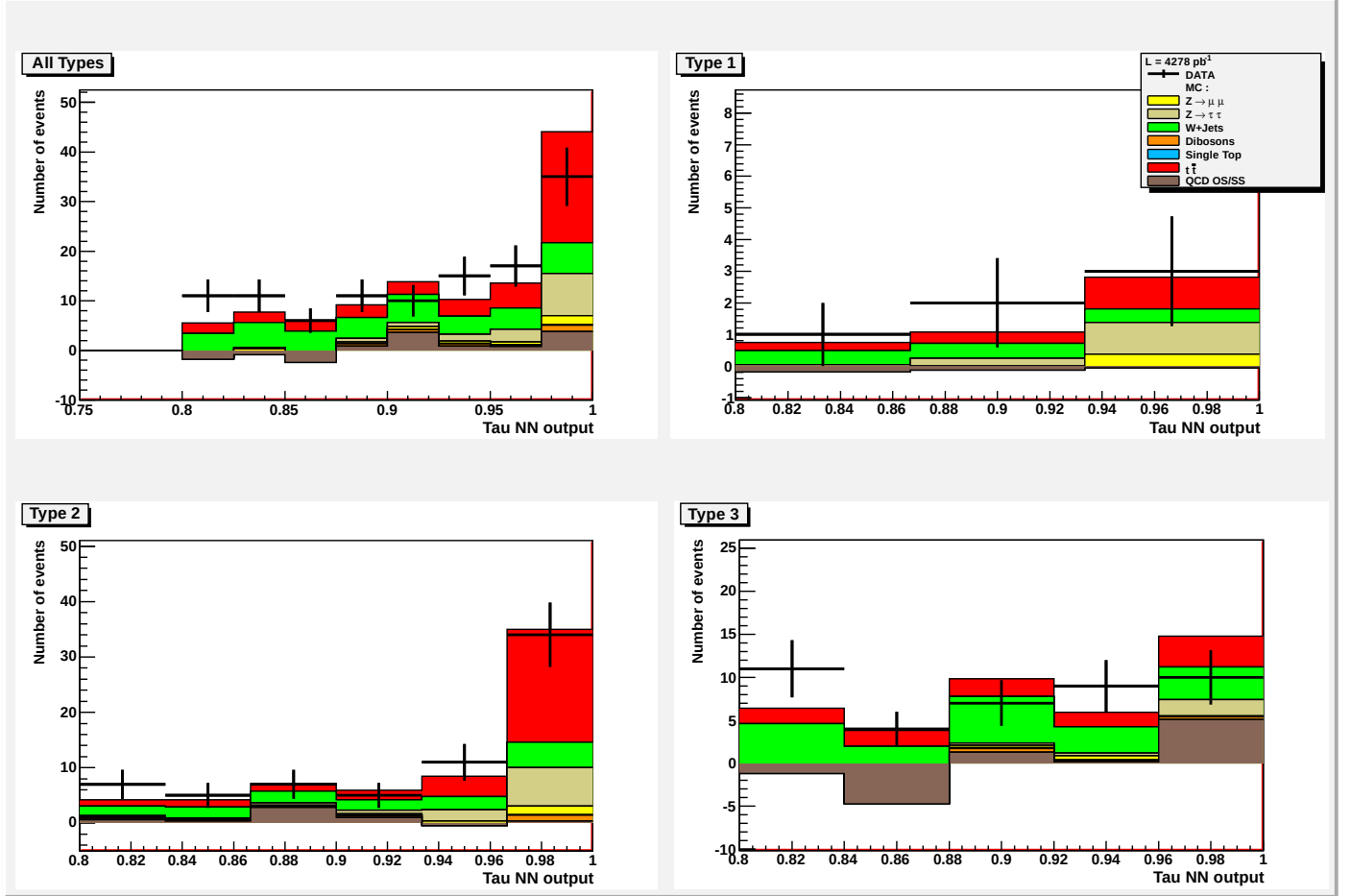


FIGURE 4.47 – Sortie du réseau de neurones du candidat tau pour l'échantillon comprenant un muon et un tau de signes opposés, en utilisant la méthode "SS/OS" pour l'évaluation du bruit de fond QCD. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) ou calculés à partir de données réelles (QCD) sont indiquées dans la légende des figures.

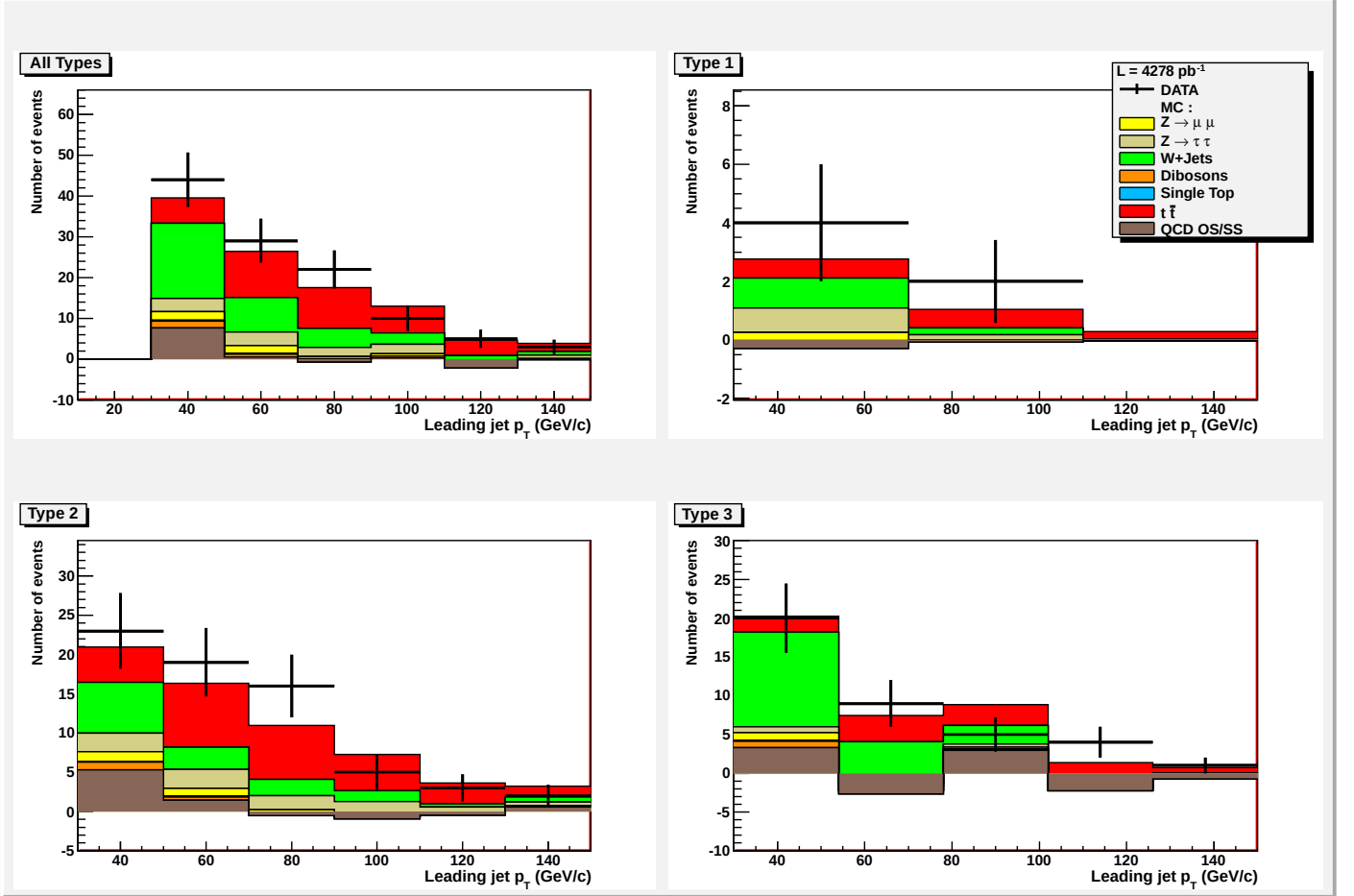


FIGURE 4.48 – Impulsion transverse du leading jet pour l'échantillon comprenant un muon et un tau de signes opposés, en utilisant la méthode "SS/OS" pour l'évaluation du bruit de fond QCD. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W + \text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) ou calculés à partir de données réelles (QCD) sont indiquées dans la légende des figures.

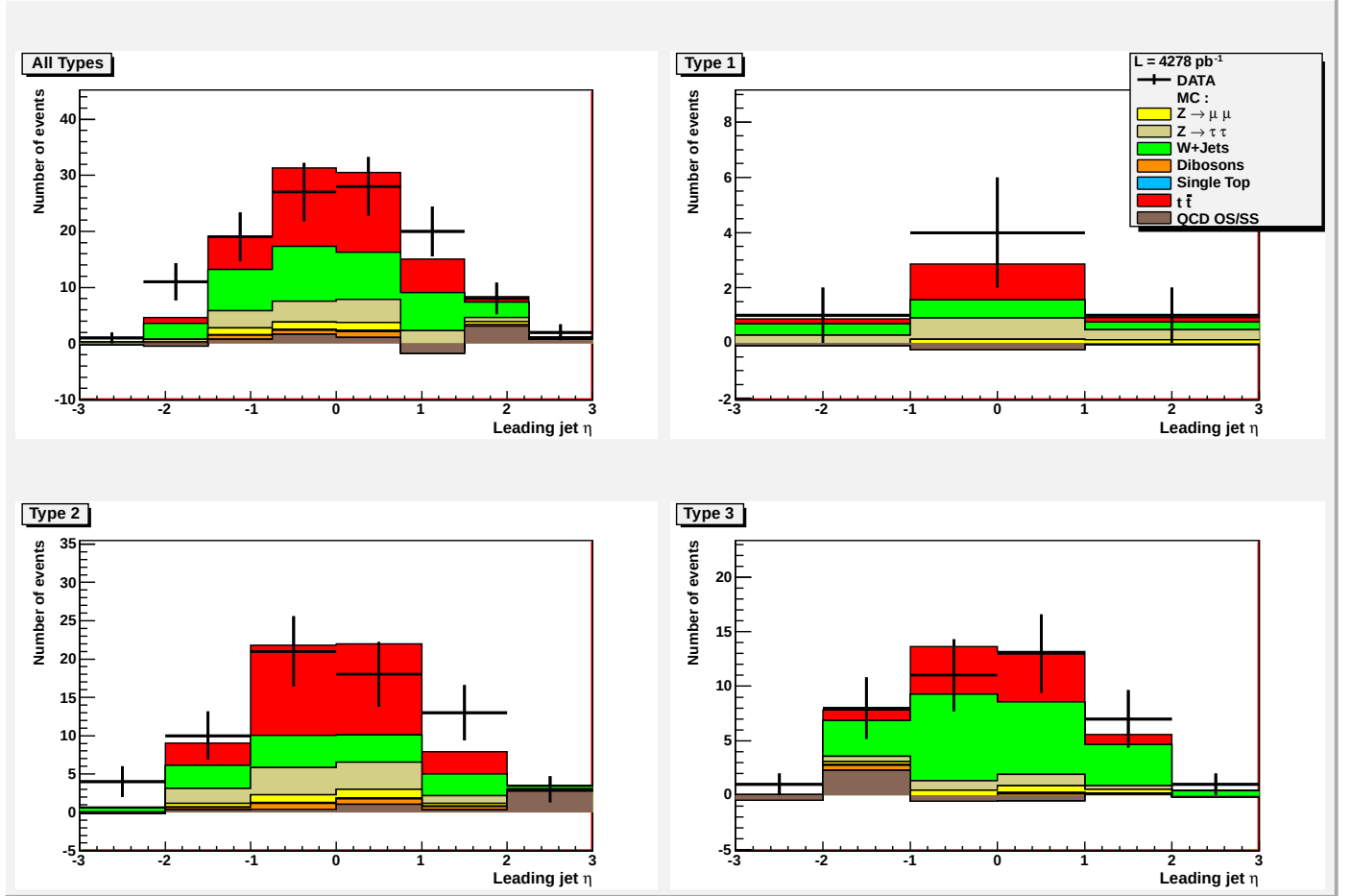


FIGURE 4.49 – Pseudorapidité du leading jet pour l'échantillon comprenant un muon et un tau de signes opposés, en utilisant la méthode "SS/OS" pour l'évaluation du bruit de fond QCD. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) ou calculés à partir de données réelles (QCD) sont indiquées dans la légende des figures.

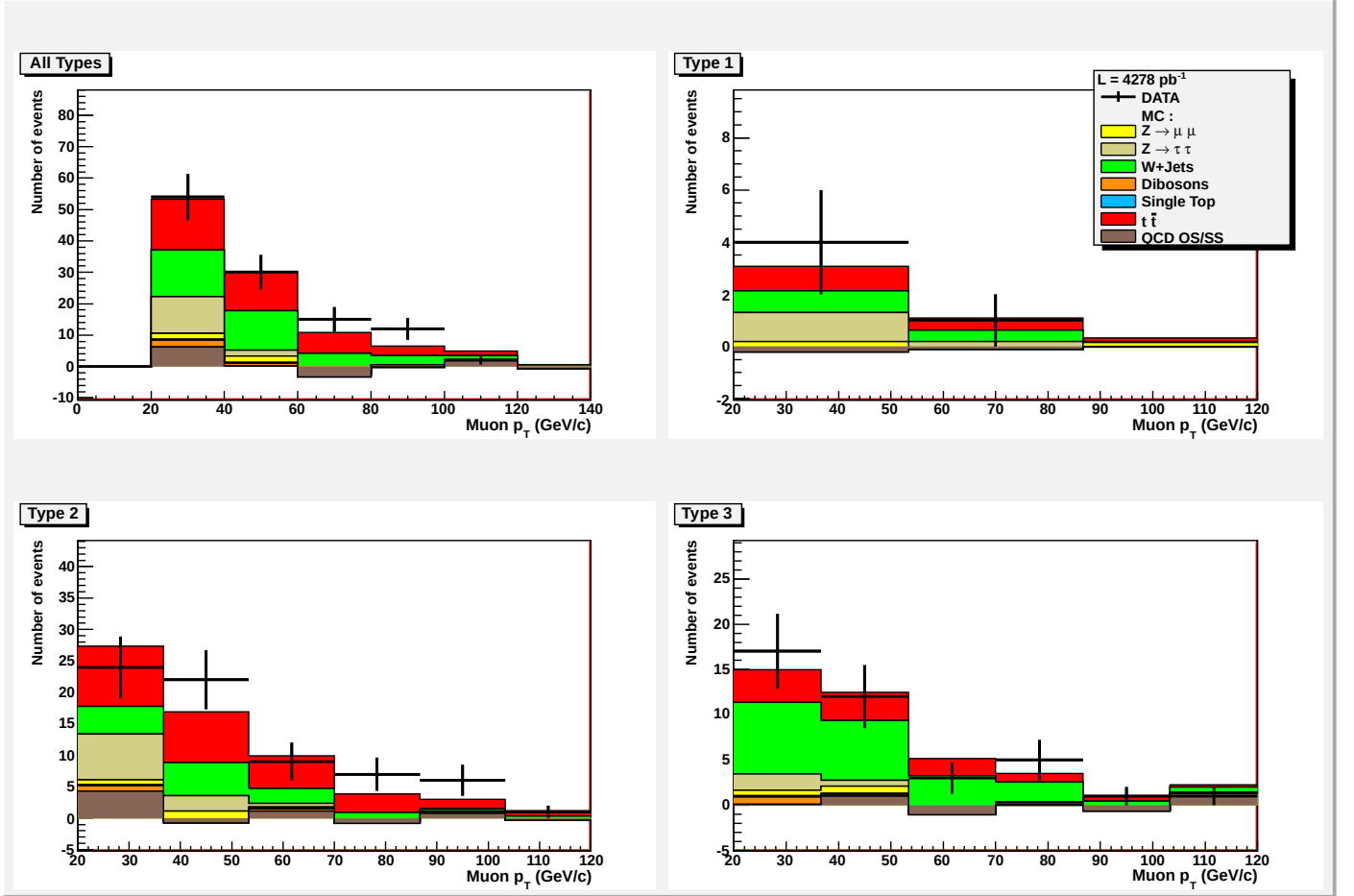


FIGURE 4.50 – Impulsion transverse du muon isolé pour l'échantillon comprenant un muon et un tau de signes opposés, en utilisant la méthode "SS/OS" pour l'évaluation du bruit de fond QCD. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés (W +Jets, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) ou calculés à partir de données réelles (QCD) sont indiquées dans la légende des figures.

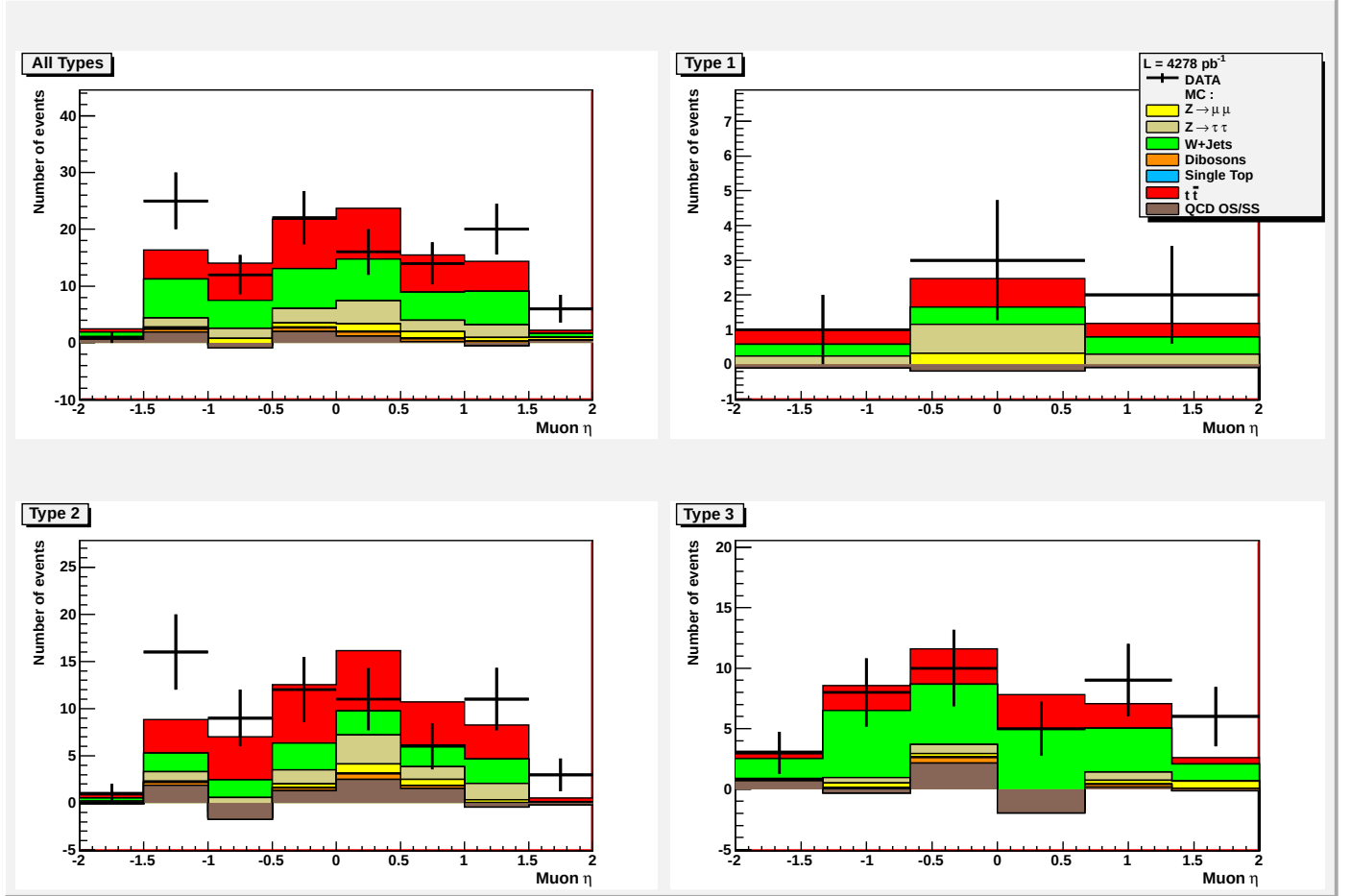


FIGURE 4.51 – Pseudorapidité du muon isolé pour l'échantillon comprenant un muon et un tau de signes opposés, en utilisant la méthode "SS/OS" pour l'évaluation du bruit de fond QCD. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) ou calculés à partir de données réelles (QCD) sont indiquées dans la légende des figures.

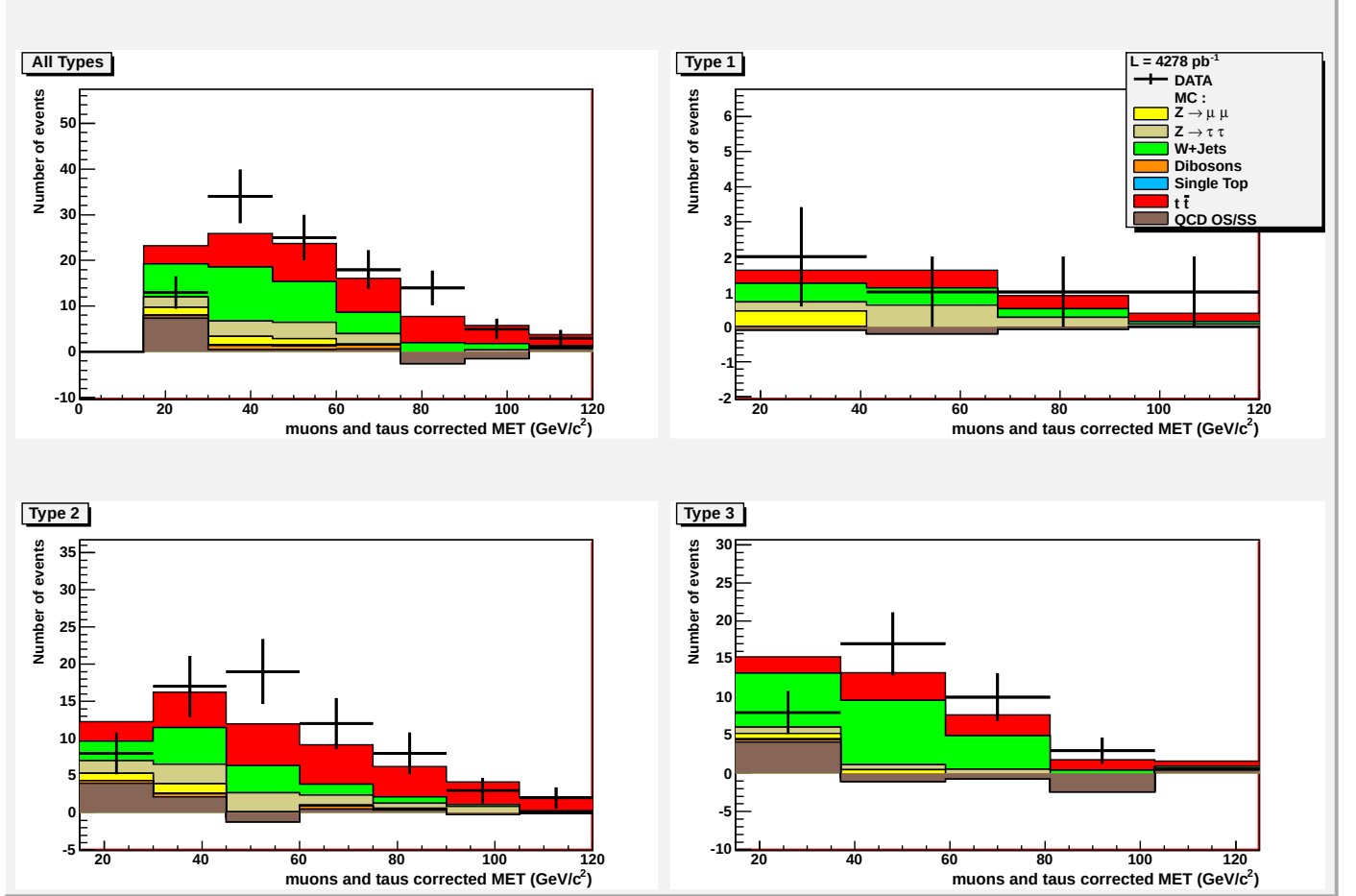


FIGURE 4.52 – *Energie transverse manquante corrigée de l'énergie des jets, des muons et des taus, pour l'échantillon comprenant un muon et un tau de signes opposés, en utilisant la méthode "SS/OS" pour l'évaluation du bruit de fond QCD. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, dibosons, top célibataire) ou calculés à partir de données réelles (QCD) sont indiquées dans la légende des figures.*

4.7 Etude de la sélection $\mu+\text{jets}+\tau+\text{b-jet(s)}+\cancel{E}_T$

Un réseau de neurones spécifique aux jets de saveur b, basé sur les propriétés physiques des hadrons beaux (temps propre typique de l'ordre de la picoseconde entraînant l'existence de vertex déplacés, distance de moindre approche élevée des traces des particules issues de la désintégration du hadron beau) est utilisé [47] et un facteur correctif est appliqué aux évènements Monte Carlo (cf. section 3.1.6).

4.7.1 Distributions et résultats

Les distributions qui suivent (figures 4.53, 4.54, 4.55) sont présentées pour tous types de taus confondus. La méthode d'estimation du bruit de fond multijets présentée ici est la méthode "SS/OS". A partir de l'échantillon obtenu à l'étape de sélection $\mu+\text{jets}+\tau+\cancel{E}_T$, on demande qu'au moins un jet, de qualité "VertexConfirmedJets" et distinct spatialement du candidat tau ($\Delta R(\text{jet}, \text{tau}) > 0.5$), soit étiqueté b, pour le point de fonctionnement "MEDIUM" du réseau de neurones des jets de b ($\text{NN}_{b\text{-tag}} > 0.65$), correspondant à une efficacité $\simeq 52\%$ et un taux de réjection $\simeq 1\%$.

On observe un accord satisfaisant entre les données et la simulation pour les distributions présentées à l'étape finale de la sélection. La proportion d'évènements $t\bar{t}$ à l'étape $\mu+\text{jets}+\tau+\cancel{E}_T$ vis-à-vis de l'ensemble des processus physiques était de $\simeq 38\%$, alors qu'elle est de $\simeq 83\%$ à l'étape $\mu+\text{jets}+\tau+\text{b-jet(s)}+\cancel{E}_T$, pour tous types de taus confondus. L'étiquetage des jets de saveur b est ainsi un outil très discriminant, qui permet d'enrichir considérablement l'échantillon des processus physiques en évènements $t\bar{t}$ et qui a permis de rejeter la plus grande partie des bruits de fond restants à l'étape de sélection d'un candidat tau.

Le tableau 4.1 suivant donne la proportion d'évènements $W+\text{partons légers}$, $W+b\bar{b}$, $W+c\bar{c}$, parmi la totalité des évènements $W+\text{jets}$ aux étapes de la préselection, de la sélection d'un candidat tau et après l'étiquetage d'au moins un jet de quark b. On remarque que $\simeq 4\%$ des évènements $W+\text{jets}$ sont du type $W+b\bar{b}$ avant l'étiquetage des jets de quark b, et $\simeq 31\%$ le sont après l'étiquetage d'au moins un jet de quark b. Ce qui permet de vérifier que la procédure d'étiquetage des jets de b dans les évènements $W+\text{jets}$ permet un enrichissement important en échantillons contenant des jets de quark b.

Processus	$\mu+\text{jets}+\cancel{E}_T$	$\mu+\text{jets}+\tau+\cancel{E}_T$	$\mu+\text{jets}+\tau+\text{b-jet(s)}+\cancel{E}_T$
$W+l\bar{p}$	26535.2 ± 162.9	32.6 ± 5.7	0.87 ± 0.94
$W+b\bar{b}$	1192.7 ± 34.5	1.5 ± 1.2	0.58 ± 0.76
$W+c\bar{c}$	2511.4 ± 50.1	4.4 ± 2.1	0.43 ± 0.66
TOTAL $W+\text{jets}$	30239.3 ± 172.4	38.5 ± 6.2	1.88 ± 1.37

TABLE 4.16 – Le nombre d'évènements $W+\text{partons légers}$, $W+b\bar{b}$, $W+c\bar{c}$, et $W+\text{jets total}$, aux étapes de sélection suivantes : $\mu+\text{jets}+\cancel{E}_T$, $\mu+\text{jets}+\tau+\cancel{E}_T$ et $\mu+\text{jets}+\tau+\text{b-jet(s)}+\cancel{E}_T$.

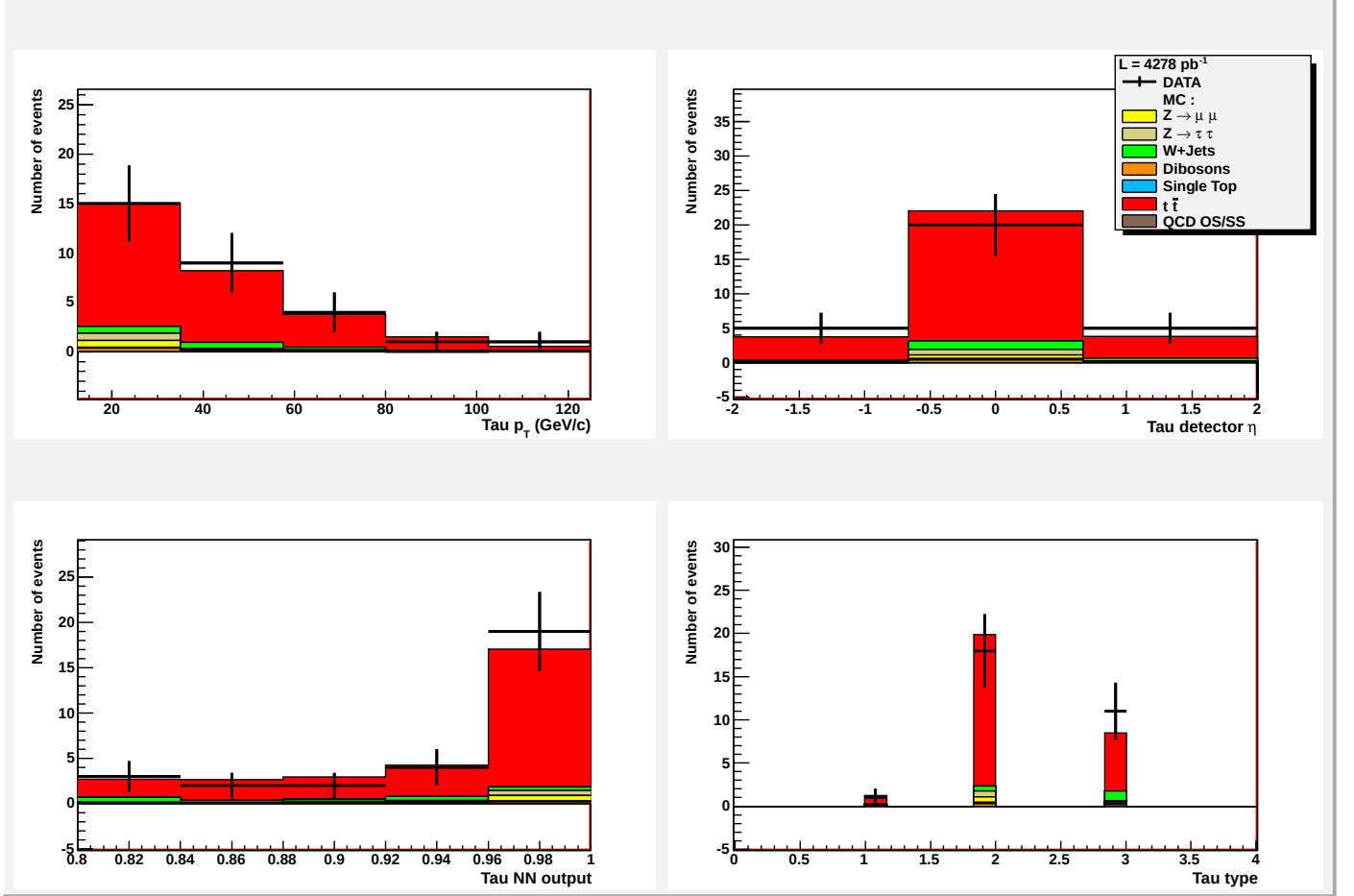


FIGURE 4.53 – Impulsion transverse, pseudorapidité, sortie du réseau de neurones et type du candidat tau sélectionné, pour l'échantillon comprenant un muon et un tau de signes opposés, en utilisant la méthode "SS/OS" pour l'évaluation du bruit de fond QCD. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W + \text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, top célibataire, dibosons) ou calculés à partir des données (QCD) sont indiquées dans la légende des figures.

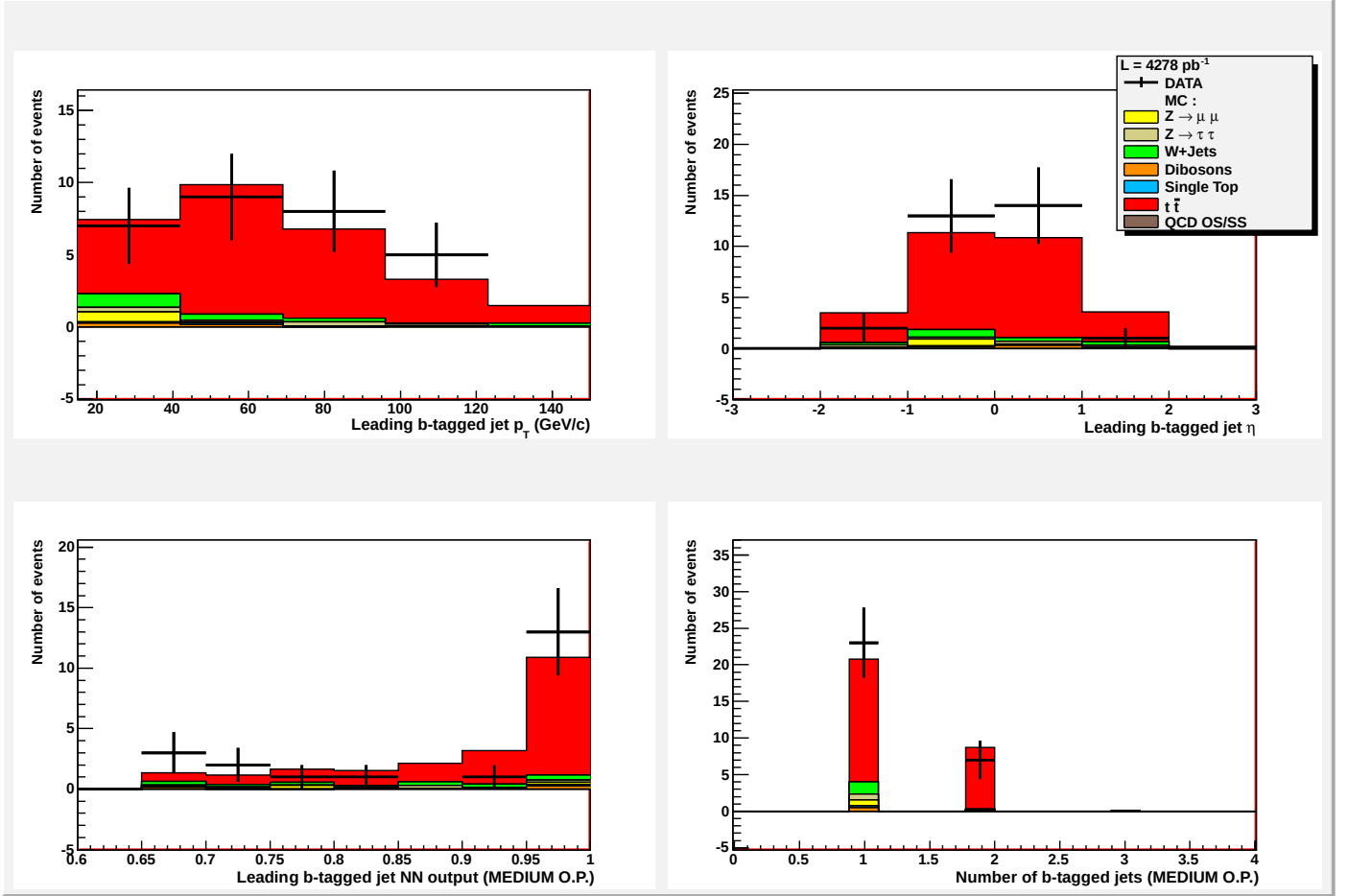


FIGURE 4.54 – Impulsion transverse, pseudorapidité, sortie du réseau de neurones (point de fonctionnement : MEDIUM) du jet étiqueté b de plus haute impulsion transverse, et nombre de jets étiquetés b, pour l'échantillon comprenant un muon et un tau de signes opposés, en utilisant la méthode "SS/OS" pour l'évaluation du bruit de fond QCD. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W+\text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, top célibataire, dibosons) ou calculés à partir des données (QCD) sont indiquées dans la légende des figures.

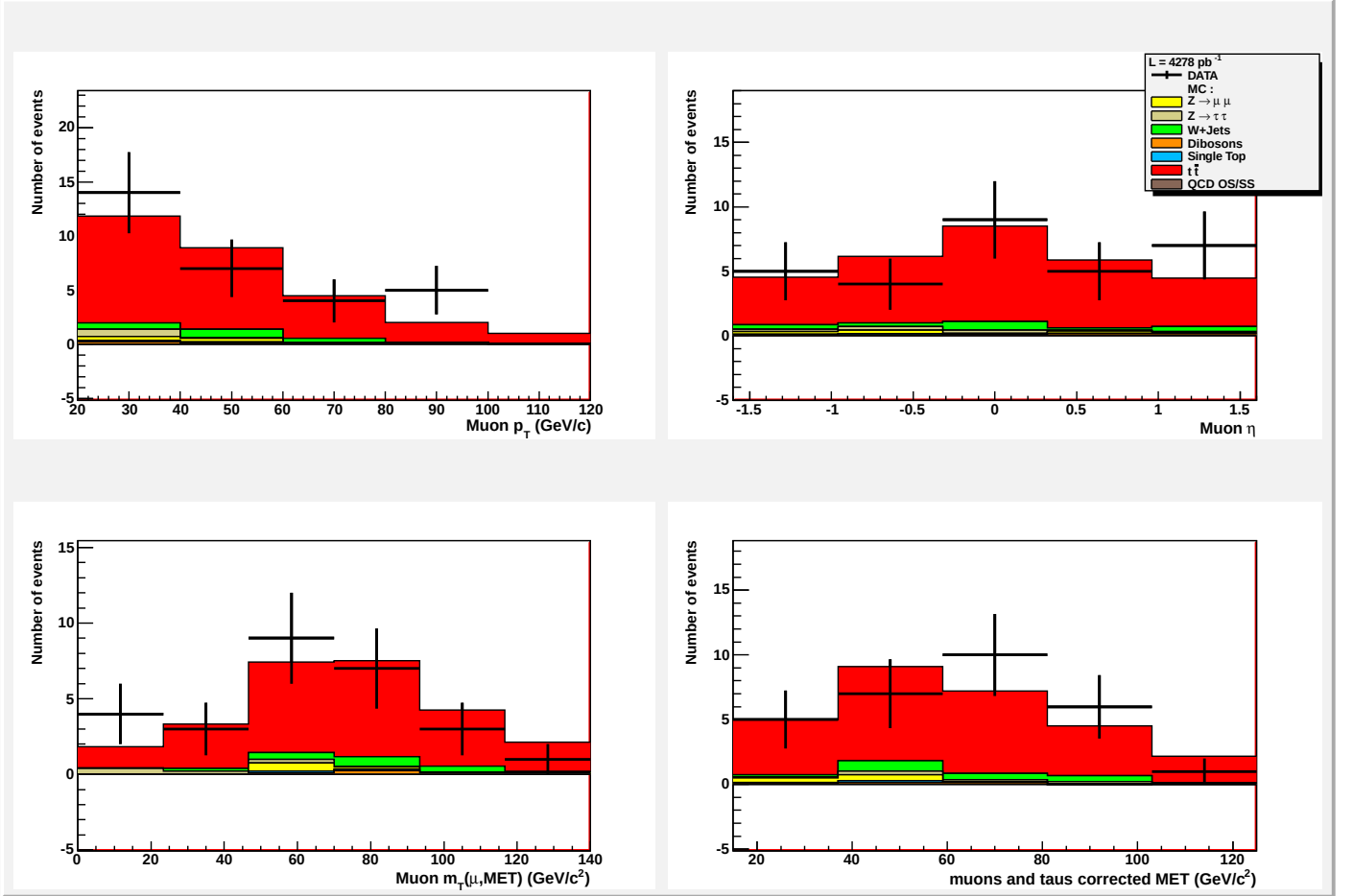


FIGURE 4.55 – Impulsion transverse, pseudorapidité du muon isolé, masse transverse $\mu/\cancel{E}_T$ et énergie transverse corrigée de l'énergie ds muons et des taus, pour l'échantillon comprenant un muon et un tau de signes opposés, en utilisant la méthode "SS/OS" pour l'évaluation du bruit de fond QCD. Les couleurs correspondant aux différents processus physiques simulés ($W + \text{Jets}$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, top célibataire, dibosons) ou calculés à partir des données (QCD) sont indiquées dans la légende des figures.

Les résultats numériques obtenus à l'étape finale de sélection $\mu+\text{jets}+\tau+\text{b-jet}(s)+\cancel{E}_T$ sont résumés dans le tableau suivant :

Processus	type 1	type 2	type 3	tous types
W + jets	0.15 ± 0.38	0.58 ± 0.76	1.15 ± 1.07	1.88 ± 1.37
$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	0.002 ± 0.039	0.64 ± 0.80	0.14 ± 0.37	0.78 ± 0.88
$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.06 ± 0.24	0.67 ± 0.82	0.13 ± 0.35	0.85 ± 0.92
$t\bar{t}$	1.03 ± 1.02	17.56 ± 4.18	6.70 ± 2.59	25.29 ± 5.02
Dibosons	0.02 ± 0.14	0.32 ± 0.56	0.18 ± 0.42	0.51 ± 0.72
Single Top	0.002 ± 0.048	0.12 ± 0.34	0.17 ± 0.41	0.28 ± 0.53
QCD SS/OS	-0.05 ± 0.22	-0.30 ± 1.52	1.23 ± 2.60	0.88 ± 3.02
Total MC	1.21 ± 1.14	19.59 ± 4.70	9.68 ± 3.90	30.49 ± 6.21
DATA	1	18	11	30

TABLE 4.17 – Nombres d'évènements attendus pour chacun des processus Monte Carlo, affectés de leur incertitude statistique, et nombre d'évènements observés pour le lot de données, dans la région 0.8-1.0 en NN, et pour le lot "Opposite Sign", à l'étape de sélection $\mu+\text{jets}+\tau+\text{b-jet}(s)+\cancel{E}_T$. La méthode de QCD utilisée est la méthode "SS/OS". Les résultats sont explicités par types de tau.

Pour l'échantillon comprenant exactement un muon et un candidat tau de même charge électrique, utile pour estimer le bruit de fond multijets avec la méthode choisie ("SS/OS"), les résultats obtenus sont les suivants :

Processus	type 1	type 2	type 3	tous types
W + jets	0 ± 0	0.29 ± 0.54	0.62 ± 0.79	0.91 ± 0.95
$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	0.008 ± 0.089	0.14 ± 0.38	0.14 ± 0.38	0.29 ± 0.54
$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.001 ± 0.034	0.008 ± 0.087	0 ± 0	0.009 ± 0.093
$t\bar{t}$	0.02 ± 0.14	0.76 ± 0.87	1.82 ± 1.35	2.60 ± 1.61
Dibosons	0.01 ± 0.12	0.02 ± 0.16	0.06 ± 0.24	0.09 ± 0.31
Single Top	0.002 ± 0.047	0.07 ± 0.27	0.14 ± 0.37	0.21 ± 0.46
Total MC	0.05 ± 0.22	1.30 ± 1.14	2.77 ± 1.67	4.12 ± 2.03
DATA	0	1	4	5

TABLE 4.18 – Nombres d'évènements attendus pour chacun des processus Monte Carlo, affectés de leur incertitude statistique, et nombre d'évènements observés pour le lot de données, dans la région 0.8-1.0 en NN, et pour le lot "Same Sign", à l'étape de sélection $\mu+\text{jets}+\tau+\text{b-jet}(s)+\cancel{E}_T$. La méthode de QCD utilisée est la méthode "SS/OS". Les résultats sont explicités par types de tau.

4.8 Efficacités obtenues pour les processus $t\bar{t}$

Les échantillons $t\bar{t}$ sont divisés en trois catégories de processus :

- $t\bar{t} \rightarrow$ all jets. Le rapport d'embranchement associé est : $\simeq 0.457$. Ces processus sont entièrement supprimés à l'étape de sélection $\mu + \text{jets} + \tau + b\text{-jet}(s) + \cancel{E}_T$ (échantillon "Opposite Sign"). En ne demandant la présence que d'au moins un jet de p_T supérieur à 15 GeV/c et d'un muon non isolé, on a une proportion d'évènements " $t\bar{t} \rightarrow$ all jets" qui est déjà de $\simeq 0.7\%$ vis-à-vis de l'ensemble des processus $t\bar{t}$. Cette proportion devient inférieure à 1 pour 10000 lorsqu'on demande en plus la présence d'exactly un muon non isolé.
- $t\bar{t} \rightarrow$ lepton+jets. Le rapport d'embranchement associé est de : $\simeq 0.438$. Le nombre d'évènements attendus à l'étape finale de la sélection (échantillon "Opposite Sign") pour les processus $t\bar{t} \rightarrow$ lepton+jets est de : 7.38 ± 2.72 .
- $t\bar{t} \rightarrow$ dilepton. Le rapport d'embranchement associé est de : $\simeq 0.105$. Ceux-ci contiennent le processus physique recherché : $t\bar{t} \rightarrow \mu\tau$. Le nombre d'évènements attendus à l'étape finale de la sélection (échantillon "Opposite Sign") pour les processus $t\bar{t} \rightarrow$ dilepton est de : 17.91 ± 4.22 .

Les efficacités par catégories de processus $t\bar{t}$ à l'étape finale de la sélection, ainsi que les rapports d'embranchement par type, dans les deux cas suivants : avec l'échantillon "Opposite Sign" et avec l'échantillon "Same Sign", sont donnés ci-après :

Echantillon "Opposite Sign"			
Processus	Efficacité (ϵ)	Rapport d'embranchement (BR)	$\epsilon \times \text{BR}$
$t\bar{t} \rightarrow$ dilepton	0.5049 ± 0.1190	0.10498	0.05300 ± 0.01249
$t\bar{t} \rightarrow$ lepton+jets	0.0531 ± 0.0195	0.43805	0.02327 ± 0.00856
$t\bar{t} \rightarrow$ inclusive	0	0.45697	0

TABLE 4.19 – Efficacités des processus $t\bar{t}$ en % à l'étape finale de sélection $\mu + \text{jets} + \tau + b\text{-jet}(s) + \cancel{E}_T$ et pour l'échantillon "Opposite Sign", rapport d'embranchement des trois catégories de processus $t\bar{t}$, et efficacité multipliée par le rapport d'embranchement pour chaque catégorie de processus.

Echantillon "Same Sign"			
Processus	Efficacité (ϵ)	Rapport d'embranchement (BR)	$\epsilon \times \text{BR}$
$t\bar{t} \rightarrow$ dilepton	0.0074 ± 0.0145	0.10498	0.00078 ± 0.00149
$t\bar{t} \rightarrow$ lepton+jets	0.0168 ± 0.0110	0.43805	0.00737 ± 0.00482
$t\bar{t} \rightarrow$ inclusive	0	0.45697	0

TABLE 4.20 – Efficacités des processus $t\bar{t}$ en % à l'étape finale de sélection $\mu + \text{jets} + \tau + b\text{-jet}(s) + \cancel{E}_T$ et pour l'échantillon "Same Sign", rapport d'embranchement des trois catégories de processus $t\bar{t}$, et efficacité multipliée par le rapport d'embranchement pour chaque catégorie de processus.

4.9 Extraction de la section efficace $t\bar{t}$

4.9.1 Méthode utilisée

Pour extraire la section efficace de production $t\bar{t}$, on utilise le lot de données obtenu à l'étape de sélection $\mu+\text{jets}+\tau+\text{b-tag(s)}$, c'est-à-dire en demandant exactement un muon isolé, exactement un candidat tau de sortie de réseau de neurones supérieure à 0.8, au moins deux jets de qualité "GoodJCCB", et au moins un jet étiqueté b de qualité "VertexConfirmedJets", avec deux traces associées au vertex d'interaction primaire. Une coupure sur l'énergie transverse manquante est également appliquée, afin de diminuer la quantité de bruit de fond multijets. La méthode d'extraction de la section efficace repose sur l'évaluation d'une fonction de vraisemblance, dont la maximisation nous permettra d'obtenir la valeur centrale de la section efficace mesurée.

En détaillant la somme des contributions des processus simulés et du bruit de fond multijets, on a les égalités suivantes (exprimées en nombre d'évènements) :

$$N_{DATA}^{OS} = N_{W+Jets}^{OS} + N_{Z/\gamma^*+Jets}^{OS} + N_{t\bar{t}}^{OS} + N_{singletop}^{OS} + N_{diboson}^{OS} + N_{QCD}^{OS} \quad (4.9)$$

$$N_{DATA}^{SS} = N_{W+Jets}^{SS} + N_{Z/\gamma^*+Jets}^{SS} + N_{t\bar{t}}^{SS} + N_{singletop}^{SS} + N_{diboson}^{SS} + N_{QCD}^{SS} \quad (4.10)$$

où "OS" et "SS" représentent respectivement l'échantillon "Opposite Sign", pour lequel le muon isolé et le candidat tau sont pris de charges opposées, et l'échantillon "Same Sign", pour lequel le muon isolé et le candidat tau sont choisis de même charge.

Avec la méthode "SS/OS", On a supposé en première approximation que le bruit de fond multijets évalué dans l'échantillon "Same Sign" modélisait exactement le fond multijets de l'échantillon "Opposite Sign". Cette hypothèse entraîne l'égalité suivante :

$$N_{QCD}^{OS} = N_{QCD}^{SS} \quad (4.11)$$

Le nombre d'évènements attendus pour un processus physique particulier à la fin d'une sélection donnée s'écrit :

$$N = \epsilon \cdot \sigma \cdot \mathcal{B} \cdot \mathcal{L} \quad (4.12)$$

avec :

- N le nombre d'évènements attendus après sélection,
- ϵ l'efficacité de sélection totale,
- σ la section efficace du processus considéré,
- $\mathcal{B}$ le rapport d'embranchement du processus considéré,
- $\mathcal{L}$ la luminosité intégrée disponible pour l'analyse.

Ce qui donne pour les processus $t\bar{t}$ dans les échantillons "Opposite Sign" et "Same Sign" :

$$N_{t\bar{t}}^{OS} = \epsilon_{t\bar{t}}^{OS} \cdot \sigma_{t\bar{t}} \cdot \mathcal{B} \cdot \mathcal{L} \quad (4.13)$$

$$N_{t\bar{t}}^{SS} = \epsilon_{t\bar{t}}^{SS} \cdot \sigma_{t\bar{t}} \cdot \mathcal{B} \cdot \mathcal{L} \quad (4.14)$$

Des égalités (4.8), (4.9), (4.12) et (4.13), on déduit :

$$\sigma_{t\bar{t}} = \frac{N_{DATA}^{OS} - N_{DATA}^{SS} - (N_{W+Jets}^{OS} - N_{W+Jets}^{SS}) - (N_{Z/\gamma^*+Jets}^{OS} - N_{Z/\gamma^*+Jets}^{SS}) - (N_{diboson}^{OS} - N_{diboson}^{SS}) - (N_{singletop}^{OS} - N_{singletop}^{SS})}{(\epsilon_{t\bar{t}}^{OS} - \epsilon_{t\bar{t}}^{SS}) \cdot \mathcal{L} \cdot \mathcal{B}} \quad (4.15)$$

qui correspond à la valeur centrale de la section efficace mesurée.

On calcule alors la fonction de vraisemblance suivante :

$$L(\sigma) = P(N^{obs}, \mu) = \frac{\mu^{N^{obs}}}{N^{obs}!} e^{-\mu} \quad (4.16)$$

avec :

- $P(N^{obs}, \mu)$, qui est la probabilité suivant une loi de Poisson d'observer N^{obs} évènements, pour un nombre d'évènements attendus égal à μ .
- μ , qui est donné par : $\mu = \sigma \cdot \epsilon \cdot \mathcal{B} \cdot \mathcal{L} + N^{bkg}$.
 σ est la section efficace de production $t\bar{t}$, ϵ est la différence entre l'efficacité du signal $t\bar{t}$ dans l'échantillon "Opposite Sign" ($\epsilon_{t\bar{t}}^{OS}$) et l'efficacité du signal $t\bar{t}$ dans l'échantillon "Same Sign" ($\epsilon_{t\bar{t}}^{SS}$), $\mathcal{B}$ est le rapport d'embranchement des processus $t\bar{t}$, ici compris dans les efficacités du signal $t\bar{t}$ (on a ainsi $\mathcal{B}=1$), $\mathcal{L}$ la luminosité intégrée du lot de données étudiées, N^{bkg} le nombre d'évènements attendus à la fin de la sélection, définis comme suit :

$$N^{bkg} = N_{DATA}^{SS} + N_{W+Jets}^{OS} - N_{W+Jets}^{SS} + N_{Z/\gamma^*+Jets}^{OS} - N_{Z/\gamma^*+Jets}^{SS} + N_{diboson}^{OS} - N_{diboson}^{SS} + N_{singletop}^{OS} - N_{singletop}^{SS} \quad (4.17)$$

4.9.2 Résultat obtenu

En pratique, on calcule l'opposé du logarithme népérien de la fonction de vraisemblance, on obtient alors :

$$-\ln L(\sigma) = -N^{obs} \cdot \ln(\mu) + \ln(N^{obs}!) + \mu \quad (4.18)$$

L'application aux résultats obtenus à la fin de la sélection donne le résultat suivant :

$$-\ln L(\sigma) = -30 \cdot \ln(2.914 \cdot \sigma + 7.796) + \ln(30!) + 2.914 \cdot \sigma + 7.796 \quad (4.19)$$

La représentation graphique de la fonction "-ln L" est disponible ci-dessous (4.56). Il s'agit alors de minimiser cette fonction, afin d'obtenir la valeur centrale de la section efficace mesurée.

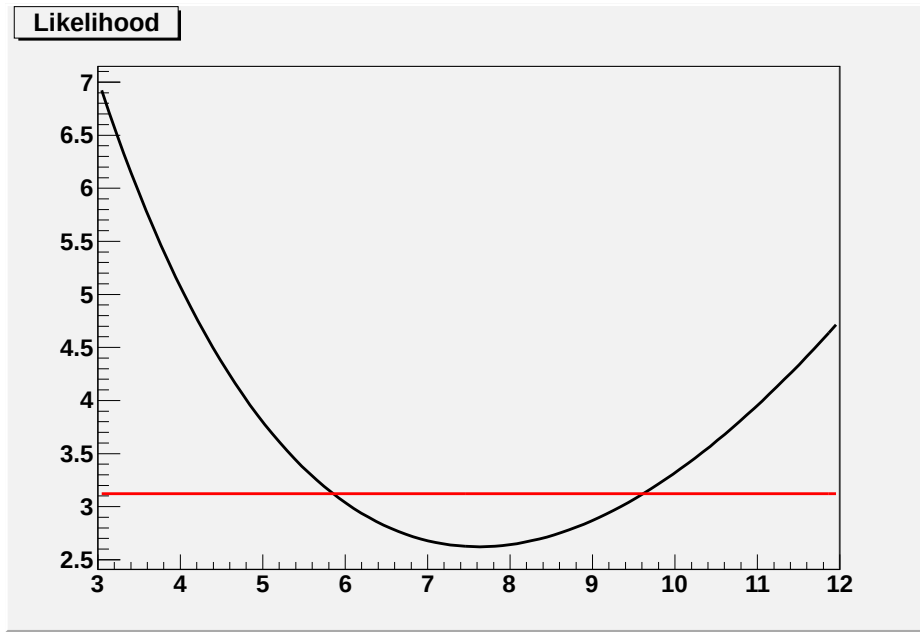


FIGURE 4.56 – Représentation graphique de l’opposé du logarithme népérien de la fonction de vraisemblance, évaluée à partir des résultats obtenus à l’étape finale de sélection $\mu+\text{jets}+\tau+\text{b-tag}(s)$. L’abscisse du minimum de cette fonction donne la valeur centrale de la section efficace mesurée, tandis que les abscisses des points d’intersection de la droite horizontale, tracée en rouge, d’équation : $y = (-\ln L)_{\min} + \frac{1}{2}$, et de la fonction “ $-\ln L$ ”, donnent les incertitudes statistiques inférieure et supérieure, associées à la valeur centrale de la section efficace mesurée.

La droite horizontale tracée en rouge a une ordonnée égale à l'ordonnée du minimum de la fonction “ $-\ln L$ ” à laquelle on a ajouté $\frac{1}{2}$. Les abscisses des deux points d'intersection de cette droite avec la fonction “ $-\ln L$ ” permettent de définir les incertitudes statistiques inférieure et supérieure associées à la valeur centrale de la section efficace.

La valeur de la section efficace obtenue pour une masse du quark top de 172.5 GeV/c² est de :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}) = 7.62^{+1.99}_{-1.80} \text{ (stat) pb}$$

Cette valeur est compatible avec la valeur théorique de $7.46^{+0.48}_{-0.67}$ pb obtenue à l'ordre NLO+NLL du calcul des perturbations, pour une masse du quark top égale à 172.5 GeV/c² [16].

4.10 Evaluation des incertitudes systématiques

4.10.1 Sources d'incertitudes systématiques

Les différentes sources d'incertitudes systématiques considérées pour l'analyse sont présentées ci-dessous :

Qualité des données

L'incertitude systématique sur la mesure de l'efficacité de sélection des données analysables a été estimée à 0.5% [48].

Luminosité

La luminosité intégrée de l'échantillon de données utilisé (RunIIb-1 et RunIIb-2) est connue à 6.1% près [49].

Pondération de la position du vertex primaire selon l'axe z

Le facteur correctif utilisé dans notre analyse et décrit dans la partie 4.3 est défini pour une paramétrisation de la fonction gaussienne (utilisée pour effectuer un tirage aléatoire de la position en z du point d'interaction) correspondant à une valeur centrale de 0 et un écart-type fixé à 25 cm. Les valeurs prises par la coordonnée z du vertex primaire sont restreintes à l'intervalle [-60 ; 60] (exprimé en cm). L'évaluation de l'incertitude systématique associée consiste à effectuer un tirage aléatoire suivant une fonction gaussienne de même valeur centrale et de même écart-type mais restreinte à l'intervalle [-40 ; 40] (exprimé en cm).

Effets d'ordres supérieurs et hadronisation

Le générateur aléatoire ALPGEN, engendrant les processus physiques à l'ordre dominant (LO), est interfacé avec PYTHIA afin de reproduire les phénomènes d'hadronisation et de cascades de partons. Pour calculer l'incertitude due aux effets d'ordres supérieurs, des comparaisons sont effectuées avec le générateur aléatoire au NLO appelé MC@NLO, qui utilise le générateur HERWIG pour reproduire les phénomènes d'hadronisation. L'incertitude systématique a été évaluée à $\pm 2\%$ dans le canaux electron-muon et est ici prise comme référence [50].

Reconnection de couleurs

Le phénomène de reconnection de couleurs en QCD est défini par un réarrangement de la répartition des couleurs dans un événement, par l’intermédiaire de flux de couleurs. Les phénomènes de reconnection des couleurs apparaissent dans les diagrammes d’ordres supérieurs à l’ordre dominant. Ces derniers sont supprimés d’un facteur $\frac{1}{N_C^2}$ (où N_C est le nombre de couleurs, c’est-à-dire trois) vis-à-vis des diagrammes dits “planaires”, sans effets de reconnection [51]. La sensibilité à ce phénomène existe à partir du moment où l’on a des quarks dans l’état final. L’incertitude systématique correspondante a été évaluée à $\pm 2.6\%$ dans la référence [50].

Radiations de gluons dans les états initiaux et finaux (ISR/FSR)

Dans tous les processus faisant intervenir des objets colorés dans les états initiaux et finaux, des radiations de gluons peuvent se produire. L’incertitude systématique associée est estimée en comparant les résultats obtenus avec un échantillon PYTHIA $t\bar{t}$ engendré avec l’ensemble de paramètres “CTEQ5L” et des échantillons PYTHIA incluant des variations positive et négative de paramètres définissant l’ISR/FSR. L’incertitude systématique a été estimée à $\pm 3.4\%$ dans le canal electron-muon [50].

Incertitudes systématiques liées aux jets

Les incertitudes systématiques concernant les jets proviennent de trois sources distinctes : l’efficacité d’identification des jets (Jet ID), la correction de l’échelle en énergie des jets (JES), et la résolution de l’énergie des jets (JER). On obtient chacune des incertitudes en modifiant la valeur des paramètres de $\pm\sigma$, et en appliquant la valeur obtenue à tous les processus Monte Carlo.

Correction de l’échelle en énergie des taus

Les incertitudes systématiques liées taus concernent deux sources distinctes. La première se rapporte à la correction de l’échelle en énergie des taus. Pour cela, on modifie les paramètres d’ajustement de la distribution de E/p de plus ou moins la valeur de leur incertitude statistique. Nous appliquerons cette incertitude aux processus contenant de “vrais” taus : $t\bar{t} \rightarrow \text{dileptons}$, $Z \rightarrow \tau\tau$, dibosons.

Facteurs d’identification des taus

La deuxième incertitude concernant les taus est liée à l’identification des taus selon les types. Dans le cadre de notre analyse, nous utiliserons les incertitudes systématiques calculées en utilisant une coupure de 0.8 sur la sortie du réseau de neurones des taus, et prenant les valeurs suivantes : $\approx 11\%$, $\approx 4.5\%$ et $\approx 4\%$, pour les types de taus 1, 2 et 3 respectivement [52].

Facteurs d’identification des muons

Les incertitudes systématiques sur les efficacités d’identification des muons sont calculées dans la référence [30]. Une incertitude de 2% est obtenue pour la qualité d’objet “MediumNSeg3”, de 0.7% pour la qualité de traces “trackmedium”, et enfin de 1% pour l’isolation “TopP14”.

PDF, facteurs d'échelle

Plusieurs sources d'incertitudes existent au sujet des sections efficaces des différents processus : les fonctions de densité partoniques ainsi que les facteurs d'échelle (échelle de factorisation et de renormalisation). Les incertitudes systématiques de la note [53] seront prises comme référence. De ce fait, une incertitude de 5% sera appliquée aux processus Drell-Yan, de 10% aux processus $t\bar{t}$ et W +Jets. Des incertitudes de 6% et 8% seront appliquées respectivement aux processus WW et WZ/ZZ .

HF-facteurs pour les processus W +Jets et Z +Jets

Un HF-facteur de 1.47 est appliqué aux événements $W+bb$ et $W+cc$ avec une incertitude de 15%.

Pour les processus $Z+bb$ et $Z+cc$, des HF-facteurs respectifs de 1.52 et 1.67 sont appliqués, dotés tous deux d'une incertitude de 20% [54].

Système de déclenchement “singlemuOR”

L'incertitude systématique associée au trigger “singlemuOR” a été évaluée dans l'étude du canal dimuon [50]. Cette incertitude a été estimée à 5%.

Facteurs d'échelle de l'étiquetage de jets de saveur b

Lors de l'étiquetage des jets de b dans l'analyse, il est nécessaire de pondérer les événements Monte Carlo par un facteur correctif, permettant de corriger des différences d'efficacités existantes entre données et Monte Carlo. L'erreur sur les facteurs d'échelle correspondants est prise en compte pour déterminer les incertitudes systématiques “up” et “down” associées.

Echelle en énergie des jets de saveur b

Cette incertitude prend en compte la différence entre la valeur nominale de la JES et la JES propre aux hadrons b . Cette dernière a été estimée à 1.8% inférieure à la valeur nominale de la JES [55]. Ainsi, nous calculerons cette incertitude systématique en faisant varier de -1.8% la valeur nominale des corrections d'échelle en énergie des jets. Comme dans l'analyse $t\bar{t} \rightarrow$ dileptons [50], nous appliquerons cette incertitude aux processus contenant des quarks b issus du top, c'est-à-dire les processus $t\bar{t}$ et top célibataire.

Taux de jets mimant des taus

Le facteur correctif calculé dans la section 4.6.1 est égal à 0.92 ± 0.06 , l'incertitude relative sur ce facteur est ainsi de 6.5%. Cette incertitude sera ensuite considérée comme l'incertitude systématique associée à la mesure du taux de jets “mimant” des leptons taus.

Association des jets avec le vertex primaire

Les valeurs des facteurs d'échelle définis pour les jets possédant deux traces associées au vertex primaire sont modifiées de $\pm\sigma$.

Pondération de l'impulsion transverse du Z

La pondération de l'impulsion transverse du boson Z concerne deux facteurs correctifs (le premier inclusif et le second par bin de jets). Les fonctions utilisées pour la pondération du Pt du Z sont alors modifiées de $\pm\sigma$ et les nouveaux poids créés sont appliqués aux processus Z+Jets.

Leptons de charges opposées

Le taux de mauvaise identification de la charge est différent dans les données et dans le Monte Carlo, et il est lié à une mauvaise association des traces chargées. Comme nous demandons que le lepton tau et le muon soient de charges opposées dans l'analyse, il est nécessaire de tenir compte de cette différence. Le taux de mauvaise identification correspond à la probabilité d'avoir des événements de même signe dans les données et la simulation. La différence entre ces deux probabilités est prise comme l'incertitude systématique. Comme pour l'analyse du RunIIb-1 [42], on utilise l'incertitude évaluée dans le canal $Z \rightarrow ee$, et cette dernière est de 1.64% [50].

Le facteur de pondération lié à la fragmentation du quark b n'ayant pas été appliqué à la simulation dans cette analyse, l'incertitude systématique associée n'a pas été évaluée. Cette dernière a été estimée à ± 0.07 pb dans le canal dimuon [50].

Les différentes sources d'incertitudes systématiques utilisées dans cette analyse et leurs valeurs sont rassemblées dans le tableau 4.21 suivant.

	$t\bar{t} \rightarrow 2\ell 2\nu 2b$		$t\bar{t} \rightarrow \ell + jets$		W+jets		$Z \rightarrow \mu\mu$		$Z \rightarrow \tau\tau$		dibosons		single top		Total, pb	
Sources d'incertitudes	up	down	up	down	up	down	up	down	up	down	up	down	up	down	up	down
Data quality	+0.5	-0.5	+0.5	-0.5	+0.5	-0.5	+0.5	-0.5	+0.5	-0.5	+0.5	-0.5	+0.5	-0.5	+0.04	-0.04
Luminosity	+6.1	-6.1	+6.1	-6.1	+6.1	-6.1	+6.1	-6.1	+6.1	-6.1	+6.1	-6.1	+6.1	-6.1	+0.56	-0.49
Beam shape	+0.6	-0.6	+0.6	-0.6	+0.5	-0.5	+1.0	-1.0	+0.9	-0.9	+0.3	-0.3	+0.1	-0.1	+0.05	-0.05
Higher order effects	+2.0	-2.0	+2.0	-2.0	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.16	-0.15
Color reconnection	+2.6	-2.6	+2.6	-2.6	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.20	-0.19
ISR/FSR	+3.4	-3.4	+3.4	-3.4	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.27	-0.25
Jet Energy Scale	+0.6	-0.8	+0.0	-0.3	+2.7	+2.3	+5.1	-1.0	+7.2	+5.6	+0.2	+0.2	-0.1	-0.3	+0.02	-0.11
Jet ID Efficiency	+4.3	-4.3	+0.1	-0.1	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+4.3	-4.3	+0.03	-0.03
Jet Resolution	-0.3	+0.5	-0.5	-0.3	+2.4	-1.4	+2.2	+0.9	+12.5	-1.0	-1.8	+2.4	+3.6	-0.2	+0.02	-0.04
Tau Energy Scale	-0.5	+0.4	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.9	+3.9	+0.6	-0.0	+0.0	-0.0	+0.02	-0.03
Tau ID	+4.7	-4.7	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+6.1	-6.1	+6.6	-6.6	+0.0	-0.0	+0.29	-0.31
Muon quality	+2.0	-2.0	+2.0	-2.0	+2.0	-2.0	+2.0	-2.0	+2.0	-2.0	+2.0	-2.0	+2.0	-2.0	+0.18	-0.17
Muon track	+0.7	-0.7	+0.7	-0.7	+0.7	-0.7	+0.7	-0.7	+0.7	-0.7	+0.7	-0.7	+0.7	-0.7	+0.06	-0.06
Muon isolation	+1.0	-1.0	+1.0	-1.0	+1.0	-1.0	+1.0	-1.0	+1.0	-1.0	+1.0	-1.0	+1.0	-1.0	+0.09	-0.08
Cross sections	+10.0	-10.0	+10.0	-10.0	+10.0	-10.0	+5.0	-5.0	+5.0	-5.0	+6.5	-6.5	+0.0	-0.0	+0.75	-0.92
W HF-factor	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+8.2	-8.2	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.03	-0.03
Z HF-factor	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+7.2	-7.2	+12.2	-12.2	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.05	-0.05
Trigger	+5.0	-5.0	+5.0	-5.0	+5.0	-5.0	+5.0	-5.0	+5.0	-5.0	+5.0	-5.0	+5.0	-5.0	+0.41	-0.45
b-tag NN SF	+6.1	-5.7	+5.7	-6.4	+6.4	-6.2	+18.2	-17.7	+4.6	-4.3	+12.5	-13.0	+4.4	-3.3	+0.56	-0.51
b-Jet Energy Scale	+0.9	-0.9	+0.7	-0.7	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+5.2	-5.2	+0.07	-0.06
Jet-tau fake rate	+0.0	-0.0	+6.5	-6.5	+6.5	-6.5	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.14	-0.14
Vertex confirmation	-0.1	+0.0	-0.01	+0.0	+0.0	-0.0	-0.01	-0.0	-0.9	+0.0	+0.0	+0.0	+0.7	+0.5	+0.00	-0.00
Z Pt reweighting	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+6.0	+1.3	-11.3	-10.3	+0.0	-0.0	+0.0	-0.0	+0.02	-0.02
Opposite charge	+1.6	-1.6	+1.6	-1.6	+1.6	-1.6	+1.6	-1.6	+1.6	-1.6	+1.6	-1.6	+1.6	-1.6	+0.14	-0.14
TOTAL	+16.5	-16.4	+16.4	-16.6	+18.3	-18.1	+23.4	-21.6	+25.3	-21.3	+17.8	-18.2	+12.2	-11.3	+1.30	-1.37

TABLE 4.21 – *Incertitudes systématiques sur la mesure de la section efficace $t\bar{t}$ à l'étape de la sélection finale $\mu+jets+\tau+\cancel{E}_T+b\text{-tag}(s)$. Les incertitudes sont exprimées en pourcentage du nombre d'évènements pour chacun des processus Monte Carlo, et en picobarns dans les deux dernières colonnes, pour les valeurs d'incertitude "up" et "down" sur la section efficace, correspondantes à une source d'incertitude systématique donnée.*

4.10.2 Résultat final

L'étude du canal $\mu+\text{jets}+\tau+\cancel{E}_T+\text{b-tag(s)}$ a mené à la mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$, à laquelle on a affecté deux types d'incertitudes : une incertitude de nature statistique, liée à la taille de notre échantillon final, et une série d'incertitudes de type systématique, c'est-à-dire évaluant des biais sur la mesure, provenant de diverses origines, comme les effets du détecteur ou les outils et méthodes d'analyse.

Les calculs théoriques aux ordres NLO+NLL du calcul perturbatif donnent la prédiction suivante : $7.46^{+0.48}_{-0.67}$ pb, pour une masse du quark top égale à $172.5 \text{ GeV}/c^2$. L'étude développée dans cette thèse aboutit à la mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$ suivante :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}) = 7.62^{+1.99}_{-1.80} \text{ (stat)}^{+1.30}_{-1.37} \text{ (syst+lumi)} \text{ pb}$$

En écrivant l'incertitude sur la luminosité de manière distincte, la mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$ obtenue s'écrit :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}) = 7.62^{+1.99}_{-1.80} \text{ (stat)}^{+1.17}_{-1.28} \text{ (syst)}^{+0.56}_{-0.49} \text{ (lumi)} \text{ pb}$$

4.11 Prospectives au LHC

Le collisionneur proton-proton LHC du CERN ouvre une ère nouvelle vis-à-vis de la physique du quark top. Compte tenu des sections efficaces élevées de production de paires de top (de valeurs théoriques égales à 165^{+11}_{-16} pb pour $\sqrt{s}=7 \text{ TeV}$ [56], et $414 \pm 40(\text{scale}) \pm 20$ (PDF) pb pour $\sqrt{s}=10 \text{ TeV}$ [57]), ainsi que de la luminosité élevée envisagée (de l'ordre de 10 fb^{-1} délivrés par an), le LHC peut être considéré comme une usine à quarks top (8.10^6 paires de quarks top seront produites en moyenne par an).

Au LHC, le seuil de production d'une paire $t\bar{t}$ (cf. section 1.3.1) est donné par $x \simeq 0.049$ pour une énergie dans le centre de masse de 7 TeV , et par $x \simeq 0.025$ pour une énergie dans le centre de masse de 14 TeV . Dans les deux cas, les PDF des quarks de valence u et d sont inférieures à celles du gluon (figure 4.57), et le processus de production de paires de quark top par fusion de gluons ($\simeq 85\%$) est dominant vis-à-vis du processus de production par annihilation $q\bar{q}$ ($\simeq 15\%$).

Les égalités (1.167) et (1.168) de la section 1.3.1 sont également valables pour un collisionneur proton-proton comme le LHC, en remplaçant $\bar{f}_j$ par f_j (fonction de densité partonique du parton j dans le deuxième proton) dans l'équation (1.167). La section efficace de production $t\bar{t}$ montre une dépendance de la section efficace de production $t\bar{t}$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse des collisions. En particulier, les luminosités partoniques L_{ij} varient en fonction du paramètre s_{had} (l'énergie dans le centre de masse des collisions élevée au carré). En effet, les luminosités partoniques pour les canaux de production, gg, $q\bar{q}$ et qg, sont en proportions différentes au Tevatron et au LHC [16]. La section efficace de production $t\bar{t}$ est représentée sur la figure 4.58 en fonction de l'énergie dans le centre de masse, auprès du LHC et du Tevatron.

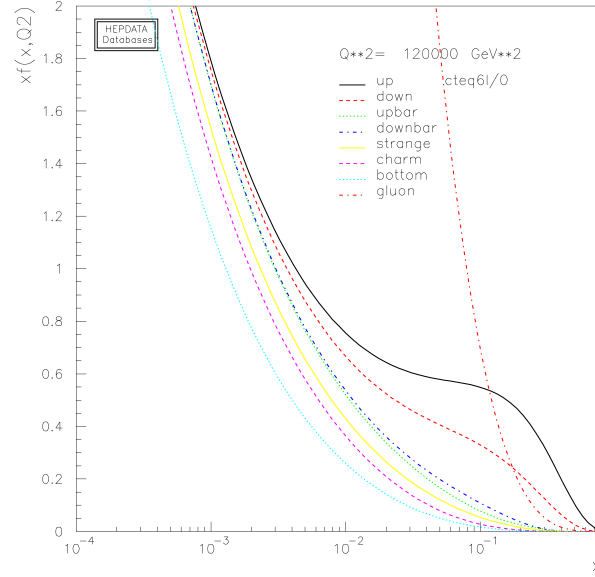


FIGURE 4.57 – Fonctions de densité partonique CTEQ6L au seuil de production d’une paire $t\bar{t}$.

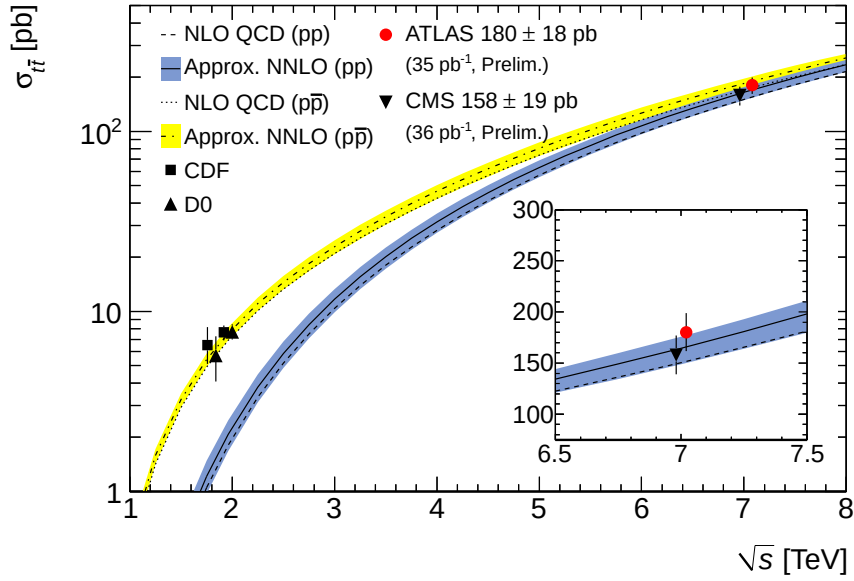


FIGURE 4.58 – Section efficace de production $t\bar{t}$ déterminée par des calculs théoriques ([16] et [58]) et points de mesure expérimentaux des expériences $D\bar{O}$ et CDF pour le Tevatron [59], CMS [60] et ATLAS [61] pour le LHC. La courbe en jaune représente la prédiction théorique en $p\text{-}\bar{p}$ et la courbe en bleu la prédiction en $p\text{-}p$.

Les sections efficaces attendues au LHC pour des énergies dans le centre de masse de 7 TeV, 10 TeV, et 14 TeV et se rapportant aux processus principaux de signal et de bruit de fond utilisés dans les analyses du quark top sont quant à elles présentées tableau 4.22 [62].

$\sigma(\text{pb}) \backslash \sqrt{s}(\text{TeV})$	7	10	14
$t\bar{t}$	165 (NNLO)	414 (NLO+NLL)	908 (NLO+NLL)
single top (t, NLO)	63	130	246
single top (tW, NLO)	10.6	29	66
dibosons (NLO)	67	116.5	180
W+Jets	28000	42800	60800
Z/ γ^* +Jets (NLO)	3110	4000	6100
QCD	$7.2 \cdot 10^6$	$1.5 \cdot 10^7$	$2.4 \cdot 10^{10}$

TABLE 4.22 – Sections efficaces attendues au LHC pour les processus principaux utilisés dans les analyses du quark top, correspondant à des énergies dans le centre de masse de 7 TeV, 10 TeV et 14 TeV.

Pour le Tevatron, les sections efficaces des différents processus physiques sont données dans le tableau suivant 4.23 :

$\sigma(\text{pb}) \backslash \sqrt{s}(\text{TeV})$	1.96
$t\bar{t}$ (NLO+NLL)	7.46
single top (t, NNLO)	2.26
single top (tW, NNLO)	0.28
dibosons (NLO)	17.2
W+Jets	10^4
Z/ γ^* +Jets	$5 \cdot 10^3$
QCD	10^6

TABLE 4.23 – Sections efficaces attendues au Tevatron pour les processus principaux utilisés dans les analyses du quark top, correspondant à une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV.

La figure ci-dessous (figure 4.59) présente les sections efficaces de différents processus physiques en fonction de l'énergie dans le centre de masse, au Tevatron et au LHC. On observe que la section efficace des processus $t\bar{t}$ croît avec une pente plus importante que pour les processus V+jets (V=W,Z), en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Ce qui entraîne que pour les analyses $t\bar{t}$ dont le bruit de fond dominant est constitué de processus V+jets (V=W ou Z), on aura un rapport $\frac{\sigma(t\bar{t})}{\sigma(V+\text{jets})}$ plus élevé au LHC qu'au Tevatron, donc un rapport $\frac{S}{\sqrt{S+B}}$ plus important à luminosité équivalente, pour les mêmes efficacités de sélection du signal et du bruit de fond.

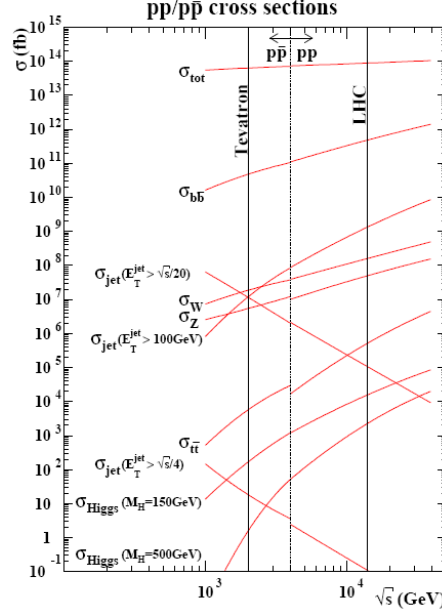


FIGURE 4.59 – La section efficace de différents processus physiques en fonction de l'énergie dans le centre de masse, au Tevatron et au LHC.

En juin 2011, 1 fb^{-1} de luminosité délivrée par le LHC a été atteint (figure 4.60). Les analyses les plus récentes concernant la mesure de la section efficace du top-antitop pour une énergie des faisceaux de 3.5 TeV ont été réalisées par la collaboration CMS avec un échantillon de données de 36 pb^{-1} [60], et par la collaboration ATLAS avec un échantillon de données de 35 pb^{-1} [61] (mars 2011). Les derniers échantillons analysés ont une luminosité totale de 200 pb^{-1} , et les premiers résultats avec cette luminosité ont été publiés début juin 2011.

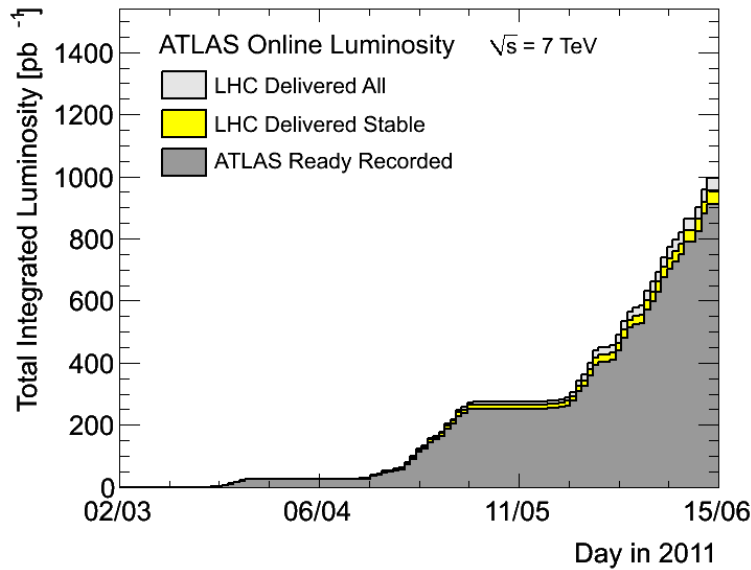


FIGURE 4.60 – La luminosité délivrée par le LHC et enregistrée par le détecteur ATLAS, de mars à juin 2011.

Indépendamment des critères de sélection choisis et des efficacités de sélection obtenues pour le signal $t\bar{t}$ et les différents bruits de fonds, l'échantillon utilisé dans notre analyse a une luminosité plus de 21 fois supérieure à la luminosité utilisée pour les études récentes au LHC (4280 pb^{-1} pour 200 pb^{-1}). Cependant, la section efficace de production d'un paire de quarks top à 7 TeV au LHC est d'environ 22 fois supérieure à celle au Tevatron pour $\sqrt{s}=1.96 \text{ TeV}$ ($\simeq 165 \text{ pb}$ pour $\simeq 7.5 \text{ pb}$). Ceci entraîne qu'un nombre d'évènements comparable doit être obtenu dans les états finaux $t\bar{t}$ dans les deux cas précédents, pour une même efficacité de sélection du signal.

La mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$ réalisée par CMS dans le canal dileptonique, avec 36 pb^{-1} de données et pour $\sqrt{s}=7 \text{ TeV}$, est donnée par : $168 \pm 18 \text{ (stat)} \pm 14 \text{ (syst)} \pm 7 \text{ (lumi)} \text{ pb}$ [63]. Les incertitudes statistique et systématique relatives sont ainsi d'environ 10.7% et 8.3%. Quant au Tevatron, la mesure dans le canal dileptonique avec 4.28 fb^{-1} de données a mené au résultat suivant pour la section efficace $t\bar{t}$: $8.76^{+0.61}_{-0.59} \text{ (stat)}^{+1.00}_{-0.95} \text{ (syst)}^{+0.67}_{-0.60} \text{ (lumi)} \text{ pb}$, ce qui donne une incertitude statistique relative de 7% et une incertitude systématique relative de 11.4%. A court terme, l'incertitude systématique sur la mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$ au LHC dominera nettement l'incertitude de nature statistique. En particulier, les incertitudes systématiques liées à la correction de l'échelle en énergie des jets, aux fonctions de densité partoniques, ainsi qu'aux radiations de gluons dans les états initiaux et finaux seront des incertitudes systématiques majeures et difficiles à réduire. Un des enjeux majeurs sera alors la compréhension la plus complète et précise possible des caractéristiques et du comportement du détecteur, ainsi que des outils et méthodes développés pour les analyses de physique.

Conclusion

Cette thèse est consacrée à la mesure de la section efficace de production de paires de quarks top auprès du détecteur de physique des particules DØ au Tevatron. Elle se rapporte à l'état final $\mu+\tau$, et comprend exactement un muon isolé de grande impulsion transverse, au moins deux jets de particules de grande impulsion transverse, exactement un lepton tau, au moins un jet étiqueté b, et de l'énergie transverse manquante.

La section efficace a été mesurée dans un échantillon de données de 4.28 fb^{-1} , correspondant aux périodes de prises de données officielles appelées “RunIIb-1” et “RunIIb-2”, en supposant une masse du quark top de $172.5 \text{ GeV}/c^2$:

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}) = 7.62^{+1.99}_{-1.80} \text{ (stat)}^{+1.17}_{-1.28} \text{ (syst)}^{+0.56}_{-0.49} \text{ (lumi) pb}$$

Cette mesure est en accord avec la prédiction théorique dans le cadre du Modèle Standard (NLO+NLL du calcul des perturbations), égale à : $7.46^{+0.48}_{-0.67} \text{ pb}$.

Différentes voies sont envisageables afin d'améliorer l'analyse présentée.

L'étude du canal $\text{electron}+\text{jets}+\tau+\cancel{E}_T+\text{b-tag(s)}$ peut être également menée et la combinaison des deux mesures résultantes peut être réalisée, afin de bénéficier d'une meilleure précision statistique. En outre, il est également possible d'utiliser une technique de sélection multi-variable, dans le but d'obtenir une meilleure discrimination entre bruit de fond et signal. Enfin, bénéficier de l'ensemble des données disponibles à la fin du Run II (10 fb^{-1} de données enregistrées mi-juin 2011) pourrait permettre de réduire l'incertitude statistique sur la mesure de manière significative ($\simeq \sqrt{2}$).

La montée en puissance du LHC ouvre une ère nouvelle dans notre connaissance de la physique du quark top. Le collisionneur proton-proton du CERN bénéficiera à 14 TeV dans le centre de masse d'une section efficace environ 100 fois plus élevée qu'au Tevatron. Pour une luminosité instantanée de $10^{33} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, la production d'une paire top-antitop par seconde y est attendue. Avec l'accumulation des données, la réduction des incertitudes statistiques est un objectif à plus ou moins court terme au LHC, mais l'enjeu majeur se situe au niveau de la détermination et de la réduction des incertitudes systématiques, pour lesquelles une compréhension profonde du détecteur et des outils d'analyse est nécessaire. La connaissance précise des propriétés du quark top revêtira alors un intérêt majeur pour la recherche de phénomènes physiques nouveaux au-delà du Modèle Standard.

Bibliographie

- [1] Edgard Elbaz,
“*Quantique*” (1995)
- [2] UA1 Collaboration,
“*Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s}=540$ GeV*”, Physics Letters 122B (1983) p.103
- [3] UA2 Collaboration,
“*Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN p collider*”, Physics Letters 122B (1983) p.476
- [4] D. Sénéchal,
“*Introduction à la théorie des groupes de Lie*”, lecture at the University of Sherbrooke (1997)
- [5] Edgard Elbaz,
“*De l’électromagnétisme à l’électrofaible*” (1989)
- [6] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22, p.579 (1961)
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19, p.1264 (1967)
A. Salam, “Svartholm : Elementary Particle Theory”, p. 367-377 (1968)
- [7] Particle Data Group, [http ://pdg.lbl.gov](http://pdg.lbl.gov) (2010)
- [8] V. M. Abazov et Al. [DØ],
“*Simultaneous measurement of the ratio $\mathcal{B}(t \rightarrow W b)/\mathcal{B}(t \rightarrow W q)$ and the top quark pair production cross section with the DØ detector at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*”, Fermilab-Pub-11/300-E (2008)
- [9] L. Wolfenstein,
“*Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix*”, Phys. Rev. Lett. 51, 1945 (1983)
- [10] S. Bethke ,
“*The 2009 World Average of α_s* ”, Eur.Phys.J.C64 :689-703 (2009)
- [11] The LEP Electroweak Working Group (LEP EWWG),
[http ://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/plots/summer2010](http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/plots/summer2010) (2010)
- [12] G. Abbiendi et Al. [ALEPH, DELPHI, L3, OPAL],
“*Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*”, Phys.Lett.B565 :61-75 (2003)
- [13] S. Abachi et Al. [DØ],
“*Observation of top quark*”, Phys. Rev. Lett. 74, p.2632 (1995)
- [14] F. Abe et Al. [CDF],
“*Observation of top quark production in $p\bar{p}$ collisions with the CDF detector at Fermilab*”, FERMILAB-PUB-95/022-E (1995)
- [15] M. Cacciari et al.,
“*Updated predictions for the total production cross sections of top and of heavier quark pairs at the Tevatron and at the LHC*”, [arXiv :0804.2800v1] (2008)

-
- [16] S. Moch, P. Uwer,
“*Theoretical status and prospects for top-quark pair production at hadron colliders*”, Phys. Rev. D 78, 034003 (2008)
- [17] LEP, Tevatron and SLD Working Groups,
“*Precision electroweak measurements and constraints on the standard model*”, DØ note 6130 (2011)
- [18] The Tevatron Electroweak Working Group,
“*Combination of CDF and DØ results on the mass of the top quark using up to 5.6 fb^{-1} of data*”, DØ note 6090 (2010)
- [19] A. Quadt,
“*Top quark physics at hadron colliders*”, Eur. Phys. J. C 48, 835-1000 (2006)
- [20] “*Operations Rookie Books*”, www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/rbooks.html
- [21] P. Adamson et Al. [DØ],
“*Accelerator/Experiment Operations - FY 2010*”, FERMILAB-TM-2477-DI (2010)
- [22] Dmitri Smirnov,
“*Status of the DØ Fiber Tracker and Preshower Detectors*”, DØ note 5683 (2008)
- [23] V. M. Abazov et Al. [DØ],
“*The upgraded DØ detector*”, Nucl. Instrum. Meth. A 565, p.463 (2006)
- [24] E. Busato et B. Andrieu,
“*Jet Algorithms in the DØ Run II Software : Description and User’s guide*”, DØ note 4457 (2004)
- [25] C. Ochando, J.-F. Grivaz,
“*SSR for p17*”, DØ note 5609 (2008)
- [26] V. M. Abazov et al. [DØ Collaboration],
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 620, 490 (2010)
- [27] C. Galea
“*Tau identification at DØ*”, Acta Physica Polonica B, Vol. 38, No. 3.C (2007)
- [28] R. Madar, F. Couderc
“*Tau lepton identification using MVA optimizations, CPS detector and bID tools*”, DØ note 6061 (2010)
- [29] S. Protopopescu, P. Svoisky
“*Tau identification with neural networks for p17 data*”, DØ note 5094 (2006)
- [30] DØ Muon Algorithms and Identification group,
“*Muon identification certification for the Summer 2009 extended dataset (Run IIb-1 and -2)*”, DØ note 6025 (2010)
- [31] M. Arthaud, F. Déliot, B. Tuchming, V. Sharyy, D. Vilanova,
“*Muon momentum oversmearing for p20 data*”, DØ note 5449 (2007)
- [32] M. Arthaud, F. Déliot, B. Tuchming, V. Sharyy, D. Vilanova,
“*Muon momentum oversmearing for p17 data*”, DØ note 5444 (2007)
- [33] A. Croc, F. Déliot, V. Sharyy, B. Tuchming, M. Cooke, H. Greenlee, A.S. Santos, M. Vesterinen, T.R. Wyatt
“*Muon momentum oversmearing update for p20 data*”, DØ note 6031 (2010)

- [34] Bertrand Martin dit Latour,
“Mesure de la section efficace de paires de quarks top dans l’état final di-électron avec les données collectées par l’expérience DØ au Run IIa”, Thèse, p. 189 (2008)
- [35] S. Muanza,
“A compilation of MCFM v5.1 Cross Sections”, DØ note 5300 (2006)
- [36] J.-F. Grivaz,
“K(’)-factor, scale factors, HF factors”, V+jets meeting, 02/12/2008
- [37] H. Schellman,
“The longitudinal shape of the luminous region at DØ”, DØ note 5142 (2006)
- [38] G. Hesketh,
“Generator level re-weighting of the inclusive W p_T distribution”, DØ note 5786 (2008)
- [39] M. Shamim, T. Bolton,
“Generator level reweighting of Z boson P_t ”, DØ note 5565 (2008)
- [40] D. Boline,
“Jet multiplicity dependant reweighting of the Z boson P_t in $p20$ ”, DØ note 5569 (2008)
- [41] J. MackusMayes et al.,
“Search for $ZH \rightarrow \ell^+ \ell^- b \bar{b}$ in 6.2 fb^{-1} of data using a random forest in dimuon and dielectron events”, DØ note 6080, p.44 (2010)
- [42] F. Badaud, F. Lacroix, E. Shabalina
“Measurement of $t\bar{t}$ production cross section in the lepton+tau+b-jet(s)+ $\cancel{E}_T$ channel using 1.2 fb^{-1} of Run IIb Data”, DØ note 5606 (2008)
- [43] The DØ Collaboration [DØ],
“Measurements of the $t\bar{t}$ cross section in the lepton+jets channel with 4.3 fb^{-1} ”, DØ note 6037 (2010)
- [44] J. Sekaric, *“Muon issues summary”*, <http://www-d0.hef.ru.nl/fullAgenda.php?id=a091528&fid=32> (septembre 2009)
- [45] O. Brandt, *“Muon isolation : an update(2)”*, <http://www-d0.hef.ru.nl/fullAgenda.php?id=a091702&fid=26> (octobre 2009)
- [46] W.-C. Yang, S. Soldner-Rembold
“Search for MSSM Higgs Boson Production in the Decay $h \rightarrow \tau_\mu \tau_{had}$ using 5.4 fb^{-1} of DØ Run II Data”, DØ note 6078 (2010)
- [47] T. Scanlon
“A Neural Network b-tagging Tool”, DØ note 4889 (2005)
- [48] S.-J. Park, M. Begel,
“Efficiency of the Data Quality Calorimeter Flags”, DØ note 5324 (2007)
- [49] T. Andeen et al.,
“The DØ experiment’s integrated luminosity for Tevatron Run IIa”, FERMILAB-TM-2365 (2007)
- [50] 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)
- [51] The OPAL collaboration,
“Tests of models of color reconnection and a search for glueballs using gluon jets with a rapidity gap”, arXiv :0306021v1 [hep-ex] (2003)

- [52] L. Suter
http://www-d0.hef.ru.nl//askArchive.php?base=agenda&categ=a101893&id=a101893s1t3/transparencies/sum09ext_oldNN.pdf (2009)
- [53] S. Sharry, M. Titov,
“Search in 5.4 fb^{-1} of Data at $D\bar{O}$ for $\tau\tau$ decays of MSSM Higgs bosons $\phi(=h, H, A)$ in $e^\pm \mu^\mp$ final states”, $D\bar{O}$ note 5995 (2009)
- [54] D. Chakraborty, P. Gutierrez, D. Menezes,
“Measurement of $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}X)$ using the τ +jets final state in $D\bar{O}$ Run2b”, $D\bar{O}$ note 6210 (2011)
- [55] A. Harel,
“Data over MC, b over light jet response corrections for RunIIa JES”, $D\bar{O}$ note 5654 (2008)
- [56] S. Moch, P. Uwer
“HATHOR, HAdonic Top and Heavy quarks crOss section calculatoR”, Comput. Phys. Commun. 182, 10341046 (2011)
- [57] M. Cacciari et al.,
“Updated predictions for the total production cross sections of top and heavier quark pairs at the Tevatron and the LHC”, JHEP 09, 127 (2008)
- [58] P. Nason, S. Dawson, and R. K. Ellis,
“The Total Cross-Section for the Production of Heavy Quarks in Hadronic Collisions”, Nucl. Phys. B303, p.607(1988);
 W. Beenakker, H. Kuijf, W. L. van Neerven, and J. Smith
“QCD Corrections to Heavy Quark Production in p p Collisions”, Phys. Rev. D40, p.5482 (1989);
 M. Czakon and A. Mitov,
“Inclusive Heavy Flavor Hadroproduction in NLO QCD : the Exact Analytic Result”, Nucl. Phys. B824, p.111135 (2010)
- [59] T. Affolder et al. (CDF Run I), Phys. Rev. D64 (2001) 032002, erratum-ibid. D67 (2003) 119901,
 CDF public note 10137 (2010) (Run II),
 V. M. Abazov et al. ($D\bar{O}$ Run I), Phys. Rev. D 67 (2003) 012004,
 $D\bar{O}$ note 6037-CONF (2010) (Run II).
- [60] The CMS collaboration,
“Combination of top pair production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ and comparisons with theory”, CMS PAS TOP-11-001 (16/03/2011)
- [61] The ATLAS collaboration,
“A combined measurement of the top quark pair production cross-section using dilepton and single-lepton final states”, ATLAS note 2011-040 (22/03/2011)
- [62] <http://cp3wks05.fynu.ucl.ac.be/twiki/bin/view/Library/MadGraphSamples>
<http://www.ge.infn.it/tosi/cms/topMC.html#crosssections>
<http://indico.in2p3.fr/contributionDisplay.py?contribId=11&confId=2919>
- [63] The CMS collaboration,
“Measurement of the top-quark pair-production cross section in the dilepton channel at 7 TeV”, CMS PAS TOP-10-005 (mars 2011)

Résumé

Le but premier de la physique des hautes énergies est d'améliorer notre connaissance de la structure fondamentale de la matière, et notamment des particules qui constituent le monde. L'une d'entre elles est le quark top, qui fut découvert en 1995 par les collaborations CDF et DØ auprès du collisionneur protons-antiprotons Tevatron. Un des buts principaux du Tevatron a été depuis l'étude fine des propriétés du quark top, et en particulier de la section efficace de production de paires top-antitop. Différentes analyses ont été menées dans les canaux leptons(μ, e, τ)+jets, dileptons, et tout hadronique afin de déterminer le plus précisément possible les valeurs de ces paramètres, et ainsi de tester la validité du Modèle Standard.

Le but principal de cette thèse est de vérifier une des prédictions théoriques du Modèle Standard de la physique des particules, à savoir la section efficace de production top-antitop, auprès du collisionneur Tevatron. Le canal étudié est constitué d'un muon, d'un lepton tau, de leurs neutrinos associés, et de deux jets de quark b (l'un d'entre eux provenant d'un quark b, l'autre d'un anti-quark $\bar{b}$). La reconstruction et l'identification des jets, des muons, des leptons taus (en particulier par l'utilisation d'un réseau de neurones dédié), et l'étiquetage des jets de b, représentent les éléments fondamentaux de cette étude. Au final, un bon accord entre les données et la simulation Monte Carlo est obtenu à la dernière étape de cette analyse. En outre, la mesure finale et la prédiction théorique au niveau NLL+NLO du calcul des perturbations sont compatibles.

mots-clés : section efficace, quark top, collisionneur hadronique, DØ, Tevatron

Summary

The purpose of high energy physics is to improve our knowledge about the fundamental structure of matter, in particular about particles that constitute the world. One of these is the top quark, that was discovered in 1995 by the CDF and D0 collaborations at the Tevatron protons-antiprotons collider. One of the primary aim of the Tevatron has been then the fine study of the top quark properties, in particular the top-antitop production cross section. Different analysis have been performed in the leptons(μ, e, τ)+jets, dileptons, and all-hadronic channels to determine accurately the values of these parameters, and thus to test the validity of the Standard Model.

The main goal of this thesis is to verify one of the theoretical predictions of the Standard Model of particle physics, the top-antitop production cross section, at the Tevatron collider. The channel studied is constituted by one muon, one tau lepton, their associated neutrinos, and two b-jets (one coming from a b quark, the other one coming from a $\bar{b}$ anti-quark). The reconstruction and identification of jets, of muons, of taus (in particular with the use of a taus neural network), and the b-tagging of jets, represent the fundamental elements of this study. Endly, a good agreement between data and Monte Carlo simulation is obtained at the final stage of the analysis. Moreover, the final measurement and the theoretical prediction at the NLL+NLO perturbations level are found to be compatible.

key words : cross section, top quark, hadronic collider, DØ, Tevatron