



Calibration de l'échelle d'énergie des jets et mesure de la masse du quark top dans le canal semi-leptonique dans l'expérience ATLAS

Fabrice Balli

► To cite this version:

Fabrice Balli. Calibration de l'échelle d'énergie des jets et mesure de la masse du quark top dans le canal semi-leptonique dans l'expérience ATLAS. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 2014. Français. NNT : 2014PA112114 . tel-01059762

HAL Id: tel-01059762

<https://theses.hal.science/tel-01059762>

Submitted on 1 Sep 2014

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 PARIS-SUD

ECOLE DOCTORALE : PARTICULES, NOYAUX ET COSMOS (ED 517)
LABORATOIRE : CEA SACLAY, IRFU/SPP

DISCIPLINE : PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue le 19 Juin 2014 par

Fabrice BALLI

**Calibration de l'échelle d'énergie des jets
et mesure de la masse du quark top
dans le canal semi-leptonique
dans l'expérience ATLAS**

Directeur de thèse : M. Bruno MANSOULIÉ

Composition du jury :

Président du jury : M. Réza ANSARI

Rapporteurs : M. Fabio MALTONI

M. Patrice VERDIER

Examineurs : M. Jérôme SCHWINDLING

Encadrant de thèse

M. Tancredi CARLI

Invitée : Mme Anne-Isabelle ETIENVRE

Table des matières

Introduction	1
Bibliographie	2
1 Le quark top	3
1.1 Introduction	4
1.2 Le Modèle Standard	4
1.2.1 Les interactions	4
1.2.2 Les constituants de la matière	6
1.2.3 Les bosons vecteurs	7
1.3 Le quark top	7
1.3.1 Mise en perspective historique	7
1.3.2 Caractéristiques	8
1.4 La masse du quark top	9
1.4.1 Introduction	9
1.4.2 Préliminaires au calcul de l'ambiguïté théorique	10
1.4.3 δm_{top} et les renormalons infrarouges	11
1.4.4 m_{top} dans différents schémas de renormalisation de la QCD	14
1.5 L'ajustement électrofaible	15
1.6 La stabilité du vide	19
Bibliographie	24
2 Produire et observer le quark top	27
2.1 Introduction	28
2.2 Phénoménologie : production et désintégration des paires $t\bar{t}$	28
2.2.1 Les événements $t\bar{t}$	28
2.2.2 Section efficace de production de paires $t\bar{t}$ au LHC	30
2.3 Le <i>Large Hadron Collider</i> (LHC)	34
2.3.1 Introduction	34
2.3.2 Luminosité fournie par le LHC	36
2.4 Utilisation du détecteur ATLAS pour l'observation de paires $t\bar{t}$	37
2.4.1 Présentation générale	37
2.4.2 Le champ magnétique	39
2.4.3 Le détecteur interne	39
2.4.4 Les calorimètres	43
2.4.5 Le spectromètre à muons	47
2.4.6 Le système de déclenchement (<i>trigger</i>)	49
2.4.7 La reconstruction des objets physiques	50
Bibliographie	58
3 Calibration et performance des jets	61
3.1 Introduction	62
3.2 Algorithmes de reconstruction de jets	62
3.2.1 La calibration locale	64
3.3 Calibration des jets dans ATLAS	65
3.3.1 Présentation de la chaîne de calibration	65
3.3.2 Correction des effets de l'empilement	65

3.3.3	Correction de l'énergie des jets	67
3.3.4	Correction résiduelle appliquée aux données	68
3.4	Performances	73
3.4.1	Études des performances à haut niveau d'empilement et optimisation du seuil de bruit de fond pour la prise de données en 2012	73
3.4.2	Études des performances à très haut niveau d'empilement à $\sqrt{s} = 14$ TeV	82
	Bibliographie	84
4	Mesure de la masse du quark top dans le canal semi-leptonique à $\sqrt{s} = 7$ TeV	85
4.1	Introduction	87
4.2	Reconstruction des objets physiques et sélection des événements	90
4.3	Estimation du signal	90
4.4	Estimation des bruits de fond	91
4.4.1	Bruits de fond modélisés par les simulations	91
4.4.2	Bruits de fond estimés à partir des données	92
4.4.3	Conclusion sur la sélection	95
4.5	Reconstruction des désintégrations des paires $t\bar{t}$	98
4.5.1	L'ajustement cinématique KLFitter	98
4.5.2	Les trois observables	100
4.6	Méthode des templates tridimensionnelle	102
4.6.1	Paramétrisation des <i>templates</i>	104
4.6.2	Obtention des fonctions de densité de probabilité	106
4.6.3	Maximisation de la vraisemblance	107
4.6.4	Pseudo-expériences dans la simulation	109
4.7	Résultats dans les données	114
4.8	Incertitudes systématiques	116
4.8.1	JSF et bJSF	117
4.8.2	Calibration de la méthode	117
4.8.3	Générateur du signal Monte-Carlo	118
4.8.4	Modèle d'hadronisation	118
4.8.5	Événement sous-jacent	118
4.8.6	Reconnexion de couleur	118
4.8.7	Radiations dans l'état initial et final (ISR/FSR)	119
4.8.8	PDF du proton	120
4.8.9	Bruit de fond W +jets	120
4.8.10	Bruit de fond QCD multijets	121
4.8.11	Échelle d'énergie des jets (JES)	121
4.8.12	Échelle d'énergie relative des jets de b (bJES)	122
4.8.13	Résolution en énergie des jets	123
4.8.14	Efficacité de reconstruction des jets	123
4.8.15	Étiquetage des jets de b	123
4.8.16	Énergie transverse manquante (E_T^{miss})	123
4.8.17	Interactions multiples additionnelles (empilement)	123
4.8.18	Discussion des incertitudes obtenues avec chaque méthode	124
4.9	Conclusion	125
4.A	Annexe : Distributions après sélection finale	126
4.B	Annexe : KLFitter et les fonctions de transfert	128
4.C	Annexe : Expression des coefficients des PDFs	129
4.D	Annexe : incertitude liée à l'étiquetage des jets de b	130
4.E	Annexe : impact des bruits de fond sur l'analyse	131
4.F	Annexe : incertitude systématique due à l'empilement	133

Bibliographie	134
5 Perspectives sur la mesure à $\sqrt{s} = 8$ TeV	137
5.1 Introduction	138
5.2 Reconstruction des objets physiques et sélection des événements	138
5.2.1 Les électrons	138
5.2.2 Les muons	138
5.2.3 Les jets	138
5.2.4 L'étiquetage des jets de b	138
5.2.5 L'énergie transverse manquante (E_T^{miss})	139
5.3 Estimation du signal et des bruits de fond	139
5.4 Résultats	140
5.5 Incertitudes systématiques	140
5.6 Mesures complémentaires	144
5.7 Combinaison avec la mesure à $\sqrt{s} = 7$ TeV	145
5.7.1 Méthodologie	145
5.7.2 Combinaison	147
5.A Annexe : distributions après sélection	150
5.A.1 Distributions après coupure ≥ 1 jet de b	150
5.A.2 Distributions après sélection finale	154
5.B Annexe : incertitude systématique liée à l'empilement	157
5.C Annexe : Détail des composantes de l'incertitude sur la JES et sur l'étiquetage des jets de b	158
Bibliographie	160
Conclusion	163
Bibliographie	165

Introduction

La physique des particules est la branche de la science qui étudie les constituants élémentaires de la matière et leurs interactions. Les modèles développés dans le cadre de la théorie quantique des champs sont ceux qui donnent les prédictions les plus conformes aux observations expérimentales. Le modèle de base est le Modèle Standard, qui permet d'expliquer la théorie de la matière avec 25 paramètres libres. Cependant, il n'explique pas toutes les observations comme la présence d'une matière inconnue dans l'Univers, appelée matière noire, ou encore l'énergie à l'origine de l'accélération de l'expansion de l'Univers.

Le Modèle Standard, développé principalement au cours du XX^{ème} siècle, décrit la matière comme formée de 12 types de particules élémentaires différentes (classées en quarks et en leptons), et interagissant à travers quatre forces. Dans ce modèle, la particule qui confère la masse aux autres particules est le boson de Higgs, qui n'avait pas encore été découvert jusqu'à récemment. Le 4 juillet 2012, les expériences ATLAS et CMS ont découvert un nouveau boson [1, 2] présentant des caractéristiques conformes aux prédictions du Modèle Standard [3–5]. Ceci a ouvert de nouvelles perspectives pour la physique des particules, comprenant les mesures expérimentales des propriétés de cette nouvelle particule avant de détecter d'éventuelles déviations aux prédictions du Modèle Standard.

L'une des particules du Modèle Standard est le quark top ; c'est la particule la plus lourde du Modèle Standard. De par sa masse élevée (presque autant que celle d'un atome d'or), elle joue un rôle spécial dans la théorie des particules élémentaires. Les mesures de précision de ses caractéristiques donnent, entre autres, des informations sur la validité des modèles de physique.

Ces mesures nécessitent la production et la détection du quark top. Ceci n'est possible qu'en réalisant des collisions à haute énergie. Le quark top ayant une durée de vie très faible ($\sim 0.5 \times 10^{-24}$ s), ses propriétés ne sont mesurables qu'à travers l'observation de ses produits de désintégration.

Cette thèse a pour but de fournir une mesure la plus précise possible de la masse du quark top, en utilisant l'un des modes (ou canaux) de désintégration de paires top-antitop ($t\bar{t}$), appelé canal semi-leptonique. Cette mesure fait appel à la production de paires $t\bar{t}$ réalisées au LHC, et observées avec le détecteur ATLAS. Elle est principalement basée sur la détection et la mesure de l'énergie d'objets appelés "jets", et qui sont issus eux-mêmes de quarks. L'étalonnage (ou calibration) en énergie de ces jets est cruciale en vue d'obtenir un résultat précis sur la mesure de masse du quark top.

Le chapitre 1 introduit la physique des particules et le Modèle Standard, et décrit la place et la spécificité du quark top dans ce modèle théorique. La définition de la masse du quark top y est discutée, ainsi que les principaux intérêts à la mesurer de la façon la plus précise possible : l'ajustement électrofaible et la stabilité du vide. L'ajustement électrofaible, qui permet de tester la validité du Modèle Standard, utilise les masses de trois particules : celle du boson W , celle du boson de Higgs et celle du quark top (m_{top}). En utilisant la masse du nouveau boson (supposé être le boson de Higgs), il est alors possible de réaliser ce test avec la valeur de m_{top} mesurée dans cette thèse.

Le chapitre 2 détaille la production et la désintégration des paires $t\bar{t}$ telle qu'elle a été réalisée dans le cadre de cette thèse. Ensuite, la machine (un collisionneur proton-proton, le LHC) utilisée pour cette production est brièvement présentée, ainsi que le détecteur installé auprès de cette machine (ATLAS) permettant l'observation des objets physiques qui sont la signature des particules recherchées (les quarks top et antitop). La reconstruction de ces objets est également détaillée.

Le chapitre 3 s'intéresse à certains de ces objets, les jets, en présentant tout d'abord les algorithmes permettant leur reconstruction dans le détecteur. Il détaille leur étalonnage en énergie (appelée aussi calibration) et montre les performances de ces objets dans des conditions réelles de prises de données.

Le chapitre 4 fournit une mesure de la masse du quark top, en utilisant les données du détecteur ATLAS collectées pendant l'année 2011. Cette mesure utilise une maximisation tridimensionnelle de vraisemblance ; ce chapitre détaille cette technique, ainsi que les résultats obtenus.

Le chapitre 5 fournit une autre mesure de cette masse, mais en utilisant cette fois-ci les données collectées pendant l'année 2012. Les différences avec l'analyse des données de 2011 sont indiquées, et une combinaison des deux résultats est effectuée.

Bibliographie

- [1] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, *Phys.Lett.* **B716** (2012) 1–29, [arXiv:1207.7214 \[hep-ex\]](#). (Cité en pages 1, 7 et 34.)
- [2] CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, *Phys.Lett.* **B716** (2012) 30–61, [arXiv:1207.7235 \[hep-ex\]](#). (Cité en pages 1 et 7.)
- [3] ATLAS Collaboration, *Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data*, *Phys.Lett.* **B726** (2013) 120–144, [arXiv:1307.1432 \[hep-ex\]](#). (Cité en pages 1, 7 et 34.)
- [4] ATLAS Collaboration, *Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS detector at the LHC*, *Phys.Lett.* **B726** (2013) 88–119, [arXiv:1307.1427 \[hep-ex\]](#). (Cité en pages 1, 7 et 34.)
- [5] CMS Collaboration, *Properties of the observed Higgs-like resonance using the diphoton channel*, CMS-PAS-HIG-13-016 (2013) . <http://cds.cern.ch/record/1558930>. (Cité en pages 1 et 7.)

Le quark top

Sommaire

1.1	Introduction	4
1.2	Le Modèle Standard	4
1.2.1	Les interactions	4
1.2.2	Les constituants de la matière	6
1.2.3	Les bosons vecteurs	7
1.3	Le quark top	7
1.3.1	Mise en perspective historique	7
1.3.2	Caractéristiques	8
1.4	La masse du quark top	9
1.4.1	Introduction	9
1.4.2	Préliminaires au calcul de l'ambiguïté théorique	10
1.4.3	δm_{top} et les renormalons infrarouges	11
1.4.4	m_{top} dans différents schémas de renormalisation de la QCD	14
1.5	L'ajustement électrofaible	15
1.6	La stabilité du vide	19
	Bibliographie	24

1.1 Introduction

La connaissance des particules élémentaires et la description de leurs interactions ont évolué considérablement au cours du XX^{ème} siècle, qui a vu l'émergence des théories quantiques des champs. La première de ces théories alliant la physique quantique et les théories des champs développées par Faraday, Maxwell et Hertz, l'électrodynamique quantique, a prédit des effets observés expérimentalement de façon précise, comme le moment magnétique anormal de l'électron à la sixième décimale.

Appuyées par ce succès, d'autres théories quantiques des champs ont ensuite vu le jour afin d'expliquer les autres interactions présentes dans la nature. Dans ces théories, les forces sont décrites par des champs, qui sont quantifiés sous forme de bosons vecteurs. Le modèle élémentaire des particules et de leurs interactions dans ce cadre théorique, et dont les prédictions n'ont pas été encore invalidées par les données expérimentales, est le Modèle Standard. Il repose sur la théorie des groupes, et notamment les groupes de Lie, ainsi que sur le théorème de Noether : *“À toute transformation infinitésimale qui laisse invariante l'intégrale d'action correspond une grandeur qui se conserve.”* Les lois physiques de conservation sont une conséquence directe des symétries locales du lagrangien. Si le lagrangien est un invariant par transformation sous groupe de jauge, alors une grandeur est conservée. Par ailleurs, dans le Modèle Standard, toute particule est une représentation irréductible du groupe de Poincaré, ce qui a des implications sur la masse (positive) et le spin (demi-entier) de la plupart des particules.

La section 1.2 rappelle brièvement ce qu'est le Modèle Standard de la physique des particules. Dans ce modèle, la particule la plus lourde est le quark top. C'est la particule dont la mesure de masse fait l'objet principal de cette thèse. La section 1.3 donne une brève mise en perspective historique avant sa découverte, ainsi qu'une courte description de ses propriétés. La section 1.4, qui discute de la définition de la masse du quark top, détaille le calcul d'une ambiguïté théorique intrinsèque à une des définitions usuelles de la masse du quark top. Elle donne aussi un aperçu d'autres définitions. Les deux sections suivantes, 1.5 et 1.6, donnent deux exemples majeurs des intérêts à la mesure précise de la masse du quark top.

1.2 Le Modèle Standard

1.2.1 Les interactions

Le Modèle Standard de la physique des particules, développé au cours des années 1960, décrit les particules élémentaires et leurs interactions à travers trois forces (dont deux sont unifiées). La seule interaction non décrite par le Modèle Standard est la gravitation. Ces forces sont :

1. la force électromagnétique : elle est décrite par l'électrodynamique quantique (QED), qui est une théorie basée sur le groupe de symétrie $U(1)$. La quantification du champ fait apparaître le photon, quantum véhiculant l'interaction. Ses succès dans les années 1930 ont été atténués par la présence d'intégrales divergentes à un ordre perturbatif élevé. Par la suite, Schwinger, Tomonaga et Feynman ont montré (1949) à travers la théorie de la renormalisabilité, que la manipulation de ces quantités d'une façon astucieuse menait à une absorption des intégrales divergentes dans une correction à un ordre infini des constantes de couplage et des masses de la théorie.
2. l'interaction faible : c'est l'interaction nucléaire responsable de la désintégration β , par exemple $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$. Dans le cadre de la théorie de Fermi, cette interaction était considérée comme ponctuelle, sans action à distance (et donc sans présence de champ). Cette théorie n'est cependant pas renormalisable et viole l'unitarité à haute énergie (la section efficace de diffusion augmente avec l'énergie sans avoir de limite). Dans le cadre du Modèle Standard, l'interaction faible est unifiée avec l'interaction électromagnétique pour donner l'interaction électrofaible. Cette interaction unifiée est basée sur une théorie de jauge développée par

Glashow, Weinberg et Salam, et dont le problème de renormalisabilité a été résolu par 't Hooft en 1971. L'interaction électrofaible fait intervenir le groupe de symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Le champ faible fait apparaître des quanta massifs, qui sont les bosons de jauge (vecteurs) véhiculant l'interaction : les bosons W^+ , W^- et Z .

3. l'interaction forte : elle est la force qui maintient le noyau stable. Yukawa, dans les années 1940s, a tout d'abord postulé que le médiateur de cette interaction était un quantum, le méson π (pion) :

$$\begin{aligned}\pi^- + p &\leftrightarrow n \\ \pi^+ + n &\leftrightarrow p.\end{aligned}$$

Un raisonnement basé sur l'échelle d'énergie de l'interaction forte permettait de prévoir la masse approximative du pion (environ 200 MeV). Lorsque le π^+ fut découvert en 1947, à une masse de 140 MeV, les considérations de Yukawa semblaient être validées. Cependant, la découverte d'un nombre grandissant de "résonances" dans les années 1960s, approchant la centaine rendait cette hypothèse de moins en moins crédible (au point que le physicien Oppenheimer déclara à l'époque que le prix Nobel devrait revenir à celui ne découvrirait pas de nouvelle particule). À partir de 1961, Gell-Mann, Ne'eman et Zweig développèrent l'idée que les hadrons pouvaient être arrangés d'une façon qu'ils appellèrent la voie octuple. Ils postulèrent que ceux-ci étaient composés de constituants élémentaires, les quarks¹, appartenant à la représentation fondamentale du groupe de Lie $SU(3)$ notée $\mathbf{3}$ (son adjointe étant notée $\bar{\mathbf{3}}$) :

$$\mathbf{3} = q_i = \begin{pmatrix} u \\ d \\ s \end{pmatrix}.$$

Les quarks u , d et s furent nommés *up*, *down* et *strange* pour des raisons historiques. Les particules découvertes à l'époque, ainsi que leurs propriétés, pouvaient être expliqués en tant qu'états composites à trois saveurs de quarks pour les baryons (appartenant à la représentation $\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{10} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{1}$), et une paire quark-antiquark (appartenant à la représentation $\mathbf{3} \otimes \bar{\mathbf{3}} = \mathbf{8} \oplus \mathbf{1}$) pour les mésons. Cependant, l'absence d'observation de certaines particules exotiques (appartenant à $\mathbf{3} \otimes \mathbf{3}$ par exemple) n'était pas expliquée. Il fallut attendre les développements de la chromodynamique quantique (*Quantum Chromodynamics*, QCD) pour avoir une théorie satisfaisante de l'interaction forte. Son champ quantique de Yang-Mills est sans masse et porte une force de couleur $SU(3)_c$ (à ne pas confondre avec la symétrie de saveur décrite précédemment).

Le Modèle Standard est le mariage de la théorie électrofaible de Weinberg-Salam avec la chromodynamique quantique, et est donc basé sur le groupe de jauge $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Faisons une dernière remarque, concernant les constantes de couplage des interactions citées précédemment. D'une façon générale, les constantes de couplage dépendent de l'échelle à laquelle est sondée la théorie. La constante de couplage de la QED α_{em} , appelée "constante de structure fine", est de l'ordre de $1/137$ à basse énergie, ce qui permet d'effectuer un développement perturbatif en puissances de α_{em} dans le cadre de cette théorie. À l'échelle d'énergie de l'interaction électrofaible (la masse des quanta d'interaction), elle reste du même ordre de grandeur. La constante de couplage caractéristique de l'interaction faible est la constante de Fermi $G_{weak} \sim 1.17 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$. La chromodynamique quantique a une constante de couplage α_s dont la valeur est proche de 1 à relativement basse échelle d'énergie : à la masse $m_Z \sim 90 \text{ GeV}$ d'une des particules d'interaction de la force électrofaible, le boson Z , elle vaut déjà environ 0.12. Les équations du groupe de renormalisation permettent de calculer l'évolution de la constante de couplage avec l'énergie. Dans le cadre de la chromodynamique quantique, il y a un phénomène de liberté asymptotique. La

1. Nommés ainsi d'après une citation du roman *Finnegans Wake* de l'Irlandais James Joyce.

constante de couplage tend à s'élever vers les basses énergies (grandes distances), et à diminuer vers les hautes énergies (petites distances). Une valeur caractéristique de la séparation entre les deux régimes est donnée par l'échelle de la chromodynamique quantique $\Lambda_{QCD} \approx 220 \text{ MeV}$. Aux basses échelles d'énergie, la constante de couplage est trop élevée pour permettre un développement perturbatif usuel : la chromodynamique quantique est non perturbative.

1.2.2 Les constituants de la matière

Dans le cadre du Modèle Standard, les particules constitutives de la matière sont des fermions divisés en leptons et en quarks. Ces particules sont observées expérimentalement par leurs interactions avec la matière. Les leptons sont soumis à toutes les interactions sauf l'interaction forte, et les quarks sont soumis à toutes les interactions. Dans le formalisme de la théorie quantique des champs, les fermions sont associés à des spineurs de Dirac, qui possèdent deux états de chiralité (gauche et droite), suivant le signe de la projection du spin sur le moment (hélicité). Le groupe $SU(2)_L$ agit sur les doublets gauches $\begin{pmatrix} \nu_L^\ell \\ \ell_L^- \end{pmatrix}$ pour les leptons, et sur les doublets gauches $\begin{pmatrix} q^i \\ q^i \end{pmatrix}$ pour les quarks, l'index i faisant référence à la couleur ($i \in \{1, 2, 3\}$). Les leptons et les quarks sont au nombre de 12, et ce nombre n'est pas expliqué par le Modèle Standard. Les six doublets gauches de quarks et de leptons sont ordonnés suivant les masses des particules. Les doublets de leptons s'écrivent $\begin{pmatrix} \nu_L^e \\ e_L^- \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} \nu_L^\mu \\ \mu_L^- \end{pmatrix}$ et $\begin{pmatrix} \nu_L^\tau \\ \tau_L^- \end{pmatrix}$, et les doublets de quarks sont $\begin{pmatrix} u^i \\ d^i \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} c^i \\ s^i \end{pmatrix}$ et $\begin{pmatrix} t^i \\ b^i \end{pmatrix}$. Le tableau 1.1 résume les différents fermions constitutifs de la matière dans le Modèle Standard, ainsi que certaines de leurs caractéristiques. L'invariance des champs spinoriels Ψ sous le groupe de Lorentz donne une

	génération 1	génération 2	génération 3	charge $[e]$
leptons	électron e^- $m = 511 \text{ keV}$	muon μ^- $m = 105.7 \text{ MeV}$	tau τ^- $m = 1.8 \text{ GeV}$	-1
	neutrino électronique ν_e $m < 2 \text{ eV}$	neutrino muonique ν_μ $m < 2 \text{ eV}$	neutrino tauique ν_τ $m < 2 \text{ eV}$	0
quarks	up u $m = 2.5 \text{ MeV}$	charm c $m = 1.3 \text{ GeV}$	top t $m = 173 \text{ GeV}$	+2/3
	down d $m = 5 \text{ MeV}$	strange s $m = 101 \text{ MeV}$	bottom b $m = 4.2 \text{ GeV}$	-1/3

TABLE 1.1 – Table des fermions constitutifs de la matière dans le cadre du Modèle Standard, avec leur masse et leur charge.

équation appelée équation de Dirac :

$$(i\cancel{\partial} - m)\Psi = 0.$$

Les énergies des solutions à cette équation peuvent être positives ou négatives. Les états d'énergie négative sont interprétés comme des antiparticules, de même masse et de même spin que leur particule d'énergie positive correspondante, mais de charge, de saveur et de nombre leptonique opposés.

Dans le Lagrangien du Modèle Standard, les masses des fermions sont expliquées par les couplages de Yukawa avec un champ scalaire, le boson de Higgs. Les termes d'interaction du champ scalaire avec les champs spinoriels, une fois la symétrie brisée spontanément, donnent les termes de masse des particules.

1.2.3 Les bosons vecteurs

L'interaction électrofaible est véhiculée par des bosons, dont la masse est également obtenue après brisure spontanée de symétrie du groupe de jauge électrofaible. Cette brisure de symétrie est provoquée par l'introduction d'un champ scalaire, le boson de Higgs, muni d'un potentiel non symétrique. La brisure du groupe de jauge électrofaible, non Abélien, résulte en l'apparition d'un champ vectoriel neutre et massif, le boson Z , d'un doublet chargé de champs vectoriels massifs, les bosons W^- et W^+ , et d'un champ vectoriel sans masse, le photon. Le boson de Higgs est lui massif et de spin nul.

Jusqu'à récemment, toutes ces particules étaient observées, excepté le boson de Higgs. Le 4 juillet 2012, les expériences ATLAS et CMS ont annoncé la découverte d'un nouveau boson [1, 2], d'une masse d'environ 125 GeV, et dont les propriétés se révèlent depuis en accord avec celles prédites pour un boson de Higgs dans le cadre du Modèle Standard [3–5].

L'interaction forte, contrairement à l'interaction électrofaible, n'a pas de brisure de symétrie du groupe de jauge, et ses champs bosoniques, les 8 gluons de la représentation **8** de $SU(3)_c$, restent sans masse (les termes massifs dans le Lagrangien ne peuvent être obtenus que par brisure de symétrie, sinon ils ne respectent pas l'invariance sous une transformation de jauge). La table 1.2 récapitule les différentes particules bosoniques du Modèle Standard, avec quelques-unes de leurs propriétés.

Boson	Interaction	Spin	Charge [e]	Masse [GeV]
Photon γ	électromagnétique	1	0	0
Z^0	faible	1	0	91.19
W^+		1	+1	80.40
W^-		1	-1	80.40
8 gluons	forte	1	0	0
Higgs H^0	-	0	0	125.5

TABLE 1.2 – Table des bosons élémentaires dans le cadre du Modèle Standard, avec leur spin, leur charge et leur masse.

1.3 Le quark top

1.3.1 Mise en perspective historique

En 1973, les physiciens Kobayashi et Maskawa postulèrent l'existence d'une troisième génération de quarks pour expliquer les violations de CP observées expérimentalement dans les désintégrations de kaons. La découverte du lepton τ , appartenant à la troisième génération de leptons, en 1975 accrédita l'hypothèse de l'existence d'une troisième génération pour les quarks. Après la découverte du quark *bottom* en 1977 et les mesures de ses caractéristiques, Peskin et Kane montrèrent en 1982 [6] que si seulement cinq quarks existaient dans le cadre du Modèle Standard (u , d , s , c et b), alors l'inégalité suivante sur les taux de désintégration de mésons B par courant neutre devait être satisfaite :

$$\frac{\Gamma(B \rightarrow X\ell^+\ell^-)}{\Gamma(B \rightarrow X\ell^+\nu)} \geq 0.12.$$

Les observations expérimentales montrant que $0.12 \times \Gamma(B \rightarrow X\ell^+\nu) \approx 0.026$ et $\Gamma(B \rightarrow X\ell^+\ell^-) < 0.008$ à 90% de niveau de confiance, ont renforcé l'idée de l'existence du quark top.

Par ailleurs, certains processus, comme ceux faisant intervenir une boucle de fermions dans la désintégration d'un boson Z , et dont le diagramme de Feynman est représenté figure 1.1, introduisent des intégrales divergentes, rendant la théorie électrofaible non renormalisable. Il s'agit du

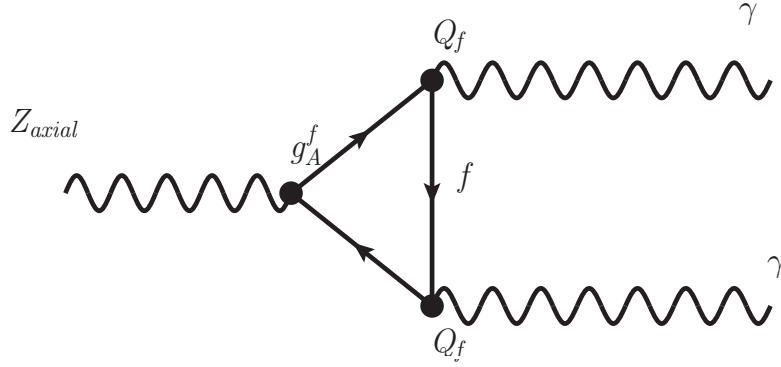


FIGURE 1.1 – Exemple de diagramme de Feynman d'un processus pouvant introduire une anomalie ; g_A^f est le couplage axial au boson Z , et Q_f est la charge du fermion.

mécanisme de BIM (Bouchiat, Iliopoulos et Meyer) [7]. Les contributions de chaque fermion à ce diagramme sont proportionnelles à $g_A^f Q_f^2$, où g_A^f est le couplage axial électrofaible, et Q_f la charge électrique du fermion. La seule possibilité pour que les termes divergents s'annulent [7, 8] est que le nombre de doublets de quarks soit égal à celui des doublets de leptons.

Après de nombreuses années de recherche, le quark top fut découvert en 1995 [9, 10] par les expériences D0 et CDF auprès du Tevatron.

1.3.2 Caractéristiques

Le quark top occupe une place particulière au sein du Modèle Standard. Il est la seule particule avec un couplage de Yukawa proche de 1, et a ainsi la masse la plus lourde parmi les constituants fondamentaux, à une valeur d'environ 173 GeV. En tant que tel, il est une sonde de la physique au-delà du Modèle Standard, pour laquelle de nombreux modèles prédisent des couplages au quark top des nouvelles particules introduisant des anomalies observables expérimentalement. La raison pour laquelle les masses des autres quarks sont aussi basses par rapport à la masse du quark top reste un mystère inexpliqué du Modèle Standard. Néanmoins, ceci est plus naturel dans le cadre de certaines théories supersymétriques où la brisure de symétrie électrofaible s'effectue par des corrections radiatives [11, 12].

Après sa découverte, les expériences D0 et CDF ont mesuré un certain nombre de propriétés du quark top. Avec les premières prises de données du LHC, ces efforts se sont poursuivis par les expériences ATLAS et CMS. Un vaste spectre de recherches et de mesures est exploré en physique du quark top ; on peut citer :

- La section efficace de production de paires $t\bar{t}$ ou de tops célibataires
- La masse du quark top
- La différence de masse entre le quark top et le quark antitop
- La charge du quark top, prédite à $+\frac{2}{3}e$ dans le Modèle Standard mais pouvant être différente dans le cadre de certains modèles exotiques
- La valeur de $R = \frac{BR(t \rightarrow Wb)}{BR(t \rightarrow Wq)}$
- La corrélation de spin entre top et antitop dans les événements $t\bar{t}$
- La polarisation du boson W dans la désintégration du quark top
- La section efficace de production de paires $t\bar{t}$ en association avec un photon
- L'asymétrie de charge dans la production de paires $t\bar{t}$
- La recherche de résonances $t\bar{t}$
- La recherche de courants neutres changeant la saveur (FCNC) dans la production et la désintégration de paires $t\bar{t}$
- La recherche de production de paires de quarks top de même signe.

Les nombreux efforts dédiés à la physique du quark top ont ainsi pu permettre de dresser son portrait. Il est le partenaire $SU(2)_L$ du quark b , a une charge électrique $Q = 2/3$ et un isospin faible $T_3 = 1/2$. Sa largeur théorique Γ_{top} dépend de la masse du quark top m_{top} et de celle du boson W m_W , d'après la relation au NLO [13] :

$$\Gamma_{top} = \frac{G_\mu m_{top}^3}{8\pi\sqrt{2}} |V_{tb}|^2 \left(1 - \frac{m_W^2}{m_{top}^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{m_W^2}{m_{top}^2}\right) \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left(\frac{2\pi^2}{3} - 5/2\right)\right], \quad (1.1)$$

ce qui donne une valeur numérique d'environ 1.5 GeV. Sa durée de vie est donc $\tau_{top} = \hbar\Gamma_{top}$, de l'ordre de 5×10^{-25} s. Comme il le sera montré en section 2.2.1 du chapitre 2, ce temps est bien inférieur au temps d'hadronisation typique, qui est d'environ 3×10^{-22} s. Par conséquent, le quark top se propage comme une particule libre portant une charge de couleur mais non sensible aux effets non perturbatifs de la QCD.

1.4 La masse du quark top

1.4.1 Introduction

Les incertitudes expérimentales actuelles sur la masse du quark top ont diminué au cours des années qui ont suivi sa découverte, jusqu'à atteindre aujourd'hui environ 1 GeV. Certaines extrapolations prédisent une incertitude de l'ordre de 100 MeV pour les futurs collisionneurs tels l'ILC [14] ou le CLIC. À de telles précisions, il est nécessaire d'avoir une appréhension correcte de la (ou des) définition(s) de la masse du quark top m_{top} .

Définir la masse d'un quark est difficile, car les quarks sont confinés dans les hadrons ; ils ne peuvent donc pas être vus comme des particules libres. Il est donc impossible d'assimiler sans ambiguïté leur masse au pôle de leur propagateur perturbatif (définie par la partie réelle du pôle du propagateur donnée par $p^2 = m_{pole}^2 - im_{pole}\Gamma_{top}$ [15, 16]). Ce propagateur conduit à une résonance dans la masse invariante des produits de désintégration du quark top accessibles expérimentalement (le boson W et le quark b , cf section 2.2.1 du chapitre 2) lorsque $p^2 \approx m_{pole}^2$: il ne s'agit pas d'une égalité, mais d'une valeur approchée. Nous verrons par la suite que cette ambiguïté théorique est de l'ordre de Λ_{QCD} .

La masse au pôle d'un quark stable est bien définie dans le cadre de la théorie des perturbations à ordre fini ; cependant, une certaine classe de diagrammes fait apparaître des séries divergentes (appelés renormalons infrarouges), impliquant l'ambiguïté théorique sur la masse au pôle. Ceci est ainsi dû au caractère non-perturbatif de la QCD. Étant donné que le quark top se désintègre avant de s'hadroniser, il est cependant légitime de se poser la question de savoir si la masse au pôle de ce quark en particulier souffre des effets non-perturbatifs de la QCD.

Pour répondre à cette interrogation, considérons un processus diffusif où les états initial et final sont constitués de particules stables. On suppose que l'amplitude de diffusion possède un pôle à la masse d'un quark stable. Ceci revient à considérer le propagateur de ce quark connectant deux sous-amplitudes, tel le processus illustré sur la figure 1.2. Le problème vient du fait que les états initial et final sont des états singlets de couleur (à cause du confinement des quarks), tandis que le propagateur est un état triplet de couleur : il n'y a pas conservation de la couleur. On en déduit qu'il est impossible d'avoir un pôle de l'amplitude à la masse d'un quark, et ce quel que soit le temps de vie du quark.

Pour mieux appréhender la portée de cette conclusion, le processus de production et de désintégration du quark top est représenté figure 1.3. L'état initial est singlet de couleur, et l'état final comprend un boson W ainsi qu'un quark b , qui est expérimentalement un ensemble de hadrons ("jet") sans couleur. Afin de respecter la conservation de la couleur, au moins un des quarks de ces hadrons doit être recombinaison avec un autre quark, qui ne vient pas de la désintégration du quark top, comme décrit sur la figure 1.3. Ceci conduit à une incertitude irréductible sur la masse invariante Wb , qui se traduit par une ambiguïté théorique sur la masse au pôle du quark top.

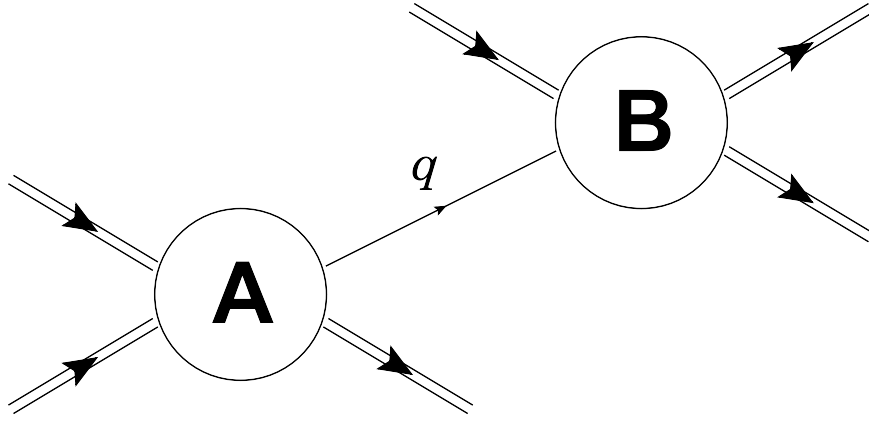


FIGURE 1.2 – Processus diffusif dont l’amplitude possède un pôle à la masse d’un quark. Les lignes externes des sous-amplitudes sont des états singlets de couleur. Un tel processus est interdit par la conservation de couleur de la QCD.

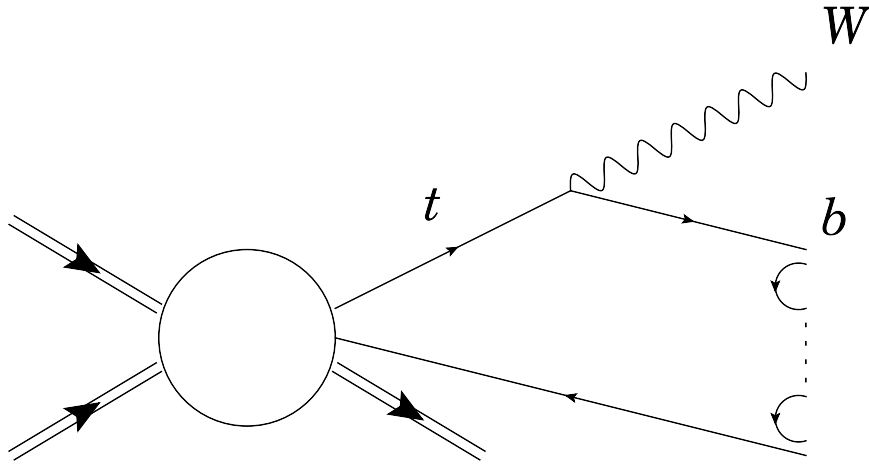


FIGURE 1.3 – Désintégration d’un quark top en QCD non perturbative.

Avant de quantifier l’ambiguïté théorique sur la masse au pôle, il est important de remarquer que la masse d’un quark peut être définie autrement. La procédure d’élimination des quantités divergentes de la QCD (renormalisation) rend les constantes de couplage et les masses “mobiles”, c’est-à-dire dépendantes de l’échelle d’énergie à laquelle elles sont sondées. Il existe plusieurs schémas de renormalisation, et ainsi autant de façons de définir la masse des quarks.

1.4.2 Préliminaires au calcul de l’ambiguïté théorique

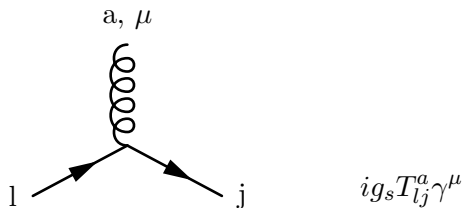
Dans cette section, on rappelle quelques règles de calcul des propagateurs dans le cadre de la QCD. Pour la suite, seules seront nécessaires les règles de Feynman suivantes, où la constante de couplage g_s est reliée à α_s par la relation $\alpha_s = g_s^2/(4\pi)$:

- Propagateur du fermion de quadrvecteur p : l et j sont les indices spinoriels

$$l \longrightarrow \overline{p} \longrightarrow j \quad \frac{i\delta_{lj}}{\not{p} - m - i\varepsilon}$$

- Propagateur du gluon de quadrvecteur k : a et b sont les indices de couleur, μ, ν les indices vectoriels

- Vertex gluon-fermion (mêmes notations) :



Lors des calculs d'amplitude, l'intégration sur le quadrimoment donne des termes divergents à haute énergie : ce sont les divergences ultraviolettes. Il faut appliquer une procédure permettant de contourner ce problème, appelée renormalisation. La procédure de renormalisation utilisée ici est la régularisation dimensionnelle, qui consiste à effectuer les calculs en dimension $d = 4 - \varepsilon$. Lors du passage de la dimension 4 à la dimension d , la constante de couplage g_s est multipliée par un facteur μ^ε , où μ est un paramètre de masse arbitraire, et ce afin de conserver son caractère adimensionnel.

Le propagateur du quark top de quadrivecteur p dans le schéma de renormalisation OS (*on-shell*, sur couche de masse) s'écrit alors dans l'espace des impulsions :

$$S_{ij}(p) = \frac{i\delta_{ij}}{\not{p} - m_0 - \Sigma(p) - i\varepsilon}, \quad (1.2)$$

où m_0 est la masse non renormalisée (masse nue), et $\Sigma(p)$ l'énergie propre renormalisée du quark. Le propagateur renormalisé a un pôle à la masse m_R (qui est égale à la masse au pôle m_{pole} dans le schéma OS) vérifiant :

$$\not{p}_{pole} = m_R = m_0 + \Sigma(\not{p}_{pole} = m_R). \quad (1.3)$$

En théorie des perturbations, l'énergie propre du quark top est la somme infinie à tous les ordres (N boucles) du propagateur du quark top. On peut reformuler l'équation 1.3 en :

$$p_{pole} = m_R + \Sigma^{(1)}(m_R) + \cdots, \quad (1.4)$$

avec $\Sigma^{(1)}(p)$ l'énergie propre à une boucle du quark top, dont les diagrammes de Feynman sont représentés figure 1.4. La contribution du diagramme impliquant un gluon est celle qui va faire ap-



FIGURE 1.4 – Diagrammes de Feynman des contributions à une boucle au propagateur du quark top.

paraître les effets non perturbatifs de la QCD sur la masse du quark top, sous forme de renormalon infrarouge.

1.4.3 δm_{top} et les renormalons infrarouges

Le diagramme de gauche de la figure 1.4 est calculable en utilisant les règles de Feynman décrites précédemment (avec un facteur $-i$ venant de la dérivation de la fonctionnelle génératrice

à n points, et en se plaçant dans la jauge de Feynman où $\xi = 1$) :

$$\Sigma_{lj}(\not{p}) = \delta_{lj}\Sigma(\not{p}) = -i \int \frac{d^d k}{(2\pi)^d} g_s T_{lr}^a \gamma^\mu \frac{\delta_{rn}}{m_0 - (\not{p} - \not{k}) + i\varepsilon} g_s T_{nj}^b \gamma^\nu \frac{\delta_{ab}}{k^2 + i\varepsilon} g_{\mu\nu} \quad (1.5)$$

avec

$$T_{lr}^a \delta_{ab} T_{nj}^b \delta_{rn} = (T^a T^a)_{lj} = C_f \delta_{lj} \quad (1.6)$$

où C_f vaut $4/3$ pour la représentation fondamentale de $SU(3)$. Les matrices de Dirac formant une algèbre de Clifford, on a $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}$, d'où $\gamma^\mu g_{\mu\nu} \gamma^\nu = d\mathbb{1}$. En multipliant par $(m_0 + (\not{p} - \not{k}))$ la fraction du milieu on a :

$$\Sigma(\not{p}) = -ig_s^2 C_f \int \frac{d^d k}{(2\pi)^d} \gamma^\mu \frac{m_0 + (\not{p} - \not{k})}{m_0^2 - (p - k)^2 + i\varepsilon} \frac{\gamma_\mu}{k^2 + i\varepsilon} \quad (1.7)$$

En se plaçant dans la limite $d = 4$ et en notant que $\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma_\mu = (2 - d)\gamma^\nu$, on obtient :

$$\Sigma(\not{p}) = -ig_s^2 C_f \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{4m_0 - 2(\not{p} - \not{k})}{m_0^2 - (p - k)^2 + i\varepsilon} \frac{1}{k^2 + i\varepsilon} \quad (1.8)$$

Le calcul nécessite l'intégration sur tout le domaine d'espace des phases du gluon, y compris la région où son impulsion k est de l'ordre de Λ_{QCD} (c'est-à-dire la région où la QCD n'est plus perturbative). C'est en fait cette région qui va être à l'origine de l'ambiguïté théorique sur m_{top} . On choisit donc une coupure infrarouge dans l'intégrale, $q \gg \Lambda_{QCD}$, qui va permettre de séparer la composante usuelle calculable en théorie des perturbations de la composante non perturbative. On a donc :

$$m_R = m_{\text{pole}} = m_R(q) + \Sigma^{IR}(\not{p}_{\text{pole}} = m_R), \quad (1.9)$$

et l'ambiguïté

$$\delta m_{\text{top}} = m_R - m_R(q) = \Sigma^{IR}(\not{p}_{\text{pole}} = m_R). \quad (1.10)$$

Au premier ordre, on a $m_R = m_0 + \Sigma(\not{p} = m_0)$, donc

$$\delta m_{\text{top}} \sim -ig_s^2 C_f \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{2m_0 + 2\not{k}}{2p \cdot k - k^2 + i\varepsilon} \frac{1}{k^2 + i\varepsilon}, \quad (1.11)$$

où cette intégrale se restreint au domaine des k tels que $|\vec{k}| < q$, et où le quadrivecteur vérifie $k^2 = o(m_0^2)$. Les puissances impaires de k donnent une contribution nulle, et si l'on se place dans le référentiel du quark top où $p = (m_0, \vec{0})$, on obtient finalement :

$$\delta m_{\text{top}} \sim -ig_s^2 C_f \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{1}{(k_0 + i\varepsilon)(k^2 + i\varepsilon)}. \quad (1.12)$$

On peut intégrer sur la première dimension k_0 en utilisant le théorème des résidus dans la limite où $\varepsilon \rightarrow 0$, ce qui donne :

$$\delta m_{\text{top}} \sim \frac{g_s^2}{2} C_f \int_{|\vec{k}| < q} \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^3} \frac{1}{\vec{k}^2}. \quad (1.13)$$

Cette quantité est la contribution infrarouge à une boucle. Les renormalons apparaissent lorsque l'on prend les autres ordres en compte. Les diagrammes à prendre en compte sont tous ceux obtenus en insérant les sous-diagrammes de polarisation du vide dans le propagateur du gluon (voir figure 1.5). Il faut alors sommer toutes les amplitudes pour avoir des quantités renormalisées à tous les ordres. Cela revient en fait à remplacer la constante de couplage g_s par la constante de couplage mobile $g_s(k)$ [16]. Un résultat bien connu de la QCD est l'expression de $\alpha_s(k) = g_s^2(k)/4\pi$, la constante de structure fine de l'interaction forte renormalisée. On utilise l'équation de Callan-Symanzik, et en choisissant une coupure infrarouge q_0 , on a :

$$\alpha_s(k) = \frac{\alpha_s(q_0)}{1 + \beta_0 \frac{\alpha_s(q_0)}{4\pi} \ln \frac{k^2}{q_0^2}}, \quad (1.14)$$

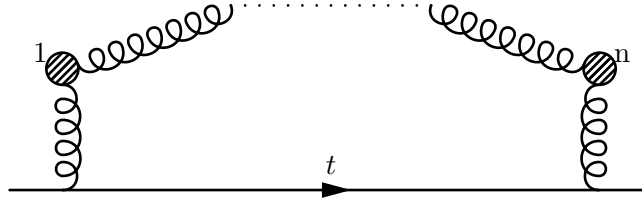


FIGURE 1.5 – Diagramme de Feynman à l'ordre n pour la correction de l'énergie propre du quark top.

β_0 étant le premier coefficient de la fonction β de la QCD (23/3 dans le Modèle Standard). Ce résultat montre la liberté asymptotique de la QCD (α_s décroît avec k), et on peut développer cette expression en série entière pour $1 \gg \alpha_s(q_0)$, c'est-à-dire $q_0 \gg \Lambda_{QCD}$ (ce qui est le cas pour la coupure infrarouge choisie q). L'intégrale se simplifie en passant de trois à une dimension, et on a finalement :

$$\delta m_{\text{top}} \sim \frac{16q}{3\beta_0} \sum_{n=0}^{\infty} c_n a^{n+1}, \quad (1.15)$$

$$c_n = 2^n n!, \quad (1.16)$$

$$a = \frac{\beta_0 \alpha_s(q)}{4\pi}. \quad (1.17)$$

La série est divergente, mais on peut essayer de la calculer pour un $\alpha_s(q)$ donné en utilisant la technique de resommation de Borel (dont on peut trouver une introduction dans certaines de ses applications, par exemple dans [17]). La transformée de Borel $B[f]$ d'une fonction f est définie par sa transformée de Laplace :

$$f(z) = \int_0^{\infty} e^{-t/z} B[f](t) dt. \quad (1.18)$$

Si $f(z)$ est une série de la forme $f(z) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n z^{n+1}$, alors on a l'expression suivante de $B[f](z)$

$$B[f](z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{c_n}{n!} z^n. \quad (1.19)$$

Ici, on utilise a comme paramètre de Borel, et les coefficients c_n sont donc divisés par $n!$. L'intérêt de cette méthode, comme on le voit ici, est d'avoir une série à rayon de convergence fini en t , et prolongeable analytiquement en tout point de l'axe réel positif. L'ambiguïté théorique sur la masse du quark top est ensuite obtenue en prenant la transformée inverse :

$$\delta m_{\text{top}} = \int_0^{\infty} (e^{-t/a} \frac{16q}{3\beta_0} \sum_{n=0}^{\infty} 2^n t^n) dt \quad (1.20)$$

Cette intégrale est seulement formelle, car la transformée de Borel possède des singularités : la série n'est pas Borel-sommable. Ces singularités sont appelées "renormalons infrarouges" (elles sont dues aux valeurs faibles du k du gluon, qui sont les contributions de QCD non perturbative). La divergence de la série est dominée par le renormalon le plus proche de l'origine, à $t = 1/2$.

En utilisant l'équation 1.15, il est cependant possible d'estimer l'ambiguïté théorique due à ces renormalons. La série de cette équation, si elle a une signification physique, doit converger vers une valeur finie pour tout a appartenant à une région non vide de $\mathbb{R}$. Il doit exister alors un entier N tel que :

$$|\delta m_{\text{top}} - \frac{16q}{3\beta_0} \sum_{n=0}^{N-1} c_n a^{n+1}| = \frac{16q}{3\beta_0} \sum_{n=N}^{\infty} c_n a^{n+1} < \frac{16q}{3\beta_0} c_N a^{N+1}, \quad (1.21)$$

où le terme de gauche dans l'inégalité représente l'erreur sur δm_{top} . En utilisant l'équivalent de $n!$, on obtient pour $N \rightarrow \infty$:

$$\frac{16q}{3\beta_0} c_N a^{N+1} \xrightarrow{N \rightarrow \infty} (2Na)^N e^{-N} \sqrt{2\pi N} \frac{16qa}{3\beta_0}, \quad (1.22)$$

qui est un terme décroissant pour $2Na < 1$. En définissant $N_0 = 1/(2a)$, on a la meilleure précision atteignable sur δm_{top} :

$$(2N_0 a)^{N_0} e^{-N_0} \sqrt{2\pi N_0} \frac{16qa}{3\beta_0}. \quad (1.23)$$

En notant par ailleurs que, comme $q \gg \Lambda_{QCD}$, l'équation 1.14 donne :

$$\Lambda_{QCD} \approx q e^{-N_0}, \quad (1.24)$$

on obtient l'ambiguïté :

$$\delta m_{\text{top}} = \frac{8\Lambda_{QCD}}{3\beta_0} \sqrt{\frac{4\pi}{\ln \frac{q^2}{\Lambda_{QCD}^2}}}. \quad (1.25)$$

Numériquement, si on choisit $q = 173$ GeV et qu'on utilise $\Lambda_{QCD} = 220$ MeV, on obtient $\delta m_{\text{top}} \approx 75$ MeV. Il faut bien noter que plusieurs approximations sont ici faites, et que l'on obtient par conséquent seulement une valeur approchée. Dans la littérature, d'autres techniques sont parfois utilisées [18] ; la conclusion générale à ces études est que la valeur de l'ambiguïté théorique sur la masse au pôle est de l'ordre de Λ_{QCD} .

Les contributions électrofaibles de l'autre diagramme de la figure 1.4 ont une partie imaginaire non nulle. À une boucle, ce déplacement du pôle dans le plan complexe permet de définir la largeur du quark top à l'ordre des arbres. À tous les ordres en g_W , il est possible de montrer que les renormalons ne sont pas affectés par cette largeur [16]. Bien qu'elle soit beaucoup plus grande que Λ_{QCD} , la largeur Γ_{top} n'a aucune influence sur l'ambiguïté théorique intrinsèque à la masse au pôle, comme intuité en préambule.

1.4.4 m_{top} dans différents schémas de renormalisation de la QCD

La masse au pôle du propagateur, bien qu'étant la définition la plus évidente de la masse du quark top au premier abord, recèle comme nous venons de le voir une ambiguïté théorique de l'ordre de 100 MeV. Il est intéressant de s'interroger sur ce qu'il en est lorsque l'on utilise un schéma de renormalisation différent. Certains choix de schémas sont plus judicieux que d'autres, dans la mesure où ils affectent le comportement des corrections aux ordres élevés en théorie des perturbations [19].

Le schéma de soustraction minimale (MS), introduit pour la première fois par 't Hooft en 1973 [20], consiste à introduire des contre-termes dans le Lagrangien qui annulent les puissances de $1/\varepsilon$ en régularisation dimensionnelle. Ceci supprime les éventuelles divergences ultraviolettes dans les expressions des quantités physiques.

Le schéma de soustraction minimale modifié $\overline{MS}$ est un schéma plus couramment utilisé, dans lequel des constantes finies des propagateurs sont éliminées en même temps que les poles en $1/\varepsilon$ en régularisation dimensionnelle. L'utilisation de la masse renormalisée dans ce schéma, qu'on appellera $\overline{m}_{\text{top}}(\mu_R)$, μ_R étant l'échelle de renormalisation choisie de l'ordre du processus étudié (donc m_{top}), permet d'être insensible aux effets infrarouges indésirables, présents dans la masse au pôle [16]. Il y a alors un intérêt évident à évaluer la masse $\overline{m}_{\text{top}}(\mu_R)$ par la section efficace de production $t\bar{t}$ calculée dans le schéma $\overline{MS}$. Ceci a été réalisé au Tevatron il y a quelques années [21]. On peut ensuite éventuellement obtenir la masse au pôle afin de comparer cette mesure indirecte aux mesures directes de la masse du quark top. La relation entre la masse au pôle et la masse $\overline{m}_{\text{top}}$

fait intervenir le calcul des grandeurs renormalisatrices de la masse dans chacun des schémas. Ce calcul à été réalisé à l'ordre 3 en α_s il y a plusieurs années [22]. Le résultat est le suivant :

$$\bar{m}_{\text{top}}(m_{\text{pole}}) - m_{\text{pole}} = m_{\text{pole}} \left[-\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(m_{\text{pole}})}{\pi} - 9.125 \left(\frac{\alpha_s(m_{\text{pole}})}{\pi} \right)^2 - 80.405 \left(\frac{\alpha_s(m_{\text{pole}})}{\pi} \right)^3 \right] \approx -10.38 \text{ GeV} \quad (1.26)$$

Récemment, un nouveau calcul [23] a inclus les corrections électrofaibles en $\mathcal{O}(\alpha_{em})$ et en $\mathcal{O}(\alpha_{em}\alpha_s)$, et a montré que celles-ci annulaient presque intégralement (à environ 1 GeV près) les contributions de QCD perturbative à la masse renormalisée pour une masse de Higgs comprise entre 124 et 126 GeV. Il est basé sur l'observation que les plus grandes contributions électrofaibles proviennent des diagramme de type *tadpole*.

Remarquons que la masse mesurée dans cette thèse, qui est déterminée de façon directe, est celle qui est injectée dans les simulations Monte-Carlo. À partir de cette masse sont calculées les quadrivecteurs des produits de désintégration du quark top au LO+LL ou NLO+LL en QCD. En principe, il n'est pas possible de relier la masse directement à un schéma de renormalisation. Néanmoins, il a été argumenté [24, 25] que cette masse devrait être très proche de la masse au pôle.

Notons que la mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$ peut également être utilisée pour mesurer la masse au pôle, auquel cas l'ambiguïté théorique due aux renormalons infrarouges est toujours présente. Un intérêt de la mesure de la masse au pôle par la section efficace est d'avoir une sensibilité au modèle d'hadronisation choisi très indirecte, étant donné que seul son effet sur l'acceptance jouera un rôle. La mesure directe de la masse du quark top est directement sensible à l'impact du modèle d'hadronisation choisi sur l'énergie des jets. Elle inclut une systématique liée à ce choix, qui est une différence entre deux modèles effectifs précis, et est donc approximative. L'obtention de la masse au pôle à partir de la section efficace a été réalisée par la collaboration D0 [21] avec deux hypothèses différentes, assimilant la masse de la simulation soit à la masse au pôle, soit à la masse $\bar{m}_{\text{top}}(\bar{m}_{\text{top}})$ (le calcul n'inclut cependant pas les corrections électrofaibles en $\mathcal{O}(\alpha_{em}\alpha_s)$). Des résultats plus récents d'ATLAS [26] et de CMS [27] fournissent la masse au pôle à partir de la section efficace $t\bar{t}$ en assimilant la masse de la simulation à la masse au pôle. Une incertitude liée à cette approximation y est ajoutée linéairement, qui est obtenue en changeant la masse de la simulation de ± 1 GeV. Le résultat obtenu par ATLAS est illustré figure 1.6.

Enfin, on peut citer d'autres schémas de renormalisation comme le schéma à basse échelle (LS) [28, 29], le schéma à potentiel soustrait (PS) [30], ou le schéma à potentiel soustrait modifié ($\overline{PS}$) [19]. Ces derniers conviennent particulièrement à la détermination de la masse du quark top dans les futurs collisionneurs leptoniques, où il sera possible de mesurer la section efficace $t\bar{t}$ près du seuil de production. Le schéma $\overline{PS}$ supprime les divergences infrarouges présentes dans la masse au pôle ; par ailleurs, le pic de section efficace en fonction de l'énergie de la collision est plus stable (par rapport à celui de la masse au pôle) lorsqu'on augmente l'ordre en théorie des perturbations. Il convient ensuite de convertir cette masse dans les schémas usuellement utilisés (OS ou $\overline{MS}$) pour les ajustements (voir sections 1.5 et 1.6).

1.5 L'ajustement électrofaible

Comme annoncé précédemment, la mesure précise de la masse du quark top a plusieurs motivations. Une des motivations principales à cette mesure est la réalisation d'un test de cohérence, l'ajustement électrofaible, des modèles théoriques des constituants fondamentaux de la matière. En particulier, cette section a pour but de résumer l'ajustement électrofaible du Modèle Standard.

Dans le cadre du Modèle Standard, la théorie électrofaible donne la relation suivante à l'ordre des arbres :

$$m_W^2 = \frac{\pi \alpha_{tree}}{\sqrt{2} G_\mu \sin^2 \theta_{W,tree}}, \quad (1.27)$$

où θ_W est l'angle de Weinberg, α la constante de couplage électromagnétique et G_μ la constante de Fermi. Dans le schéma de renormalisation sur couche de masse OS , la relation est toujours valide

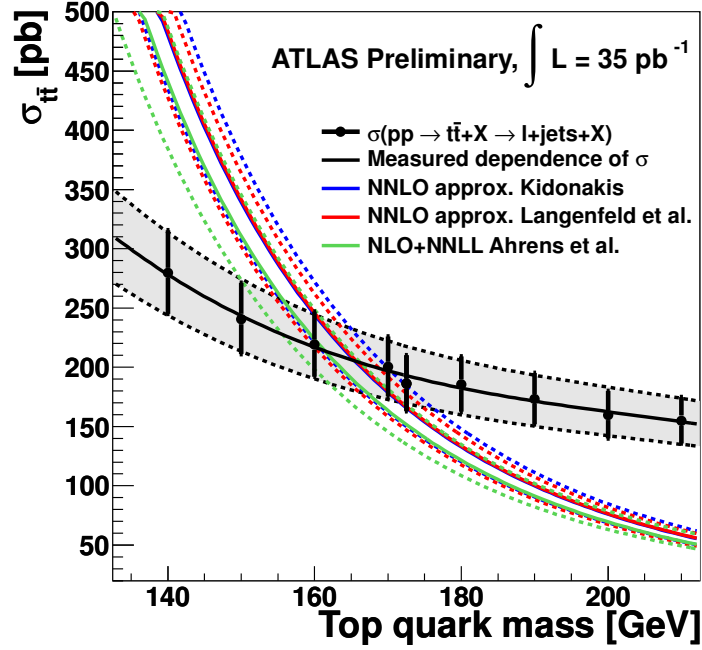


FIGURE 1.6 – Section efficace $t\bar{t}$ mesurée expérimentalement par ATLAS [26] en fonction de la masse du quark top de la simulation. Plusieurs prédictions théoriques de la section efficace (à divers ordres) sont représentées. Elles sont calculées en fonction de la masse au pôle, m_{pole} , assimilée ici à la masse injectée dans la simulation.

à tous les ordres. On obtient aussi les relations suivantes après brisure de symétrie électrofaible par le mécanisme de Higgs, qui fait acquérir les masses suivantes aux bosons vecteurs, à tous les ordres également :

$$m_W^2 = \frac{g_W^2 v^2}{4}, \quad m_Z^2 = \frac{g_W^2 v^2}{4\rho_0 \cos^2 \theta_W} = \frac{m_W^2}{\rho_0 \cos^2 \theta_W}, \quad (1.28)$$

où :

- ρ_0 est déterminé par le secteur de Higgs de la théorie considérée ; on le suppose égal à 1 (valeur dans le cadre du Modèle Standard) pour la suite,
- g_W est la constante de couplage de jauge électrofaible,
- v est la valeur moyenne du Higgs dans le vide (vev).

On a alors, en notant μ l'échelle de renormalisation :

$$\pi\alpha(\mu) = \sqrt{2}G_\mu m_W^2 \sin^2 \theta_W \quad (1.29)$$

$$= \sqrt{2}G_\mu m_W^2 (1 - \cos^2 \theta_W) \quad (1.30)$$

$$= \sqrt{2}G_\mu m_W^2 \left(1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2}\right), \quad (1.31)$$

équation du second degré en m_W^2 qui donne

$$m_W^2 = \frac{m_Z^2}{2} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{4\pi\alpha}{\sqrt{2}G_\mu m_Z^2}}\right) \quad (1.32)$$

$$= \frac{m_Z^2}{2} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{4\pi\alpha_{tree}}{\sqrt{2}G_\mu m_Z^2} \frac{1}{1 - \Delta r}}\right), \quad (1.33)$$

$\frac{1}{1 - \Delta r}$ représentant les corrections à la constante de couplage α_{tree} , qui proviennent des corrections

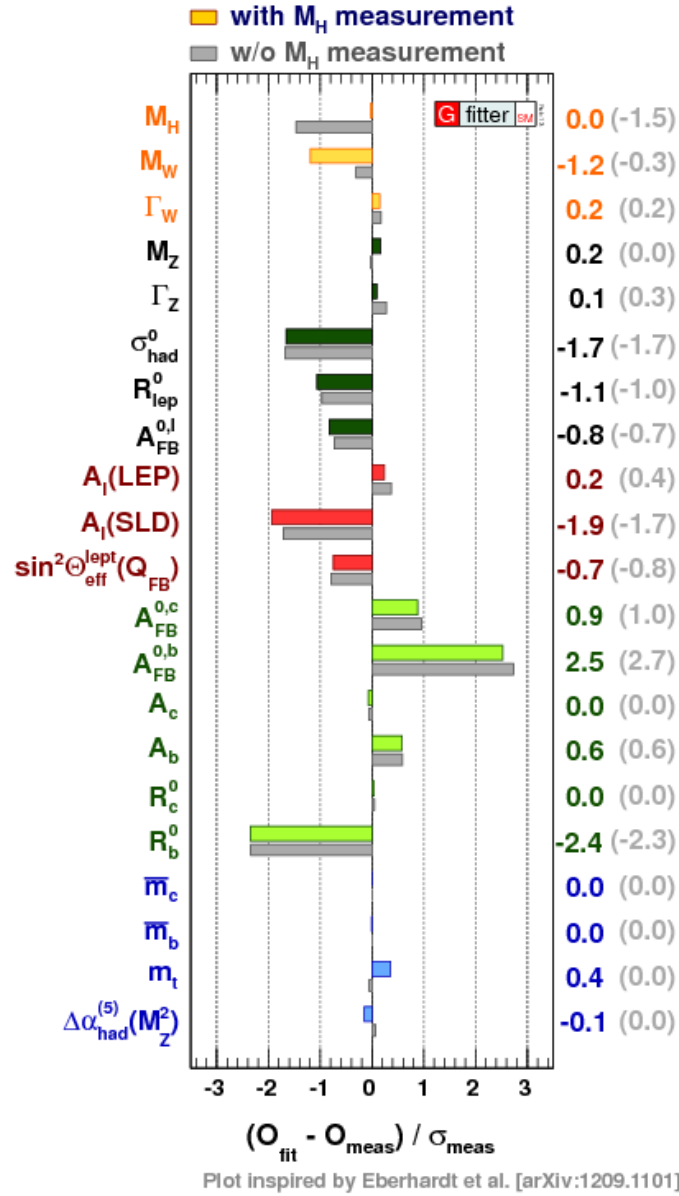


FIGURE 1.7 – Différence entre paramètres ajustés du Modèle Standard obtenus en contraignant tous les autres paramètres dans l'ajustement et leurs valeurs mesurées expérimentalement, divisée par l'incertitude sur la mesure. Les valeurs en gris sont obtenues en laissant également libre la valeur de m_h dans l'ajustement. Figure tirée de [31].

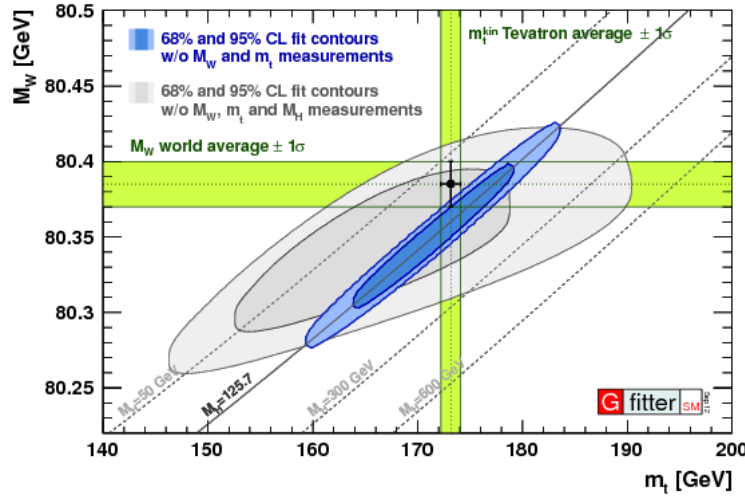


FIGURE 1.8 – Contours à 1 et 2σ dans le plan m_W - m_{top} pour les ajustement électrofaible aux données expérimentales, incluant (en bleu) ou n'incluant pas (en gris) la valeur de masse du boson de Higgs mesurée. Les valeurs de m_W et de m_{top} et leurs déviations standards sont également indiqués. Figure tirée de [31].

radiatives aux propagateurs des bosons de jauge. On peut réexprimer le terme Δr par [32] :

$$\Delta r = \Delta\alpha - \frac{\cos^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} \Delta\rho + \Delta r_{\text{res}}, \quad (1.34)$$

où $\Delta\alpha$ représente les corrections photoniques de la polarisation du vide, $\Delta\rho$ les corrections à ρ_0 , et Δr_{res} est un terme résiduel. Chaque terme contient des énergies propres de bosons, corrigées à une boucle de fermions ou de bosons. On peut calculer ces termes, et on montre que [32] :

- $\Delta\alpha$ est négligeable pour le quark top
- $\Delta\rho$ est dominant pour les fermions lourds, et on a

$$\Delta\rho^{\text{top}} \approx \frac{3\sqrt{2}G_\mu m_{\text{top}}^2}{16\pi^2} \quad (1.35)$$

- Δr_{res} apporte des corrections logarithmiques sous-dominantes :

$$\Delta r_{\text{res}}^{\text{top}} \approx \frac{\sqrt{2}G_\mu m_W^2}{16\pi^2} \left[2 \ln \frac{m_{\text{top}}^2}{m_W^2} \left(\frac{\cos^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} - 1/3 \right) \right], \quad (1.36)$$

$$\Delta r_{\text{res}}^{\text{Higgs}} \approx \frac{\sqrt{2}G_\mu m_W^2}{16\pi^2} \left[\frac{11}{3} \left(\ln \frac{m_h^2}{m_W^2} - 5/6 \right) \right]. \quad (1.37)$$

On voit donc qu'on peut obtenir une relation mathématique entre les masses au pôle m_W , m_{top} et m_h en mesurant par ailleurs l'ensemble des paramètres électrofaibles rentrant dans l'équation 1.33. La mesure de ces trois masses donne alors un test de cohérence du Modèle Standard, à travers un ajustement de ces trois paramètres. En pratique, on peut effectuer l'ajustement de différentes façons. Il est possible de calculer chaque paramètre électrofaible en contraignant tous les autres à leurs valeurs mesurées. Les résultats les plus récents de ces ajustements sont donnés figure 1.7, où on donne la différence entre la valeur ajustée et la valeur mesurée, divisée par l'incertitude sur la mesure expérimentale [31]. Les valeurs obtenues en laissant libre la masse du boson de Higgs sont également fournies. La figure 1.8 donne les résultats de l'ajustement dans le plan m_W - m_{top} sans contraindre les valeurs des trois masses en gris, et en contraignant la masse m_h à être compatible avec celle obtenue par les collaborations ATLAS et CMS pour le nouveau boson. On remarque que les mesures directes de m_W et de m_{top} sont en bon accord avec les valeurs ajustées prédites par le Modèle Standard. La précision sur m_W est pour l'instant limitante dans l'ajustement, mais

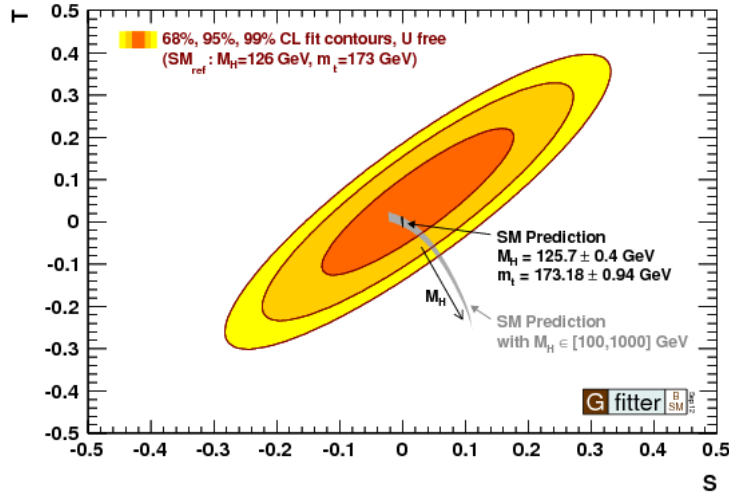


FIGURE 1.9 – Valeurs de S et T permises obtenues dans un ajustement électrofaible par rapport à un Modèle Standard de référence décrit dans le texte. La prédiction pour le Modèle Standard est indiquée en gris, et se retreint à la bande noire en contraignant la masse du boson de Higgs à la valeur mesurée. Figure tirée de [31].

on voit l'intérêt à une excellente précision (de l'ordre du %) sur la mesure de masse du quark top également. La valeur ajustée de la masse du quark top, en incluant la valeur mesurée de m_h , est :

$$m_{\text{top}} = 175.8^{+2.7}_{-2.4} \text{ GeV}. \quad (1.38)$$

L'ajustement peut également être utilisé pour sonder la nouvelle physique, qui apporte potentiellement des corrections à la polarisation du vide (corrections obliques). Ces effets se manifestent sur les observables électrofaibles et peuvent être paramétrisés par trois paramètres d'énergie propre, S , T et U [33, 34]. La figure 1.9 montre les valeurs permises à 1, 2 et 3 σ des paramètres S et T (U est le paramètre le moins sensible à la nouvelle Physique, souvent très proche de 0) par rapport à une référence théorique qui est le Modèle Standard avec $m_{\text{top}}=173$ GeV et $m_h=126$ GeV. Elle montre aussi leurs valeurs dans le cadre du Modèle Standard en gris, qui se restreignent à la bande noire en incluant la valeur mesurée de m_h .

1.6 La stabilité du vide

Une autre motivation à la mesure de précision de la masse du quark top est l'information qu'elle fournit sur l'état de stabilité du vide. Depuis plusieurs décennies, des travaux théoriques (par exemple [35–37]) ont porté sur l'existence d'un état non complètement stable du vide, qui pourrait tomber dans un état absolument stable par effet tunnel.

Le potentiel de Higgs, dans le cadre du Modèle Standard, est de la forme :

$$V = -m^2|\Phi|^2 + \lambda|\Phi|^4, \quad (1.39)$$

où Φ est le doublet complexe que l'on peut exprimer sous la forme :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi_1(x) + i\phi_2(x) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}[v + h(x) + i\phi_0(x)] \end{pmatrix} \quad (1.40)$$

Les ϕ_i sont des champs qui, lors de la brisure de symétrie, deviennent des bosons de Goldstone sans masse et confèrent celles des bosons de jauge W^+ , W^- et Z , le champ de Higgs étant $h(x)$; v est la valeur attendue dans le vide (vev) du champ scalaire. En l'absence de nouvelle physique

entre le Modèle Standard et l'échelle de Planck, il faut que le potentiel soit borné vers le bas, ce qui requiert que $\lambda(\mu)$ soit positif, auquel cas le vide est stable. Le potentiel peut éventuellement être non borné, à condition que le temps de transit par effet tunnel (*i.e* pour lequel la probabilité de chute dans un minimum global devient de l'ordre de l'unité) soit beaucoup plus grand que l'âge de l'Univers, auquel cas le vide est métastable [36].

La condition de stabilité absolue peut s'exprimer en fonction d'un nombre réduit de paramètres, les masses au pôle du quark top et du boson de Higgs, m_{top} et m_h . Les références [38,39] construisent le diagramme de phase du vide dans le plan (m_{top}, m_h) . Nous allons voir que la précision actuelle sur la masse au pôle du quark top est limitante pour l'information sur le caractère stable (ou métastable) du vide. Notons que les conclusions de cette section s'appliquent seulement au cas où le Modèle Standard reste valide jusqu'à l'échelle de Planck.

Les calculs théoriques les plus récents ont amélioré la précision sur le diagramme de phase à l'ordre NNLO. Les fonctions β des couplages sont calculées à trois boucles dans [40]; l'évolution de λ , le couplage de Yukawa au top y_t et la dimension anormale du Higgs ($\gamma \equiv d \ln h / d \ln \mu$) sont calculés à trois boucles dans [41]. La référence [38] présente une avancée considérable en donnant le calcul des corrections à λ provenant de la QCD et des interactions de Yukawa du top à deux boucles. Les lignes ci-dessous résument quelques étapes de ce calcul.

La désintégration de muons par courant chargé ainsi que la relation entre la masse des champs physiques et la vev donne, à l'ordre des arbres :

$$\lambda_{\text{tree}} = \frac{G_\mu m_h^2}{2}, \quad (1.41)$$

G_μ étant la constante de Fermi. On cherche $\lambda(\mu) = \lambda_{\text{tree}} + \Delta\lambda(\mu)$ où $\Delta\lambda(\mu)$ est la correction à l'ordre NNLO.

En notant $\phi^\pm = \phi_1 \pm i\phi_2$, le potentiel de Higgs se réexprime :

$$V = -m^2[\phi^+\phi^- + \frac{1}{2}((v+h)^2 + \phi_0^2)] + \lambda[|\phi^+\phi^-|^2 + \frac{\phi_0^4}{4} + \frac{(v+h)}{4} + \phi^+\phi^-(v+h)^2 + \phi^+\phi^-\phi_0^2 + \frac{1}{2}(v+h)^2\phi_0^2]. \quad (1.42)$$

Les termes en facteur de h^2 (sans compter les termes d'interaction) donnent le terme de masse du Lagrangien :

$$\frac{1}{2}(-m^2 + 3\lambda v^2).$$

De la même manière que pour l'équation 1.4, on a l'équation de la masse au pôle :

$$m_h^2 = -m^2 + 3\lambda v^2 + \Pi_{hh}(m_h^2), \quad (1.43)$$

où les termes de droite sont renormalisés, $\Pi_{hh}(k^2)$ étant l'énergie propre du Higgs ayant un quadrimoment k . On peut réexprimer cette équation en la somme d'une contribution d'un potentiel effectif, dominante, et d'un terme sous-dominant $\Pi_{hh}(m_h^2) - \Pi_{hh}(0)$.

Le résultat final pour le potentiel effectif ne contient que les termes dominants en $y_t^4 g_s^2$ et en y_t^6 . Les auteurs de [38] ont également calculé d'autres contributions à $\lambda(\mu)$ dans la limite des couplages électrofaibles nuls, en particulier les contributions à deux boucles du secteur de Yukawa, qui modifient la correction $\lambda^{(2)}(\mu)$ de $\Delta\lambda(\mu) = \lambda^{(1)}(\mu) + \lambda^{(2)}(\mu)$.

Pour étudier la condition de stabilité du vide sur la masse au pôle m_h , il faut étudier le potentiel effectif

$$V_{\text{eff}}(\mu) = -\frac{1}{2}m^2 h^2 + \frac{\lambda(\mu)h^4}{4} + \Delta V, \quad (1.44)$$

ΔV étant les corrections d'ordre plus élevé. Pour $h \gg v \approx 246$ GeV, le potentiel est en fait bien approximé par son expression à l'ordre des arbres ($V_{\text{eff}}^{\text{tree}}(\mu) \sim \frac{\lambda(\mu)h^4}{4}$), avec une échelle de renormalisation de l'ordre de h . Ceci permet d'obtenir la condition sur la valeur de m_h minimale qui assure la stabilité du vide (il suffit d'étudier la condition $\lambda(h_0) = \beta(h_0) = 0$, la valeur minimale

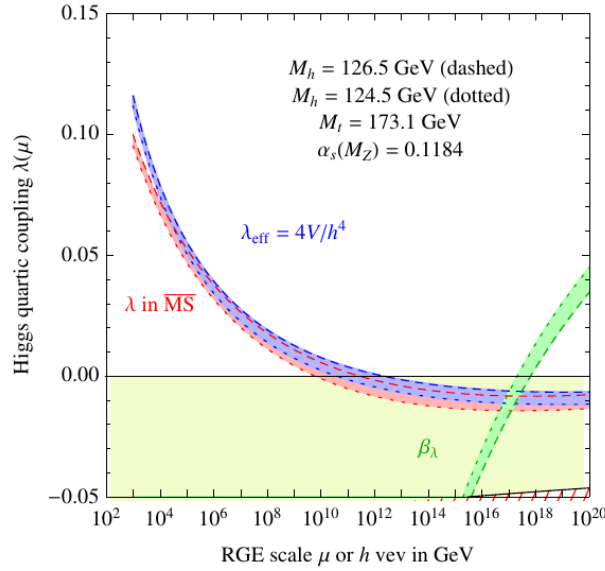


FIGURE 1.10 – Valeurs du couplage quartique propre du boson de Higgs $\lambda(\mu)$, du couplage effectif $\lambda_{eff}(\mu)$ et de la fonction $\beta \equiv \frac{d\lambda(\mu)}{d\ln\mu}$ en fonction de l'échelle de renormalisation, qui est prise égale à h . Figure tirée de [38].

de $\lambda(\mu)$ étant atteinte avant l'échelle de Planck). Les évolutions de $\lambda(\mu)$ ainsi que de sa fonction $\beta(\mu)$ en fonction de l'échelle de renormalisation dans le schéma $\overline{MS}$ sont données figure 1.10.

Cependant, afin d'étudier la structure du potentiel et de connaître l'échelle à laquelle advient l'instabilité en fonction de m_{top} et de m_h (et non seulement obtenir une condition sur m_h), il est nécessaire d'inclure les corrections à deux boucles dans le potentiel effectif. On peut définir un couplage effectif $\lambda_{eff}(\mu)$ tel que, pour $h \gg v$

$$V_{eff}(\mu) = \frac{\lambda_{eff}(\mu)h^4}{4}, \quad (1.45)$$

dont l'expression à deux boucles est obtenue par le calcul du potentiel effectif à deux boucles. L'évolution de $\lambda_{eff}(\mu)$ est aussi reportée sur la figure 1.10. On peut voir que le vide est plus stable pour l'expression plus sophistiquée du couplage quartique, $\lambda_{eff}(\mu)$, que pour celle correspondant au potentiel simplifié. On note également que les valeurs centrales actuelles de m_{top} et de m_h impliquent une instabilité arrivant avant l'échelle de Planck ($\approx 10^{19}$ GeV). La valeur de m_h assurant la stabilité du vide, à l'ordre NNLO, a aussi été calculée :

$$m_h[GeV] > 129.4 + 1.4\left(\frac{m_{top}[GeV] - 173.1}{0.7}\right) - 0.5\left(\frac{\alpha_s(m_Z) - 0.1184}{0.0007}\right) \pm 1.0_{th}. \quad (1.46)$$

Le diagramme de phases du vide est présenté figure 1.11. Les valeurs privilégiées par les mesures expérimentales se trouvent dans la région critique du diagramme de phase, entre la zone de stabilité absolue et la zone d'instabilité, bien que l'incertitude actuelle ne permette pas de l'affirmer de façon péremptoire. Cette étrange coïncidence incite à des précautions minutieuses sur la définition de la masse du quark top mesurée ainsi qu'à améliorer la précision sur la mesure.

Le détail du diagramme de phases est donné figure 1.12, où il est induit pour deux hypothèses différentes sur la masse au pôle m_{top} . La référence [38] effectue une moyenne des mesures dans les collisionneurs en négligeant les corrélations, et présume que la masse au pôle du quark top mesurée dans les collisionneurs souffre d'une incertitude irréductible de l'ordre de Λ_{QCD} venant des effets non perturbatifs de la QCD. Elle ne tient pas compte du fait que la masse des simulations Monte-Carlo est légèrement différente de la masse au pôle, comme discuté section 1.4.4. Le diagramme de phase correspondant est illustré figure 1.12(a), où les valeurs centrales de m_{top} et m_h sont reportées, ainsi que les contours à 1, 2 et 3σ . La condition de stabilité du vide n'est pas remplie à un peu plus de 2σ .

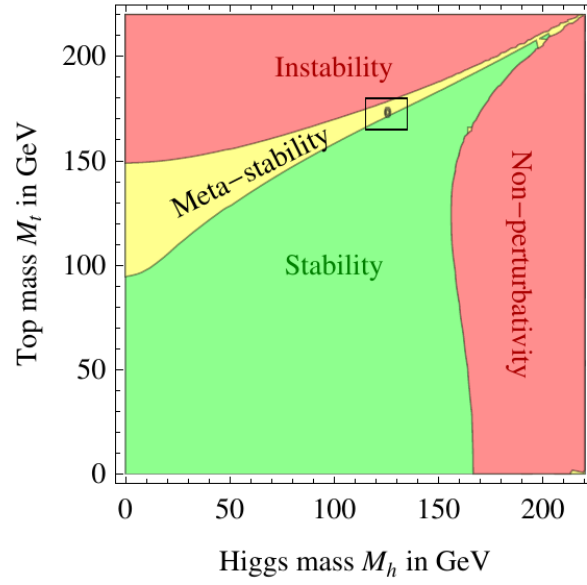
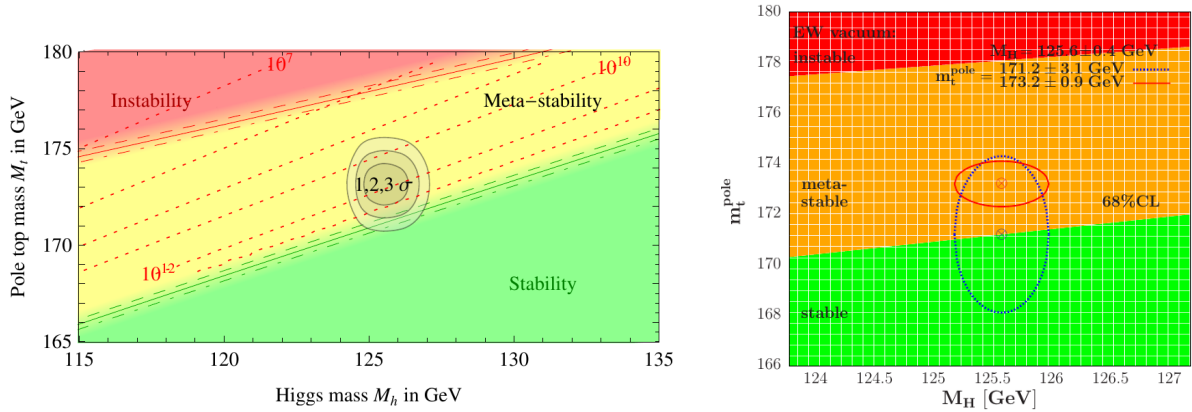


FIGURE 1.11 – Diagramme de phases du vide électrofaible dans le plan $m_{\text{top}}-m_h$, masses au pôle du quark top et du boson de Higgs. Le point indique la valeur centrale de m_h (valeurs obtenues par CMS et ATLAS pour le nouveau boson) et la valeur de m_{top} (obtenue suivant diverses hypothèses décrites dans le texte). Diagramme tiré de [38].



(a) Diagramme de phases du vide tiré de [38]. Les valeurs de h pour lesquelles $\lambda(h)$ devient négatif sont reportées en pointillés rouge. Les valeurs centrales mesurées de m_h et de m_{top} , ainsi que les contours à 1, 2 et 3 σ sont indiqués. Les courbes discontinues aux limites des différentes régions indiquent l'incertitude provenant de $\alpha_s(m_Z)$.

(b) Diagramme de phases du vide tiré de [39]. Les valeurs centrales mesurées de m_h et de m_{top} sont reportées ainsi que les contours à 1 σ . En bleu, la mesure de m_{top} est obtenue à partir de la section efficace $t\bar{t}$. En rouge, m_{top} est mesurée de façon directe.

FIGURE 1.12 – Zooms sur la région privilégiée par les observations expérimentales du diagramme de phases du vide électrofaible. La valeur de m_{top} et son incertitude associée sont obtenues suivant diverses hypothèses décrites dans le texte.

Afin d'éviter l'ambiguïté intrinsèque à la mesure de la masse directe, la référence [39] s'intéresse au diagramme de phase dans lequel la valeur de la masse au pôle est obtenue à partir de la masse dans le schéma $\overline{MS}$, elle-même mesurée grâce à la section efficace de production $t\bar{t}$. La figure 1.12(b) montre le diagramme de phase et les valeurs centrales de m_{top} et m_h avec cette supposition (la valeur de m_{top} de la combinaison du Tevatron [42] obtenue en mesures directes sans incertitude supplémentaire y est aussi reportée). La masse au pôle m_{top} utilise différentes mesures de sections efficaces et est le résultat d'une combinaison effectuée dans [43]. La conclusion pour la stabilité du vide est différente pour une extraction de m_{top} par la section efficace, et laisse une possibilité plus grande pour un vide absolument stable.

La précision sur la mesure de la masse du quark top, qu'elle soit directe ou effectuée à partir de la section efficace de production $t\bar{t}$, est cruciale pour la détermination de l'état de stabilité du vide, si le Modèle Standard est toujours valide à l'échelle de Planck.

Bibliographie

- [1] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, *Phys.Lett.* **B716** (2012) 1–29, [arXiv:1207.7214 \[hep-ex\]](#). (Cité en pages 1, 7 et 34.)
- [2] CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, *Phys.Lett.* **B716** (2012) 30–61, [arXiv:1207.7235 \[hep-ex\]](#). (Cité en pages 1 et 7.)
- [3] ATLAS Collaboration, *Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data*, *Phys.Lett.* **B726** (2013) 120–144, [arXiv:1307.1432 \[hep-ex\]](#). (Cité en pages 1, 7 et 34.)
- [4] ATLAS Collaboration, *Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS detector at the LHC*, *Phys.Lett.* **B726** (2013) 88–119, [arXiv:1307.1427 \[hep-ex\]](#). (Cité en pages 1, 7 et 34.)
- [5] CMS Collaboration, *Properties of the observed Higgs-like resonance using the diphoton channel*, CMS-PAS-HIG-13-016 (2013) . <http://cds.cern.ch/record/1558930>. (Cité en pages 1 et 7.)
- [6] G. L. Kane and M. E. Peskin, *A constraint from B decay on models with no t quark*, *Nuclear Physics B* **195** (1982) no. 1, 29 – 38. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321382900463>. (Cité en page 7.)
- [7] C. Bouchiat, J. Iliopoulos, and P. Meyer, *An anomaly-free version of Weinberg’s model*, *Physics Letters B* **38** (1972) no. 7, 519 – 523. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269372905321>. (Cité en page 8.)
- [8] M.-A. Pleier, *Review of Properties of the Top Quark from Measurements at the Tevatron*, *Int.J.Mod.Phys.* **A24** (2009) 2899–3037, [arXiv:0810.5226 \[hep-ex\]](#). (Cité en pages 8 et 29.)
- [9] CDF Collaboration, *Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions*, *Phys.Rev.Lett.* **74** (1995) 2626–2631, [arXiv:hep-ex/9503002 \[hep-ex\]](#). (Cité en page 8.)
- [10] D0 Collaboration, *Search for high mass top quark production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, *Phys.Rev.Lett.* **74** (1995) 2422–2426, [arXiv:hep-ex/9411001 \[hep-ex\]](#). (Cité en page 8.)
- [11] Ananthanarayan, B. and Lazarides, G. and Shafi, Q., *Top-quark-mass prediction from supersymmetric grand unified theories*, *Phys. Rev. D* **44** (1991) 1613–1615. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.44.1613>. (Cité en page 8.)
- [12] I. Gogoladze, R. Khalid, S. Raza, and Q. Shafi, *Top Quark and Higgs Boson Masses in Supersymmetric Models*, [arXiv:1402.2924 \[hep-ph\]](#). (Cité en page 8.)
- [13] M. Jezabek and J. Kuhn, *QCD corrections to semileptonic decays of heavy quarks*, *Nuclear Physics B* **314** (1989) no. 1, 1 – 6. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321389901089>. (Cité en page 9.)
- [14] S. Heinemeyer and G. Weiglein, *Physics gain of a precise $m(t)$ measurement*, *eConf* **C050318** (2005) 0401, [arXiv:hep-ph/0508168 \[hep-ph\]](#). (Cité en page 9.)
- [15] F. Jegerlehner, M. Y. Kalmykov, and O. Veretin, *MS versus pole masses of gauge bosons : Electroweak bosonic two loop corrections*, *Nucl.Phys.* **B641** (2002) 285–326, [arXiv:hep-ph/0105304 \[hep-ph\]](#). (Cité en page 9.)
- [16] M. C. Smith and S. S. Willenbrock, *Top quark pole mass*, *Phys.Rev.Lett.* **79** (1997) 3825–3828, [arXiv:hep-ph/9612329 \[hep-ph\]](#). (Cité en pages 9, 12 et 14.)

- [17] M. Beneke and V. A. Smirnov, *Ultraviolet renormalons in Abelian gauge theories*, Nucl.Phys. **B472** (1996) 529–590, [arXiv:hep-ph/9510437 \[hep-ph\]](#). (Cité en page 13.)
- [18] M. Beneke and V. Braun, *Heavy quark effective theory beyond perturbation theory : renormalons, the pole mass and the residual mass term*, Nuclear Physics B **426** (1994) no. 2, 301 – 343. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/055032139490314X>. (Cité en page 14.)
- [19] O. I. Yakovlev and S. Groote, *Top quark mass definition and $t\bar{t}$ production near threshold at the NLC*, Phys.Rev. **D63** (2001) 074012, [arXiv:hep-ph/0008156 \[hep-ph\]](#). (Cité en pages 14 et 15.)
- [20] G. 't Hooft, *Dimensional regularization and the renormalization group*, Nuclear Physics B **61** (1973) no. 0, 455 – 468. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321373903763>. (Cité en page 14.)
- [21] D0 Collaboration Collaboration, V. M. Abazov et al., *Determination of the pole and M_{Sbar} masses of the top quark from the $t\bar{t}$ cross section*, Phys.Lett. **B703** (2011) 422–427, [arXiv:1104.2887 \[hep-ex\]](#). (Cité en pages 14 et 15.)
- [22] K. Melnikov and T. van Ritbergen, *The three-loop relation between the $\{M_{\text{S}}\}$ and the pole quark masses*, Physics Letters B **482** (2000) 99 – 108. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269300005074>. (Cité en page 15.)
- [23] F. Jegerlehner, M. Y. Kalmykov, and B. A. Kniehl, *On the difference between the pole and the M_{Sbar} masses of the top quark at the electroweak scale*, Phys.Lett. **B722** (2013) 123–129, [arXiv:1212.4319 \[hep-ph\]](#). (Cité en page 15.)
- [24] Fleming, Sean and Hoang, Andre H. and Mantry, Sonny and Stewart, Iain W., *Jets from massive unstable particles : Top-mass determination*, Phys. Rev. D **77** (2008) 074010. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.77.074010>. (Cité en page 15.)
- [25] A. Buckley, J. Butterworth, S. Gieseke, D. Grellscheid, S. Hoche, et al., *General-purpose event generators for LHC physics*, Phys.Rept. **504** (2011) 145–233, [arXiv:1101.2599 \[hep-ph\]](#). (Cité en page 15.)
- [26] ATLAS Collaboration, *Determination of the Top-Quark Mass from the $t\bar{t}$ Cross Section Measurement in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2011-054 (2011) . <http://cds.cern.ch/record/1342551>. (Cité en pages 15 et 16.)
- [27] CMS Collaboration, *Determination of the Top Quark Mass from the $t\bar{t}$ Cross Section at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, CMS-PAS-TOP-11-008 (2011) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1387001>. (Cité en page 15.)
- [28] Voloshin, M. B., *"Optical" sum rule for form factors of heavy mesons*, Phys. Rev. D **46** (1992) 3062–3066. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.46.3062>. (Cité en page 15.)
- [29] Bigi, I. and Shifman, M. and Uraltsev, N. and Vainshtein, A., *High power n of mb in b -flavored widths and $n=\text{infinity}$ limit*, Phys. Rev. D **56** (1997) 4017–4030. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.56.4017>. (Cité en page 15.)
- [30] M. Beneke, A. Signer, and V. Smirnov, *Top quark production near threshold and the top quark mass*, Physics Letters B **454** (1999) no. 1â2, 137 – 146. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269399003433>. (Cité en page 15.)
- [31] M. Baak and R. Kogler, *The global electroweak Standard Model fit after the Higgs discovery*, [arXiv:1306.0571 \[hep-ph\]](#). (Cité en pages 17, 18 et 19.)

- [32] G. Burgers and F. Jegerlehner, *δr or the Relation Between the Electroweak Couplings and the Weak Vector Boson Masses*, Conf.Proc. **C8902201** (1989) 55–88. (Cité en page 18.)
- [33] Peskin, Michael E. and Takeuchi, Tatsu, *New constraint on a strongly interacting Higgs sector*, Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 964–967.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.65.964>. (Cité en page 19.)
- [34] Peskin, Michael E. and Takeuchi, Tatsu, *Estimation of oblique electroweak corrections*, Phys. Rev. D **46** (1992) 381–409. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.46.381>. (Cité en page 19.)
- [35] M. Voloshin, *False vacuum decay*, TPI-MINN-95-24-T, UMN-TH-1406-95, C95-07-02 (1995) . <http://inspirehep.net/record/399158>. (Cité en page 19.)
- [36] Coleman, Sidney, *Fate of the false vacuum : Semiclassical theory*, Phys. Rev. D **15** (1977) 2929–2936. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.15.2929>. (Cité en pages 19 et 20.)
- [37] Callan, Curtis G. and Coleman, Sidney, *Fate of the false vacuum. II. First quantum corrections*, Phys. Rev. D **16** (1977) 1762–1768.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.16.1762>. (Cité en page 19.)
- [38] G. Degrand, S. Di Vita, J. Elias-Miro, J. R. Espinosa, G. F. Giudice, et al., *Higgs mass and vacuum stability in the Standard Model at NNLO*, JHEP **1208** (2012) 098,
[arXiv:1205.6497](https://arxiv.org/abs/1205.6497) [hep-ph]. (Cité en pages 20, 21 et 22.)
- [39] S. Alekhin, A. Djouadi, and S. Moch, *The top quark and Higgs boson masses and the stability of the electroweak vacuum*, Phys.Lett. **B716** (2012) 214–219, [arXiv:1207.0980](https://arxiv.org/abs/1207.0980) [hep-ph]. (Cité en pages 20, 22 et 23.)
- [40] L. N. Mihaila, J. Salomon, and M. Steinhauser, *Gauge Coupling Beta Functions in the Standard Model to Three Loops*, Phys.Rev.Lett. **108** (2012) 151602, [arXiv:1201.5868](https://arxiv.org/abs/1201.5868) [hep-ph]. (Cité en page 20.)
- [41] K. Chetyrkin and M. Zoller, *Three-loop β -functions for top-Yukawa and the Higgs self-interaction in the Standard Model*, JHEP **1206** (2012) 033, [arXiv:1205.2892](https://arxiv.org/abs/1205.2892) [hep-ph]. (Cité en page 20.)
- [42] CDF Collaboration, D0 Collaboration, *Combination of the top-quark mass measurements from the Tevatron collider*, Phys.Rev. **D86** (2012) 092003, [arXiv:1207.1069](https://arxiv.org/abs/1207.1069) [hep-ex]. (Cité en page 23.)
- [43] S. Alekhin, J. Bluemlein, and S. Moch, *The ABM parton distributions tuned to LHC data*, [arXiv:1310.3059](https://arxiv.org/abs/1310.3059) [hep-ph]. (Cité en page 23.)

Produire et observer le quark top

Sommaire

2.1	Introduction	28
2.2	Phénoménologie : production et désintégration des paires $t\bar{t}$	28
2.2.1	Les événements $t\bar{t}$	28
2.2.2	Section efficace de production de paires $t\bar{t}$ au LHC	30
2.3	Le <i>Large Hadron Collider</i> (LHC)	34
2.3.1	Introduction	34
2.3.2	Luminosité fournie par le LHC	36
2.4	Utilisation du détecteur ATLAS pour l'observation de paires $t\bar{t}$	37
2.4.1	Présentation générale	37
2.4.2	Le champ magnétique	39
2.4.3	Le détecteur interne	39
2.4.4	Les calorimètres	43
2.4.5	Le spectromètre à muons	47
2.4.6	Le système de déclenchement (<i>trigger</i>)	49
2.4.7	La reconstruction des objets physiques	50
	Bibliographie	58

2.1 Introduction

Cette thèse a pour objet principal la mesure expérimentale de la masse du quark top. La production de quarks top et antitop est un phénomène rare qui est effectué dans les collisionneurs pour pouvoir le détecter. En raison de la masse importante du quark top, elle nécessite des interactions de particules à haute énergie. Par ailleurs, les produits de désintégration de ces particules sont également particuliers, et font intervenir des amplitudes de diffusion dont les résultats sont rappelés ici. La section 2.2 s'attache à décrire les modes de production et les résultats de ces désintégration dans le cadre de l'expérience ATLAS, et donne des détails sur la section efficace de production de paires $t\bar{t}$. La section 2.3 décrit l'outil qui permet cette production, et la section 2.4 s'intéresse à la façon expérimentale d'observer le quark top à l'aide du détecteur ATLAS.

2.2 Phénoménologie : production et désintégration des paires $t\bar{t}$

2.2.1 Les événements $t\bar{t}$

Les événements $t\bar{t}$ peuvent être produits de plusieurs façons. Les diagrammes de la figure 2.1 décrivent les modes de production de paires $t\bar{t}$ au *Leading Order* (LO), qui adviennent par fusion de gluons ou par annihilation d'une paire quark-antiquark. Pour créer une paire $t\bar{t}$, il faut une

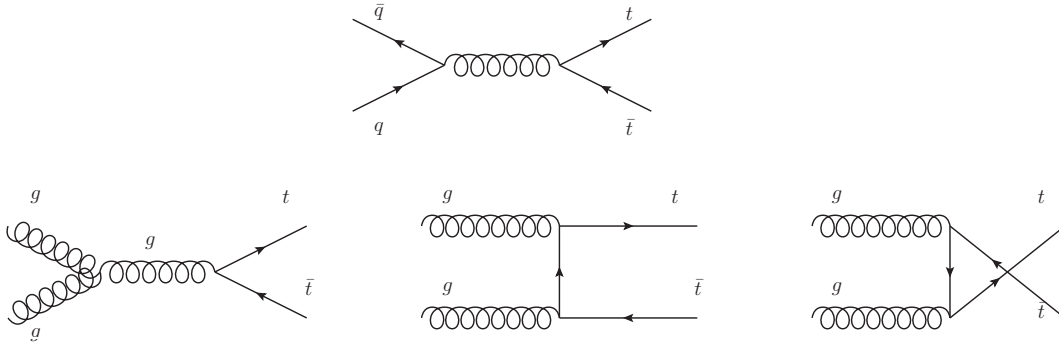
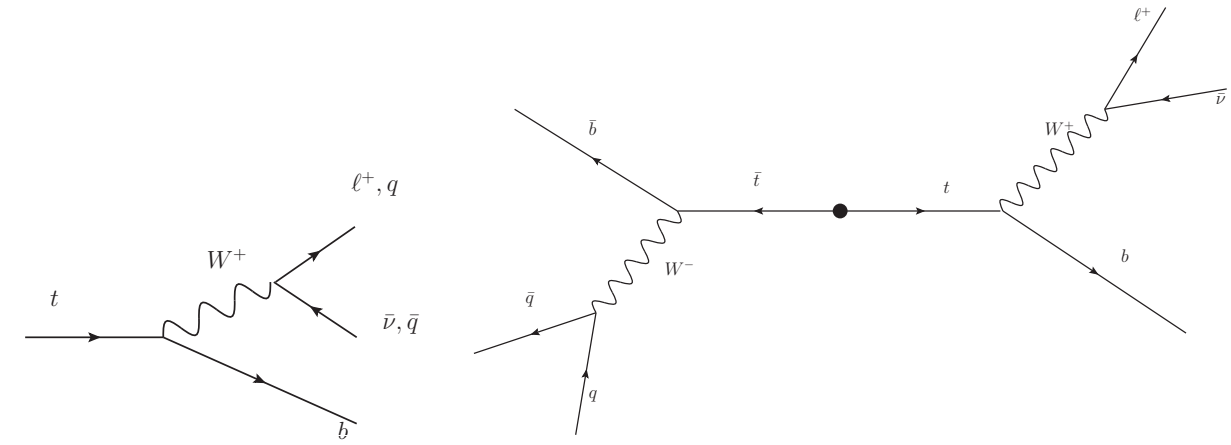


FIGURE 2.1 – Modes de production de paires $t\bar{t}$ au *Leading Order*.

énergie dans le centre de masse d'au moins $2 \times m_{\text{top}}$. Dans le cadre d'un modèle partonique pour le proton, le carré de l'énergie dans le centre de masse des partons responsables du processus sera, au seuil : $(2m_t)^2 = x_a x_b s$ où x_a et x_b sont les fractions d'impulsion portées par lesdits partons, et $\sqrt{s}$ l'énergie disponible dans le centre de masse (pour la prise de données réalisée en 2012, elle est égale à 8 TeV). Si on suppose que $x_a = x_b$, on obtient, au seuil : $x_{\text{seuil}} = \frac{2m_t}{\sqrt{s}} \approx 0.04$ à $\sqrt{s} = 8$ TeV. Ceci correspond, si l'on regarde les fonctions de distribution des partons (figure 2.3), à une région largement dominée par les gluons. Le principal processus (90% au LHC) sera donc celui de la fusion gluonique (notons que c'est le contraire au Tevatron où l'énergie dans le centre de masse des deux protons est de 2 TeV). À l'énergie disponible dans le centre de masse lors de la prise de données en 2011, 7 TeV, on obtient un facteur x_{seuil} qui vaut environ 0.05, et le mode de production est encore très largement dominé par la fusion de gluons.

Étant donné le faible temps de vie d'un quark top ou antitop ($\sim 0.5 \times 10^{-24}$ s), il est impossible de détecter ces paires de façon directe. L'observation se fait de manière indirecte, à travers les produits de désintégration du quark top. En effet, le temps caractéristique d'hadronisation d'un quark peut être calculé à partir de la relation d'Heisenberg. Pour le cas quantique, on a, en ordre de grandeur, $\Delta E \cdot \Delta t \gtrsim \hbar$. Une estimation de l'incertitude sur l'échelle d'énergie intervenant dans l'interaction due au champ de couleur est donnée par $\Lambda_{QCD} \approx 200$ MeV. Le temps d'hadronisation est donc d'environ 3×10^{-22} s.

Le quark top ayant une durée de vie très faible devant le temps caractéristique d'hadronisation, il se désintègre avant de former un simple jet de hadrons caractéristique de la production de quarks.



(a) Modes de désintégration d'un quark top.

(b) Désintégration semi-leptonique d'une paire $t\bar{t}$.

FIGURE 2.2 – Modes de désintégration d'un quark top dans plus de 99.9% des cas, et représentation de la désintégration semi-leptonique d'une paire $t\bar{t}$.

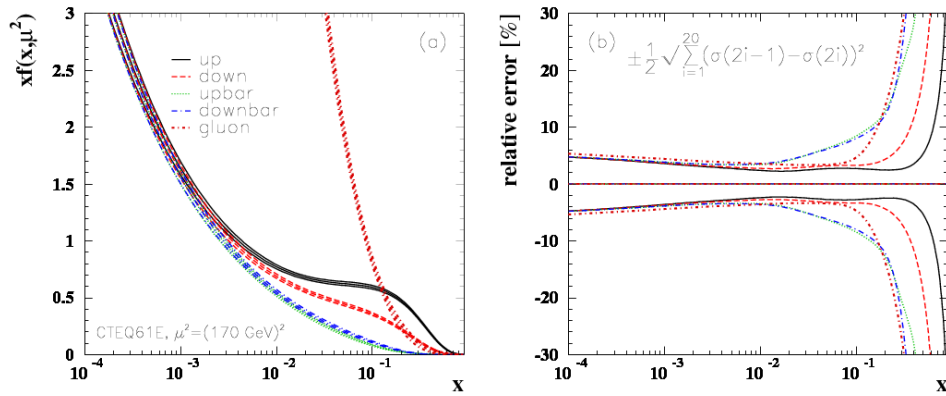


FIGURE 2.3 – À gauche, densité partonique du proton pour un processus dur avec transfert d'impulsion $\mu^2 = 170^2 \text{ GeV}^2$ en fonction de la fraction d'impulsion du parton pour les gluons et les quarks u , $\bar{u}$, d , $\bar{d}$. À droite, incertitude relative sur la PDF associée en fonction de x . Figure tirée de [1].

Il est donc impossible de détecter les paires $t\bar{t}$ de façon directe. La désintégration du quark top produit très majoritairement (à plus de 99.9%) un boson vecteur W ainsi qu'un quark de saveur *bottom*, car dans le cadre du Modèle Standard, l'élément de matrice CKM $|V_{tb}|$ est de plus de 0.999, ce qui explique le canal privilégié. La figure 2.2(a) illustre cette désintégration.

Il y a ainsi différents canaux de désintégration de paires $t\bar{t}$, selon les modes de désintégration des deux bosons de jauge W . Chaque boson W se désintègre de façon à peu près équiprobable (les masses jouent très peu aux énergies considérées) en l'un des trois leptons et son neutrino associé ou en paire quark-antiquark $q_1\bar{q}_2$. Toujours en raison des coefficients de la matrice unitaire CKM (beaucoup plus importants sur la diagonale), ce boson W dit "hadronique" se désintègre à 95% en paires cs ou ud . En tenant compte des multiplicités de couleur pour les quarks, il est facile de calculer la proportion de chaque canal de désintégration $t\bar{t}$, donnée de façon un peu plus précise figure 2.4. Le canal semi-leptonique (appelé également ℓ +jets, où les deux jets correspondent à l'hadronisation des quarks issus de la désintégration d'un des deux bosons W , il y a éventuellement présence de jets additionnels dus aux radiations de gluons, à l'événement sous-jacent...) est un bon

compromis pour la reconstruction des événements $t\bar{t}$: le rapport signal sur bruit reste raisonnable (comparé par exemple au canal “tout hadronique”) et le rapport de branchement de 30%¹ est bien supérieur aux quelques % du canal dileptonique. Les études présentées dans le cadre de cette thèse portent sur le canal semi-leptonique. Une représentation schématique de cette désintégration est donnée figure 2.2(b). L’état final que l’on essaie d’observer aura ainsi les particularités suivantes :

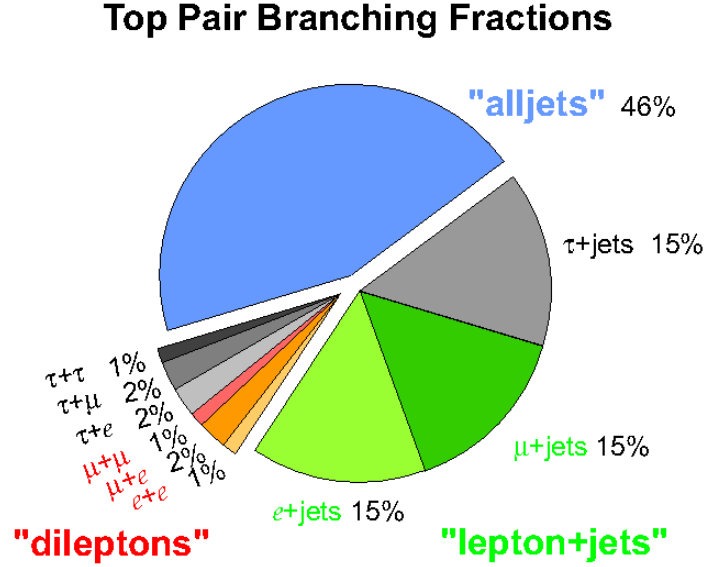


FIGURE 2.4 – Modes de désintégration des paires WW . Les jets correspondent aux hadronisations de quarks.

- Au moins 4 jets (issus des quarks qui s’hadronisent)
- 1 lepton
- de l’énergie transverse manquante (E_T^{miss}) due au neutrino que l’on ne peut détecter directement.

Afin de pouvoir analyser les propriétés du quark top *via* la production de paires $t\bar{t}$, il faut donc un détecteur capable de détecter ces objets, de les identifier et de mesurer leurs caractéristiques (énergie E , impulsion dans le plan transverse p_T , charge, ...). Préalablement à cette détection, il faut les produire. Cette production s’effectue dans le cadre de cette étude grâce aux collisions proton-proton d’un accélérateur de particules, le LHC (cf. section suivante).

2.2.2 Section efficace de production de paires $t\bar{t}$ au LHC

Les interactions des protons aux points de détection ont une certaine probabilité de produire des paires $t\bar{t}$. Cette probabilité est exprimée par la section efficace de production $\sigma_{t\bar{t}}$, qui est calculée théoriquement en faisant appel à la QCD, qui est la théorie des interactions fortes. La section efficace de production de paires $t\bar{t}$ au LHC, qui dépend de la masse du quark top m_{top} , et de l’énergie disponible dans le centre de masse $\sqrt{s}$, est calculée en séparant la partie à longue distance, non calculable perturbativement, et la partie à courte distance, calculable en théorie des perturbations. Comme pour le chapitre précédent, l’ordre n (en QCD) en puissances de α_s ($n \in \mathbb{N}$) est noté en rajoutant n “N” (*next*, suivant) devant “LO” (*leading order*, ordre dominant).

Cette factorisation s’exprime donc en un produit de convolution faisant intervenir deux termes, l’un étant composé des fonctions de distribution des partons du proton (PDFs) englobant la partie

1. Les canaux faisant intervenir un lepton tau dans l’état final ne sont pas pris en compte dans le cadre cette étude car celui-ci est plus difficile à reconstruire.

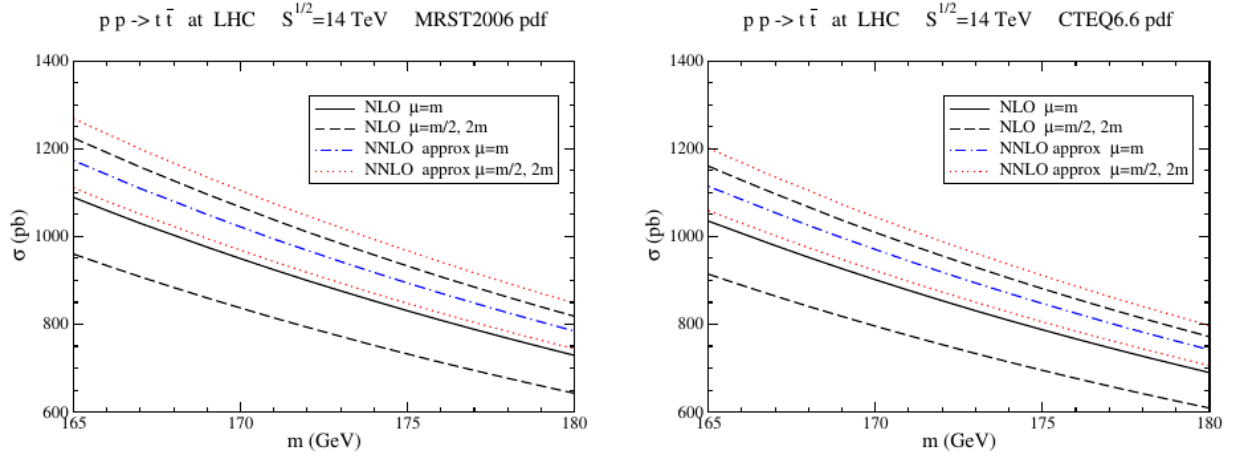


FIGURE 2.5 – Dépendance de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ en fonction de l'échelle d'énergie m , à l'ordre NLO et NNLO pour diverses valeurs de $\mu = \mu_r = \mu_f$. Les PDFs MRST 2006 NNLO et CTEQ6.6M sont respectivement utilisées à gauche et à droite. Figure tirée de [2].

non perturbative ($\mathcal{L}_{ij}$), et l'autre étant la section efficace partonique ($\hat{\sigma}_{ij \rightarrow t\bar{t}}$) :

$$\sigma_{pp \rightarrow t\bar{t}}(s, m_{\text{top}}) = \sum_{i,j=q,\bar{q},g} \int_{4m_{\text{top}}^2}^s dx \mathcal{L}_{ij}(x, s, \mu_f) \cdot \hat{\sigma}_{ij \rightarrow t\bar{t}}(x, m_{\text{top}}, \alpha_s(\mu_r), \mu_f), \quad (2.1)$$

α_s étant la constante de couplage de l'interaction forte, et avec

$$\mathcal{L}_{ij}(x, s, \mu_f) = \frac{1}{s} \int_x^s \frac{dy}{y} f_i\left(\frac{y}{s}, \mu_f\right) f_j\left(\frac{x}{y}, \mu_f\right). \quad (2.2)$$

Les $f_i(x, \mu_f)$ sont les PDFs du proton et expriment la probabilité de trouver un parton dans un proton, portant la fraction x d'impulsion du proton, lorsqu'il est sondé à une énergie μ_f .

Cette expression fait également intervenir deux échelles d'énergie, μ_f et μ_r , qui sont respectivement l'échelle d'énergie de factorisation (indiquant à quelle échelle on sépare la partie non perturbative de la partie perturbative) et l'échelle de renormalisation, qui est introduite dans les calculs de régularisation afin d'éliminer les divergences. Plus l'ordre perturbatif auquel la section efficace est calculée est élevé, plus la dépendance en μ_r et μ_f diminue. La figure 2.5 montre le changement de cette dépendance lors du passage de l'ordre NLO à l'ordre NNLO. Lorsque le calcul est effectué à tous les ordres, la dépendance de $\sigma_{pp \rightarrow t\bar{t}}$ vis-à-vis de ces échelles disparaît.

La dépendance en μ_f diminue avec l'ordre perturbatif car plus il est élevé, plus il y a d'annulations des termes divergents absorbés par les PDFs. La dépendance en μ_r de la partie perturbative se manifeste dans l'expression de α_s , constante de couplage renormalisée habituellement dans le schéma $\overline{MS}$, ainsi que dans l'expression de m_{top} , pouvant dépendre de μ_r suivant le schéma de renormalisation choisi. Dans l'équation 2.1, la masse m_{top} est la masse au pôle (dans le schéma *on-shell*).

De façon usuelle, ces échelles sont toutes deux prises comme étant égales à une échelle μ , qui est celle du processus dur. Pour la section efficace totale, on identifie celle-ci à m_{top} ². L'incertitude due aux ordres supérieurs manquants est habituellement obtenue en faisant varier cette échelle entre $\mu/2$ et 2μ .

En QCD perturbative, la section efficace partonique $\hat{\sigma}_{ij \rightarrow t\bar{t}}$ se développe à l'ordre NNLO en :

$$\hat{\sigma}_{ij \rightarrow t\bar{t}}(\hat{s}, m_{\text{top}}, \mu_f, \mu_r, \alpha_s) = a_s^2 \hat{\sigma}_{ij}^{(0)}(\hat{s}, m_{\text{top}}) + a_s^3 \hat{\sigma}_{ij}^{(1)}(\hat{s}, m_{\text{top}}) + a_s^4 \hat{\sigma}_{ij}^{(2)}(\hat{s}, m_{\text{top}}) + O(a_s^5), \quad (2.3)$$

2. Pour une section efficace différentielle, ce choix peut être différent car il y a plusieurs échelles d'énergie, comme l'impulsion transverse d'un jet par exemple.

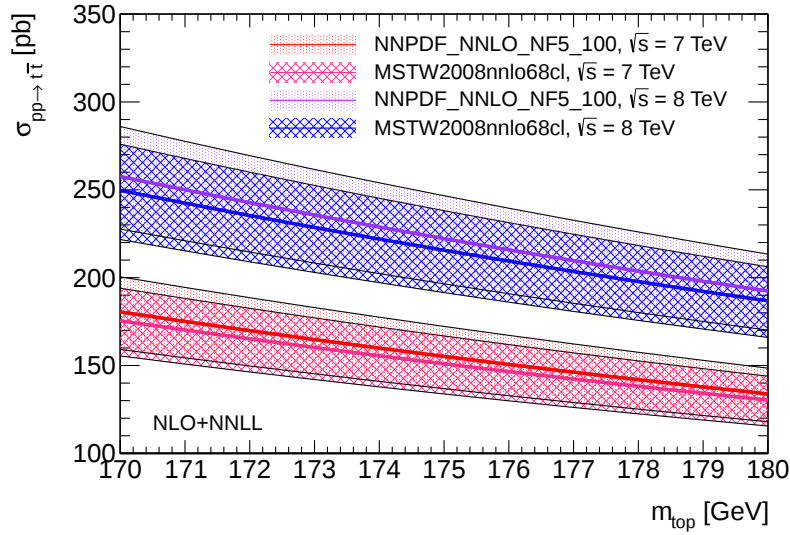


FIGURE 2.6 – Section efficace totale de production paires $t\bar{t}$ en fonction de la masse du quark top, obtenue par un calcul théorique utilisant deux ensembles de PDFs différents, à $\sqrt{s} = 7$ TeV et à $\sqrt{s} = 8$ TeV.

avec $a_s = \alpha_s/\pi$. À l'ordre dominant (LO), les seules contributions sont celles des canaux de production $q\bar{q}$ et gg . Les modes de productions $g\bar{q}$ et gq contribuent à partir de l'ordre NLO. Les corrections à la section efficace à l'ordre NLO sont connues depuis plus de 20 ans. L'ordre NNLO est discuté à la fin de la section car il n'a pas été utilisé pour la mesure à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Par ailleurs, une caractéristique bien connue de la QCD perturbative est la présence de difficultés lorsque les partons sont au seuil de l'énergie minimale; les effets de gluons de basse énergie peuvent alors apporter des complications. Dans cette région cinématique, l'émission de vrais gluons est fortement inhibée, et les termes infrarouges divergents dans les contributions réelles et virtuelles ne sont pas toujours complètement annulés. Cette caractéristique conduit à d'importants termes logarithmiques, ce qui peut invalider de manière quantitative le développement perturbatif en puissances de α_s . Ces problèmes ont été résolus grâce à une technique dite de resommation de gluons de basse énergie [3] (*soft gluon resummation*) appliquée jusqu'à l'ordre NNLL (*next-to-next-to-leading log*) [4–8]. La différence entre l'ordre NLL et l'ordre NNLL est mineure.

Les PDFs sont évaluées grâce à des ajustements globaux [9] aux données expérimentales collectées par diverses expériences, notamment HERA, un collisionneur électron-proton, et également par les collisionneurs hadroniques. Différentes configurations existent, de par le choix de l'ordre perturbatif, des données expérimentales utilisées, le schéma de renormalisation utilisé et diverses corrections. Les sections efficaces de production de paires $t\bar{t}$ à $\sqrt{s} = 7$ TeV et à $\sqrt{s} = 8$ TeV sont présentées en fonction de la masse figure 2.6, avec utilisation de différents ensembles de PDFs. Elles ont été réalisées avec un logiciel en ligne de calcul de section efficace à l'ordre NLO+NNLL [10]. On peut en particulier citer les valeurs suivantes de section efficace à $\sqrt{s} = 7$ TeV, en utilisant la PDF MSTW2008nnlo68c

$$\sigma_{pp \rightarrow t\bar{t}}(\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}, m_{\text{top}} = 173.3 \text{ GeV}) = 158.7_{-13.5}^{+12.2}(\text{échelle})_{-4.4}^{+4.3}(\text{PDF}), \quad (2.4)$$

ou la PDF *NNPDF21_nnlo_nf5.100*, qui utilise une valeur de α_s légèrement différente,

$$\sigma_{pp \rightarrow t\bar{t}}(\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}, m_{\text{top}} = 173.3 \text{ GeV}) = 163.1_{-14.2}^{+12.9}(\text{échelle})_{-4.9}^{+4.9}(\text{PDF}). \quad (2.5)$$

De même, à $\sqrt{s} = 8$ TeV, pour les données acquises en 2012, on peut citer les valeurs suivantes, utilisant respectivement ces deux configurations :

$$\sigma_{pp \rightarrow t\bar{t}}(\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}, m_{\text{top}} = 173.3 \text{ GeV}) = 226.6_{-19.4}^{+17.8}(\text{échelle})_{-5.8}^{+5.6}(\text{PDF}), \quad (2.6)$$

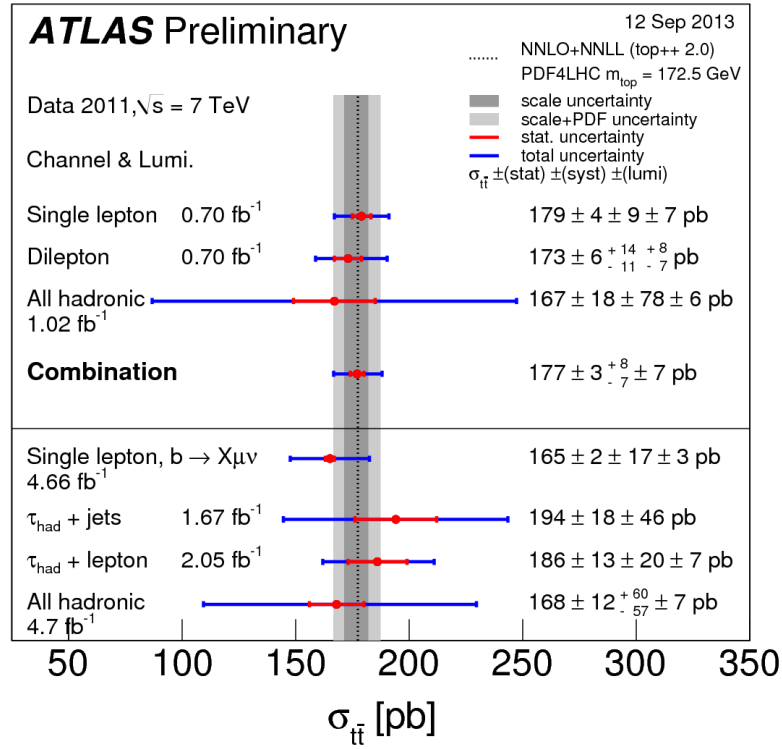


FIGURE 2.7 – Valeurs de la section efficace totale des paires $t\bar{t}$ obtenue par chaque canal de désintégration, mesurée dans l'expérience ATLAS, et valeur de la combinaison. La valeur de la section efficace théorique a été obtenue grâce au logiciel Top++ 2.0, à une masse du quark top de 172.5 GeV (différente de la valeur mesurée la plus précise égale à 173.3 GeV). Figure tirée des images publiques d'ATLAS.

et

$$\sigma_{pp \rightarrow t\bar{t}}(\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}, m_{\text{top}} = 173.3 \text{ GeV}) = 233.5^{+18.9}_{-20.5}(\text{échelle})^{+6.5}_{-6.5}(\text{PDF}). \quad (2.7)$$

Les données prises à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ par l'expérience ATLAS ont permis de mesurer la section efficace totale de production de paires $t\bar{t}$ à partir de plusieurs canaux de désintégration. Ces résultats ont été combinés, et sont montrés figure 2.7, où la mesure est confrontée avec la prédiction théorique calculée à l'aide du logiciel Top++ 2.0 [11]. Cette figure montre un bon accord entre la valeur obtenue par la combinaison des mesures et la valeur obtenue par le calcul théorique. Une mesure à $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ a été également réalisée par ATLAS [12] :

$$\sigma_{pp \rightarrow t\bar{t}}(\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}) = 237.7 \pm 1.7 (\text{stat.}) \pm 7.4 (\text{syst.}) \pm 7.4 (\text{lumi}) \pm 4.0 (\text{énergie du faisceau}) \text{ pb}, \quad (2.8)$$

valeur qui est aussi en bon accord avec les prédictions théoriques citées précédemment.

Pour ce qui concerne le cadre de cette thèse, les échantillons $t\bar{t}$ simulés ont une valeur centrale de masse du quark top à $m_{\text{top}} = 172.5 \text{ GeV}$. La section efficace théorique utilisée est à l'ordre approximativement NNLO+NNLL pour la mesure à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ et entièrement NNLO+NNLL pour la mesure à $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. La correction complète à l'ordre NNLO pour le processus $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ a été calculée il y a quelque temps [13]. Les calculs NNLO pour les autres réactions partoniques sont plus récents et ont été implémentés dans le logiciel Top++ 2.0 [11, 14–16]. Au moment du développement de l'analyse à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, ils n'étaient pas encore connus. À cette énergie dans le centre de masse, l'ordre NNLO modifie la section efficace utilisée d'environ 6%. À $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, l'effet est de l'ordre de 8%. Les valeurs utilisées pour chaque analyse sont rappelées dans les chapitres adéquats.

Remarquons pour conclure cette section que les corrections électrofaibles sont connues depuis plusieurs années à l'ordre NLO, et sont faibles, de l'ordre de 1.5 % [17–19].

2.3 Le *Large Hadron Collider* (LHC)

2.3.1 Introduction

Le *Large Hadron Collider* (LHC) est le plus grand et énergétique accélérateur de particules en fonctionnement dans le monde. C'est un accélérateur proton-proton, qui a une circonférence de 27 km et qui accélère des paquets de protons pour les faire entrer en collision dans quatre zones d'interaction.

Le précédent plus puissant collisionneur hadronique en fonctionnement était le Tevatron, qui a été arrêté en 2011, et qui était un accélérateur proton-antiproton fonctionnant à une énergie de 1.96 TeV dans le centre de masse. Cet accélérateur a permis d'effectuer des mesures et d'étudier la physique des particules pendant plus de trente ans. Un des succès majeurs des expériences du Tevatron a été la découverte du quark top en 1995.

Le LHC a été construit dans le but d'étendre le champ des recherches en Physique des particules, et notamment d'augmenter les possibilités de découverte du boson de Higgs, par une augmentation de l'énergie dans le centre de masse et de la quantité de données produites. La construction s'est effectuée de 1998 à 2008, et les premières collisions enregistrées ont eu lieu en 2009. Les efforts ont été couronnés en 2012 par la découverte d'un boson jusqu'alors inobservé [20], et présentant des caractéristiques compatibles avec un boson de Higgs standard [21, 22] à l'heure où cette thèse est écrite. Cependant, la recherche auprès du LHC ne se limite pas à la physique du boson de Higgs, mais balaie un vaste spectre de domaines, tels que la recherche d'extensions au Modèle Standard (*e.g.* supersymétriques), la physique du quark b , ou encore les plasmas de quark-gluons... Pour ce qui concerne le cadre de cette thèse, la physique du quark top est un des domaines privilégiés d'études au LHC, puisque, comme il le sera montré en section 2.2.2, de nombreuses paires $t\bar{t}$ peuvent être produites dans un collisionneur hadronique aux énergies de fonctionnement de cet accélérateur.

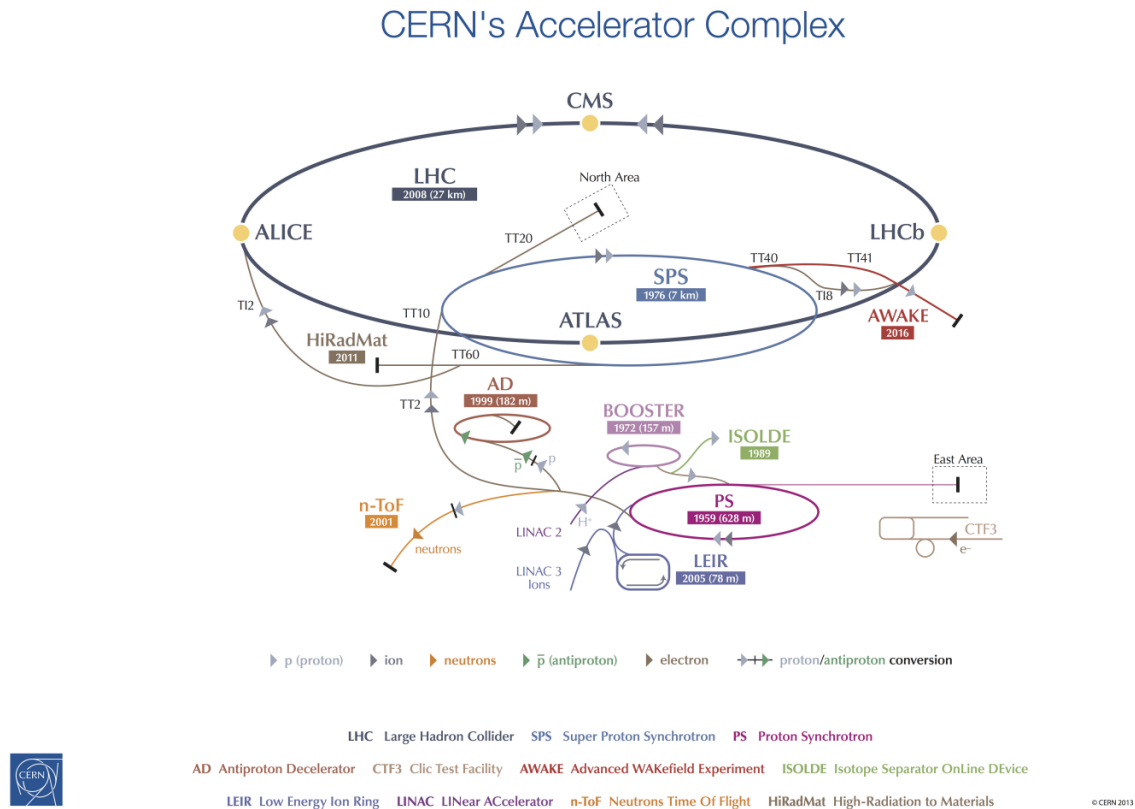


FIGURE 2.8 – Schéma du complexe accélérateur du CERN.

Les collisions de 2010 et de 2011 se sont effectuées à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 7$ TeV, et celles de 2012 à $\sqrt{s} = 8$ TeV. Il est prévu d'augmenter cette énergie pour parvenir à l'énergie nominale dans les années à venir, avec $\sqrt{s} = 14$ TeV.

La figure 2.8 montre le parcours des protons dans le complexe des accélérateurs du CERN. La description qui suit donne certains paramètres de fonctionnement à énergie nominale. Ceux-ci varient suivant la période d'acquisition. Les protons sont tout d'abord injectés dans l'accélérateur linéaire LINAC 2 et obtiennent une énergie de 50 MeV ; puis ils sont accélérés dans le *Proton Synchrotron Booster* (PSB) à 1.4 GeV. En sortie des 4 anneaux du PSB, 8 paquets de protons sont injectés dans le *Proton Synchrotron* (PS) où ils sont accélérés à 25 GeV, et où ils sont séparés en 72 paquets. Ils passent ensuite dans le *Super Proton Synchrotron* (SPS) et ont une énergie de 450 GeV. En sortie du SPS, il y a alors 4×72 paquets de protons. Deux lignes de transfert injectent ces protons dans le LHC, qui accélère les deux faisceaux en sens opposés à l'énergie de fonctionnement (7 TeV pour la prise de données en 2011, 8 TeV pour celle en 2012). Chaque faisceau contient alors 2808 paquets de protons regroupés en trains de 72 paquets. Chaque paquet a une longueur de 7.55 cm et une largeur de $16.7 \mu\text{m}$ aux points de collision, et il contient environ 10^{11} protons. À l'intérieur d'un train, l'espacement temporel entre deux paquets est de 25 ns. Afin de contrôler la trajectoire curviligne des paquets de protons, des aimants supraconducteurs créent un champ magnétique d'environ 8.4 Tesla à énergie nominale sur la ligne de faisceau. Afin d'obtenir leur phase supraconductrice, les aimants de niobium-titane sont refroidis à une température de 1.9 K grâce à un système cryogénique utilisant de l'hélium superfluide. Ces aimants sont des dipôles de 15 m de longueur ; ils sont au nombre de 1232. La figure 2.9 montre une photographie de ces aimants. Des aimants quadrupolaires, au nombre de 392, de 5 à 7 m de long, ont pour but de focaliser les faisceaux (dans les plans horizontal ou vertical) afin de contrôler leur largeur. D'autres aimants de différents types (il y a 9593 aimants au total) ont pour but de corriger la trajectoire et la forme des faisceaux contre des déviations plus complexes.



FIGURE 2.9 – Photographie des aimants supraconducteurs entourant la ligne de faisceau du LHC.

Le LHC est également utilisé pour effectuer des collisions d'ions lourds (plomb-plomb). Ces collisions à $\sqrt{s} = 2.76$ TeV dans le centre de masse utilisent une chaîne d'injection différente, où les noyaux de plomb sont accélérés dans LINAC3, épluchés pour fournir des ions Pb^{54+} . Ils sont alors injectés dans le *Low Energy Ion Ring* (LEIR), puis dans le PS où ils sont encore accélérés et épluchés pour fournir des paquets d'ions Pb^{82+} . Enfin, ils sont accélérés dans le SPS à 177 GeV, puis injectés dans le LHC. Ce type de collisions permet de créer et d'observer des plasmas de quark-gluons qui auraient existé aux premiers instants de l'Univers. Ces collisions peuvent ainsi donner des informations sur l'agrégation des particules de cette “soupe primordiale” et d'étudier la formation de la matière “ordinaire”.

Les paquets de protons (ou d'ions) se croisent dans quatre zones d'interaction indiquées sur la figure 2.8. dans chacune de ces zones est installé un détecteur qui enregistre les signaux électroniques issus de la détection des produits des collisions. Le détecteur ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) est utilisé pour la détection des produits de collisions d'ions lourds. Le détecteur LHCb (*LHC beauty experiment*) est dédié à la Physique du quark *bottom*. Les détecteur ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) et CMS (*Compact Muon Solenoid*) sont deux détecteurs dits généralistes, car il balaient un spectre de Physique large, incluant (entre autres) la Physique du quark top.

2.3.2 Luminosité fournie par le LHC

La quantité de collisions produites au LHC permet d'effectuer une analyse statistique de données pour des processus rares, n'existant pas à l'état naturel (la production de paires $t\bar{t}$ par exemple). Cette quantité de données est reliée à la luminosité instantanée $\mathcal{L}$ que le collisionneur est capable de délivrer, définie par :

$$\mathcal{L}\sigma = \frac{dN}{dt},$$

où σ est la section efficace d'interaction d'un processus inélastique, et $\frac{dN}{dt}$ son taux de production. En intégrant cette équation sur le temps, on obtient l'expression de la luminosité intégrée, qui caractérise ainsi la quantité de données accumulée sur une période. Les figures 2.10(a) et 2.10(b) montrent la luminosité intégrée délivrée et enregistrée par l'expérience ATLAS en fonction du temps, respectivement pour l'année 2011 et pour l'année 2012. On peut réexprimer la luminosité instantanée en explicitant $\frac{dN}{dt}$:

$$\mathcal{L} = \frac{\mu n_b f}{\sigma},$$

μ étant le nombre moyen d'interactions inélastiques par croisement de paquets, n_b le nombre de paquets par faisceau et f la fréquence de révolution de ces paquets.

Paramètre \ Période	Fin 2010	Fin 2011	Juin 2012	Nominal
$\sqrt{s}$ (TeV)	7	7	8	14
ε (μm rad)	2.5	2	2.6	3.75
β^* (m)	3.5	1	0.7	0.55
$n_i, i = 1, 2$	1.2×10^{11}	1.35×10^{11}	1.48×10^{11}	1.15×10^{11}
n_b	368	1380	1380	2808
τ_b (ns)	150	50	50	25
$\mathcal{L}$ ($cm^{-2}s^{-1}$)	2×10^{32}	3.3×10^{33}	6.8×10^{33}	10^{34}
$\langle \mu \rangle$	3.7	17	32	50

TABLE 2.1 – Paramètres de fonctionnement du LHC pour divers points de fonctionnement passés et pour la prédiction en fonctionnement nominal à $\sqrt{s} = 14$ TeV. ε est l'émittance, une grandeur caractéristique de la taille et de la divergence des faisceaux. β^* est la fonction bêatron évaluée au point de collision, représentant la focalisation des faisceaux en ce point. τ_b est le temps d'espacement entre deux paquets, $\mathcal{L}$ est la luminosité instantanée maximale et $\langle \mu \rangle$ est le nombre d'interactions moyen par croisement de paquets à cette luminosité.

La mesure de la luminosité est effectuée grâce à différents détecteurs et algorithmes, dont l'efficacité ε est inférieure à 1. L'étalonnage de $\sigma_{visible} = \varepsilon\sigma$ est effectuée grâce à la méthode dite des scans de Van der Meer [23], qui permet de déduire la luminosité à partir des paramètres des faisceaux mesurés. Celle-ci peut en effet être calculable par la relation :

$$\mathcal{L} = \frac{n_1 n_2 f n_b}{2\pi \Sigma_x \Sigma_y},$$

n_1 et n_2 étant les nombres de protons dans chaque paquet, Σ_x et Σ_y caractérisant respectivement les largeurs horizontale et verticale du faisceau. Ces largeurs sont mesurées grâce aux scans de Van der Meer [24, 25], et les nombres de protons sont obtenus par des mesures précises des courants de chaque faisceau. La valeur de $\mu_{visible} = \varepsilon\mu$ est mesurée par différents détecteurs, et moyennée sur une période typique (en général une minute), appelée bloc de luminosité (*luminosity block*).

En 2011, la luminosité instantanée maximale a été d'environ $3.5 \times 10^{33} cm^{-2}s^{-1}$, et en 2012 elle a été d'environ $7 \times 10^{33} cm^{-2}s^{-1}$, les paramètres de fonctionnement du LHC étant différents suivant la période d'acquisition. La table 2.1 donne quelques paramètres de fonctionnements du LHC à deux énergies de fonctionnement distinctes et à énergie nominale, dont certains impactant sur la valeur de $\langle \mu \rangle$. La figure 2.10 montre une luminosité intégrée d'environ $5 fb^{-1}$ pour l'année 2011, et d'environ $20 fb^{-1}$ pour l'année 2012. Étant données les valeurs de la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ aux énergies de fonctionnement, cf. section 2.2.2, le nombre d'événements $t\bar{t}$ produits dans chaque expérience, $N_{t\bar{t}} = \sigma_{t\bar{t}} \times \mathcal{L}_{\text{expérience}}$, est donc d'environ 800 000 pour la prise de données à $\sqrt{s} = 7$ TeV en 2011, et d'environ 4 600 000 pour le cru 2012 à $\sqrt{s} = 8$ TeV.

2.4 Utilisation du détecteur ATLAS pour l'observation de paires $t\bar{t}$

L'identification des particules et la mesure de leur énergie, de leur direction et de leur charge sont nécessaires pour la sélection des événements recherchés et la mesure de leurs caractéristiques.

2.4.1 Présentation générale

ATLAS, acronyme de A Toroidal LHC ApparatuS, est (avec CMS) l'un des deux détecteurs dits généralistes auprès du LHC : ses différents sous-détecteurs ont des performances telles qu'il

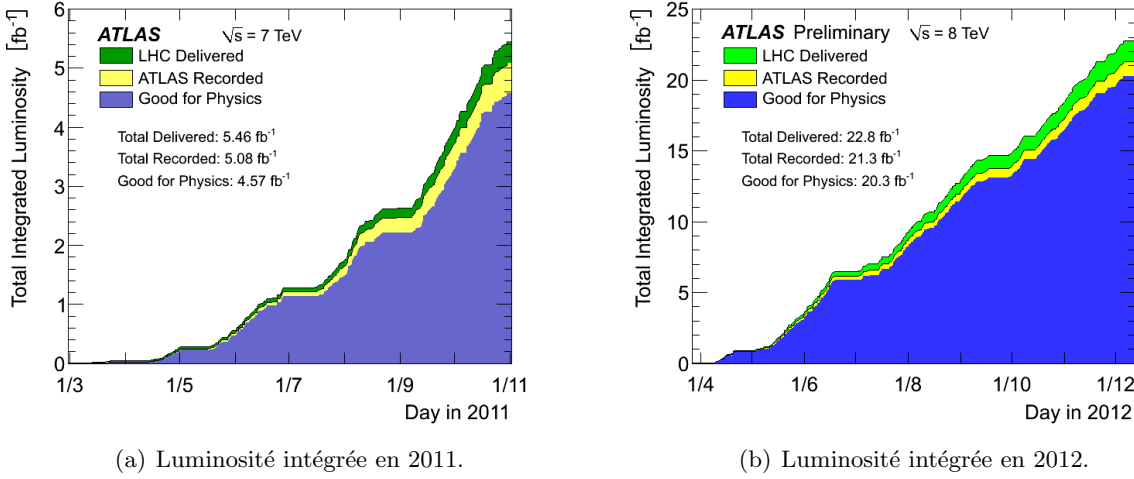


FIGURE 2.10 – Luminosité intégrée délivrée, enregistrée et valide pour les analyses de physique dans l’expérience ATLAS en fonction du temps, pour l’année 2011 (à gauche) et pour l’année 2012 (à droite). Figures tirées des images publiques d’ATLAS.

est capable d’être sensible à et d’explorer un large spectre de la Physique des Particules. Il a été essentiellement conçu pour la recherche du boson de Higgs ainsi que d’éventuelles particules non encore découvertes. Il permet également, entre autres, de détecter des événements $t\bar{t}$ (comme décrit auparavant) et ainsi de mesurer les propriétés du quark top, en l’occurrence sa masse.

Des mesures précises de l’énergie, de l’impulsion et de la charge des différentes particules produites lors des collisions sont nécessaires à leur identification et à l’analyse de leurs caractéristiques. Pour ce faire, ATLAS dispose :

- d’un détecteur interne situé dans un champ solénoïdal servant à reconstruire de façon précise le point d’interaction principal ainsi que les trajectoires des particules chargées. Il est aussi utile pour reconstruire les autres points d’interaction dûs à l’empilement et aux désintégrations de hadrons B ;
- d’un calorimètre comprenant une partie électromagnétique servant aux mesures sur les photons et les électrons, et une partie hadronique, mesurant l’énergie des hadrons ;
- d’un spectromètre destiné à identifier et à mesurer l’impulsion des muons, comprenant des éléments pour la détection et un imposant aimant toroïdal permettant d’incurver les trajectoires des particules chargées (et donc de mesurer leur charge et leur impulsion).

Le détecteur ATLAS est schématisé sur la figure 2.11.

Pour repérer les coordonnées dans ATLAS, on utilise le repère cylindrique suivant :

- L’axe des faisceaux est l’axe z longitudinal dont l’origine est située au point d’interaction théorique des deux faisceaux.
- On définit l’angle θ par rapport à cet axe ($\theta \in [0; \pi]$). Il est plus commode d’utiliser la pseudo-rapacité η , définie par :

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right),$$

la densité de particules par unité de η étant approximativement constante. La pseudo-rapacité est en fait l’approximation ultra-relativiste de la rapidité y , définie par :

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right).$$

L’acceptance du détecteur couvre la région $|\eta| \leq 4.9$.

- L’angle ϕ sert à désigner la troisième coordonnée ; il s’agit de l’angle azimutal dans le plan transverse à l’axe du faisceau - plan (x, y) .

Les caractéristiques du détecteur décrites dans ce chapitre sont toutes tirées du *Technical Design Report* [26–30] et de [31].

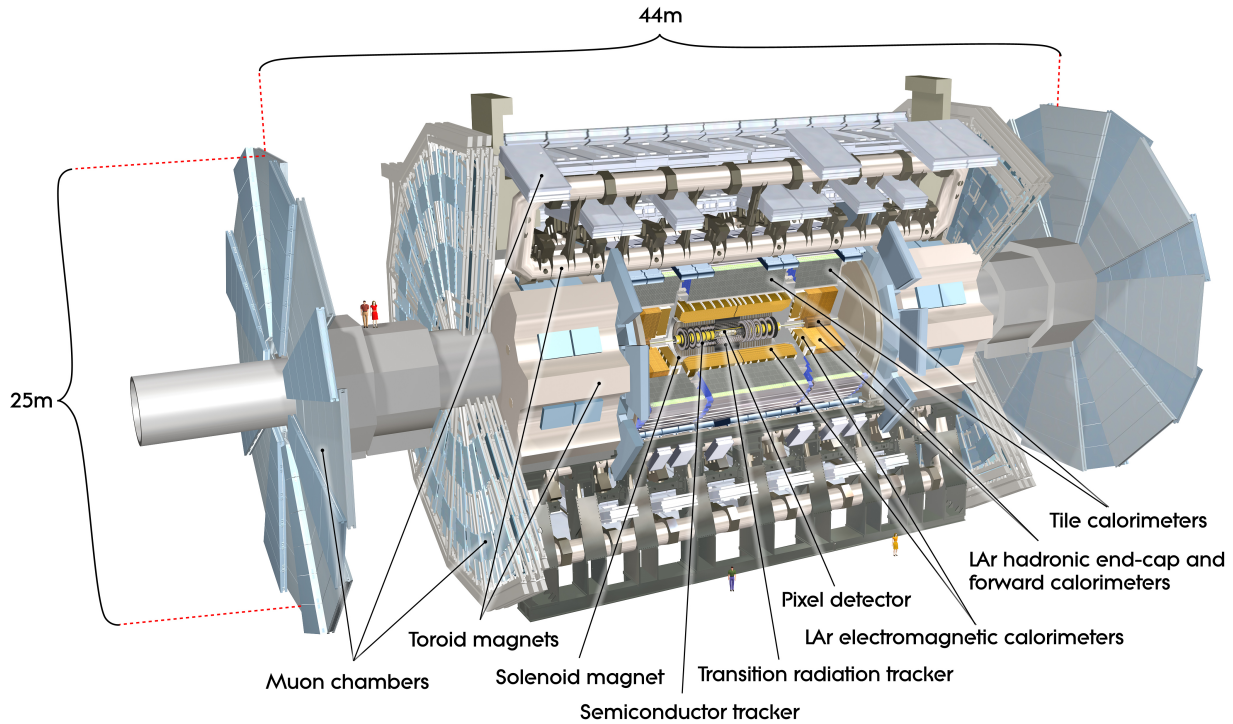


FIGURE 2.11 – Schéma du détecteur ATLAS

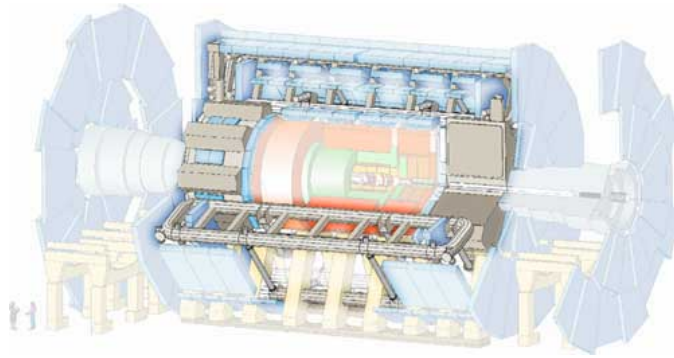
2.4.2 Le champ magnétique

Afin de mesurer la charge des particules produites, ainsi que leur impulsion, un champ magnétique incurve leur trajectoire, dans un sens ou dans l'autre dans le plan transverse suivant le signe de la charge de la particule, et plus ou moins intensément suivant l'impulsion. Ce champ est présent dans le détecteur interne, ainsi que dans le spectromètre à muons. Le champ magnétique axial du détecteur interne est créé par un solénoïde et a une intensité de 2 T dans sa partie centrale. Il est alimenté par un courant de 7.73 kA et fait 5.8 m de longueur. Il courbe la trajectoire des particules selon ϕ .

Pour le champ magnétique du spectromètre, ATLAS utilise un toroïde à air de 26 m de longueur et 22 m de diamètre. Ses 8 bobines supraconductrices, dont les cryostats sont visibles sur la figure 2.12(a), sont parcourues par un courant d'intensité 22.3 kA et entourent le calorimètre hadronique au niveau du tonneau, couvrant la région $|\eta| < 1$. Les aimants des bouchons, dont une photographie est donnée figure 2.12(b), permettent la présence du champ dans la région $1.4 \leq |\eta| \leq 2.7$. La région intermédiaire en η est couverte par la combinaison des deux champs. Le champ moyen dans le tonneau est d'environ 1 T, et d'environ 0.5 T dans les parties bouchons. Des sondes à effet Hall (il y en a environ 1730) permettent de mesurer avec une précision meilleure que 0.5% le champ inhomogène créé par le système magnétique, afin d'apporter des corrections aux valeurs obtenues grâce à un calcul utilisant la loi de Biot et Savart.

2.4.3 Le détecteur interne

Le détecteur interne (ID) permet de reconstruire les traces des particules chargées dans ATLAS. Son acceptation lui permet de couvrir la région $|\eta| < 2.5$, et il est capable de reconstruire les traces des particules chargées ayant une impulsion transverse au-delà de 400 MeV. Parmi ses fonctions, l'une est de reconstruire les vertex primaires et secondaires d'interaction. Lors d'un croisement de paquets enregistré, le vertex primaire est celui qui correspond à l'interaction inélastique étudiée, et les vertex secondaires sont les vertex d'interactions additionnels dus aux collisions multiples. Les

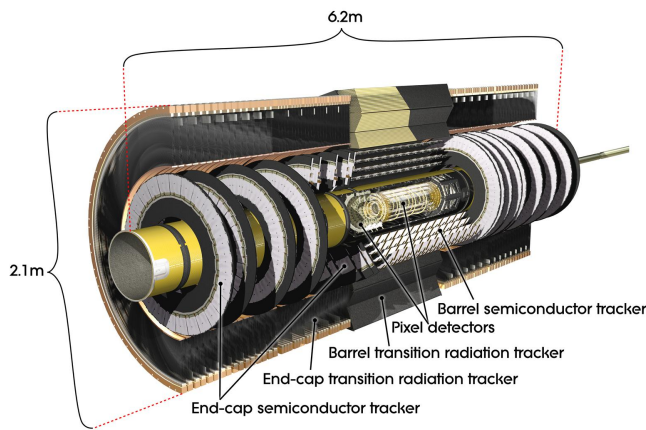


(a) Schéma du système magnétique.

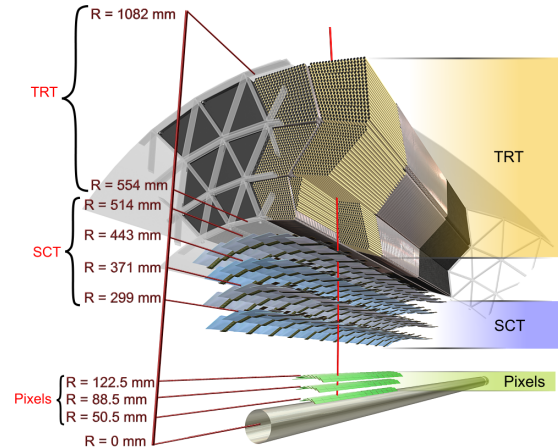


(b) Aimant de la partie bouchon du système magnétique.

FIGURE 2.12 – À gauche, schéma du système toroïdal d'ATLAS : bobines dans la partie tonneau, aimants dans les bouchons. À droite : photographie de la descente d'un des aimants (dans son cryostat) de la partie bouchon du système magnétique dans la caverne. Figures tirées des images publiques d'ATLAS.



(a) Schéma du détecteur interne.



(b) Schéma du détecteur interne (tonneau) dans le plan transverse.

FIGURE 2.13 – À gauche, schéma du détecteur interne et des différents sous-détecteurs le composant. À droite, coupe du détecteur interne dans le plan transverse, dans une région du tonneau. La ligne rouge symbolise une particule chargée passant à travers les différentes couches. Figures tirées des images publiques d'ATLAS.

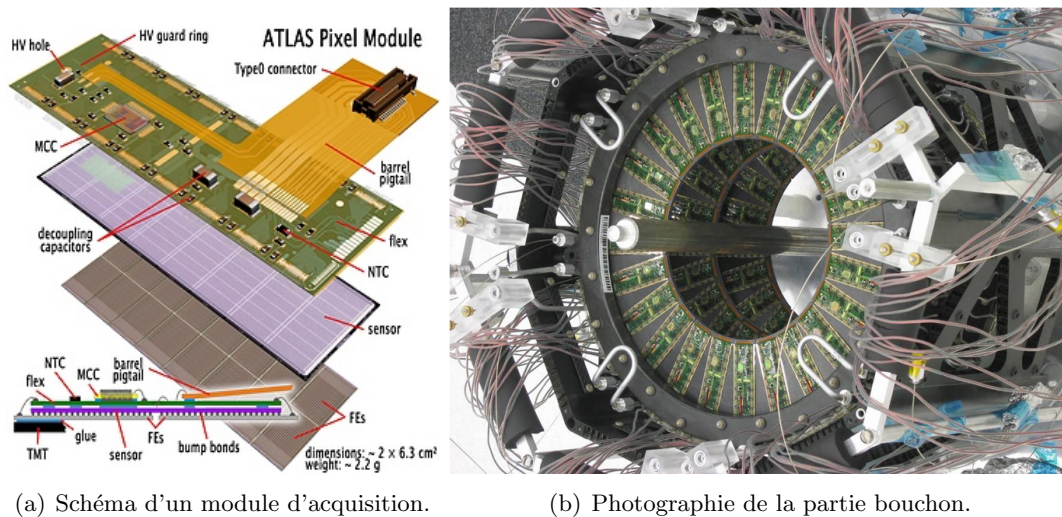


FIGURE 2.14 – À gauche, module d'acquisition du détecteur à pixels. À droite, photographie du disque des cartes d'acquisition d'un bouchon de ce détecteur. Figures tirées respectivement de [31] et des images publiques d'ATLAS.

quarks b , dont la reconstruction est par exemple utile dans le cas de la production de paires $t\bar{t}$, produisent également des vertex distincts (cf. section 2.4.7.5) observés dans cette partie du détecteur. On peut également citer l'utilité du détecteur interne pour la discrimination entre électrons et photons, et l'étiquetage des leptons τ . Ce détecteur, de par sa position au plus proche du point d'interaction, doit être à la fois résistant aux radiations et minimiser la matière en amont du calorimètre (afin de ne pas altérer les mesures d'énergie effectuées dans ce dernier).

Il est composé de trois sous-détecteurs (cités ici dans l'ordre en partant du point d'interaction) : le détecteur à pixels, le détecteur de trace à semi-conducteurs, et le trajectographe à rayonnement de transition. Afin de compenser les pertes d'efficacité dues aux radiations, une nouvelle couche, l'*Insertable B-Layer* (IBL) est installée et devrait être opérationnelle pour la prise de données en 2015. Elle constituera aussi un point de mesure additionnel des traces, permettant par exemple une amélioration de l'étiquetage des jets de b . La figure 2.13(a) représente les différents sous-détecteurs autour de la ligne de faisceau, et la figure 2.13(b) montre un schéma des différentes couches du détecteur interne dans le plan transverse, avec les cotes, traversées par une particule au niveau du tonneau.

2.4.3.1 Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels, situé au plus proche du point d'interaction, a pour objectif de mesurer les positions des vertex d'interactions primaire et secondaires ainsi que les vertex de désintégrations de mésons B . Sa résolution est de $10 \mu\text{m}$ en ϕ , et de $150 \mu\text{m}$ sur la deuxième coordonnée (z dans le tonneau, et R dans les bouchons). Il est constitué de plusieurs modules, dont l'unité est représentée figure 2.14(a), utilisant des semi-conducteurs en silicium divisés en pixels de dimensions $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ regroupés en modules. Ces pixels couvrent la région $|\eta| < 2.5$, et sont répartis dans le tonneau en trois cylindres concentriques ; ils forment trois disques dans chaque bouchon, dont une photographie est donnée figure 2.14(b). Les semi-conducteurs sont enrichis en oxygène afin de résister aux radiations. Le passage des particules chargées crée dans les semi-conducteurs des paires électrons-trous. L'électrode recueillant les électrons est reliée à une bille d'indium qui transmet le signal à l'électronique de lecture frontale. Tout courant au-dessus du seuil de bruit de fond électronique est mesuré, ce qui permet de reconstruire la trace des particules chargées. Il y a environ 80 millions de voies de lecture dans ce sous-détecteur.



FIGURE 2.15 – Photographie d'un plan de pailles du TRT. Photographie tirée des images publiques d'ATLAS.

2.4.3.2 Le détecteur de traces à semi-conducteurs (SCT)

Le SCT est constitué du même type de semi-conducteurs, segmentés cette fois-ci en bandes afin de limiter le nombre de canaux de lecture. Le tonneau contient trois couches cylindriques dont les distances respectives à l'axe du faisceau sont données figure 2.13(b). Chaque bouchon est constitué de 9 disques disposés entre 853.8 mm et 2720.2 mm en coordonnée z , le tout assurant la couverture de la région $|\eta| < 2.5$. Les disques comprennent des modules trapézoïdaux répartis en couronnes (une à trois selon la région). Les modules de ce détecteur sont formés par deux plans de détection collés dos-à-dos et inclinés de 20 mrad l'un par rapport à l'autre. Ils sont chacun segmentés en 770 pistes de 12 cm de long sur $80 \mu\text{m}$ de large. Ceci permet d'obtenir une résolution de $17 \mu\text{m}$ en ϕ , et $580 \mu\text{m}$ pour la seconde coordonnée.

2.4.3.3 Le trajectographe à rayonnement de transition (TRT)

Le TRT est un sous-détecteur à pailles utilisant des tubes à dérive de 4 mm de rayon, en polyamide. Une photographie d'un plan de pailles est donnée figure 2.15. L'anode des tubes, reliée à l'électronique de lecture, est un fil central en tungstène plaqué or de $31 \mu\text{m}$ de diamètre. La paroi des tubes est la cathode, portée à une tension de -1530 V. Entre l'anode et la cathode, un mélange gazeux (70% de Xe, 27% de CO_2 , 3% de O_2) est porté à une surpression de 5-10 mbar. Les pailles ont une longueur de 144 cm dans le tonneau où elles sont parallèles à l'axe du faisceau, et font 37 cm dans les bouchons où elles sont disposées radialement. Des fibres en polypropylène (ce sont des feuilles dans les bouchons) combler les interstices entre les pailles, et permettent ainsi d'augmenter les rayonnements de transition : les pailles sont non seulement le siège des ionisations lors du passage des particules, mais permettent de collecter également à l'anode les électrons produits lors de l'absorption par le mélange gazeux des photons émis lors de la traversée de deux milieux ayant différentes valeurs de leur constante diélectrique. Ces rayonnements de transition sont proportionnels au facteur de Lorentz, différent suivant la masse de la particule chargée, permettant la distinction (et donc l'identification) des pions et des électrons, ces derniers déposant plus d'énergie dans le TRT. Le TRT a ainsi deux seuils de fonctionnement, l'un à 0.2 keV, et l'autre à 5.5 keV (le rapport des masses du pion et de l'électron étant d'environ 270, la probabilité de déclenchement du seuil haut est beaucoup plus importante pour l'électron que pour le pion). Lorsque cette information est combinée avec celles du calorimètre, la réjection des jets par rapport aux électrons atteint environ 10^5 pour des électrons ayant une énergie transverse E_T supérieure

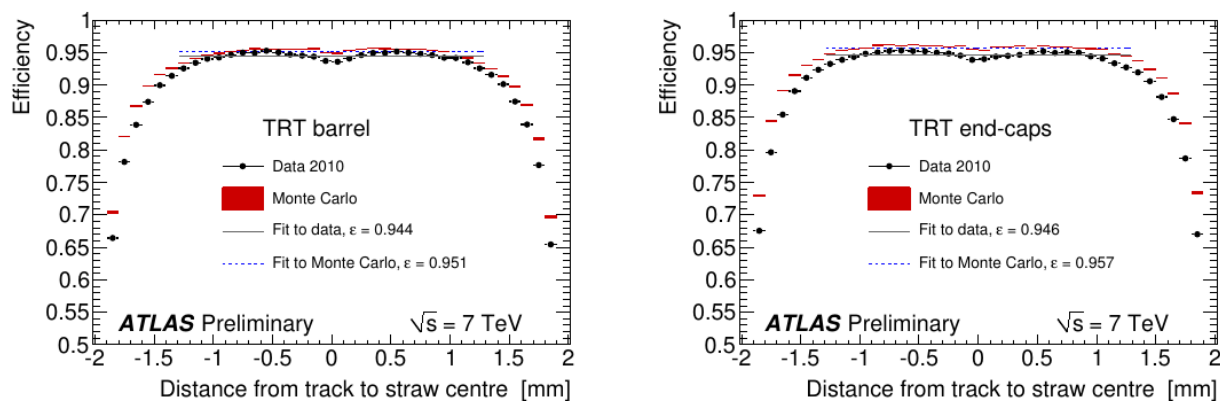


FIGURE 2.16 – Efficacité de déclenchement des modules du TRT en fonction de la distance au centre de la paille, dans le tonneau (à gauche) et dans les bouchons (à droite). Figures tirées de [32].

à 17 GeV [33]. L'identification des électrons dans le canal de désintégration de paires $t\bar{t} e + \text{jets}$ dépend de cette réjection, par exemple. L'efficacité des modules en fonction de la distance de la trace au centre de la paille est représentée figure 2.16.

Étant donnée la disposition des tubes, la mesure de position donnée par le TRT donne une information dans le plan transverse (ainsi que sur le temps d'arrivée du signal). La résolution dans le plan (R - ϕ) par tube est de $130 \mu\text{m}$, ce qui est plus grand que pour les autres détecteurs, mais est compensé par le nombre de points d'impacts laissés par la particule. En moyenne, il est de 36 dans l'acceptance du TRT ($|\eta| < 2$), sauf dans la région de transition entre le tonneau et les bouchons ($0.8 < |\eta| < 1$) où il descend à 22.

2.4.4 Les calorimètres

Le système calorimétrique d'ATLAS est composé d'une variété de détecteurs permettant de mesurer les énergies et la position des photons, des électrons, des jets (objets issus de gluons ou de quarks et formés de hadrons, cf. section 2.4.7.4) et des autres hadrons. Il est divisé en trois parties :

- le calorimètre électromagnétique, comprenant un tonneau couvrant la région $|\eta| < 1.475$ et deux bouchons couvrant la région $1.375 < |\eta| < 3.2$
- le calorimètre hadronique, comprenant un tonneau couvrant la région $|\eta| < 1.7$ et deux bouchons couvrant la région $1.5 < |\eta| < 3.2$
- le calorimètre vers l'avant couvrant la région $3.2 < |\eta| < 4.9$.

Les matériaux utilisés pour le calorimètre sont suffisamment denses pour arrêter les particules dont l'énergie est mesurée, et pour que les dépôts d'énergie (gerbes) soient étroits.

2.4.4.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est un calorimètre à échantillonnage qui utilise des couches alternativement composés de matière passive (l'absorbeur) et d'un milieu actif permettant la mesure de l'énergie déposée.

Le milieu actif est constitué d'argon liquide. Cette technique a vu ses premiers développements commencer dans les années 1970, et l'argon liquide a déjà été utilisé comme milieu actif dans d'autres détecteurs du Tevatron ou de Hera, par exemple. Ce gaz noble monoatomique a une résistance intrinsèque aux radiations et permet d'obtenir une bonne résolution, mais il nécessite la présence d'un cryostat en amont du calorimètre afin de le refroidir à environ 88 K.

Le milieu absorbant est lui constitué de plomb dont la densité permet aux électrons et aux photons de déposer une grande fraction, voire l'intégralité de leur énergie, sous forme de gerbes électromagnétiques. L'utilisation de l'absorbeur est nécessaire pour contenir la gerbe électromagnétique

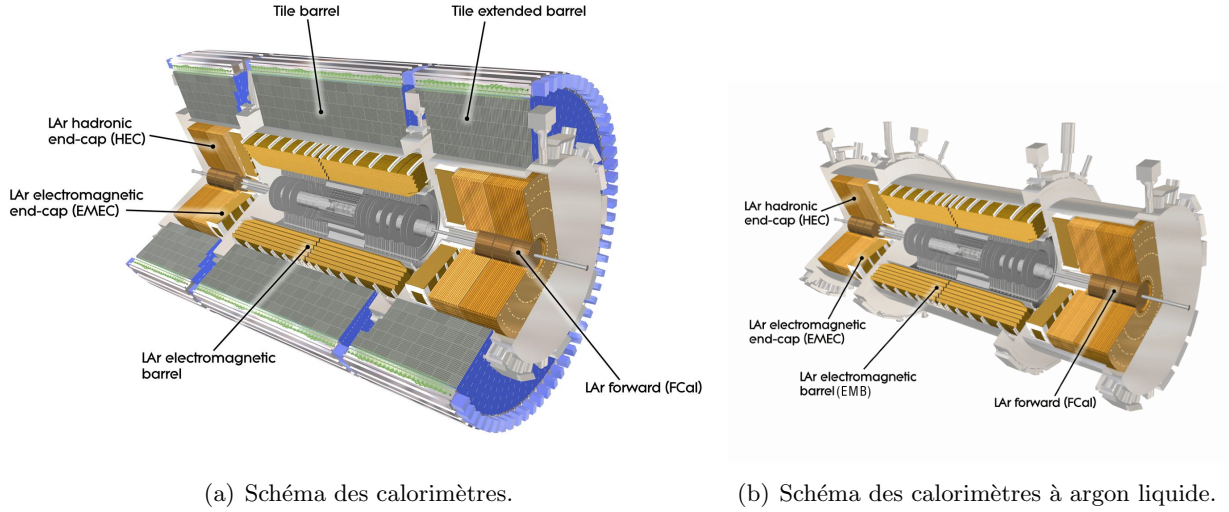


FIGURE 2.17 – Vues schématiques en 3D des calorimètres d’ATLAS. Figures tirées de [31].

dans le calorimètre, car une gerbe électromagnétique est typiquement bien contenue dans $25 X_0$ ³ (pour l’argon liquide, $X_0=14.0$ cm, et pour le plomb $X_0=0.56$ cm). Les couches sont disposées en accordéon, comme indiqué sur les figures 2.18(a) et 2.18(b). Cette structure permet un recouvrement en ϕ sans espace mort, et une transmission rapide du signal. Étant donné que la quantité d’énergie déposée doit être constante suivant η et ϕ , les bouchons, constitués de plusieurs roues, ont une géométrie des couches légèrement différente, le pliage de la structure en accordéon ayant une dépendance en R . Des électrodes en cuivre et en kapton sont intercalées entre les couches d’argon liquide, comme indiqué sur la figure 2.18(b), et l’espace nécessaire à chaque couche d’argon liquide est maintenu grâce à une grille ayant une structure en nids d’abeille.

Lorsqu’un électron traverse le calorimètre électromagnétique, il décélère et rayonne des photons par Bremsstrahlung. Ces photons peuvent créer également des électrons de conversion. L’électron va donc former une gerbe de particules, appelée gerbe électromagnétique. La détection et la mesure de l’énergie d’une gerbe électromagnétique s’effectue sur plusieurs cellules du calorimètre. Le principe de fonctionnement de la mesure à l’aide de l’argon liquide repose sur l’ionisation : au passage des particules chargées, il y a création de paires ion-électron. Les charges d’ionisation dérivent vers les électrodes et y induisent un courant proportionnel à l’énergie déposée.

Les cellules du calorimètre somment les signaux d’un certain nombre d’électrodes et leur extension spatiale dépend de leur position dans le calorimètre. Dans le tonneau, il existe trois compartiments de granularités différentes en $\Delta\eta \times \Delta\phi$. À titre indicatif, ces granularités sont présentes sur la figure 2.18(a), où les cellules des trois compartiments du tonneau sont représentées. Les granularités sont choisies de façon à optimiser le nombre de voies de lecture tout en ayant une résolution angulaire suffisante, et à identifier les électrons (pour les discriminer des hadrons, par exemple).

Les cartes électroniques frontales (FEBs, *Front-End Boards*) recueillent les signaux des cellules par l’intermédiaire de cartes mères. Les signaux sont convertis numériquement, et sont mis en forme de façon à être bipolaires en sortie. Ceci permet d’éliminer la composante moyenne de l’empilement des signaux (voir section 2.4.7.1 et chapitre 3). L’électronique de mesure a un gain en énergie dont la stabilité dans le temps a été testée : les variations relatives du gain sont inférieures à 0.1% en moyenne.

3. Étant donné que les probabilités d’interactions dépendent de la nature des matériaux traversés, on quantifie le montant de matière en termes de longueurs caractéristiques, qui sont les longueurs de radiation X_0 pour les interactions électromagnétiques, et les longueurs d’interaction λ pour les interactions hadroniques.

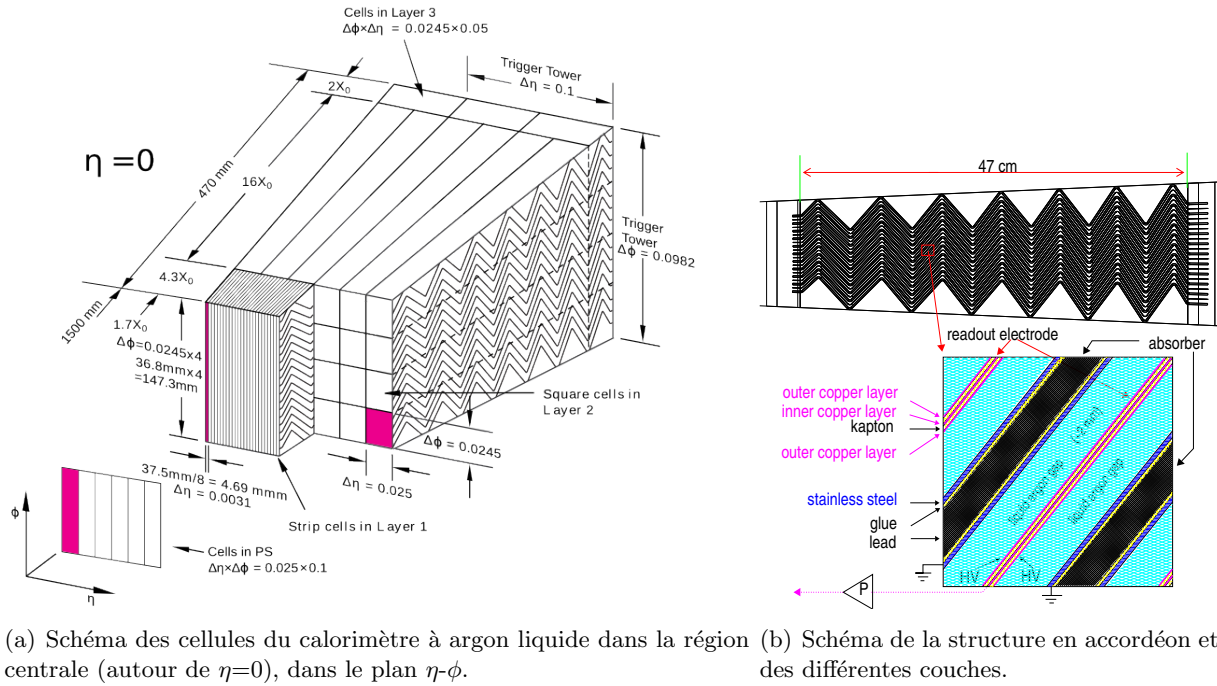


FIGURE 2.18 – Schémas indiquant la structure du calorimètre électromagnétique. Figure tirée de [31].

2.4.4.2 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique, comme son nom l'indique, mesure les dépôts d'énergie des hadrons, qui sont entre autres les constituants des jets issus de quarks et de gluons (et dont plus de détails sont donnés au chapitre 3). Il est composé de trois parties utilisant des tuiles scintillantes, le tonneau sur la région $|\eta| < 1$ (5.8 m de longueur) et les deux extensions du tonneau pour la région $0.8 < |\eta| < 1.7$ (2.6 m de longueur chacun), ainsi que de deux bouchons (1.8 m de longueur chacun), qui sont des calorimètres à échantillonnage en cuivre et argon liquide couvrant la région $1.5 < |\eta| < 3.2$.

La résolution des jets détectés dans le calorimètre fait l'objet d'études dans le chapitre 3 où plus de détails sont disponibles. Cette résolution est un facteur déterminant dans la précision sur la mesure de masse du top dans le canal ℓ +jets.

Le calorimètre à tuiles scintillantes

Le calorimètre à tuiles est formé de modules dont le schéma est donné figure 2.19. Les couches actives, qui sont les tuiles dont le matériau de base est le polystyrène dopé au fluor, sont alternées avec des couches d'absorbeur en acier. À leur passage dans le polystyrène, les particules ionisantes produisent une lumière ultraviolette qui est convertie en lumière visible par le fluor. Les tuiles, contenues dans des enveloppes en plastique qui les protègent et augmentent la scintillation par leur pouvoir réflecteur, sont reliées à des fibres optiques qui permettent l'extraction du signal. Les fibres issues d'une même cellule (la lumière est collectée sur deux côtés) sont groupées et couplées à un photomultiplicateur qui fournit un signal électrique. La segmentation des cellules en η est donnée sur la figure 2.20. La segmentation en ϕ est d'environ 0.1. Il y a en tout 64 modules, divisés en trois compartiments en profondeur. Ces modules représentent une profondeur totale en R d'environ 7.4λ (longueurs d'interactions).

La partie bouchons du calorimètre hadronique

Les bouchons du calorimètre hadronique utilisent la même technologie que celle du calorimètre électromagnétique, la différence principale résidant dans l'utilisation de cuivre et non de plomb

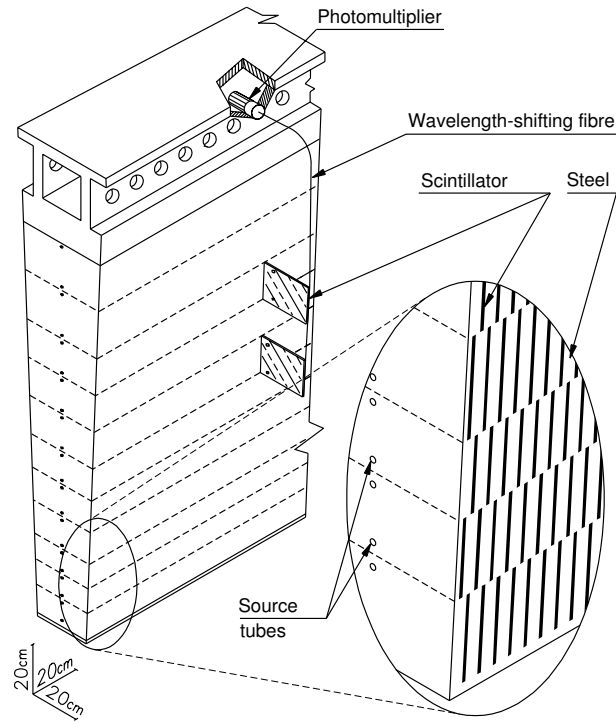


FIGURE 2.19 – Schéma d’un module du calorimètre à tuiles scintillantes. Le bas de la figure est orienté vers le point d’interaction. Figure tirée de [31].

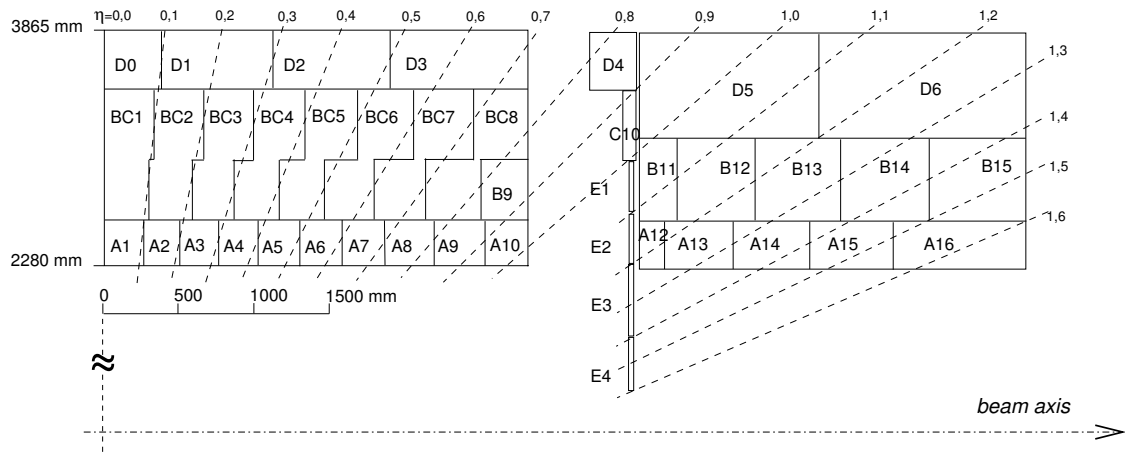


FIGURE 2.20 – Schéma de la segmentation du calorimètre à tuiles dans le plan $|\eta|$ - y . Figure tirée de [31].

pour les couches d'absorbeur. Par ailleurs, la structure n'est pas en accordéon : les couches sont empilées (les plans étant perpendiculaires à l'axe du faisceau). La segmentation en $\eta \times \phi$ est de 0.1×0.1 pour chacune des deux roues constituant un bouchon. Les bouchons des calorimètres hadronique et électromagnétique baignent dans le même cryostat.

2.4.4.3 Le calorimètre vers l'avant

Les calorimètres vers l'avant sont placés dans les mêmes cryostats que les bouchons et couvrent la région $3.1 < |\eta| < 4.9$. Chacune des deux parties est séparée en trois compartiments d'environ 45 cm de profondeur selon z . Le compartiment le plus proche du point d'interaction est un module électromagnétique, et les deux autres sont des modules hadroniques. Ce détecteur est exposé à des flux de particules plus élevés que dans la partie centrale. Les couches d'argon liquide sont plus fines que celles du tonneau du calorimètre électromagnétique, ceci permettant d'atteindre la densité la plus haute possible, et d'avoir un signal plus rapide. L'absorbeur utilisé dans la partie électromagnétique est le cuivre, optimisant ainsi la résolution et l'évacuation de la chaleur ; la partie hadronique utilise principalement du tungstène afin de minimiser l'étalement latéral des cascades hadroniques. Un blindage fait d'alliage en cuivre est également installé derrière le module le plus éloigné pour minimiser le bruit dans la partie bouchon du spectromètre à muons.

Cette partie du système calorimétrique a peu d'importance pour la mesure de masse réalisée dans le cadre de cette thèse, car les produits des collisions étudiées ne sont pas dans son acceptance.

2.4.5 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons d'ATLAS a pour but de détecter et de mesurer l'impulsion des particules chargées traversant entièrement le système calorimétrique. Il a été conçu de manière à avoir une résolution suffisante pour des muons de très haute énergie (10% à 1 TeV), qui sont entre autres une signature d'événements produits dans le cadre de la physique au-delà du modèle standard. Le puissant champ magnétique produit par le toroïde, voir section 2.4.2, permet de dévier les trajectoires des muons et ainsi d'avoir (avec la mesure du spectromètre seulement) une excellente identification de la charge ainsi qu'une résolution raisonnable jusqu'à ~ 3 TeV. Sa couverture en $|\eta|$ est la région $|\eta| < 1$ pour le tonneau et la région $1 < |\eta| < 2.7$ pour les bouchons.

Les chambres utilisées pour ce détecteur sont de quatre types, et peuvent être classées en deux catégories : les chambres de précision, comprenant les *Monitored Drift Tubes* (MDT, chambres à dérive de précision) ainsi que les *Cathode Strip Chambers* (CSC, chambres proportionnelles multi-fils), et les chambres de déclenchement comprenant les *Resistive Plate Chambers* (RPC, chambres à plaques résistives) ainsi que les *Thin Gap Chambers* (TGC, chambres à intervalle fin). La figure 2.21 indique la disposition dans le plan transverse y - z de ces différentes parties constitutives du spectromètre.

2.4.5.1 Les chambres de précision

Les chambres à dérive de précision (MDT)

Les MDT forment trois couches autour de l'axe du faisceau, contenant elles-mêmes plusieurs couches de tubes (voir figure 2.22(a)). Elles ont pour but de fournir une mesure précise de la position du muon dans le plan $(R - z)$. Les tubes, dont une section est représentée figure 2.22(b), sont remplis d'un mélange gazeux à 3 bars, constitué de 93% d'argon et de 7% de dioxyde de carbone. L'anode est un fil central de $50 \mu\text{m}$ de diamètre (97% tungstène, 3% rhénium) porté à 3080 V.

Les MDT couvrent la région $|\eta| < 2.7$ sauf pour la partie la plus intérieure, où les CSC sont utilisées dans la région $2 < |\eta| < 2.7$.

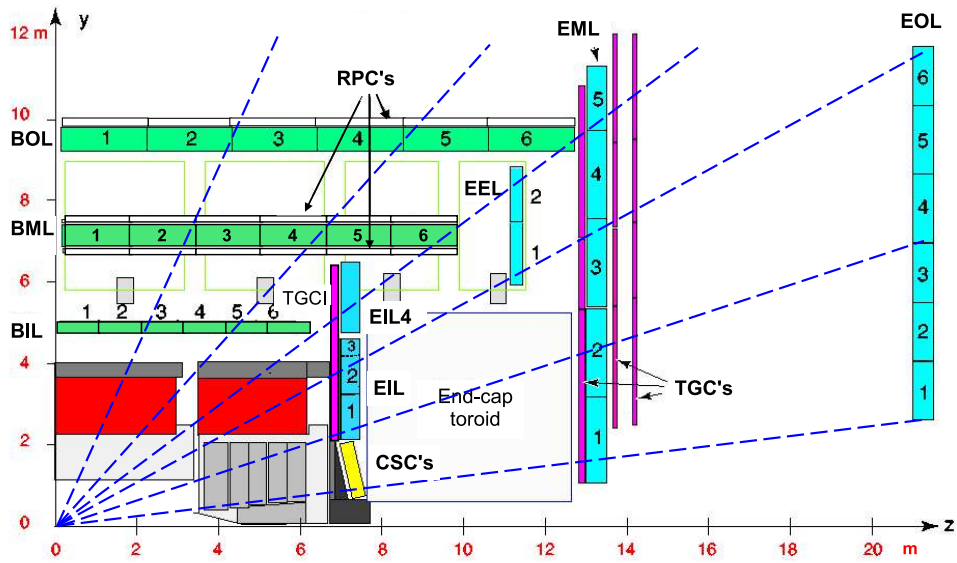


FIGURE 2.21 – Schéma des différentes parties du spectromètre à muons dans le plan y - z . Les modules en vert et en bleu représentent les chambres à dérive de précision, la première lettre B ou E signifiant respectivement *barrel* ou *end-cap* (tonneau ou bouchon), et la seconde lettre I, M ou O signifiant respectivement *inner*, *middle* ou *outer* (intérieure, médiane ou extérieure) ; la dernière lettre signifiant *layer* (couche). Les chambres proportionnelles multifils (en jaune), les chambres à plaques résistives (en blanc) et les chambres à intervalle fin (en rose) sont également représentées. Les pointillés bleus indiquent les trajectoires de muons d'impulsion infinie (et donc volant en ligne droite). Figure tirée de [31].

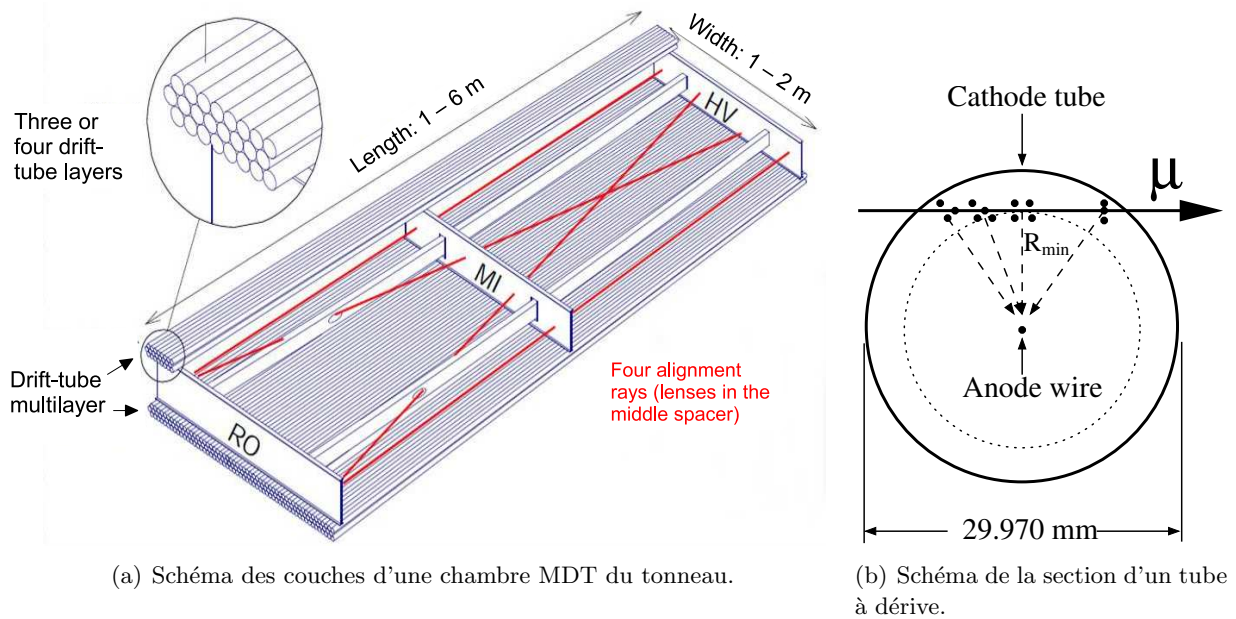


FIGURE 2.22 – Schéma d'une chambre MDT (à gauche) et section d'un tube à dérive (à droite). Figures tirées de [31].

Les chambres proportionnelles multifils (CSC)

Les CSC sont composées de chaque côté de deux roues, l'une constituée de 8 petites chambres, l'autre de 8 grandes chambres. Chaque chambre contient quatre plans de CSC. L'intérêt d'utiliser cette technologie réside principalement dans la résolution spatio-temporelle élevée du signal, la densité de flux de particules étant particulièrement élevée dans la région $|\eta| > 2$ de la première couche. Les anodes des CSC sont des fils de même nature que ceux des MDT, mais ayant un diamètre de $30\ \mu\text{m}$. Elles sont orientées radialement. Les cathodes sont des bandes de cuivres disposées parallèlement aux anodes sur une face, et perpendiculairement sur l'autre face. Ceci permet d'avoir à la fois la coordonnée transverse et une mesure de précision. Le mélange gazeux est ici constitué de 80% d'argon, et de 20% de dioxyde de carbone.

2.4.5.2 Les chambres de déclenchement

Les chambres de déclenchement du spectromètre fournissent une information rapide sur les traces des muons traversant le détecteur, ce qui permet au système de déclenchement de niveau 1 de reconnaître la multiplicité et l'énergie approximative de ces muons. Par ailleurs elles fournissent la position en ϕ des muons, information complémentaire aux mesures des MDT.

Les chambres à plaques résistives (RPC)

Les RPC couvrent la région du tonneau $|\eta| < 1.05$. Les positions des trois couches sont indiquées figure 2.21. Chacune des trois couches contient elle-même deux plaques, fournissant chacune une mesure en η et en ϕ . Les deux plaques résistives sont maintenues parallèlement à 2 mm l'une de l'autre par des entretoises isolantes. Le champ électrique de 4.9 kV/mm permet de former des avalanches ionisantes dans le mélange gazeux, qui sont récupérées à l'anode lors du passage d'un muon. Le signal électrique est ensuite transmis par couplage capacitif aux bandes métalliques fixées sur la face extérieure de la plaque. La fréquence locale possible obtenue grâce à cette technique est d'environ $1\ \text{kHz}/\text{cm}^2$. La résolution est de 10 mm sur chaque coordonnée par chambre.

Les chambres à intervalle fin (TGC)

Les TGC sont les chambres à déclenchement de la partie bouchons. Deux couches sont associées à la couche intérieure des MDT, et sept couches sont associées à la partie du milieu des MDT. Ensemble, elles couvrent la région $1.05 < |\eta| < 2.4$. Ce sont des chambres proportionnelles multifils tout comme les CSC, et leur principe de fonctionnement est similaire. Cependant, elles sont orientées différemment et ont une géométrie différente. Les anodes, des fils plaqués en cuivre, sont parallèles aux MDT ; les cathodes sont des pistes de lecture orthogonales aux anodes et fournissent la mesure de ϕ . Un mélange gazeux permet la détection des particules chargées. Les faibles distances entre anodes, et entre anodes et cathodes, ainsi que la tension élevée (2900 V) permettent un temps de réponse court et une bonne résolution temporelle (4 ns).

2.4.6 Le système de déclenchement (*trigger*)

La fréquence prévue des croisements de faisceaux à puissance nominale est de 40 MHz. Ceci est environ 5 ordres de grandeurs plus élevé que la fréquence d'enregistrement d'ATLAS, initialement prévue à 200 Hz et finalement déjà réhaussée à 300 Hz pour la prise de données en 2011. Par conséquent, il est nécessaire de trier en temps réel les événements intéressants du point de vue de la physique, et de ne pas enregistrer les autres collisions (événements de biais minimum). La décision d'enregistrer ou non les informations des détecteurs pour un croisement de paquets donné doit être rapide ; c'est pourquoi l'expérience ATLAS utilise un système de déclenchement adapté. Celui-ci est étagé sur trois niveaux de décision : le niveau 1 (L1), le niveau 2 (L2) et le filtre d'événements (EF). Les taux d'enregistrement en sortie des trois niveaux sont montrés sur la figure 2.23, pour une prise de donnée en 2012.

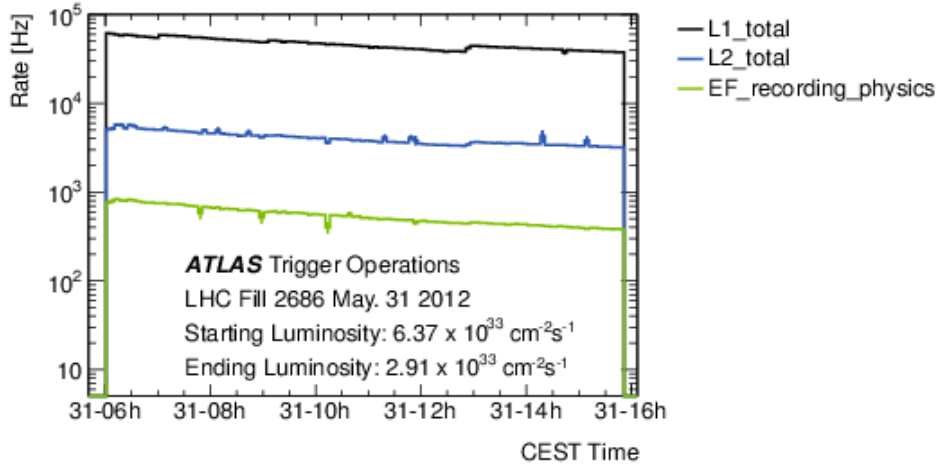


FIGURE 2.23 – Taux de collisions en sortie de chaque niveau du système de déclenchement, pour une prise de données à $\sqrt{s} = 8$ TeV. Figure tirée des images publiques d’ATLAS. Les sauts proviennent des réajustements des seuils de déclenchement, permettant de déclencher sur (et donc d’enregistrer) approximativement le même nombre d’événements à luminosité instantanée variable.

Le premier niveau utilise une électronique dédiée qui traite les informations des RPC, des TGC et du calorimètre ; la latence est de $2.1 \mu\text{s}$. Le deuxième niveau utilise une ferme de processeurs traitant les informations de tous les détecteurs, dans les régions indiquées par le premier niveau (qui localisent les objets ayant déclenché le système). En 40 ms, il est capable de reconstruire des objets proches de ceux reconstruits, et en particulier d’effectuer un étiquetage préliminaires des jets issus de quarks b . Le filtre d’événements utilise aussi une ferme de processeurs, et utilise les algorithmes de reconstruction en mettant à jour les calibrations régulièrement ; il commence par traiter les régions d’intérêt et si besoin d’autres parties du détecteur. Le traitement dure 4 s par événement en moyenne.

2.4.7 La reconstruction des objets physiques

Les différentes particules produites au point de collision sont reconstruites dans les différents sous-détecteurs, sauf pour celles qui n’interagissent presque pas avec la matière constituant ATLAS, comme c’est le cas pour les neutrinos. La figure 2.24 représente le passage de différentes particules dans ATLAS. En particulier, on notera les signatures des différentes particules produites par les désintégrations de paires $t\bar{t}$ dans l’état final ℓ +jets ; les jets déposent leur énergie dans le calorimètre électromagnétique et dans le calorimètre hadronique. Les sections suivantes de ce chapitre décrivent les définitions de ces objets reconstruits grâce aux mesures du détecteur effectuées à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Les différences dans l’analyse à $\sqrt{s} = 8$ TeV sont décrites dans le chapitre 5.

2.4.7.1 Les effets de l’empilement sur la reconstruction

En 2011, le nombre d’interactions moyen par croisement de paquets était d’environ 9 pour les collisions enregistrées, et il est monté à environ 21 en 2012. La distribution de ce nombre d’interactions est relativement étalée, cf. figure 2.25 : à $\sqrt{s} = 8$ TeV, le nombre d’interactions est monté à environ 40. Les interactions intéressantes pour les études de physique, qui font intervenir des processus durs, produisent des signaux dans le détecteur qui sont enregistrés. Simultanément, les interactions additionnelles ajoutent leurs signaux dans le détecteur. Ce phénomène est appelé empilement (*pile-up*) ; il a de nombreux effets sur les objets physiques reconstruits. On peut distinguer deux types d’empilement :

1. l’empilement en-temps, qui est dû aux interactions additionnelles ayant lieu pendant le même

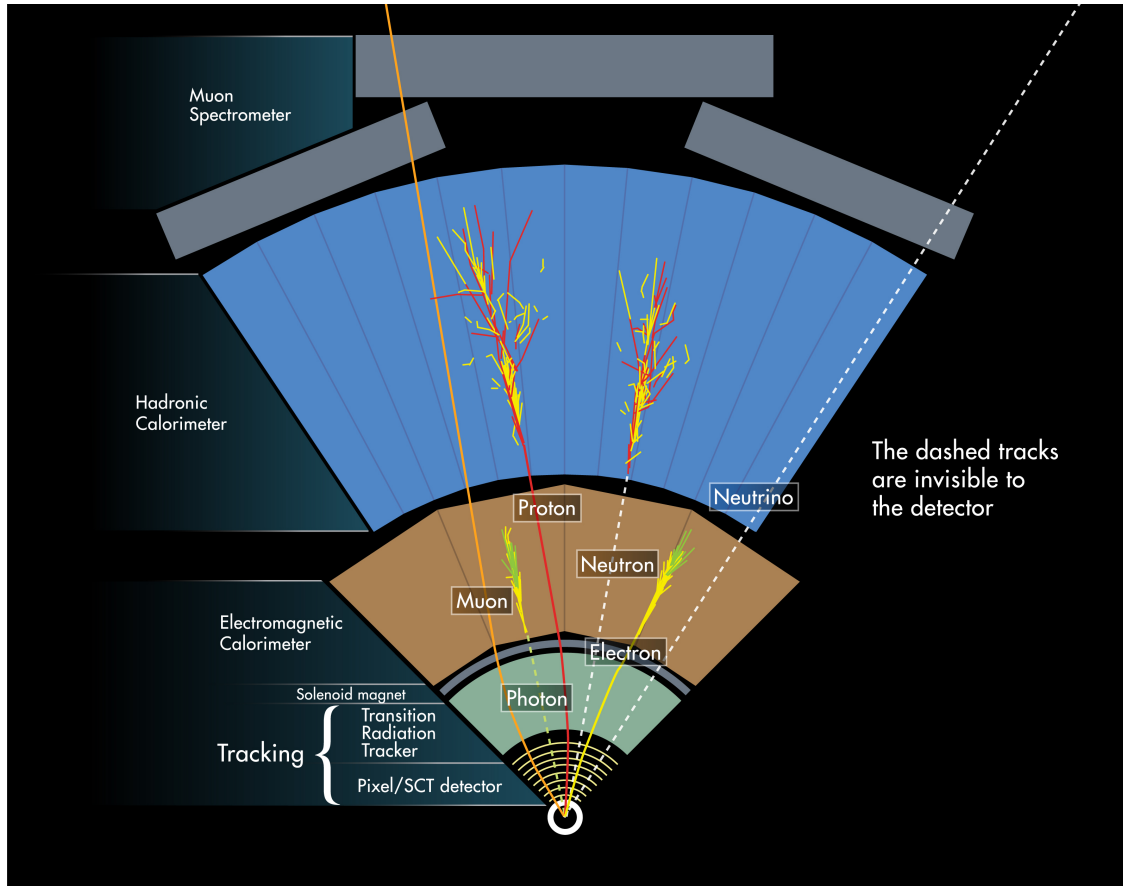


FIGURE 2.24 – Représentation du passage des particules dans le plan transverse du détecteur. Figure tirée des images publiques d'ATLAS.

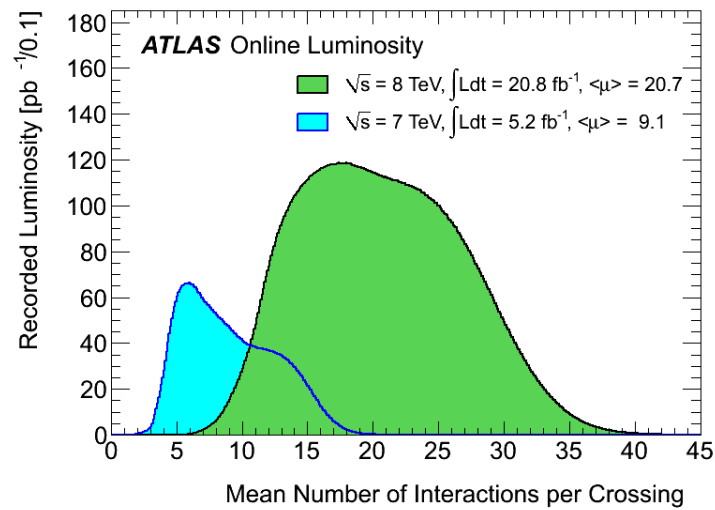


FIGURE 2.25 – Distribution du nombre moyen d'interactions par croisement de paquets pondérée par la luminosité intégrée, en 2011 à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ et en 2012 à $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Figure tirée des images publiques d'ATLAS.

croisement de paquets que celui du processus dur. Le niveau de cet empilement est mesuré grâce à la reconstruction des vertex dans le détecteur interne ;

2. l'empilement hors-temps, qui est dû aux croisements de paquets précédant et suivant le croisement de paquets enregistré, et dont le signal est partiellement présent dans le calorimètre étant donné son temps de réponse. Le niveau d'empilement hors-temps est corrélé au nombre moyen d'interactions par croisement de paquets mesuré sur un bloc de luminosité (cf. section 2.3.2) $\langle \mu \rangle$.

Dans l'analyse de mesure de masse du quark top dans le canal ℓ +jets, les effets les plus notables de l'empilement sont la dégradation de l'efficacité de reconstruction des jets et de la résolution en énergie des jets. Les simulations incluent les effets de l'empilement en ajoutant des événements de basse énergie dont les paramètres sont réglés grâce aux premières données d'ATLAS [34]. Cette simulation est effectuée avec le générateur PYTHIA.

Afin de simuler de manière réaliste les effets de l'empilement, les événements générés sont repondérés de manière à ce que la distribution de $\langle \mu \rangle$ soit la même que celle mesurée dans les données réelles, et ce pour chaque période (dont les conditions d'empilement peuvent varier, à cause de changements dans le nombre de paquets de protons injectés, etc. ...).

2.4.7.2 Les électrons

Un électron est défini comme un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique vérifiant certains critères standards sur sa forme transverse et longitudinale avec une trace reconstruite qui lui est associée. Il est indispensable d'isoler les électrons, c'est-à-dire de restreindre l'énergie déposée autour des électrons, afin de réduire le bruit de fond venant soit des hadrons qui imitent la signature des électrons, soit des produits de désintégration des hadrons de saveur lourde, à l'intérieur des jets. En particulier, l'énergie contenue dans un cône $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.2$ ne doit pas dépasser un seuil, dépendant de η , dont les valeurs sont comprises entre 1.4 et 3.7 GeV après correction des dépôts d'énergie dûs à l'empilement et qui sont d'environ 0.5 GeV. Par ailleurs, l'impulsion transverse totale des traces contenues dans un cône $\Delta R=0.3$ ne doit pas dépasser 1 GeV. Le paramètre d'impact longitudinal de l'électron suivant l'axe du faisceau doit être à moins de 2 mm du vertex primaire reconstruit.

2.4.7.3 Les muons

Les muons sont reconstruits à partir des segments de traces des chambres à muons. Ces segments des différentes couches sont combinés, en commençant par la couche la plus externe, avec une procédure prenant en compte les effets de matériel du détecteur. Ils sont associés aux traces reconstruites dans le détecteur interne. Les critères d'isolation requis sont les suivants : la somme des impulsions des traces dans un cône de taille $\Delta R=0.3$ doit être inférieure à 2.5 GeV, et l'énergie totale déposée dans le calorimètre dans un cône de taille $\Delta R=0.2$ autour du muon doit être inférieure à 4 GeV. La même exigence est requise sur le paramètre d'impact longitudinal du muon que sur celui de l'électron.

Les muons reconstruits à l'intérieur d'un cône de taille $\Delta R=0.4$ autour d'un jet ayant une impulsion $p_T > 25$ GeV et vérifiant $|JVF| > 0.75$ (cf. ci-dessous la définition de la JVF) sont enlevés à cause de la contamination par les muons provenant des désintégrations de hadrons dans les jets.

2.4.7.4 Les jets

L'état final ℓ +jets d'une désintégration $t\bar{t}$ contient, entre autres, des quarks. Cependant, ces quarks ne peuvent exister à l'état libre, la constante de couplage de la chromodynamique quantique devenant trop élevée dès que le quark tend à se "séparer" d'un autre (à l'inverse, à distance infiniment petite, la constante de couplage devient nulle, il s'agit de la liberté asymptotique).

Comme il le sera décrit au chapitre 3, un quark dans l'état final produit un jet de particules : il rayonne une cascade de partons dans un premier temps, et forme des hadrons dans un second temps. Les jets sont des objets regroupant les particules issus des produits de ces quarks. Dans ATLAS, les muons et les neutrinos provenant par exemple d'éventuelles désintégrations semi-leptoniques de hadrons B ne sont pas pris en compte dans la définition des jets.

Les jets sont reconstruits avec l'algorithme anti- k_t [35], avec un paramètre $R=0.4$ – les détails sont décrits en chapitre 3, section 3.2. La reconstruction dans ATLAS part des dépôts d'énergie dans le calorimètre et recherche les amas tridimensionnels (topo-clusters) pour les regrouper à l'aide de l'algorithme (ici, anti- k_t). Ils sont calibrés à l'échelle EM+JES (cf. chapitre 3, section 3.3). Des critères de qualité sont requis afin de rejeter les jets ne provenant pas du vertex principal d'interaction [36]. En particulier, une coupure sur la JVF [37] est effectuée. La JVF (*jet vertex fraction*) est le rapport de la somme des p_T des traces associées au jet et pointant vers le vertex primaire avec la somme des p_T des traces associées au jet. La figure 2.26 illustre le calcul et l'intérêt de la JVF .

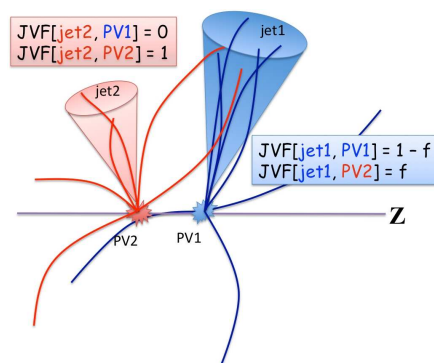


FIGURE 2.26 – Exemple de deux jets provenant de vertex différents [37]. Les traces venant du vertex PV2, et associées au jet provenant du vertex PV1, impliquent une JVF différentes de 1 pour ce jet, par rapport au vertex PV1. À l'inverse, le jet provenant du vertex PV2 ne possède pas de traces provenant du vertex PV1 ; sa JVF par rapport à PV2 est donc égale à 1, et elle est nulle par rapport à PV1. Ceci implique sa suppression si le vertex primaire reconstruit est PV1.

Par ailleurs, les jets reconstruits se trouvant dans un cône de taille $\Delta R=0.2$ autour d'un électron sont enlevés, car l'amas électromagnétique formé par un électron peut être identifié comme jet.

2.4.7.5 L'étiquetage des jets de quark b

Il est possible d'étiqueter les jets venant de l'hadronisation des quarks b . Pour cela, un réseau de neurones utilisant les informations de trois algorithmes différents, est utilisé [38]. Dans l'analyse, le point de fonctionnement utilisé correspond à une efficacité d'étiquetage de 70%, ce qui correspond à une réjection d'environ 130 pour les jets légers.

Les algorithmes [39] sont basés sur le fait qu'un hadron contenant un b vole un certain temps avant de se désintégrer dans le détecteur interne. Les éléments de matrice CKM indiquant la probabilité de changement de saveur pour le quark b sont très faibles, car l'élément de matrice V_{tb} excède 99.9 %. Ainsi, un hadron B a un temps de vie τ d'environ 1.5 ps. S'il s'agit d'un hadron d'impulsion transverse $p_T = 50$ GeV, il parcourt $\langle l \rangle = \gamma\beta c\tau \approx 3$ mm avant de se désintégrer.

Plus le p_T du b est grand, plus il vole loin (statistiquement). Mais plus le p_T est grand plus ses produits de désintégration sont boostés et leur angle d'ouverture est faible. Au premier ordre seul compte donc le paramètre d'impact transverse des traces. Les différents algorithmes d'étiquetage utilisent cette base, et ajoutent des ingrédients supplémentaires.

Les algorithmes d'étiquetage (b -tagging) IP3D et SV1 exploitent deux types de grandeurs découlant du temps de vol des hadrons B :

- les paramètres d'impact transversaux et longitudinaux des traces du jet (algorithme IP3D)

- l’association des traces du jet avec un vertex secondaire reconstruit dans le détecteur interne et l’utilisation des informations sur ce vertex (masse invariante de ses traces par exemple) pour l’algorithme SV1.

L’algorithme JetFitterCombNN utilise la topologie des désintégrations faibles de hadrons c à l’intérieur des jets [40]. Ces désintégrations (et donc les vertex qui peuvent leur être associés), qui font partie de la fragmentation des quarks b , sont supposées advenir sur la même direction, alignant vertex primaire, secondaire et vertex de désintégration faible du hadron c . L’algorithme MV1 utilise ces algorithmes dans un réseau de neurones, et le point de fonctionnement pour l’analyse est choisi tel que l’efficacité d’étiquetage des jets de b est de 70 % dans les événements $t\bar{t}$. Afin d’éviter les différences de performance entre données et simulation pour le b -tagging, un poids est appliqué à l’événement sélectionné dans la simulation, dépendant des saveurs des jets, et de leur position dans l’espace des phases (p_T , η).

Il existe plusieurs méthodes pour la détermination de ces poids, qui est effectuée en bins de p_T et de η du jet. L’analyse des données prises en 2011 pour la mesure de la masse du quark top utilise une combinaison de trois de ces méthodes pour estimer le poids à appliquer à chaque jet et l’incertitude associée. Deux de ces méthodes, p_T^{rel} et *system8*, utilisent des événements dijets dont les jets contiennent un muon, ce qui permet de détecter les hadrons B qui se désintègrent semi-leptoniquement ; l’autre méthode utilise les jets issus de quarks b dans les événements $t\bar{t}$ sélectionnés dans le canal dilepton. Ces événements sont ceux de la statistique disponible à $\sqrt{s} = 7$ TeV enregistrée en 2011. L’incertitude sur l’étalonnage de l’étiquetage des jets issus de quarks b étant une composante importante de l’incertitude totale sur la mesure de masse du quark top présentée ici, une brève description de ces méthodes est fournie ici.

1. La méthode p_T^{rel} : elle utilise une sélection de jets d’acceptance $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2.5$, dont un au moins est associé à un muon d’impulsion transverse $p_T > 4$ GeV et vérifiant $\Delta R(muon, jet) < 0.4$. Le rapport d’efficacité à évaluer est le suivant :

$$r = \frac{\varepsilon_b^{données}}{\varepsilon_b^{MC}},$$

où ε_b^{MC} est l’efficacité d’étiquetage des jets de b dans la simulation (facilement déterminée par une association du jet étudié au parton généré), et $\varepsilon_b^{données}$ est la fraction de jets de b étiquetés dans les données déterminée par une méthode de *templates*. L’observable utilisée pour ces *templates* est p_T^{rel} , définie comme comme l’impulsion du muon transverse à l’axe défini par la direction du jet. La quantité $\varepsilon_b^{données}$ s’exprime par :

$$\varepsilon_b^{données} = \frac{f_b^{tag} N^{tag}}{f_b N} \cdot C,$$

où f_b^{tag} et f_b sont respectivement les fractions de jets de b dans les événements étiquetés et non étiquetés, N^{tag} et N étant les nombres totaux de jets dans les événements étiquetés et non étiquetés. C est un facteur corrigeant des effets de modélisation de la direction du hadron B et de la contamination par les saveurs lourdes dans la détermination des *templates* pour les jets légers (effectuée à partir des données). Les fractions f_b^{tag} et f_b sont déterminées avec un ajustement de la distribution de p_T^{rel} dans les données aux *templates* (estimés à partir de la simulation pour les jets de saveur lourde). La comparaison de l’efficacité obtenue dans les données avec celle observée dans la simulation donne le poids à appliquer dans la simulation.

2. La méthode *system8* : elle utilise la même sélection que la méthode p_T^{rel} , et repose également sur le calcul de r . Cette fois-ci, $\varepsilon_b^{données}$ est obtenue d’une manière différente. L’échantillon de départ est soumis à trois sélections différentes qui sont :
 - une coupure sur le critère lié au temps de vie, présent dans l’algorithme d’étiquetage étudié.
 - $p_T^{rel} > 700$ MeV

- la présence d'un jet étiqueté b par la présence d'un vertex secondaire, et vérifiant $p_T > 10$ GeV, $|\eta| < 2.5$. Ce jet doit être opposé au jet étudié, c'est-à-dire qu'il doit vérifier $\pi - |\Delta\phi_{jj}| < 1$, $\Delta\phi_{jj}$ étant la différence entre les angles azimutaux des deux jets.

Par ailleurs, la fraction de jets de b avant application de ces sélections est contrainte, dans chaque bin en p_T , à la moyenne des fractions sur le bin d'avant, le bin d'après et le bin étudié obtenus par une première itération de la méthode (sans contrainte). Ceci permet d'éviter les fractions de jets de b irréalistes. Ces sélections enrichies en jets issus de quarks b , qui ont peu de corrélation entre elles (cependant prises en compte), donnent le système de 8 équations à 8 inconnues :

$$\begin{array}{lll}
 n = & n_b + & n_{cl} \\
 p = & p_b + & p_{cl} \\
 n^{TV} = & \varepsilon_b^{TV} n_b + & \varepsilon_{cl}^{TV} n_{cl} \\
 p^{TV} = & \rho_6 \varepsilon_b^{TV} p_b + & \rho_4 \varepsilon_{cl}^{TV} p_{cl} \\
 n^M = & \varepsilon_b^M n_b + & \varepsilon_{cl}^M n_{cl} \\
 p^M = & \rho_5 \varepsilon_b^M p_b + & \rho_3 \varepsilon_{cl}^M p_{cl} \\
 n^{TV,M} = & \rho_1 \varepsilon_b^{TV} \varepsilon_b^M n_b + & \rho_2 \varepsilon_{cl}^{TV} \varepsilon_{cl}^M n_{cl} \\
 p^{TV,M} = & \rho_7 \rho_6 \rho_5 \varepsilon_b^{TV} \varepsilon_b^M p_b + & \rho_8 \rho_4 \rho_3 \varepsilon_{cl}^{TV} \varepsilon_{cl}^M p_{cl},
 \end{array}$$

où n et p sont les sous-échantillons respectivement sans et avec la troisième coupure. Les indices b et cl font respectivement référence aux jets issus de quarks b et aux jets issus de quarks c ou légers. Les indices TV et M font références aux événements passant respectivement les coupures sur le temps de vie et sur p_T^{rel} . Les ε sont les efficacités de passage de ces coupures, et les ρ_i sont des facteurs de corrélation entre les différentes sélections, qui sont calculés à partir de la simulation. Les 8 inconnues (n_b , n_{cl} , p_b , p_{cl} et les 4 efficacités) sont obtenues en résolvant ce système non-linéaire par une minimisation de χ^2 . Plus de détails sont disponibles dans la référence [41].

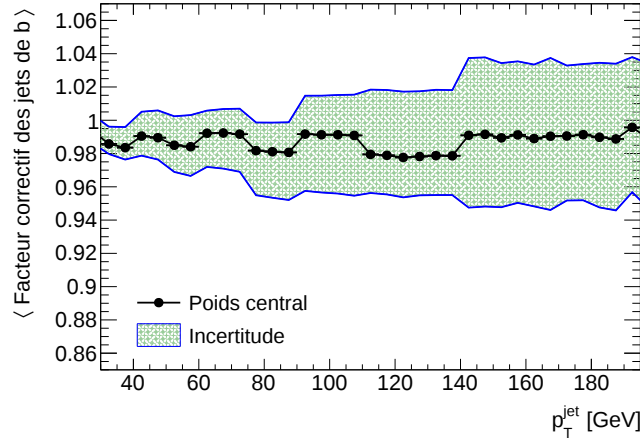


FIGURE 2.27 – Facteur d'étalonnage moyen et incertitude associée pour les jets du signal $t\bar{t}$ (dans la simulation), sélectionnés dans l'analyse de mesure de masse du quark top présentée au chapitre 4. L'incertitude est la somme en quadrature des composantes obtenues après combinaison des trois méthodes d'étalonnage décrites dans le texte.

Les incertitudes systématiques considérées pour ces deux méthodes utilisant les événements dijets viennent de :

- la statistique limitée de la simulation,
- la modélisation de la production de jets de b et de jets de c ,
- la modélisation de la direction du hadron B ,

- la fragmentation des jets de b ,
 - la désintégration des jets de b ,
 - la rapport entre nombre de jets de c et nombre de jets légers,
 - le spectre en p_T des muons (pour la méthode p_T^{rel}),
 - la fraction de faux muons dans les jets de b (pour la méthode p_T^{rel}),
 - la contamination par les jets de b dans les *templates* de p_T^{rel} des jets légers (pour la méthode p_T^{rel}),
 - la coupure sur p_T^{rel} (pour la méthode *system8*),
 - la contrainte sur la fraction des jets de b avant sélection (pour la méthode *system8*),
 - la résolution en énergie des jets,
 - l'échelle d'énergie des jets,
 - la correction appliqués aux jets de b se désintégrant dans le canal semi-leptonique,
 - la *JVF*,
 - la repondération en empilement des événements,
 - la différence entre jets de b se désintégrant de façon hadronique (non utilisés dans les deux méthodes) et jets de b se désintégrant de façon semi-leptonique.
3. La sélection cinématique : elle utilise une sélection d'événements $t\bar{t}$ se désintégrant dans le canal dileptonique. De même que pour les autres méthodes, il s'agit de déterminer $\varepsilon_b^{données}$. Les jets étiquetés b de la sélection représentent une fraction totale des jets :

$$f_{btag} = \varepsilon_b f_{b-jets} + \varepsilon_c f_{c-jets} + \varepsilon_l f_{light-jets} + \varepsilon_f f_{faux}, \quad (2.9)$$

où les fractions f_{b-jets} , f_{c-jets} et $f_{light-jets}$ sont respectivement les fractions de jets issus de quarks b , de jets issus de quarks c et de jets légers (c'est-à-dire issus de quarks u , d , s ou de gluons) dans la sélection. Ces fractions sont déterminées à partir de la simulation. Les efficacités de mauvais étiquetage comme jet de b des jets de c et des jets légers ε_c et ε_l font appel à des techniques décrites dans la référence [38]. La fraction f_{faux} est la fraction de jets faussement reconstruits à partir de leptons identifiés comme tels. Cette fraction, ainsi que l'efficacité d'étiquetage de ces faux jets, sont obtenues à partir des données. Afin d'augmenter la proportion de vrais jets de b , seuls les deux jets de plus haute impulsion transverse sont sélectionnés (ceci réduisant la proportion des jets provenant des radiations de gluons). L'efficacité recherchée ε_b est déduite de l'équation 2.9.

Les incertitudes systématiques sur cette mesure sont évaluées pour chaque source, celles-ci étant :

- les efficacités de mauvais étiquetage des jets de c et des jets légers,
- la section efficace $t\bar{t}$,
- la luminosité,
- la normalisation des bruits de fond,
- la composition de saveur des bruits de fond,
- l'efficacité de reconstruction, l'échelle d'énergie et la résolution en énergie des jets,
- l'efficacité de déclenchement, l'efficacité d'identification, l'échelle d'énergie et la résolution en énergie des leptons,
- l'utilisation du générateur, ainsi que le modèle utilisé pour la cascade de partons,
- le taux de radiations dans l'état initial et dans l'état final,
- le niveau d'empilement.

La combinaison de ces trois méthodes d'étalonnage utilisée dans le cadre de l'analyse de masse du quark top fait appel à la même technique que celle de la combinaison des calibrations d'échelle d'énergie des jets et de leurs incertitudes associées. Cette technique est décrite avec plus de détails dans le chapitre 3, section 3.3.4.4. Elle fournit une valeur centrale en bins de p_T et η et un ensemble d'incertitudes non corrélées entre elles. Dans l'analyse, ces incertitudes sont ainsi chacune utilisées pour des variations indépendantes dont les résultats sont ajoutés en quadrature. La figure 2.27

montre la dépendance en p_T moyennée sur tous les jets sélectionnés dans l'analyse, ainsi que l'incertitude associée, qui est la somme en quadrature de toutes les composantes. La dépendance en impulsion transverse du facteur d'étalonnage est relativement faible, oscillant entre 0.99 et 0.98. Cependant, la dépendance importante en impulsion transverse du jet de l'incertitude sur ce facteur d'étalonnage en fait une source dominante d'incertitude sur la masse du quark top mesurée, comme il le sera montré au chapitre 4.

Par ailleurs, des poids sont également obtenus pour le taux d'étiquetage comme jets issus de quarks b des jets issus de quarks c et des jets légers (issus de quarks u , d , s ou de gluons). Ces deux autres poids sont obtenus dans les données, et combinés de la même manière que pour les poids appliqués aux jets issus de quarks b . Plus de détails sont indiqués dans les références [38].

2.4.7.6 L'énergie transverse manquante (E_T^{miss})

L'énergie transverse manquante (E_T^{miss}) est calculée à partir de la somme des dépôts d'énergie dans le calorimètre, projetés dans le plan transverse. Chaque dépôt doit être calibré selon l'objet physique auquel il est identifié, la nature et la topologie de l'amas auquel il est associé. Les contributions venant des muons sont ajoutées et calculées grâce à l'impulsion mesurée de façon combinée dans le détecteur de traces et le spectromètre à muons. Cette contribution est corrigée de la perte d'énergie dans le calorimètre (le calcul de la correction est basée sur l'isolation des muons vis-à-vis des jets inclus dans le calcul de l' E_T^{miss}).

Bibliographie

- [1] M.-A. Pleier, *Review of Properties of the Top Quark from Measurements at the Tevatron*, *Int.J.Mod.Phys. A* **24** (2009) 2899–3037, [arXiv:0810.5226 \[hep-ex\]](#). (Cité en pages 8 et 29.)
- [2] N. Kidonakis and R. Vogt, *The Theoretical top quark cross section at the Tevatron and the LHC*, *Phys.Rev. D* **78** (2008) 074005, [arXiv:0805.3844 \[hep-ph\]](#). (Cité en page 31.)
- [3] N. Kidonakis and B. D. Pecjak, *Top-quark production and QCD*, *Eur.Phys.J. C* **72** (2012) 2084, [arXiv:1108.6063 \[hep-ph\]](#). (Cité en page 32.)
- [4] M. Czakon, A. Mitov, and G. F. Sterman, *Threshold Resummation for Top-Pair Hadroproduction to Next-to-Next-to-Leading Log*, *Phys.Rev. D* **80** (2009) 074017, [arXiv:0907.1790 \[hep-ph\]](#). (Cité en page 32.)
- [5] M. Cacciari, M. Czakon, M. Mangano, A. Mitov, and P. Nason, *Top-pair production at hadron colliders with next-to-next-to-leading logarithmic soft-gluon resummation*, *Phys.Lett. B* **710** (2012) 612–622, [arXiv:1111.5869 \[hep-ph\]](#). (Cité en pages 32 et 139.)
- [6] N. Kidonakis, *Next-to-next-to-leading soft-gluon corrections for the top quark cross section and transverse momentum distribution*, *Phys.Rev. D* **82** (2010) 114030, [arXiv:1009.4935 \[hep-ph\]](#). (Cité en page 32.)
- [7] V. Ahrens, A. Ferroglia, M. Neubert, B. D. Pecjak, and L. L. Yang, *Renormalization-Group Improved Predictions for Top-Quark Pair Production at Hadron Colliders*, *JHEP* **1009** (2010) 097, [arXiv:1003.5827 \[hep-ph\]](#). (Cité en page 32.)
- [8] M. Beneke, P. Falgari, S. Klein, and C. Schwinn, *Hadronic top-quark pair production with NNLL threshold resummation*, *Nucl.Phys. B* **855** (2012) 695–741, [arXiv:1109.1536 \[hep-ph\]](#). (Cité en page 32.)
- [9] S. Alekhin, J. Blumlein, and S. Moch, *Parton Distribution Functions and Benchmark Cross Sections at NNLO*, *Phys.Rev. D* **86** (2012) 054009, [arXiv:1202.2281 \[hep-ph\]](#). (Cité en page 32.)
- [10] M. Cacciari, M. Czakon, M. Mangano, A. Mitov, and P. Nason, *NLO+NNLL ttbar cross section calculator*, . <http://www.lpthe.jussieu.fr/~cacciari/ttbar>. (Cité en page 32.)
- [11] M. Czakon and A. Mitov, *Top++ : a program for the calculation of the top-pair cross-section at hadron colliders*, (2012) , [arXiv:1112.5675](#). (Cité en pages 34, 91 et 139.)
- [12] ATLAS Collaboration, *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using $e\mu$ events with b-tagged jets*, ATLAS-CONF-2013-097 (2013) . <https://cds.cern.ch/record/1600596>. (Cité en page 34.)
- [13] P. Baernreuther, M. Czakon, and A. Mitov, *Percent Level Precision Physics at the Tevatron : First Genuine NNLO QCD Corrections to $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t} + X$* , *Phys.Rev.Lett.* **109** (2012) 132001, [arXiv:1204.5201 \[hep-ph\]](#). (Cité en pages 34 et 139.)
- [14] M. Czakon and A. Mitov, *NNLO corrections to top-pair production at hadron colliders : the all-fermionic scattering channels*, *JHEP* **1212** (2012) 054, [arXiv:1207.0236 \[hep-ph\]](#). (Cité en pages 34 et 139.)
- [15] M. Czakon and A. Mitov, *NNLO corrections to top pair production at hadron colliders : the quark-gluon reaction*, *JHEP* **1301** (2013) 080, [arXiv:1210.6832 \[hep-ph\]](#). (Cité en pages 34 et 139.)
- [16] M. Czakon, P. Fiedler, and A. Mitov, *Total Top-Quark Pair-Production Cross Section at Hadron Colliders Through $O(\alpha_s^4)$* , *Phys.Rev.Lett.* **110** (2013) no. 25, 252004, [arXiv:1303.6254 \[hep-ph\]](#). (Cité en pages 34 et 139.)

- [17] W. Beenakker, A. Denner, W. Hollik, R. Mertig, T. Sack, et al., *Electroweak one loop contributions to top pair production in hadron colliders*, *Nucl.Phys.* **B411** (1994) 343–380. (Cité en page 34.)
- [18] W. Hollik and M. Kollar, *NLO QED contributions to top-pair production at hadron collider*, *Phys.Rev.* **D77** (2008) 014008, [arXiv:0708.1697 \[hep-ph\]](#). (Cité en page 34.)
- [19] J. H. Kuhn, A. Scharf, and P. Uwer, *Electroweak corrections to top-quark pair production in quark-antiquark annihilation*, *Eur.Phys.J.* **C45** (2006) 139–150, [arXiv:hep-ph/0508092 \[hep-ph\]](#). (Cité en page 34.)
- [20] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, *Phys.Lett.* **B716** (2012) 1–29, [arXiv:1207.7214 \[hep-ex\]](#). (Cité en pages 1, 7 et 34.)
- [21] ATLAS Collaboration, *Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data*, *Phys.Lett.* **B726** (2013) 120–144, [arXiv:1307.1432 \[hep-ex\]](#). (Cité en pages 1, 7 et 34.)
- [22] ATLAS Collaboration, *Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS detector at the LHC*, *Phys.Lett.* **B726** (2013) 88–119, [arXiv:1307.1427 \[hep-ex\]](#). (Cité en pages 1, 7 et 34.)
- [23] ATLAS Collaboration, *Improved luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector at the LHC*, *Eur.Phys.J.* **C73** (2013) 2518, [arXiv:1302.4393 \[hep-ex\]](#). (Cité en page 37.)
- [24] S. van der Meer, *Calibration of the effective beam height in the ISR*, CERN-ISR-PO-68-31 (1968) . <http://cds.cern.ch/record/296752>. (Cité en page 37.)
- [25] C. Rubbia, *Measurement of the luminosity of $p\bar{p}$ collider with a (generalized) Van der Meer Method*, CERN-p $\bar{p}$ -Note-38 (1977) . <http://cds.cern.ch/record/1025746>. (Cité en page 37.)
- [26] ATLAS Collaboration, *ATLAS inner detector : Technical design report. Vol. 1*, CERN-LHCC-97-16 (1997) . (Cité en page 38.)
- [27] ATLAS Collaboration, *ATLAS inner detector : Technical Design Report, 2*, CERN-LHCC-97-16 (1997) . (Cité en page 38.)
- [28] ATLAS Collaboration, *ATLAS liquid-argon calorimeter : Technical Design Report*, CERN-LHCC-96-41 (1996) . (Cité en page 38.)
- [29] ATLAS Collaboration, *ATLAS tile calorimeter : Technical Design Report*, CERN-LHCC-96-42 (1996) . (Cité en page 38.)
- [30] ATLAS Collaboration, *ATLAS muon spectrometer : Technical Design Report*, CERN-LHCC-97-22 (1997) . (Cité en page 38.)
- [31] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, J. Instrum. **3** (2008) S08003. 437 p. Also published by CERN Geneva in 2010. (Cité en pages 38, 41, 44, 45, 46 et 48.)
- [32] for the ATLAS Collaboration, D. Olivito, *Performance of the ATLAS Transition Radiation Tracker read-out with cosmic rays and first high energy collisions at the LHC*, ATL-INDET-PROC-2010-030 (2010) . (Cité en page 43.)
- [33] ATLAS Collaboration, *Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics*, [arXiv:0901.0512 \[hep-ex\]](#). (Cité en page 43.)
- [34] ATLAS Collaboration, *Charged-particle multiplicities in pp interactions measured with the ATLAS detector at the LHC*, *New J.Phys.* **13** (2011) 053033, [arXiv:1012.5104 \[hep-ex\]](#). (Cité en page 52.)
- [35] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, *The Anti- $k(t)$ jet clustering algorithm*, *JHEP* **0804** (2008) 063, [arXiv:0802.1189 \[hep-ph\]](#). (Cité en pages 53, 63 et 64.)

- [36] ATLAS Collaboration, *Selection of jets produced in proton-proton collisions with the ATLAS detector using 2011 data*, ATLAS-CONF-2012-020 (2012) .
<http://cds.cern.ch/record/1430034>. (Cité en page 53.)
- [37] ATLAS Collaboration, *Pile-up subtraction and suppression for jets in ATLAS*, ATLAS-CONF-2013-083 (2013) . <http://cds.cern.ch/record/1570994>. (Cité en page 53.)
- [38] ATLAS Collaboration, *Measurement of the Mistag Rate with 5 fb^{-1} of Data Collected by the ATLAS Detector*, ATLAS-CONF-2012-040 (2012) . <http://cds.cern.ch/record/1435194>. (Cité en pages 53, 56 et 57.)
- [39] ATLAS Collaboration, *Commissioning of the ATLAS high-performance b-tagging algorithms in the 7 TeV collision data*, ATLAS-CONF-2011-102 (2011) .
<https://cds.cern.ch/record/1369219>. (Cité en page 53.)
- [40] G. Piacquadio and C. Weiser, *A new inclusive secondary vertex algorithm for b-jet tagging in ATLAS*, Journal of Physics : Conference Series **119** (2008) no. 3, 032032.
<http://stacks.iop.org/1742-6596/119/i=3/a=032032>. (Cité en page 54.)
- [41] ATLAS Collaboration, *b-Jet Tagging Efficiency Calibration using the System8 Method*, ATLAS-CONF-2011-143 (2011) . <https://cds.cern.ch/record/1386703>. (Cité en page 55.)

Calibration et performance des jets

Sommaire

3.1	Introduction	62
3.2	Algorithmes de reconstruction de jets	62
3.2.1	La calibration locale	64
3.3	Calibration des jets dans ATLAS	65
3.3.1	Présentation de la chaîne de calibration	65
3.3.2	Correction des effets de l'empilement	65
3.3.3	Correction de l'énergie des jets	67
3.3.4	Correction résiduelle appliquée aux données	68
3.4	Performances	73
3.4.1	Études des performances à haut niveau d'empilement et optimisation du seuil de bruit de fond pour la prise de données en 2012	73
3.4.2	Études des performances à très haut niveau d'empilement à $\sqrt{s} = 14$ TeV	82
	Bibliographie	84

3.1 Introduction

Comme présenté dans le chapitre 2, les processus de production de paires $t\bar{t}$ font intervenir des états finals contenant des jets. Ces jets regroupent les particules issus des quarks. Il existe divers algorithmes pour les regrouper et remonter ainsi au quark initial. Les caractéristiques d'un jet (taille, énergie...) sont dépendantes de l'algorithme de reconstruction. Quelques algorithmes sont présentés en section 3.2, et en particulier celui utilisé pour l'analyse de mesure de la masse du quark top, $\text{anti-}k_t$, avec un paramètre $R=0.4$. La section 3.3 présente la calibration de l'échelle d'énergie des jets (JES), ainsi que l'incertitude sur cette échelle d'énergie calibrée. Enfin, la section 3.4 présente une étude sur la simulation, réalisée dans le cadre d'une optimisation d'un réglage pour la prise de données en 2012, et qui détaille les performances sous différentes configurations de ce réglage. Il est important que les performances des jets soient optimales afin d'obtenir des résultats physiques (dont la mesure de masse du quark top) aussi précis que possibles.

3.2 Algorithmes de reconstruction de jets

En physique des particules, les jets proviennent de l'hadronisation des quarks et des gluons. Les quarks et les gluons produits au LHC ne peuvent être détectés comme tels à cause du confinement de la chromodynamique quantique. Les quarks s'assemblent avec d'autres quarks pour former des hadrons de couleur résultante "blanche", et les gluons sont confinés dans des hadrons. Les quarks et les gluons forment ainsi des gerbes de hadrons colinéaires.

Dans un premier temps, les quarks et gluons rayonnent d'autres quarks et gluons, ce phénomène est modélisé dans la simulation par une "cascade de partons" ; ensuite, ils forment des hadrons. C'est un processus de QCD non perturbative, par conséquent il ne peut pas être calculé de façon exacte. Plusieurs modèles existent pour leur génération. Ces hadrons sont des particules détectées par le détecteur de traces lorsqu'ils sont chargés, et par le calorimètre. Les algorithmes de jets s'emploient à reconstruire des objets aussi proches que possible des partons initiaux.



FIGURE 3.1 – Divergences infra-rouges et colinéaires.

Les jets sont des ensembles de particules définis à partir d'algorithmes regroupant des hadrons dans ce but. Ce ne sont pas les quarks eux-mêmes, qui sont confinés quantiquement, mais des objets qui permettent une comparaison directe et robuste entre théorie et expérience. Ils doivent être stables colinéairement (c'est-à-dire lors de l'émission d'un gluon colinéaire au jet) et face aux divergences infra-rouges (c'est-à-dire lors de l'émission d'un gluon de basse énergie), voir Figure 3.1. Plusieurs algorithmes sont utilisés dans ATLAS, car chacun offre des possibilités diverses et variées en fonction de l'analyse pour laquelle il est utilisé (par exemple, pour les analyses utilisant des topologies avec un nombre de jets élevé, *e.g.* ≥ 4 , l'algorithme choisi conduira à une taille des jets plus petite que celui utilisé pour les analyses d'événements à 2 jets ou moins). Les jets construits à partir des vraies particules sont appelés *truth jets* et sont uniquement définis dans la simulation ; la reconstruction des jets dans ATLAS n'utilise pas une approche de type *bottom-up* où ces objets sont reconstruits à partir de particules identifiées dans le détecteur interne, mais une approche de type *top-down* en partant des dépôts calorimétriques. Les jets formés par cette approche sont appelés jets reconstruits. Les jets dans ATLAS ne prennent pas en compte, par définition, d'éventuels muons ou neutrinos issus par exemple de désintégrations semi-leptoniques de jets de b . Ils utilisent des amas tridimensionnels de cellules (topo-clusters) ayant un dépôt d'énergie au-dessus du seuil de bruit de

fond (dû au *pile-up* au bruit de fond électronique et à l'événement sous-jacent). Plus précisément, les cellules au coeur de l'amas (graines ou *seeds*) ont une énergie $E_{cell} > 4 \times E_{\text{bruit de fond}}$, et les cellules environnantes avec $E_{cell} > 2 \times E_{\text{bruit de fond}}$ sont ajoutées¹. Pour la prise de données réalisée en 2011, le bruit de fond considéré est seulement le bruit de fond électronique. Les études présentées ici par la suite ont permis une meilleure optimisation de ces valeurs pour la prise de données en 2012, en ajoutant en quadrature un bruit de fond dû à $\langle \mu \rangle = 30$ interactions additionnelles par croisement de paquets en moyenne. Enfin les cellules environnantes ($E_{cell} > 0$) sont ajoutées. La construction des topo-clusters est donc qualifiée d'algorithme "4/2/0". Les jets sont ensuite reconstruits grâce à un algorithme. On peut citer :

- L'algorithme k_t [1] : c'est un algorithme d'agrégation récursive, combinant séquentiellement des paires de constituants. Il part de la liste des topo-clusters (proto-jets) qu'il agrège en jets reconstruits jusqu'à ce qu'il n'y en ait plus à agréger et procède de la façon suivante :
 - On utilise les métriques $y_{ij} = \min(p_{T,i}^2, p_{T,j}^2) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}$ et $y_{ii} = p_{T,i}^2$, où R est un paramètre de l'algorithme et $\Delta R_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$.
 - On calcule les y_{ij} pour chaque paire et tous les y_{ii} ; le minimum des ces quantités, y_{min} , est soit un y_{ii} , auquel cas le proto-jet correspondant est ajouté à la liste des jets reconstruits et enlevé de la liste des proto-jets, soit un y_{ij} , auquel cas les deux proto-jets sont agrégés.
 - On recommence la procédure jusqu'à ce que la liste des proto-jets soit vide.
- L'algorithme anti- k_t [2] : il est analogue à l'algorithme k_t , mais utilise des métriques différentes :

$$y_{ij} = \min\left(\frac{1}{p_{T,i}^2}, \frac{1}{p_{T,j}^2}\right) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2},$$

$$y_{ii} = p_{T,i}^2.$$

- L'algorithme Cambridge/Aachen (C/A) [1] : il est aussi analogue à l'algorithme k_t , avec les métriques suivantes :

$$y_{ij} = \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2},$$

$$y_{ii} = 1.$$

Il est utilisé entre autres conjointement avec des filtrages pour étudier la sous-structure des jets boostés (jets de haut p_T , regroupant les cascades de plusieurs partons trop proches pour être distingués directement par l'algorithme).

Il existe également des algorithmes basés sur la recherche d'un cône dans lequel la somme des quadrivecteurs des particules pointe vers le centre du cône. Bien qu'ayant une forme circulaire dans le plan η - ϕ (ce qui est pratique du point de vue des corrections d'acceptance), ils sont souvent instables vis-à-vis des divergences infrarouges, et nécessitent le traitement particulier des cas délicats où des cônes se recoupent.

La figure 3.2 montre les jets reconstruits par différents algorithmes pour le même événement. L'algorithme anti- k_t de par sa construction, recombine les amas autour des particules de haute énergie contrairement à l'algorithme k_t , qui amasse les topo-clusters autour des particules de basse énergie, ou à l'algorithme C/A qui ne dépend pas de l'énergie. Ainsi, l'expansion du jet s'effectue autour de "graines dures" et amène de façon stable à la formation de jets de forme approximativement circulaire, ce qui n'est pas le cas pour les deux autres algorithmes, qui ont des formes plus irrégulières. L'extension circulaire pour les jets anti- k_t a une aire angulaire assez proche de πR^2 .

Les jets anti- k_t avec un paramètre R de 0.4 et de 0.6 sont les jets les plus utilisés dans ATLAS. Les études réalisées dans le cadre de cette thèse et présentées par la suite se limitent à ces algorithmes.

1. La quantité $E_{\text{bruit de fond}}$, qui dépend de la cellule considérée, sera appelée (abusivement) "seuil de bruit de fond" par la suite.

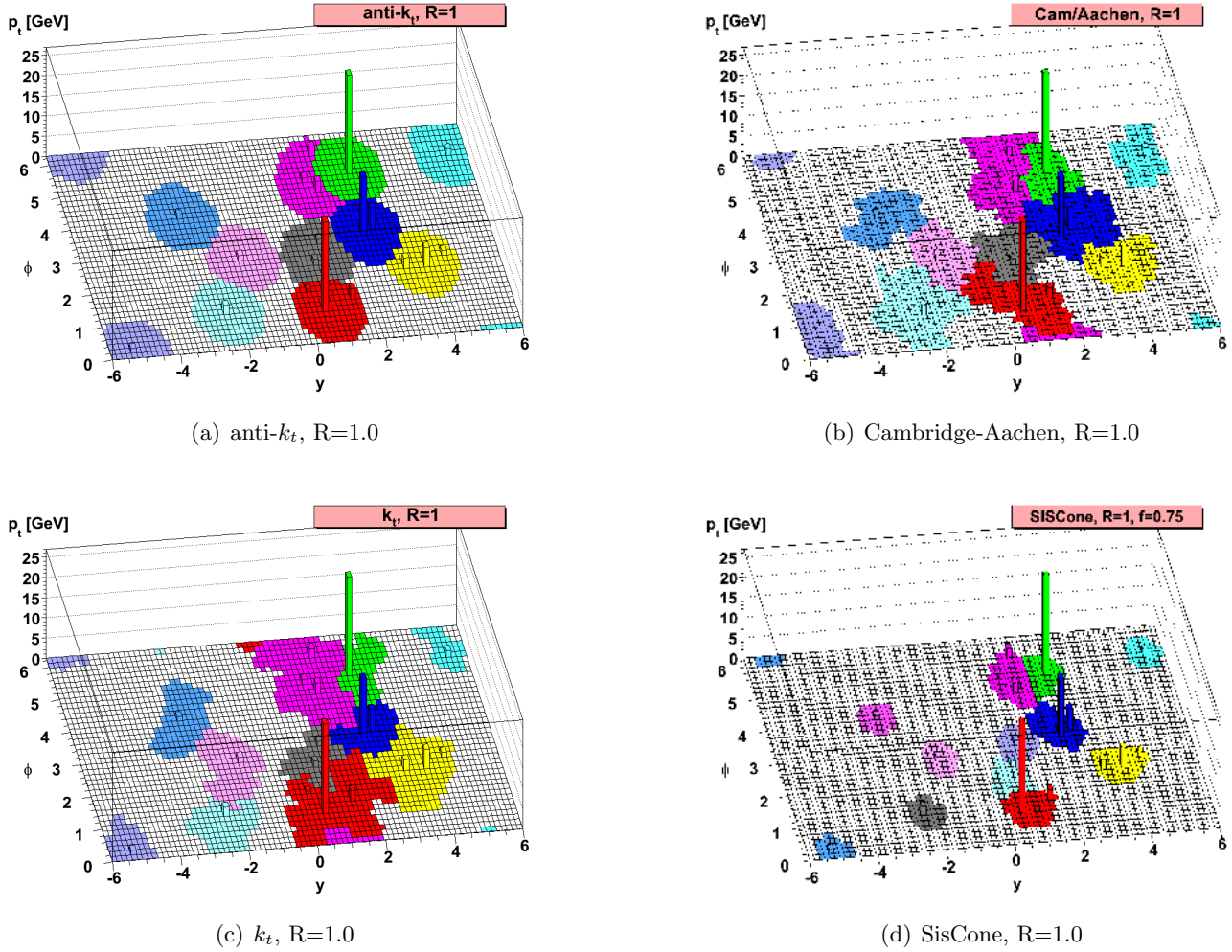


FIGURE 3.2 – Jets reconstruits par divers algorithmes dans le plan η - ϕ , pour le même événement simulé par le générateur HERWIG. Figure tirée de [2].

3.2.1 La calibration locale

Les topo-clusters sont reconstruits à l'échelle électromagnétique (EM), qui est définie à partir de la mesure de l'énergie d'un électron entièrement absorbé dans le calorimètre électromagnétique. Ils peuvent être calibrés localement en utilisant une méthode dite *local cluster weighting* (LCW) en appliquant un poids à chaque cellule du topo-cluster. Ces poids sont calculés grâce à des événements simulés avec production d'un pion unique (chargé ou neutre), et permettent de réduire les fluctuations dues au fait que le calorimètre ne compense pas les différences entre gerbes électromagnétiques et gerbes hadroniques. Cela mène à une résolution meilleure sur l'énergie des jets. Chaque cellule du topo-cluster a donc un poids :

$$w = p^{EM} \times w^{EM} + (1 - p^{EM}) \times w^{HAD} \quad (3.1)$$

où la probabilité p^{EM} d'être une cellule électromagnétique est calculée avec des critères sur les caractéristiques des gerbes dans la simulation et la densité d'énergie des cellules formant l'amas. Les poids w^{HAD} et w^{EM} sont appliqués :

- par cellule, pour corriger les effets dus à la nature non-compensatrice du calorimètre,
- globalement sur le cluster pour corriger les effets de taille finie de l'amas et compenser l'énergie non mesurée dans les régions non instrumentées.

Les poids cellulaires w^{EM} valent 1 pour toutes les cellules de toutes les couches du calorimètre électromagnétique.

Les jets reconstruits sont donc à l'échelle LCW ou EM suivant qu'ils sont construits avec les poids définis ci-dessus ou non. Nous appellerons cette échelle d'énergie, l'échelle constituante (CONST), pour ces deux types de jets.

3.3 Calibration des jets dans ATLAS

3.3.1 Présentation de la chaîne de calibration

Une fois les jets reconstruits, il convient de les calibrer. En effet, après les étapes décrites dans la section 3.2, l'énergie des jets mesurés par le détecteur n'est pas égale à l'énergie des particules vraies (au niveau hadronique ou partonique), à cause des effets de l'empilement, des particules vraies en-dehors du cône de reconstruction, de la différence entre réponse électromagnétique et réponse hadronique. . . La calibration permet de corriger le quadrivecteur du jet des effets de l'empilement et également de restaurer la linéarité en énergie du jet reconstruit.

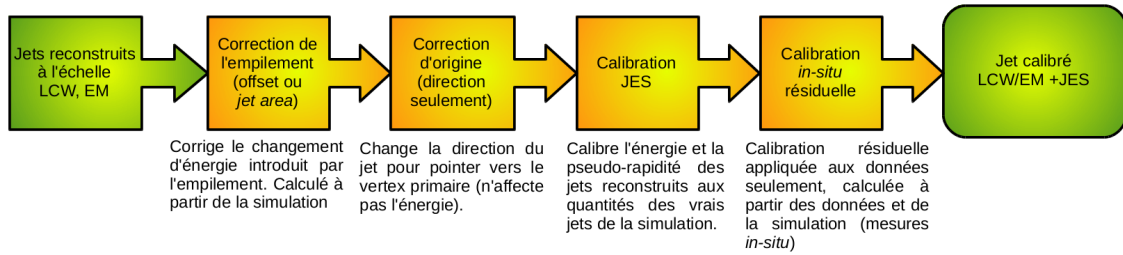


FIGURE 3.3 – Chaîne de calibration des jets dans ATLAS

La calibration s'effectue en plusieurs étapes, schématisées sur la figure 3.3. Ces étapes sont détaillées ci-dessous.

3.3.2 Correction des effets de l'empilement

L'empilement change l'énergie des jets, qui fluctue donc beaucoup lors de la prise de données, selon l'empilement de chaque événement. L'empilement ajoute une énergie moyenne dans le calorimètre et également peut introduire d'autres jets, faussant la mesure d'énergie des jets du processus principal. il existe deux types de corrections d'empilement dans ATLAS. Le premier type de correction est appelée "correction d'offset", et l'autre type de correction est appelée "correction d'aire des jets" (*jet area*). En réalité, cette dernière utilise aussi une correction d'offset résiduelle.

3.3.2.1 La correction d'offset

La correction d'offset consiste à étudier la dépendance de la différence entre impulsion transverse des jets à l'échelle CONST (p_T^{const}) et l'impulsion transverse des vrais jets (p_T^{truth}) avec le nombre de vertex primaires reconstruits (N_{PV}), ainsi que leur dépendance avec le nombre moyen d'interactions par croisement de paquets, $\langle \mu \rangle$. Chaque jet reconstruit est associé à un vrai jet (défini à l'aide des particules stables de la simulation Monte-Carlo) situé à une distance angulaire $\Delta R < 0.3$.

La figure 3.4 montre la dépendance de l'offset moyen $\langle p_T^{\text{offset}} \rangle$ (défini par $p_T^{\text{offset}} = p_T^{\text{const}} - p_T^{\text{truth}}$) avec N_{PV} et dans une région centrale ($|\eta| < 0.8$) du calorimètre, intégrée en p_T^{truth} ². Cette valeur moyenne est obtenue en ajustant la distribution d'offset d'événements dijets simulés par une fonction Gaussienne. La figure 3.4 montre que l'énergie des jets augmente en moyenne de 0.4 GeV par vertex additionnel.

L'offset est ensuite paramétré par :

$$\langle p_T^{\text{offset}} \rangle = A \times (\langle \mu \rangle - \mu^{\text{ref}}) + B \times (N_{\text{PV}} - N_{\text{PV}}^{\text{ref}}) \quad (3.2)$$

2. L'offset n'a pas de dépendance importante en impulsion transverse; cette dépendance approximativement logarithmique est prise en compte dans l'incertitude systématique sur l'échelle d'énergie des jets [3].

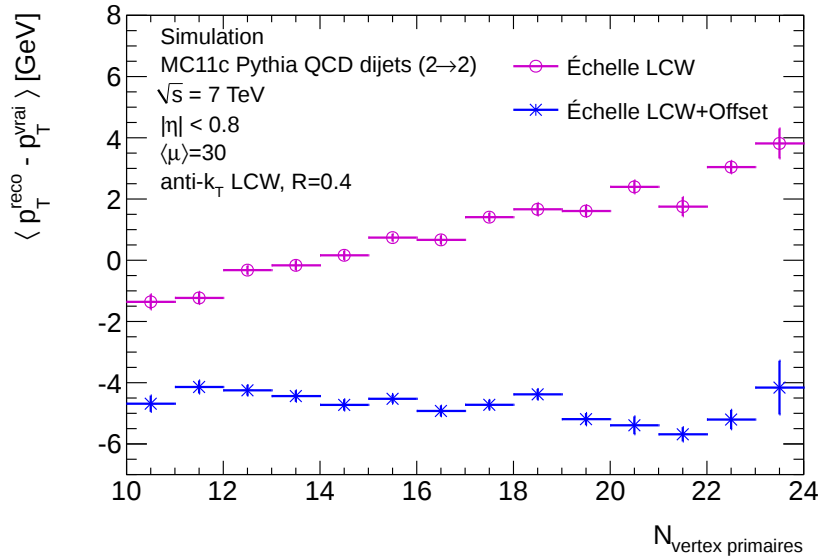


FIGURE 3.4 – valeur moyenne de la quantité $p_T^{\text{reco}} - p_T^{\text{vrai}}$ en GeV, en fonction du nombre de vertex reconstruits. Les cercles bleus donnent les valeurs à l'échelle CONST, et les croix magenta les valeurs à l'échelle CONST avec correction d'offset.

où A reflète l'effet dû à l'empilement venant de l'activité dans les croisements de paquets précédents, et B reflète l'effet de l'empilement en-temps des collisions multiples lors du même croisement de paquets. Cette dernière correction est calculée en premier, et le premier terme correctif est ensuite calculé suivant la dépendance résiduelle en $\langle \mu \rangle$. Ces deux termes sont paramétrés en η dans les événements dijets simulés. Les termes μ^{ref} et $N_{\text{PV}}^{\text{ref}}$ sont les valeurs de référence pour $\langle \mu \rangle$ et N_{PV} auxquelles l'énergie veut être ramenée, le choix étant arbitraire. La figure 3.4 montre la stabilité de la méthode ; on peut voir que la dépendance du p_T en N_{PV} est peu importante après application de la correction.

Cette étape de la calibration corrige les effets de l'empilement en-temps et hors-temps (avec une fonction du nombre de vertex et de $\langle \mu \rangle$ moyennée sur les événements), qui font fluctuer l'échelle d'énergie des jets. Elle améliore donc la résolution sur l'impulsion transverse, comme on peut le voir figure 3.5.

3.3.2.2 La correction *jet area* [4]

Cette correction est meilleure que celle décrite ci-dessus, car elle prend en compte les fluctuations événement par événement de l'empilement, amenant à une meilleure résolution finale. Le bruit dû à l'empilement dans chaque événement est estimé grâce à la densité médiane d'énergie ρ , qui correspond au montant d'impulsion transverse ajouté à l'événement par unité d'aire. Il est mesuré par la quantité suivante :

$$\rho = \text{median}\left(\frac{p_T^{\text{const}}}{A_{\text{jet}}}\right) \quad (3.3)$$

où A_{jet} est l'aire du jet. Cette aire ne représente pas l'extension spatiale du jet (elle-même étant un concept non physique étant donné que le jet est formé de plusieurs particules ponctuelles). Pour définir l'aire, des particules dites fantômes avec une énergie infiniment petite sont ajoutées et la région géométrique dans le plan (η, ϕ) où ces fantômes sont agrégés au jet lors de la reconstruction est identifiée. L'extension de cette région donne une mesure (sans dimension) de l'aire du jet.

Plus de détails sur le calcul de l'aire sont disponibles dans [4].

Le jet obtenu après application de cette correction a une impulsion transverse :

$$p_T^{\text{corr}} = p_T^{\text{const}} - \rho \times A_T$$

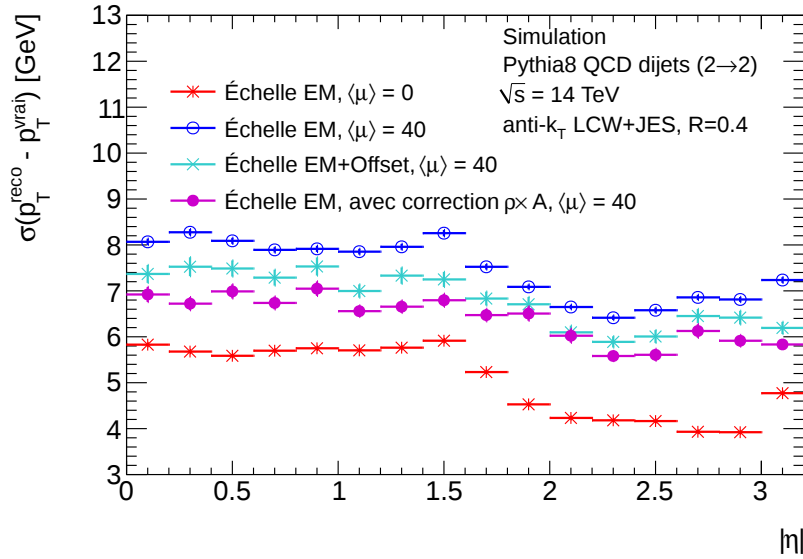


FIGURE 3.5 – RMS de l’*offset* $p_T^{\text{reco}} - p_T^{\text{truth}}$ en fonction de $|\eta|$, à divers niveaux de calibration et conditions d’empilement dans un échantillon dijet à $\sqrt{s} = 14$ TeV pour les jets anti- k_t LCW avec $R=0.4$. Les croix rouges montrent la RMS sans empilement à l’échelle LCW, les cercles bleus foncés montrent l’effet de l’empilement ($\langle\mu\rangle = 40$) à la même échelle. Les croix bleu clair montrent l’amélioration due à la correction d’*offset*, et les points magenta montrent un gain encore amélioré en résolution grâce à la correction *jet area*.

à laquelle il faut encore rajouter une correction d’offset résiduelle, la dépendance en N_{PV} et $\langle\mu\rangle$ de l’impulsion corrigée n’étant pas entièrement éliminée.

La figure 3.5 montre l’amélioration sur la résolution en impulsion transverse des jets entièrement calibrés (c’est-à-dire incluant le facteur correctif C^{JES} expliqué dans la section 3.3.3), en utilisant la correction d’offset et la correction *jet area*. Cette dernière corrigeant des effets de l’empilement en prenant en compte la topologie de l’événement (les jets et leur densité d’énergie) et non de façon moyenne, la résolution est meilleure que celle utilisant la correction d’offset.

3.3.3 Correction de l’énergie des jets

Après la correction en empilement, le jet subit une correction de sa direction appelée “correction d’origine” qui le fait pointer vers le vertex, et qui n’affecte pas l’énergie du jet. Enfin, le quadrivecteur subit une calibration (JES) qui restaure la linéarité en énergie.

L’impulsion transverse d’un jet entièrement calibré (échelle LCW+JES ou EM+JES) est donnée par

$$p_T^{EM/LCW+JES} = (p_T^{\text{const}} - p_T^{\text{offset}}) \times C^{JES} \quad (3.4)$$

où la procédure d’obtention du facteur correctif C^{JES} est expliqué dans la description qui suit. La réponse en impulsion transverse est obtenue dans la simulation de la manière suivante : à chaque jet reconstruit d’impulsion transverse $p_T > 7$ GeV, on associe un vrai jet (défini à l’aide des particules vraies) en le cherchant à une distance $\Delta R < 0.3$. Les deux jets doivent être isolés, c’est-à-dire qu’il ne doit y avoir aucun autre jet reconstruit à une distance angulaire $\Delta R < 1.5 \times R$ du jet reconstruit, et aucun autre vrai jet à une distance angulaire $\Delta R < 2.5 \times R$ du vrai jet. Ces coupures sont appliquées dans le but d’éviter les recouvrements d’énergie entre jets.

Les distributions de $\frac{p_T^{\text{reco}}}{p_T^{\text{truth}}}$ sont obtenues dans des bins d’énergie reconstruite E^{reco} et de η . Dans chaque bin, cette distribution est ajustée trois fois itérativement par une fonction Gaussienne ; afin que le résultat soit insensible aux fluctuations statistiques entraînant des queues de distribution, l’intervalle de l’ajustement est réduit à $\pm 2\sigma$ autour de la moyenne ajustée précédemment. La

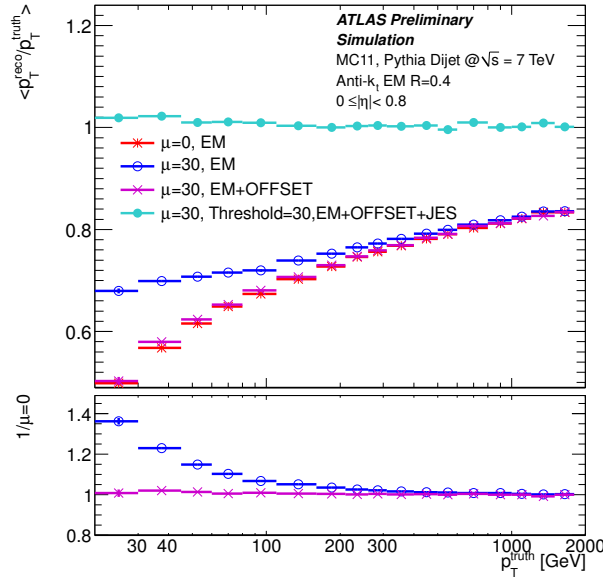


FIGURE 3.6 – Réponse en impulsion des jets dans la région centrale du calorimètre, pour un seuil de bruit correspondant au bruit de fond produit par 30 interactions (voir section 3.2), sans empilement à l’échelle EM, avec 30 interactions additionnelles à l’échelle EM, après correction d’offset et après application de la chaîne complète de calibration.

moyenne de la gaussienne finale est la réponse en impulsion transverse.

La réponse en fonction de l’énergie vraie est ensuite ajustée par une fonction dont les paramètres varient suivant chaque bin en η . Grâce à une méthode d’inversion numérique, il est ensuite possible de calculer les coefficients pour ramener la réponse des jets à 1.

La figure 3.6 montre l’effet des différentes étapes de la calibration sur la réponse en impulsion transverse des jets en fonction de la vraie impulsion transverse.

3.3.4 Correction résiduelle appliquée aux données

Une correction résiduelle obtenue *in situ* dans les données est appliquée aux jets des données après la correction détaillée en section 3.3.3. La valeur de cette correction est obtenue en combinant trois méthodes [5], chacune utilisant un type d’événements précis. Le principe pour l’obtention de la correction résiduelle est d’utiliser l’impulsion transverse d’un objet de référence comparée à l’impulsion transverse du jet, dans les données et dans la simulation. Nous appellerons “balance en p_T ” la quantité suivante :

$$\langle p_T^{\text{jet}}/p_T^{\text{ref}} \rangle_{\text{donnees}} / \langle p_T^{\text{jet}}/p_T^{\text{ref}} \rangle_{\text{MC}},$$

qui est en fait l’inverse de la correction résiduelle *in situ* à appliquer aux données. Le principe de la méthode repose sur le fait que le p_T total d’un événement est nul. Cette balance permet de comparer le p_T du jet à un ou plusieurs objets mieux mesurés ou déjà calibrés.

La première étape dans la dérivation de la correction résiduelle est d’éliminer la dépendance de la réponse en η . Ceci est effectué grâce à une intercalibration utilisant des événements dijets en égalisant l’impulsion transverse dans la région $0.8 \leq |\eta| < 4.5$ à celle de la région $|\eta| < 0.8$. Cette intercalibration utilise une méthode matricielle décrite dans [6].

Ensuite, la correction en échelle d’énergie (ainsi que l’incertitude correspondante) est dérivée grâce à des événements photon(γ)+jet et Z+jet (les deux méthodes étant combinées). Ceci est réalisé pour des jets d’impulsion transverse entre 25 et 800 GeV, étant donnés les spectres en p_T des photons et des bosons Z. Les jets de haute impulsion transverse sont calibrés grâce à des événements à plusieurs jets (multijets) où les jets de basse impulsion transverse sont calibrés grâce

aux techniques précédentes (γ +jet et Z +jets) et servent de référence à la balance en p_T appliquée à un jet de haute impulsion transverse. Les incertitudes sur les impulsions des jets de bas p_T calibrés avec les événements γ +jet et Z +jets sont propagées aux impulsions des jets de haut p_T . Ainsi, les jets de haut p_T sont calibrés avec la balance multijets.

3.3.4.1 Utilisation d'événements photon+jet

Il existe deux méthodes pour calibrer les jets en utilisant la balance en p_T du photon :

- La première est la balance directe comparant l'impulsion transverse du photon à celle du jet, dans les données et dans la simulation. Elle est valide de 15 à 800 GeV. Elle n'est pas utilisée pour la calibration mais sert à estimer une incertitude systématique de la calibration *in situ* avec les événements γ +jet. Elle constitue aussi une importante vérification des résultats de la méthode décrite ci-après, tout en ayant une sensibilité différente aux incertitudes systématiques.
- La seconde méthode utilise une projection de l'impulsion transverse manquante [7], que l'on appellera technique "MPF". Elle consiste à comparer l'énergie totale observée dans l'événement reculant contre le photon (recul hadronique total) avec l'énergie du photon. Elle est valide de 25 à 800 GeV. La réponse MPF est définie comme :

$$R_{MPF} = 1 + \frac{\vec{p}_T^\gamma \cdot \vec{E}_T^{\text{miss}}}{|p_T^\gamma|^2}$$

Cette technique est en général peu sensible aux énergies additionnelles induites provenant par exemple de l'empilement ou de l'événement sous-jacent, car l'activité supplémentaire est symétrique dans le plan transverse.

L'utilisation explicite de la réponse des jets dans la balance directe la rend dépendante de l'algorithme de reconstruction, contrairement à la technique MPF, dont la dépendance est du second ordre.

Les incertitudes de cette calibration proviennent des incertitudes sur :

- L'échelle d'énergie des photons,
- La génération, on utilise la différence entre HERWIG et PYTHIA,
- La suppression des radiations par une coupure sur le second jet ³,
- La résolution des jets,
- La pureté des photons sélectionnés et la réponse du bruit de fond,
- La sensibilité à l'empilement,
- La contribution des particules en-dehors du cône du jet,

enfin il faut ajouter l'incertitude statistique dans chacun des 12 bins en p_T qu'utilise cette méthode.

3.3.4.2 Utilisation d'événements Z +jets

La balance en impulsion dans la calibration des jets à l'aide d'événements Z +jet [8] utilise une référence différente de la simple impulsion du boson Z . En effet, une balance directe utilisant l'impulsion transverse du boson Z est trop sensible aux incertitudes systématiques affectant le rapport entre l'impulsion transverse du jet et cette référence, comme les effets de radiation en-dehors du cône.

La référence utilisée est donc $p_T^{\text{ref}} = p_T^Z \times \cos(\Delta\phi(\text{jet}, Z))$, où $\Delta\phi(\text{jet}, Z)$ est la différence entre les angles azimuthaux du boson Z et du jet.

Entre p_T^{ref} allant de 17 à 35 GeV, la distribution de $p_T^{\text{jet}}/p_T^{\text{ref}}$ est ajustée par une fonction Poissonienne (multipliée par une fonction linéaire entre 12 et 35 GeV et par 0 en-dessous de 12 GeV, dans le but de modéliser les effets de seuil dus à la coupure en impulsion transverse). La

3. La sélection des événements inclut une coupure sur le jet de seconde plus haute impulsion transverse afin de supprimer les radiations et leur impact sur la balance. Celui-ci doit avoir une impulsion transverse moins grande que 30% du p_T du photon.

valeur moyenne de la distribution Poissonienne sert de référence, et la vraisemblance est maximisée dans les données, afin d'ajuster le facteur d'échelle dans chaque bin.

Entre 35 et 260 GeV, la moyenne arithmétique de la distribution n'est plus affectée par les effets de seuil dus à la coupure en p_T , et est donc utilisée car amenant à de plus faibles incertitudes statistiques.

Les incertitudes systématiques proviennent de :

- L'échelle d'énergie des électrons,
- La génération, (différence entre HERWIG et PYTHIA),
- La suppression des radiations due à la coupure sur le second jet,
- L'extrapolation faite à $\Delta\phi(jet, Z) = \pi$,
- La réjection des jets dus à l'empilement,
- Les effets de particules en-dehors du cône,
- La variation de la largeur du fit Poissonien,

auxquelles il faut ajouter l'incertitude statistique dans chacun des 11 bins en p_T utilisés.

3.3.4.3 Utilisation d'événements multijets

Ces événements sont utilisés pour calibrer les jets de 210 GeV à 1.8 TeV. La référence utilisée est la somme vectorielle des impulsions transverses des jets de plus bas p_T (système reculant), calibrés avec une combinaison des deux méthodes précédentes [9]. Il est nécessaire que les impulsions transverses des jets du système reculant soient significativement moins grandes que celle du jet à calibrer (*i.e.* celui de plus haute impulsion transverse), afin de comparer son p_T à un système déjà calibré. Pour ce faire, une coupure haute est effectuée sur le rapport entre le p_T du jet sous-dominant (de seconde plus haute impulsion transverse) et p_T^{ref} . Cela permet d'introduire l'asymétrie entre l'échelle de l'impulsion du jet calibré et celle des impulsions des autres jets. La comparaison entre simulation et données est ensuite utilisée pour la calibration, en bins de p_T^{ref} .

Les incertitudes de cette technique proviennent de :

- L'incertitude sur la JES des jets du système reculant,
- L'incertitude liée à l'intercalibration en η ,
- L'incertitude liée aux jets environnants,
- L'incertitude liée aux coupures de cette analyse,
- L'incertitude liée à l'acceptance en rapidité,
- L'incertitude sur la modélisation de la fragmentation des jets,
- La modélisation de l'événement sous-jacent (UE) et des radiations dans l'état initial (ISR) et final (FSR),

auxquelles il faut ajouter l'incertitude statistique dans chacun des 10 bins en p_T utilisés.

3.3.4.4 Combinaison et traitement de l'incertitude

La combinaison des trois méthodes doit propager de manière cohérente les incertitudes de chaque technique sur l'incertitude finale, en minimisant les biais induits par chaque méthode sur la dépendance de la correction *in-situ* avec p_T , et optimiser les incertitudes sur la valeur finale, ce qui revient à minimiser le χ^2 entre la moyenne et les trois mesures.

Ceci est réalisé grâce à des pseudo-expériences effectuées sur la simulation [10]. Un binning fin en p_T est défini, et la valeur centrale du rapport entre données et simulation est obtenue dans ces bins grâce à une interpolation linéaire dans chaque méthode. Cette méthode de *smoothing* permet d'obtenir une calibration et une incertitude ne présentant pas de pics en fonction de l'impulsion (et donc de minimiser les fluctuations statistiques). Afin d'obtenir la valeur moyenne, dans chaque bin les trois résultats sont pondérés suivant une minimisation du χ^2 des rapports de réponse. Chaque méthode contribue donc proportionnellement à l'inverse du carré de son incertitude (et ce pour chaque bin fin).

La combinaison des incertitudes est obtenue de la manière suivante. Chaque même source d'incertitude est variée d'une déviation standard et traitée de façon complètement corrélée dans chaque analyse. Les différentes sources d'incertitudes sont, elles, considérées comme indépendantes. Ces variations sont faites un grand nombre de fois (pseudo-expériences) et le nouveau contenu de chaque bin initial (large) est calculé à partir des interpolations de chaque méthode de la pseudo-expérience précédente. Les contenus des bins fins sont obtenus grâce à une combinaison d'interpolations supplémentaire. La comparaison des facteurs correctifs après et avant ces pseudo-expériences donne la propagation de l'incertitude systématique dans la combinaison.

Étant donné le grand nombre total de sources d'incertitudes (54), il est parfois préférable (en l'occurrence pour la mesure de masse du quark top) de traiter les incertitudes sur la JES et leurs corrélations à l'aide d'un ensemble réduit de paramètres. Ces incertitudes sont entièrement décrites par la matrice de covariance :

$$C^{tot} = \sum_{k=1}^{N_{sources}} C^k,$$

où C^k est la matrice de covariance de chaque source, définie par $C_{ij}^k = s_i^k s_j^k$, avec s_i^k l'incertitude de la source k dans le bin i en p_T . Comme le montre la définition de C_{ij}^k , les incertitudes entre bins en p_T sont traitées comme entièrement corrélées. Les sources d'incertitudes sont considérées comme non corrélées⁴. La matrice de covariance peut être diagonalisée, et donner un nouvel ensemble de sources d'incertitudes indépendantes (qui sont des combinaisons linéaires des sources initiales), en multipliant chaque vecteur propre V^m par sa valeur propre correspondante σ_m^2 (m variant de 1 à N_{bins} , nombre de bins en p_T). La matrice de covariance est réexprimée par :

$$C_{ij}^{tot} = \sum_{m=1}^{N_{bins}} \sigma_m^2 V_i^m V_j^m.$$

Il est possible d'approximer la matrice de covariance par une matrice réduite, n'utilisant qu'une partie de la somme ci-dessus (jusqu'à un nombre effectif N_{eff}), comprenant les valeurs propres les plus grandes, et en ajoutant une matrice de covariance C' , terme résiduel comprenant les contributions les moins grandes. Si ces contributions sont suffisamment faibles (c'est le cas des incertitudes statistiquement pauvres), alors l'information sur les corrélations est bien rendue par le premier terme, et on peut écrire la matrice de covariance sous la forme :

$$C_{ij}^{tot} \approx \sum_{m=1}^{N_{eff}} \sigma_m^2 V_i^m V_j^m + C'.$$

La matrice C' est traitée comme non corrélée en p_T . En prenant seulement les 6 termes les plus grands ($N_{eff} = 6$), la plus grande déviation entre les corrélations initiales et les corrélations approximées, à travers le spectre en p_T , est de 3 %. Ceci est un indicateur du fait que la matrice C' reflète bien les parties faibles corrélations en p_T (et à petites valeurs propres oscillant à travers le spectre). La figure 3.7 montre l'amplitude de chaque source de nuisance réduite, y compris la partie résiduelle venant de C' .

En réalité, il est intéressant (pour les combinaisons, par exemple) de garder le sens physique des incertitudes, plutôt que de mélanger les composantes d'un seul coup. C'est pourquoi les 54 incertitudes initiales ont été classées en diverses catégories :

- détecteur
- modélisation Physique
- mélange détecteur/modélisation
- statistique et méthode.

Pour chacune de ces catégories, la réduction décrite ci-dessus est effectuée, et résulte en respectivement 2, 4, 2 et 3 sources de nuisance.

4. sauf pour l'échelle d'énergie des photon et celle des électrons qui sont considérées comme entièrement corrélées et sont donc ajoutées linéairement avant de dériver la matrice de covariance correspondante.

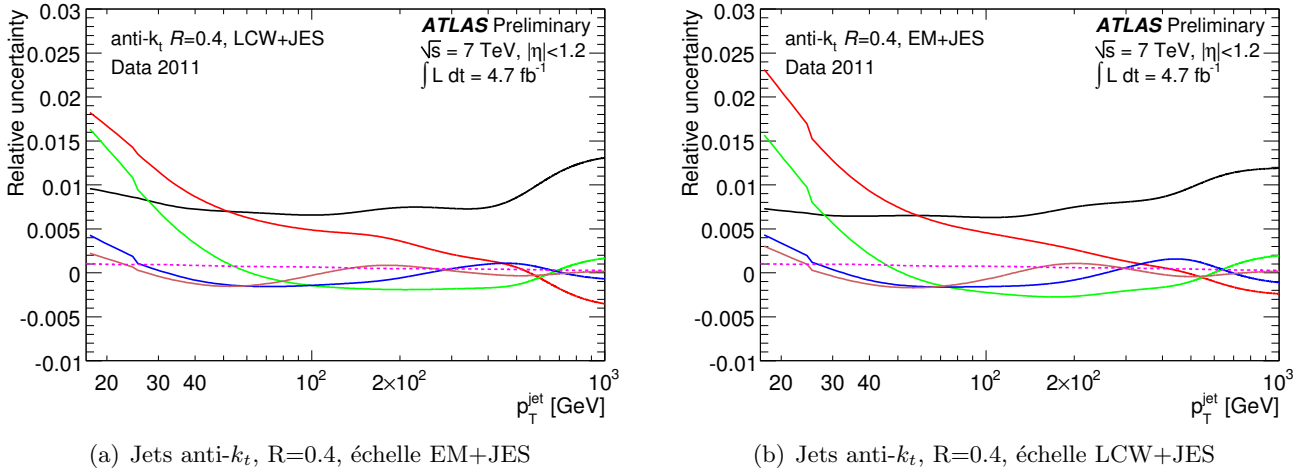


FIGURE 3.7 – Incertitude systématique en fonction de l’impulsion transverse du jet pour chaque composante réduite (pour le cas de la réduction à 6 paramètres de nuisances), pour les jets anti- k_t avec $R=0.4$, à l’échelle EM+JES et à l’échelle LCW+JES. Les lignes solides représentent les vecteurs propres de la matrice de covariance, et la ligne pointillée représente la composante résiduelle C' . Figure tirée de [5].

3.3.4.5 Incertitudes supplémentaires

En plus de ces incertitudes, il convient d’ajouter en quadrature un certain nombre d’incertitudes, considérées comme entièrement non corrélées avec les sources de nuisance citées ci-dessus et entièrement non corrélées entre elles..

À haute impulsion ($p_T > 1$ TeV), la statistique dans les données n’est pas suffisante pour utiliser les méthodes *in-situ* décrites ici ; par conséquent, l’incertitude est estimée à l’aide de la réponse en énergie de hadrons uniques isolés, comme décrit dans la référence [11].

Par ailleurs, il faut rajouter les incertitudes dues à la composition en saveur des événements. Par exemple, les méthodes *in-situ* utilisées ci-dessus ont des événements ayant une fraction de jets venant de quarks ou de gluons différente de celle des événements utilisés pour l’analyse de mesure de masse du top (où les jets proviennent d’événements $t\bar{t}$). Or la réponse en impulsion des jets de quarks est différente de celle des jets de gluons (les fragmentations n’étant pas les mêmes). Ceci est illustré figure 3.8, où les réponses en p_T sont montrées en fonction de p_T^{truth} pour deux générateurs, PYTHIA et HERWIG++. Ces figures servent à estimer le terme $(\mathcal{R}_q - \mathcal{R}_g)$ dans la formule déterminant l’incertitude [10] :

$$\Delta \mathcal{R}_s = \Delta f_g \times (\mathcal{R}_q - \mathcal{R}_g) \oplus f_g \times \Delta \mathcal{R}_g, \quad (3.5)$$

où f_g est la fraction de jets provenant de gluons, Δf_g est l’incertitude sur cette fraction ; $\mathcal{R}_q$ et $\mathcal{R}_g$ sont les réponses des jets provenant respectivement de quarks légers et de gluons (l’incertitude venant des différences pour les jets de quarks lourds, qui ont une topologie différente, est estimée séparément, cf. plus bas). L’incertitude sur la réponse des jets de gluons, $\Delta \mathcal{R}_g$, est obtenue en comparant la réponse de ces jets dans des échantillons dijet générés avec PYTHIA avec celle des jets de gluons dans des échantillons générés avec HERWIG++.

Une autre incertitude liée à la saveur à prendre en compte est la différence de réponse des jets venant de la production de quarks b . Les quarks b produisent en effet des jets ayant une topologie différente de celle des jets de quarks légers, et les incertitudes sur la modélisation de ces jets doivent donc être investigués séparément. Dans le cadre de la mesure de masse du quark top présentée par la suite, c’est une incertitude potentiellement importante, car l’analyse utilise des observables très sensibles à l’échelle d’énergie des jets de b . L’incertitude sur la réponse du calorimètre aux jets de b est estimée grâce à des mesures de réponse sur des événements “simple

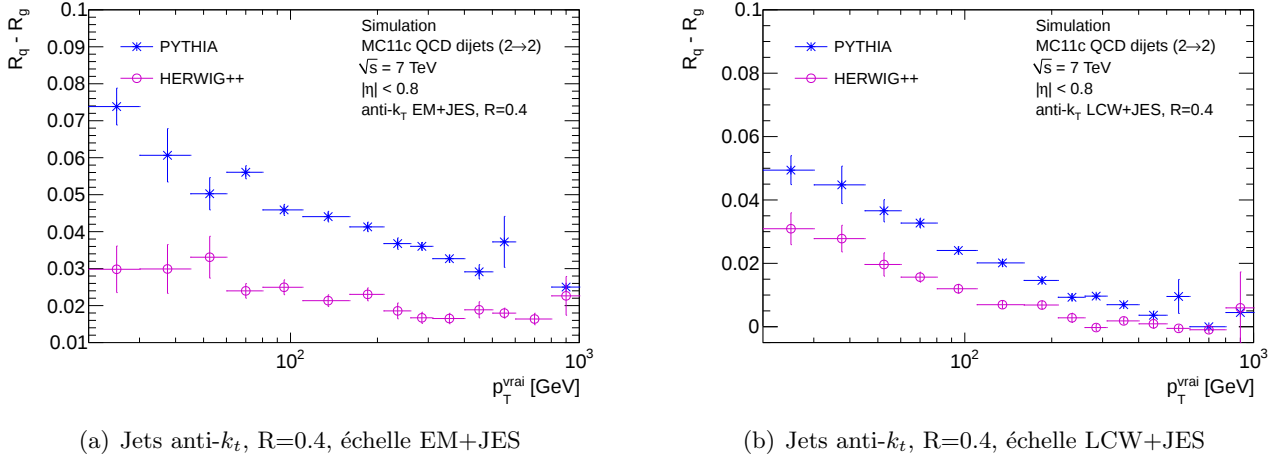


FIGURE 3.8 – Différence de réponse impulsioneelle entre jets issus de quarks légers et jets issus de gluons en fonction de p_T^{truth} , pour deux collections de jets différentes et deux générateurs différents, dans des événements dijets.

hadron” et en utilisant différentes simulations Monte-Carlo, ainsi qu’en utilisant des mesures sur les jets étiquetés b , comme décrit dans les références [10, 12]. L’incertitude relative sur l’échelle d’énergie des jets de b varie de 1.5 % à 3 % en fonction de l’espace des phases. Cette incertitude est appliquée aux jets de b seulement, qui ne se voient pas appliquer l’incertitude de saveur (due aux différences entre quarks légers et gluons) décrite ci-dessus.

Une étape de la calibration, l’intercalibration en η , consiste à recalibrer les jets en fonction de η , et utilise des méthodes spécifiques décrites dans la référence [6]. Deux incertitudes provenant de cette étape viennent s’ajouter en quadrature à l’incertitude totale. L’une vient de la limite statistique des simulations, l’autre de la modélisation (il s’agit essentiellement du modèle d’hadronisation où la différence entre HERWIG et PYTHIA est utilisée pour l’estimation de cette incertitude).

La correction en empiement introduit de même des incertitudes, comme décrit dans la référence [6]. Deux termes viennent s’ajouter à l’incertitude totale, l’un lié au terme de correction en N_{PV} , l’autre au terme de correction en $\langle \mu \rangle$.

Par ailleurs, la calibration des jets ayant été réalisée sur des échantillons Monte-Carlo utilisant une simulation différente de l’empiement (MC11b) de celle utilisée pour les simulations ultérieures (MC11c), une incertitude vient s’ajouter en quadrature, (c’est la différence de réponse entre les deux simulations).

Finalement, une dernière composante vient s’ajouter en quadrature, provenant des jets environnants. En effet, la calibration est réalisée dans la simulation en utilisant des jets isolés. Néanmoins, dans le cas général, cette calibration peut être affectée par la présence de jets environnants qui modifient potentiellement l’énergie et la forme du jet reconstruit. Cette incertitude est étudiée grâce à la reconstruction de jets anti- k_t à partir des traces du détecteur interne, en comparant données et simulation. Plus de détails sont donnés dans les références [9, 10].

3.4 Performances

3.4.1 Études des performances à haut niveau d’empiement et optimisation du seuil de bruit de fond pour la prise de données en 2012

3.4.1.1 Introduction

Entre la prise de données en 2011 à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV et la prise de données en 2012 à 8 TeV, les conditions d’empiement se sont dégradées de manière non négligeable. Étant donné que l’empiement est proportionnel à la luminosité instantanée à

fréquence de croisement constante, le bruit dans le détecteur sera également augmenté. En 2012, le nombre d'interactions par croisement de faisceau a atteint une valeur maximale d'environ 40.

Pour rappel, on distingue l'empilement en-temps, dû aux interactions multiples arrivant pendant le même croisement de faisceau, et l'empilement hors-temps, qui est l'addition dans le détecteur des signaux provenant des croisements de faisceaux suivants et précédents, certains sous-détecteurs (dont le calorimètre) n'ayant pas un temps de réponse inférieur à la durée entre deux croisements.

L'empilement en-temps est mesurable grâce au nombre de vertex reconstruits par le détecteur interne. L'empilement hors-temps est plus difficile à estimer. On utilise une variable sensible à l'empilement hors-temps, qui est le nombre moyen d'interactions par croisement de faisceau, $\langle\mu\rangle$. Ce nombre est estimé grâce à la luminosité moyenne (intégrée sur un bloc de luminosité durant environ 2 minutes), on applique ensuite la formule :

$$\mu = \frac{\mathcal{L} \times \sigma_{inél}}{f n_b}$$

où $\mathcal{L}$ est la luminosité, $\sigma_{inél}$ est la section efficace inélastique, f est la fréquence de révolution du faisceau et n_b est le nombre de paquets se croisant au point d'interaction. Comme ce nombre est moyenné sur un bloc de luminosité, il est sensible à l'empilement dû aux croisements de faisceaux suivant et précédent.

Afin d'éliminer le bruit dû à l'empilement dans le calorimètre, un seuil en énergie est appliqué sur chaque cellule, avant même la construction des topo-clusters. Il est impossible de changer ce seuil pendant la prise de données, car cela nécessiterait d'autres changements en direct d'autres paramètres (tels que les seuils de déclenchement). Il faut donc choisir ce seuil de bruit de fond une fois pour la prise de données et l'optimiser en fonction des performances sur les objets reconstruits grâce au calorimètre, à savoir les jets et l'énergie transverse manquante (E_T^{miss}).

La définition exacte du seuil de bruit de fond ("*threshold*") est rappelée dans la section suivante.

3.4.1.2 Reconstruction des topo-clusters en présence d'empilement

L'algorithme de groupement des cellules en topo-clusters est décrit en détail dans la référence [13]. Les deux buts de cette étape réalisée avant la formation du jet sont les suivants :

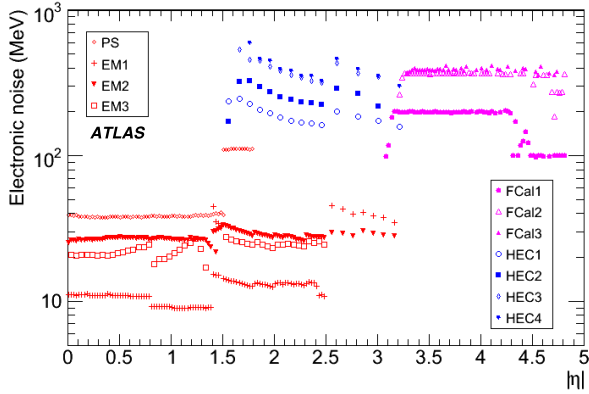
1. Supprimer le bruit venant de l'empilement et de l'électronique, en réduisant le nombre de cellules incluses dans les jets, par un seuil de bruit de fond.
2. Améliorer la correspondance entre topo-clusters et particules. Grâce à la nature dynamique de l'expansion des topo-clusters, ceux-ci correspondent mieux à des particules stables que les tours ou les cellules. Ainsi les constituants des jets peuvent être utilisés pour étudier la sous-structure des jets.

Rappelons ce qu'est exactement un seuil de bruit de fond : lors de la formation des amas tridimensionnels, les cellules-graines sont celles qui ont une énergie supérieure à $4 \times E_{\text{bruit de fond}}$, puis les suivantes ont une énergie supérieure à $2 \times E_{\text{bruit de fond}}$, puis les cellules voisines sont ajoutées (algorithme 4/2/0). La valeur de $E_{\text{bruit de fond}}$ dépend bien entendu de la cellule, et comprend l'énergie venant du bruit de fond électronique, et celle venant de l'empilement ajoutée en quadrature. En 2011, la valeur du bruit de fond moyen dû à l'empilement n'était pas pris en compte dans cette valeur, seul le bruit de fond électronique servait à définir le seuil. Les études présentées ci-dessous ont permis d'optimiser le seuil de bruit de fond en tenant compte des interactions additionnelles.

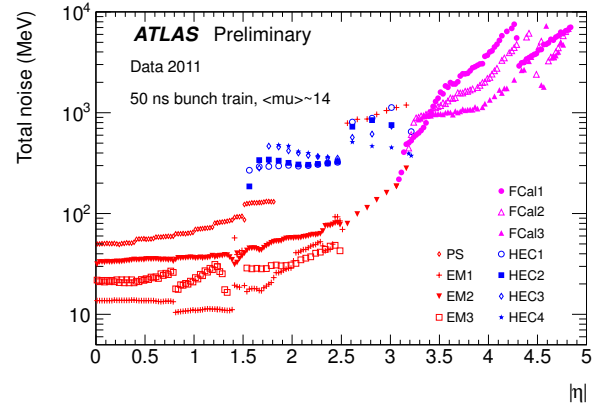
La figure 3.9 montre le bruit dans chaque couche du calorimètre dans une situation sans empilement (avec seulement présence de bruit électronique) et dans une situation avec du bruit provenant de l'empilement pour $\langle\mu\rangle=14$. À ce niveau d'empilement, le bruit provenant de l'électronique est clairement sous-dominant vis-à-vis du bruit de fond dû à l'empilement.

La valeur $E_{\text{bruit de fond}}$, qui est différente pour chaque cellule, est appelée seuil ("*threshold*") de bruit de fond. Afin de simplifier la notation de ces valeurs, on y référera comme à la valeur moyenne de l'empilement qui régit les valeurs de chaque cellule. Par exemple, l'énergie correspondant à 30

interactions par croisement de paquets additionnée au bruit de fond électronique (pour chaque cellule) servira à définir un “seuil de 30”. Un seuil de 0 correspond ainsi au seul bruit électronique.



(a) Bruit de fond sans empilement.



(b) Bruit de fond à $\langle\mu\rangle=14$.

FIGURE 3.9 – Bruit de fond électronique dans les différentes couches du calorimètre 3.9(a), et somme du bruit de fond électronique et du bruit de fond dû à l’empilement 3.9(b) à $\langle\mu\rangle=14$, mesurés dans les données à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Noter le changement d’échelle entre les deux figures. Figure tirée des images publiques d’ATLAS.

Dans le calorimètre à argon liquide, chaque particule traversant un intervalle d’argon liquide produit un courant triangulaire d’amplitude maximale au début du signal avec une descente linéaire jusqu’à atteindre le niveau de référence au bout de ~ 400 ns. L’électronique de lecture met en forme (grâce à des *shapers*) de façon continue ces signaux avec une fonction bipolaire qui conduit à un pic positif d’environ 100 ns de largeur, suivi par un plateau négatif d’environ 300 ns (voir figure 3.10). L’intégrale du signal est nulle ; ainsi, pour un espace temporel entre les paquets de 50 ns, jusqu’à 8 croisements peuvent contribuer négativement ou positivement à la réponse en énergie de la cellule. Dans le calorimètre hadronique à tuiles, le signal mis en forme est positif, mais dure ~ 150 ns, et

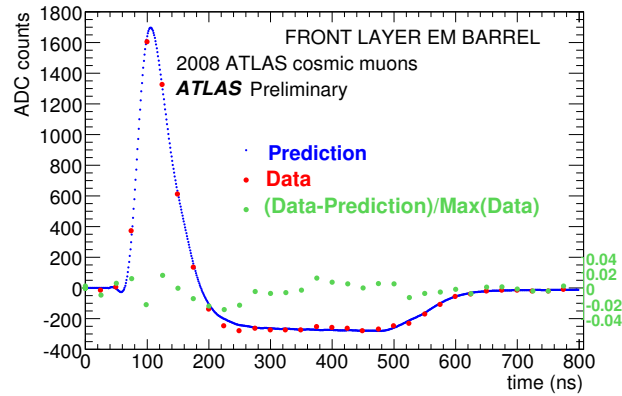


FIGURE 3.10 – Exemple de pulse du signal électronique enregistré dans la couche avant du calorimètre. Figure tirée des images publiques d’ATLAS.

est donc sensible à l’empilement sur jusqu’à 3 croisements de faisceaux.

Le bruit dû à l’empilement est donc donné par la largeur totale de la distribution d’énergie par cellule pour un nombre donné d’interactions par croisement de faisceau (μ) et un espacement de paquets Δt donné.

La réponse des shapers est échantillonnée tous les 25 ns. Des coefficients de filtrage (*Optimal Filter Coefficients*, OFCs) sont utilisés dans les calorimètres à argon liquide pour pondérer les

réponses des *shapers* sur 5 valeurs consécutives. Dans le cas où aucun empilement n'est attendu, les poids sont quasiment identiques. S'il y a présence d'empilement, certains poids peuvent être très faibles et même négatifs, ce qui fait dominer le bruit électronique mais restaure le niveau de référence à une valeur proche de 0.

La prise de données en 2011 ainsi que l'optimisation du seuil de bruit de fond ont été réalisées avec des OFCs optimisés pour un empilement nul. Pour la prise de données en 2012, ces OFCs ont été optimisés à $\mu = 30$ afin de réduire le bruit de fond.

Le seuil de bruit de fond doit être choisi assez haut de manière à ce que le nombre de topo-clusters n'augmente pas de manière importante avec l'empilement, mais ils doivent également être assez bas afin de couper aussi peu de signal que possible. Pour une distribution Gaussienne de bruit de fond, le nombre de topo-clusters est augmenté d'un facteur 5 si le bruit est sous-estimé de 10 %. Il est donc préférable de choisir un seuil correspondant à une valeur de μ attendue la plus grande, plutôt qu'à la valeur moyenne attendue.

La calibration locale décrite en section 3.2.1 dépend directement du seuil de bruit de fond choisi, dont la description détaillée et l'optimisation pour la prise de données en 2012 est décrite ci-dessous. En effet, ces seuils ont une influence directe sur la taille des topo-clusters (donc dans les variables utilisées pour calculer les poids), et aussi sur la quantité d'énergie devant être récupérée lors de la correction des effets de taille finie de l'amas. La calibration hadronique locale a donc dû être redérivée pour chaque valeur de seuil de bruit de fond testée.

3.4.1.3 Échantillons Monte-Carlo

Les échantillons simulés pour cette étude sont des échantillons QCD dijets générés avec le programme PYTHIA 6, utilisant le réglage AUET2B pour la cascade de partons et les interactions multiples entre partons. Pour modéliser les effets des collisions pp additionnelles, des interactions inélastiques et diffractives sont générées avec le réglage 4C du programme PYTHIA 8. Ces interactions de *pile-up* sont ensuite combinées avec le processus multijet de haute énergie, de telle sorte que le nombre total d'interactions est Poissonien. Pour chaque événement de processus dur, cette combinaison est répétée avec un nombre d'interactions de *pile-up* différent, correspondant à des distributions de Poisson dont la moyenne varie entre 0 et 40 par pas de 10, chaque pas correspondant à un échantillon différent. Ceci permet d'étudier le processus dur dans une large gamme de luminosité instantanée.

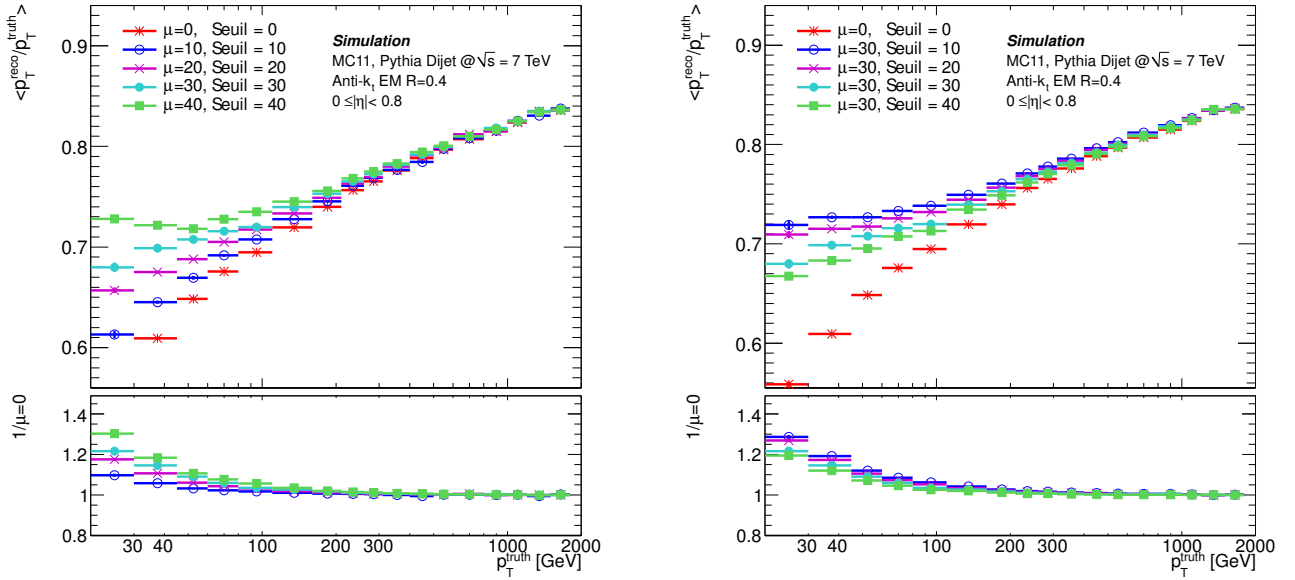
Le programme GEANT4 fait ensuite se propager les particules générées à travers le détecteur ATLAS et simule leurs interactions avec les matériaux du détecteur. Les dépôts d'énergie dans les couches actives du détecteur sont ensuite digitisés, et ainsi "traduites" en une structure brute similaire à celle obtenue lors de l'acquisition réelle des données. Chaque événement est ensuite reconstruit pour différentes valeurs de seuil de bruit.

3.4.1.4 Effet des seuils de bruit fond sur la performance des jets

3.4.1.4.1 Précision de la calibration

Pour cette étude, la correction des effets de l'empilement utilisée est la correction d'offset. Pour chaque valeur du seuil de bruit de fond, cette correction a dû être redérivée, ainsi que la calibration de l'échelle d'énergie des jets. La figure 3.11(b) montre l'effet du seuil de bruit de fond sur la réponse des jets anti- k_t à l'échelle électromagnétique, avec un paramètre $R=0.4$, en fonction de l'impulsion transverse du vrai jet associé, p_T^{truth} , selon la procédure décrite en section 3.3.3. Il y a une coupure sur le p_T des jets vrais et reconstruits, $p_T > 7$ GeV.

L'effet du seuil sur la réponse à l'échelle CONST est non négligeable, cela montre la nécessité de la redérivation de la calibration pour chaque configuration. Par ailleurs la figure 3.11(a) montre que l'augmentation du seuil proportionnellement avec le niveau d'empilement ne permet pas de compenser les effets de l'empilement sur l'échelle d'énergie des jets. La figure 3.12(a) montre le pur effet de l'empilement sur la réponse, à un seuil fixé.



(a) Réponse des jets à l'échelle EM ($R=0.4$) pour une configuration "symétrique" ($\mu=\text{seuil}$).

(b) Réponse des jets à l'échelle EM ($R=0.4$) à différentes valeurs de seuil, $\mu=30$.

FIGURE 3.11 – Réponse des jets à l'échelle EM pour diverses situations d'empilement et à divers seuils de bruits de fond.

Les jets de paramètre $R=0.6$ sont plus affectés par l'empilement que les jets de paramètre $R=0.4$, comme le montre la figure 3.12(c) ; étant plus larges spatialement, la contribution énergétique des interactions additionnelles de chaque événement à l'énergie du jet reconstruit est plus importante. Les jets calibrés localement (LC) utilisent des paramètres de calibration hadronique dérivés à $\mu = 0$ ⁵ et montrent ainsi une dépendance de leur réponse avec l'empilement plus grande que celle des jets EM, voir figure 3.12(b).

Même si l'échelle d'énergie à l'échelle constituante est affectée de manière non négligeable par l'empilement, la figure 3.6 montre que les techniques de calibrations utilisées dans ATLAS parviennent à ramener efficacement la réponse des jets au cas sans empilement après application de la correction d'offset, et arrivent à calibrer les jets à mieux que 2% jusqu'à un empilement moyen de 30 interactions additionnelles par croisement de paquets.

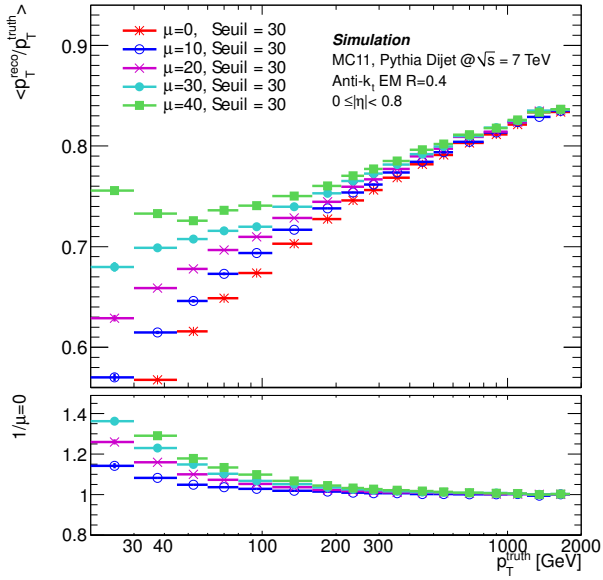
3.4.1.4.2 Résolution

La résolution fractionnelle est définie par $\sigma_{\mathcal{R}}/\mathcal{R}$, où $\mathcal{R}$ est la réponse en impulsion des jets, $p_T^{\text{reco}}/p_T^{\text{truth}}$. Il y a plusieurs origines différentes à l'étalement de la distribution de la réponse, qui sont modélisées par trois termes, ajoutés en quadrature :

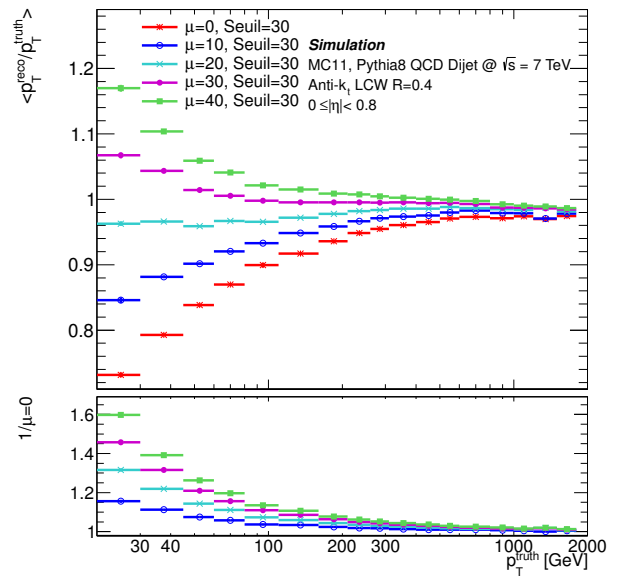
$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \frac{N}{p_T} \oplus \frac{S}{\sqrt{p_T}} \oplus C.$$

- Le premier terme, $\frac{N}{p_T}$, est le terme de bruit venant de l'empilement et de la chaîne électronique. N est peu dépendant de l'impulsion, mais le terme de bruit domine à bas p_T .
- Le second terme, appelé terme stochastique, vient des fluctuations dans l'expansion physique de la gerbe. Événement par événement, le nombre de particules chargées traversant les couches actives du calorimètre à échantillonnage varie. Ce terme est généralement important dans les valeurs intermédiaires d'impulsion transverse.
- Le terme constant, C , représente le "facteur de qualité" du calorimètre. Les contributions entrant dans ce terme proviennent des non-uniformités des régions instrumentées (dus par

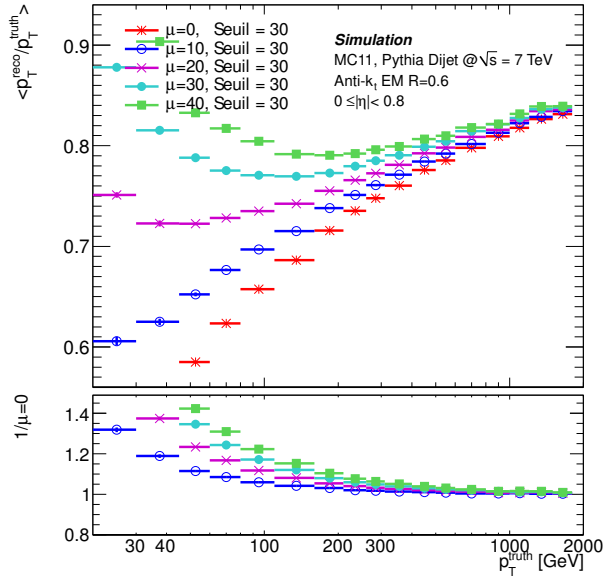
5. En présence d'empilement, le pouvoir de distinction entre les topo-clusters électromagnétiques et hadroniques est fortement dégradé.



(a) Réponse des jets à l'échelle EM ($R=0.4$) à différentes valeurs de μ , seuil=30.



(b) Réponse des jets à l'échelle LCW ($R=0.4$) à différentes valeurs de μ , seuil=30.

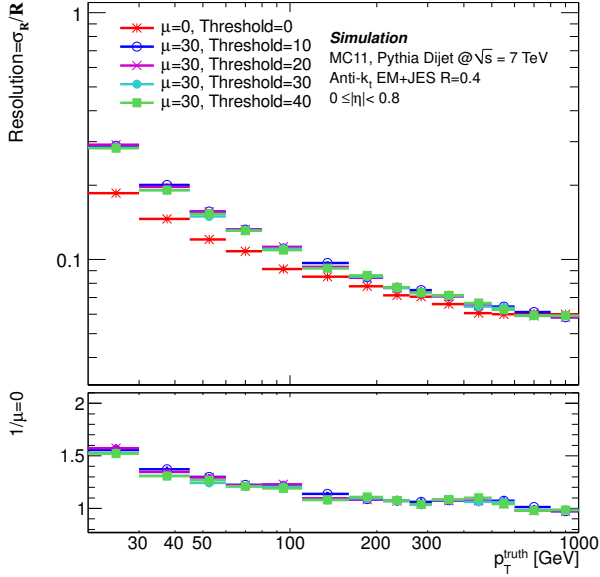


(c) Réponse des jets à l'échelle EM ($R=0.6$) à différentes valeurs de μ , seuil=30.

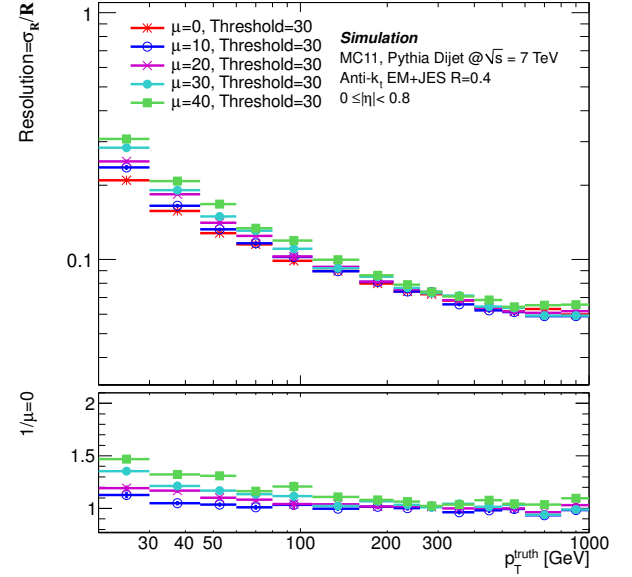
FIGURE 3.12 – Réponse des jets anti- k_t pour différentes configurations et collections : seuil de bruit augmentant proportionnellement avec le *pile-up* (3.11(a)), seuil fixé à 30 avec différentes valeurs de μ (3.12(c-e)), et $\mu=30$ à différentes valeurs de seuil (3.11(b)). Les jets sont sélectionnés dans la région centrale du calorimètre.

exemple à la géométrie du détecteur, aux imperfections dans la structure mécanique, à la présence de gradients de température, aux dommages radiatifs subits, etc...), et également, pour les jets, de la nature non-compensatrice du calorimètre hadronique de l'expérience ATLAS.

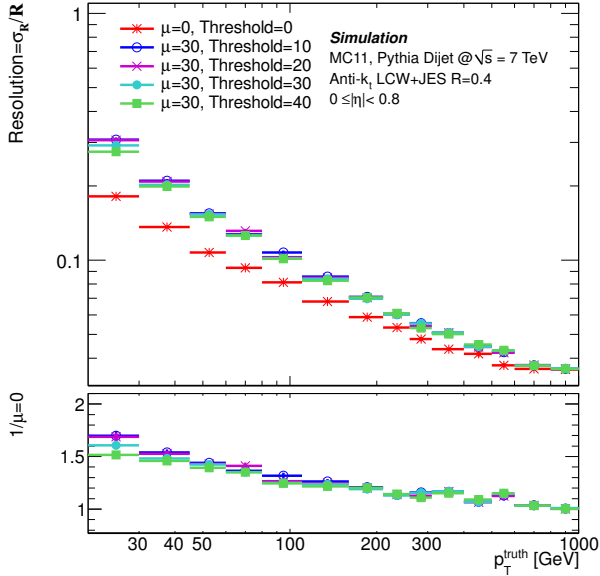
En effet, la fraction de particules chargées dans un jet, $f_{\pi^\pm}$, est sujette à des fluctuations événement-par-événement. On peut montrer que la réponse relative e/π (réponse électromagnétique divisée par réponse hadronique) est le point-clé de l'optimisation de la performance d'un calorimètre hadronique. Si elle est différente de 1, le calorimètre est dit non-compensé et les



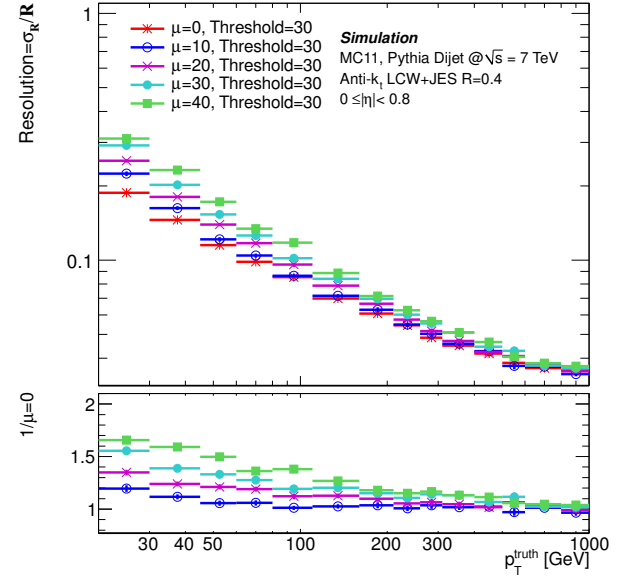
(a) Résolution en fonction de p_T^{vrai} pour différentes valeurs de seuil à $\mu = 30$, jets anti- k_t , $R=0.4$, échelle EM+JES



(b) Résolution en fonction de p_T^{vrai} pour différentes valeurs de μ à *seuil* = 30, anti- k_t , $R=0.4$, échelle EM+JES



(c) Résolution en fonction de p_T^{vrai} pour différentes valeurs de seuil à $\mu = 30$, anti- k_t , $R=0.4$, échelle LCW+JES



(d) Résolution en fonction de p_T^{vrai} pour différentes valeurs de μ à *seuil* = 30, anti- k_t , $R=0.4$, échelle LCW+JES

FIGURE 3.13 – Résolution des jets anti- k_t , $R=0.4$ (échelle EM+JES et LCW+JES) dans la région centrale ($|\eta| < 0.8$) du calorimètre.

fluctuations de $f_{\pi^\pm}$ rendent la réponse non linéaire et dégradent la résolution.

La résolution finale des jets dépend directement de la largeur de la distribution $p_T^{\text{reco}} - p_T^{\text{trai}}$ après soustraction de l'empilement (correction d'offset, ici). La figure 3.5 montre l'augmentation significative de cette largeur avec les conditions d'empilement. La correction de l'empilement ne suffit pas pour recouvrer la situation sans empilement ; l'augmentation du seuil a de même un effet faible comparé à la dégradation sur la résolution finale, voir section 3.4.1.4.

À l'échelle EM+JES, les jets (complètement calibrés) ont une résolution fractionnelle très dégradée par l'empilement également. La figure 3.13(b) montre la résolution fractionnelle en fonction de la vraie impulsion transverse à un seuil fixé à 30, pour différents niveaux d'empilement, dans une région centrale du calorimètre. Pour un jet LC avec $R=0.4$ de $p_T=25$ GeV, la résolution

est dégradée de 70% lorsque le niveau de pile-up passe de 0 à 40.

Ici encore, le seuil n'a pas d'effet important sur la résolution, comme on peut le voir sur la figure 3.13(a). Le seuil a plus d'effet sur le bruit dû à l'empilement que sur le coeur des jets de signal, qui sont peu affectés par le choix du seuil, légèrement entre 20 et 30 GeV.

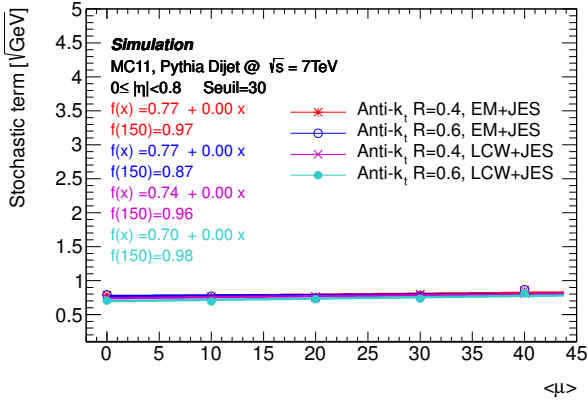
Ces courbes sont ajustées par la forme fonctionnelle comprenant les trois termes modélisants indiqués ci-dessus :

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \sqrt{\frac{N^2}{p_T^{\text{truth}2}} + \frac{S^2}{\sqrt{p_T^{\text{truth}}2}} + C^2}.$$

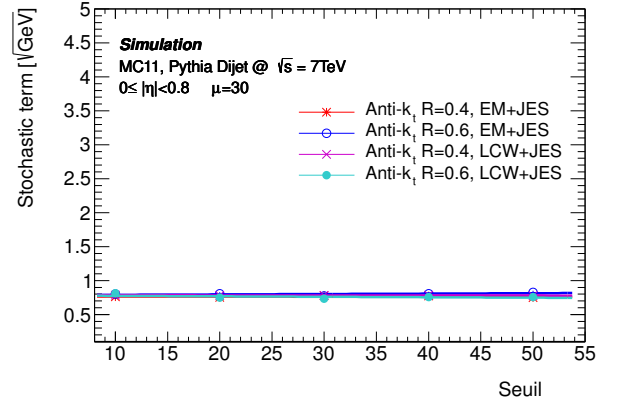
Afin d'avoir un ajustement le plus correct possible, la valeur de C est fixée à la valeur ajustée dans l'échantillon sans empilement. La résolution fractionnelle doit toujours être la même aux très larges impulsions transverses, et ce quel que soit le niveau d'empilement.

La figure 3.14 montre la dépendance du terme stochastique avec le seuil et avec l'empilement. Celle-ci est quasi-nulle, comme on doit s'y attendre si le paramètre ajusté reflète la signification physique du terme stochastique.

La figure 3.15(a) montre la dépendance forte du terme de bruit avec μ . Cela indique l'importance de cette composante pour la résolution des jets. Une fois de plus, les variations entre les différentes collections de jets sont prévisibles. Sur cette figure, la valeur de l'ajustement linéaire à $\mu = 150$ est aussi indiquée afin de donner une extrapolation approximative du terme de bruit pour les futures expériences fonctionnant à très haute luminosité. À $\mu = 150$, le terme de bruit dans la résolution est clairement dominant.



(a) Terme stochastique de la résolution en fonction de l'empilement à seuil=30



(b) Terme stochastique de la résolution en fonction du seuil à $\mu=30$

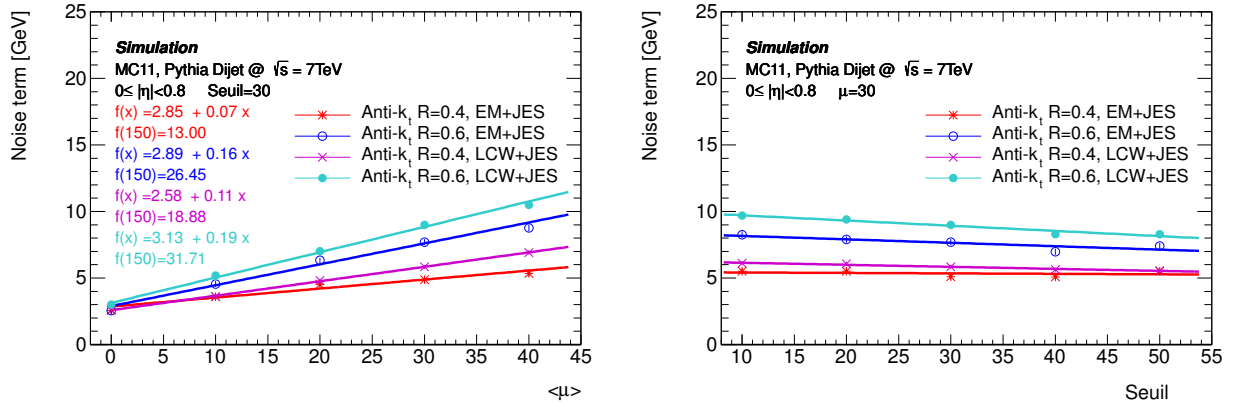
FIGURE 3.14 – Terme stochastique de la résolution en fonction de l'empilement et du seuil pour les jets anti- k_t EM et LCW avec $R=0.4$ et $R=0.6$ dans la région centrale du détecteur. La figure (a) montre la dépendance en μ à seuil constant et égal à 30, tandis que la figure (b) montre la dépendance vis-à-vis du seuil à μ constant et égal à 30.

La figure 3.15(b) montre une fois de plus le faible (bien qu'existant) impact du seuil sur la résolution. N décroît légèrement avec le seuil sur les jets de paramètre $R=0.6$, et montre une dépendance plus petite pour les jets de paramètre $R=0.4$.

3.4.1.4.3 Multiplicité des jets

Le seuil de bruit de fond peut aussi enlever des “faux” jets des événements ayant un empilement élevé en ramenant l'impulsion de tels jets en-dessous de la coupure requise par l'analyse physique.

Le nombre moyen de faux jets est défini comme suit : dans chaque événement, le nombre de jets qui est plus loin de $\Delta R=0.6$ d'un vrai jet dans une région en η du détecteur est compté. La



(a) Terme de bruit dans la résolution des jets, en fonction de μ à un seuil de 30 (b) Terme de bruit dans la résolution des jets, en fonction du seuil, à $\mu=30$

FIGURE 3.15 – Terme de bruit dans la résolution des jets, en fonction du *pile-up* (3.15(a)) et du seuil (3.15(b)) pour les jets anti- k_t EM et LCW avec $R=0.4$ et $R=0.6$ dans la région centrale, avec l'extrapolation à $\mu = 150$.

région en η	Anti- k_t R = 0.4 EM	Anti- k_t R = 0.4 LC	Anti- k_t R = 0.6 EM	Anti- k_t R = 0.6 LC
$ \eta < 0.8$	$6.2 \pm 0.1\%$	$9.4 \pm 0.1\%$	$6.0 \pm 0.0\%$	$5.1 \pm 0.0\%$
$1.2 \leq \eta < 2.8$	$17.5 \pm 0.1\%$	$16.9 \pm 0.1\%$	$22.2 \pm 0.1\%$	$12.6 \pm 0.1\%$
$3.2 \leq \eta < 4.5$	$9.6 \pm 0.2\%$	$11.1 \pm 0.2\%$	$32.0 \pm 0.4\%$	$31.8 \pm 0.4\%$

TABLE 3.1 – Décroissance du nombre de faux jets ayant un $p_T > 20$ GeV (en %) en passant d'une valeur de seuil de 20 à 30 pour chaque collection de jets dans trois régions en $|\eta|$.

moyenne sur tous les événements donne la valeur du nombre moyen de jets qui ne proviennent pas du processus dur et qui sont étiquetés comme faux.

Différentes coupures en p_T sont testées, reflétant les divers besoins variant selon les analyses de physique. L'effet de l'empilement en fixant le seuil est observé figure 3.16(a, b), ainsi que l'effet d'une variation de seuil figure 3.16(c, d) à un niveau d'empilement fixé à $\mu = 30$ en moyenne. Une augmentation du seuil de 20 à 30 fait décroître le nombre de faux jets de 6.2% pour les jets anti- k_t EM avec $R=0.4$, et de 9.4% pour les jets anti- k_t LCW avec $R=0.4$. La table 3.1 résume le gain en terme de décroissance du nombre de faux jets pour toutes les collections de jets dans diverses régions du détecteur.

Il a été vérifié en outre que l'augmentation du seuil n'entraîne pas de suppression des jets venant des processus durs.

3.4.1.5 Conclusion de l'étude

Il a été décidé de recommander un seuil de bruit de fond correspondant à un niveau d'empilement $\mu = 30$ pour la prise de données de 2012. Cette valeur est un compromis entre la suppression d'information provenant du signal et la dégradation de la résolution. Pour les jets LC, il s'est avéré qu'un seuil de bruit égal à 40 enlevait de l'information, même si la résolution ne semble pas pâtir d'un seuil élevé. Par ailleurs, un seuil excessivement bas impliquerait un biais en énergie important venant de l'empilement à l'échelle CONST, et un nombre d'événements passant le déclenchement trop élevé. L'espace de stockage des données sur les disques étant limité, il est nécessaire de choisir le seuil le plus élevé possible sans dégrader la performance des jets de l' E_T^{miss} . Par ailleurs, le choix du seuil doit être réalisé avant la prise de données, dont les conditions d'empilement ne sont pas connues par avance. Étant données les conditions d'empilement prévues pour la prise de données en 2012, les valeurs les plus raisonnables ayant été considérées étaient 20 et 30. Cette dernière valeur

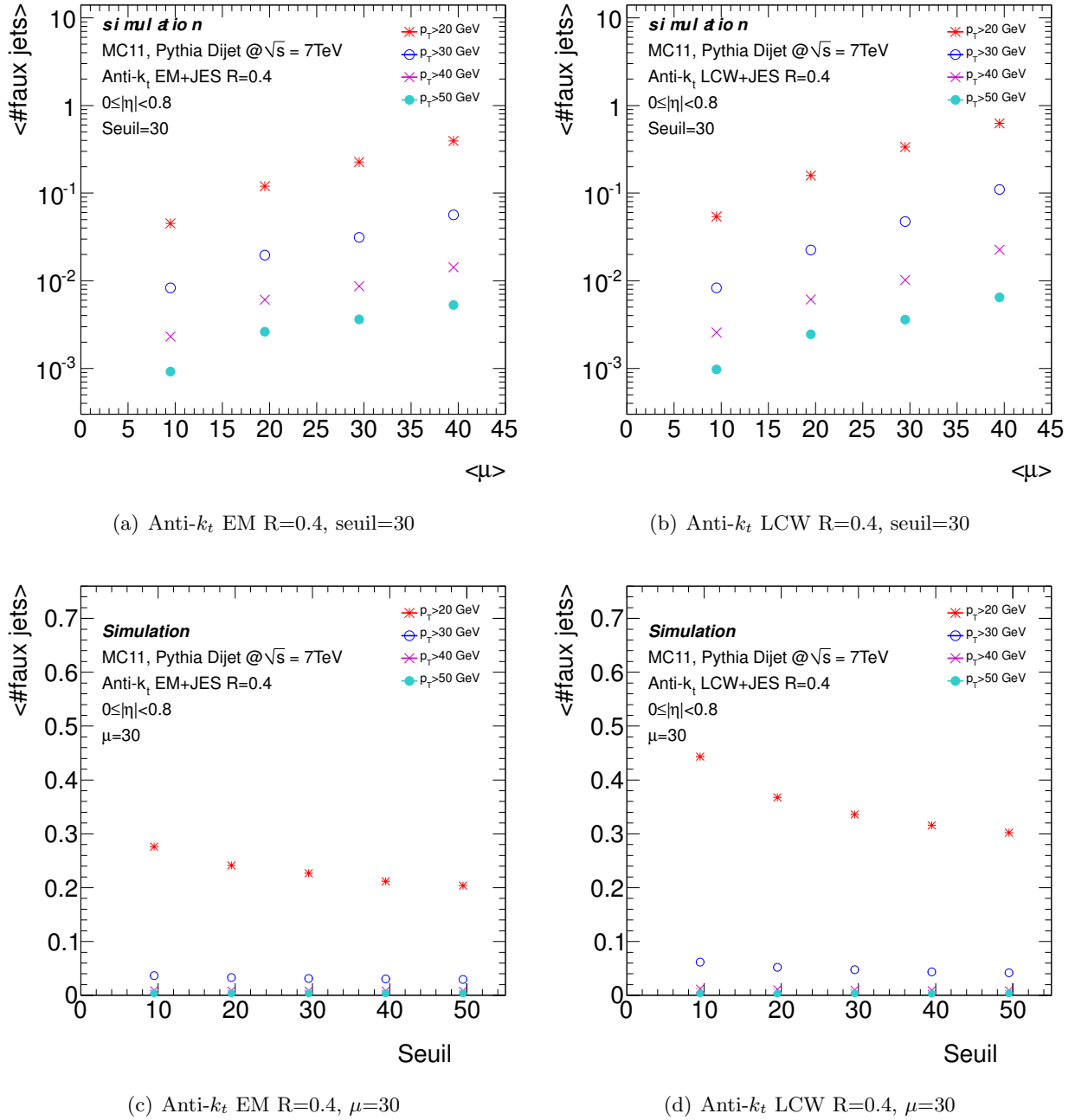


FIGURE 3.16 – Nombre de faux jets par événement en fonction du seuil et de μ dans la région centrale du détecteur, à l'échelle EM/LC+JES, pour différentes coupures en p_T .

enlevant un nombre appréciable de faux jets après application complète de la chaîne de calibration, elle a été favorisée. Elle permet également d'économiser de l'espace de stockage par rapport au seuil de 20. De plus, une amélioration de la résolution sur l'énergie transverse manquante ayant été observée pour un seuil de 30, cette valeur a été recommandée et appliquée à la prise de données en 2012.

3.4.2 Études des performances à très haut niveau d'empilement à $\sqrt{s} = 14$ TeV

Concluons ce chapitre avec une courte étude préliminaire réalisée dans la simulation afin de préparer la prise de données à $\sqrt{s} = 14$ TeV. Les échantillons simulés sont des événements dijets générés avec PYTHIA 8. À cette énergie dans le centre de masse, le nombre d'interactions moyen par croisement de faisceau atteindra des valeurs élevées, de l'ordre de $\langle\mu\rangle=200$. La figure 3.18 montre

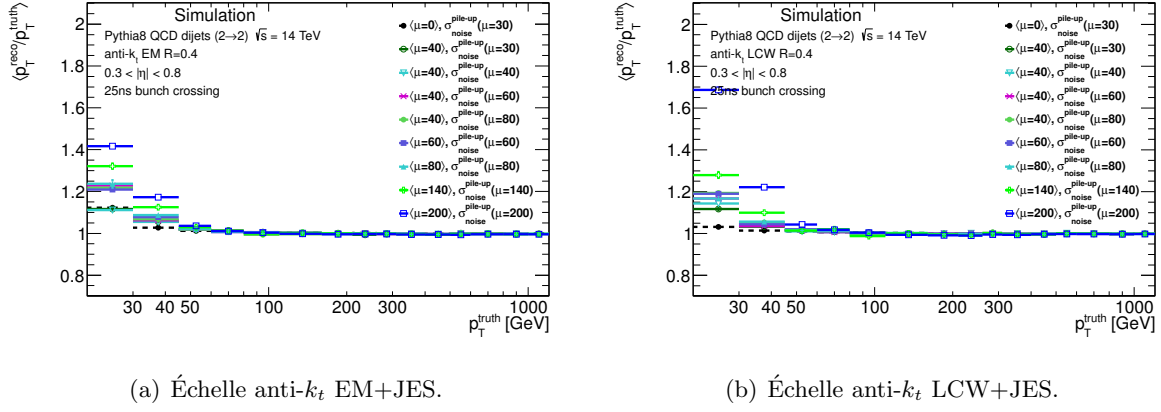


FIGURE 3.17 – Réponse en impulsion transverse des jets anti- k_t avec $R=0.4$ en fonction de p_T^{truth} dans la simulation, pour des événements dijet générés par PYTHIA 8, à $\sqrt{s} = 14$ TeV. Les diverses courbes correspondent à différentes valeurs de $\langle\mu\rangle$ indiquées sur la figure.

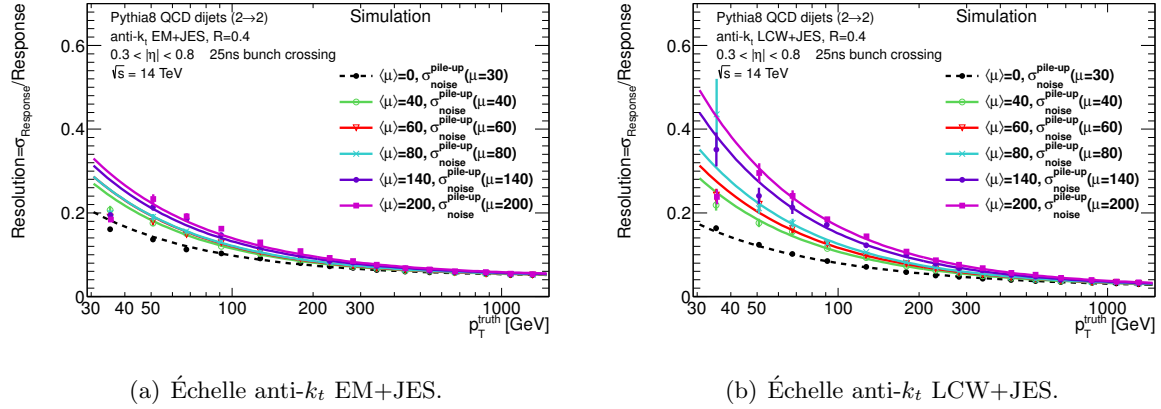


FIGURE 3.18 – Résolution fractionnelle en impulsion transverse des jets anti- k_t avec $R=0.4$ en fonction de p_T^{truth} dans la simulation, pour des événements dijet générés par PYTHIA 8, à $\sqrt{s} = 14$ TeV. Les diverses courbes correspondent à différentes valeurs de $\langle\mu\rangle$ et de seuil de bruit indiquées sur la figure.

la résolution des jets anti- k_t EM et LCW avec $R=0.4$ dans la simulation en fonction de p_T^{truth} à $\sqrt{s} = 14$ TeV. Pour un jet anti- k_t EM avec $R=0.4$ d'impulsion transverse $p_T=50$ GeV, la résolution à $\langle\mu\rangle=200$, d'environ 2.4, est dégradée d'environ 50% (elle était d'environ 1.6 à $\sqrt{s} = 7$ TeV avec $\langle\mu\rangle \in [20, 30]$ pour les valeurs de luminosité instantanée les plus élevées). La dégradation est plus élevée pour les jets LCW avec $R=0.4$. Par ailleurs, on peut noter que les ajustements aux résolutions en impulsion transverse des jets ne passent pas bien par les points en-dessous de 50 GeV, qui sont problématiques. Ces points souffrent de difficultés à calibrer les jets de basse impulsion transverse à très haute luminosité. En effet, à $\langle\mu\rangle=140$ (et même à partir de valeurs plus basses), la calibration se heurte aux effets considérables venant des jets d'empilement. Les corrections d'empilement usuelles, décrites dans le chapitre 3, doivent être revisitées afin d'adapter la calibration à ces conditions extrêmes. La figure 3.17 montre la fermeture sur la réponse en impulsion transverse en fonction de p_T^{truth} pour les mêmes collections de jets (anti- k_t EM et LCW, $R=0.4$) à différents niveaux d'empilement. Les poids pour les jets LCW, la correction *jet area* et la correction d'offset résiduelle, ainsi que la calibration JES ont été recalculées pour ces figures. On remarque les difficultés de calibration pour des jets de $p_T < 50$ GeV. Il sera donc nécessaire de trouver des moyens de contourner ces difficultés liées à l'empilement.

Bibliographie

- [1] G. P. Salam, *Towards Jetography*, Eur.Phys.J. **C67** (2010) 637–686, [arXiv:0906.1833 \[hep-ph\]](#). (Cité en page 63.)
- [2] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, *The Anti- $k(t)$ jet clustering algorithm*, JHEP **0804** (2008) 063, [arXiv:0802.1189 \[hep-ph\]](#). (Cité en pages 53, 63 et 64.)
- [3] ATLAS Collaboration, *Pile-up corrections for jets from proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in ATLAS in 2011*, ATLAS-CONF-2012-064 (2012) . <https://cds.cern.ch/record/1453781>. (Cité en page 65.)
- [4] M. Cacciari and G. P. Salam, *Pileup subtraction using jet areas*, Phys.Lett. **B659** (2008) 119–126, [arXiv:0707.1378 \[hep-ph\]](#). (Cité en page 66.)
- [5] ATLAS Collaboration, *Jet energy scale and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV with ATLAS 2011 data*, ATLAS-CONF-2013-004 (2013) . <https://cds.cern.ch/record/1509552>. (Cité en pages 68 et 72.)
- [6] ATLAS Collaboration, *In situ jet pseudorapidity intercalibration of the ATLAS detector using dijet events in $\sqrt{s}=7$ TeV proton-proton 2011 data*, ATLAS-CONF-2012-124 (2012) . (Cité en pages 68 et 73.)
- [7] ATLAS Collaboration, *Probing the measurement of jet energies with the ATLAS detector using photon+jet events in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, ATLAS-CONF-2012-063 (2012) . <https://cds.cern.ch/record/1459528>. (Cité en page 69.)
- [8] ATLAS Collaboration, *Probing the measurement of jet energies with the ATLAS detector using Z+jet events from proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, ATLAS-CONF-2012-053 (2012) . <https://cds.cern.ch/record/1452641>. (Cité en page 69.)
- [9] ATLAS Collaboration, *TeV-scale jet energy calibration using multijet events including close-by jet effects at the ATLAS experiment*, ATLAS-CONF-2013-003 (2013) . <https://cds.cern.ch/record/1504740>. (Cité en pages 70 et 73.)
- [10] ATLAS Collaboration, *Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, Eur.Phys.J. **C73** (2013) 2304, [arXiv:1112.6426 \[hep-ex\]](#). (Cité en pages 70, 72, 73 et 123.)
- [11] ATLAS Collaboration Collaboration, ATLAS Collaboration, *Single hadron response measurement and calorimeter jet energy scale uncertainty with the ATLAS detector at the LHC*, Eur. Phys. J. C **73** (2012) no. arXiv :1203.1302. CERN-PH-EP-2012-005, 2305. 36 p. <http://arxiv.org/abs/1203.1302>. (Cité en page 72.)
- [12] ATLAS Collaboration, *Jet energy measurement and systematic uncertainties using tracks for jets and for b-quark jets produced in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2013-002 (2013) . <http://cds.cern.ch/record/1445265>. (Cité en pages 73 et 122.)
- [13] W. Lampl, S. Laplace, D. Lelas, P. Loch, H. Ma, S. Menke, S. Rajagopalan, D. Rousseau, S. Snyder, and G. Unal, *Calorimeter Clustering Algorithms : Description and Performance*, ATL-LARG-PUB-2008-002 (2008) . <https://cds.cern.ch/record/1099735>. (Cité en page 74.)

Mesure de la masse du quark top dans le canal semi-leptonique à $\sqrt{s} = 7$ TeV

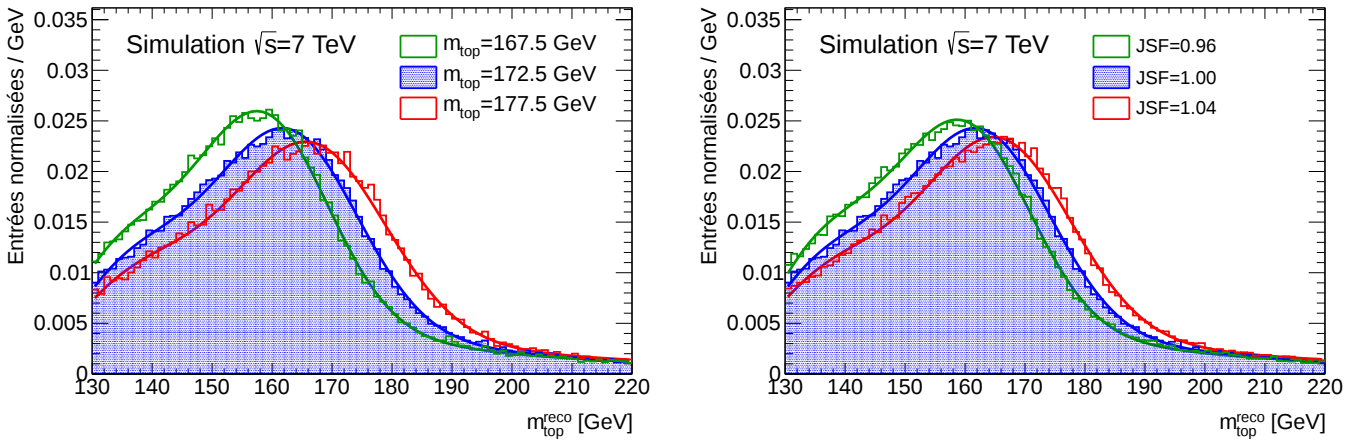
Sommaire

4.1	Introduction	87
4.2	Reconstruction des objets physiques et sélection des événements	90
4.3	Estimation du signal	90
4.4	Estimation des bruits de fond	91
4.4.1	Bruits de fond modélisés par les simulations	91
4.4.2	Bruits de fond estimés à partir des données	92
4.4.3	Conclusion sur la sélection	95
4.5	Reconstruction des désintégrations des paires $t\bar{t}$	98
4.5.1	L'ajustement cinématique KLFitter	98
4.5.2	Les trois observables	100
4.6	Méthode des templates tridimensionnelle	102
4.6.1	Paramétrisation des <i>templates</i>	104
4.6.2	Obtention des fonctions de densité de probabilité	106
4.6.3	Maximisation de la vraisemblance	107
4.6.4	Pseudo-expériences dans la simulation	109
4.7	Résultats dans les données	114
4.8	Incertitudes systématiques	116
4.8.1	JSF et bJSF	117
4.8.2	Calibration de la méthode	117
4.8.3	Générateur du signal Monte-Carlo	118
4.8.4	Modèle d'hadronisation	118
4.8.5	Événement sous-jacent	118
4.8.6	Reconnexion de couleur	118
4.8.7	Radiations dans l'état initial et final (ISR/FSR)	119
4.8.8	PDF du proton	120
4.8.9	Bruit de fond W +jets	120
4.8.10	Bruit de fond QCD multijets	121
4.8.11	Échelle d'énergie des jets (JES)	121
4.8.12	Échelle d'énergie relative des jets de b (bJES)	122
4.8.13	Résolution en énergie des jets	123
4.8.14	Efficacité de reconstruction des jets	123
4.8.15	Étiquetage des jets de b	123
4.8.16	Énergie transverse manquante (E_T^{miss})	123
4.8.17	Interactions multiples additionnelles (empilement)	123
4.8.18	Discussion des incertitudes obtenues avec chaque méthode	124
4.9	Conclusion	125
4.A	Annexe : Distributions après sélection finale	126
4.B	Annexe : KLFitter et les fonctions de transfert	128
4.C	Annexe : Expression des coefficients des PDFs	129
4.D	Annexe : incertitude liée à l'étiquetage des jets de b	130

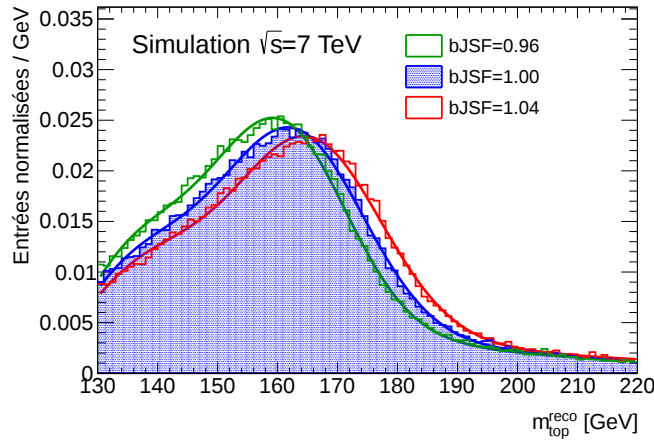
4.E	Annexe : impact des bruits de fond sur l'analyse	131
4.F	Annexe : incertitude systématique due à l'empilement	133
	Bibliographie	134

4.1 Introduction

Le quark top se désintégrant avant d'être détecté, sa masse est mesurée à partir de ses produits de désintégration observés. Dans le canal semi-leptonique, un des deux quarks de la paire $t\bar{t}$ se désintègre hadroniquement. Ceci permet donc de reconstruire la distribution de masse invariante $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$ ¹ du quark top (ou antitop), à partir des trois jets de quarks issus de ce quark top (ou antitop). Cette distribution reconstruite fournit un estimateur, sensible à la valeur de la masse du quark top m_{top} . Bien que cette distribution de masse invariante ne soit pas la distribution de Breit-Wigner prédite théoriquement, à cause des effets de reconstruction, la distribution de cette observable (et notamment la position du pic) est très sensible à la masse du quark top m_{top} . En faisant varier la masse du quark top dans la simulation, on peut prédire la variation de cette distribution. Cette sensibilité est illustrée figure 4.1(a). Il est ensuite possible de comparer les données avec la simulation, et de mesurer la valeur de la masse du quark top (par exemple avec un maximum de vraisemblance, méthode utilisée ici et décrite en section 4.6).



(a) Distribution de masse du top reconstruit à différentes valeurs de masse du top générées. (b) Distribution de masse du top reconstruit à différentes valeurs de JSF.

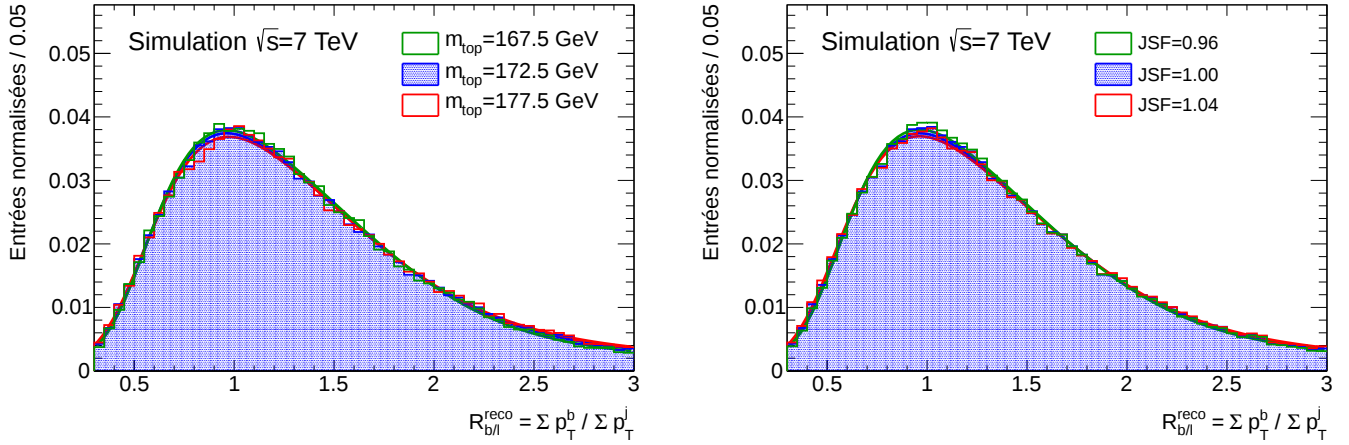


(c) Distribution de masse du top reconstruit à différentes valeurs de bJSF.

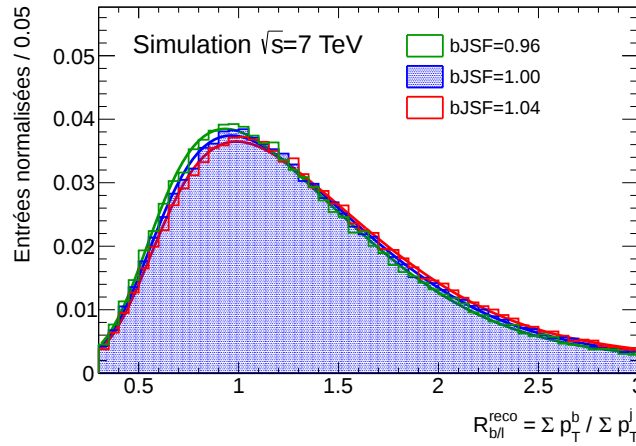
FIGURE 4.1 – Distributions de $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$ après changements de divers paramètres, après sélection et reconstruction dans la simulation d'événements $t\bar{t}$.

Le problème principal de cette méthode, vient du fait que l'estimateur $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$ montre une sensibilité importante à l'échelle d'énergie (JES) des jets. Nous avons vu section 3.3.4.4 que la calibration

1. La distribution utilisée dans cette analyse est en fait légèrement différente, et son obtention est décrite en section 4.5.2



(a) Distribution de l'observable R_{lb}^{reco} à différentes valeurs de masse du top générées. (b) Distribution de l'observable R_{lb}^{reco} à différentes valeurs de JSF.



(c) Distribution de l'observable R_{lb}^{reco} à différentes valeurs de bJSF.

FIGURE 4.2 – Distributions de R_{lb}^{reco} après changements de divers paramètres, après sélection et reconstruction dans la simulation d'événements $t\bar{t}$.

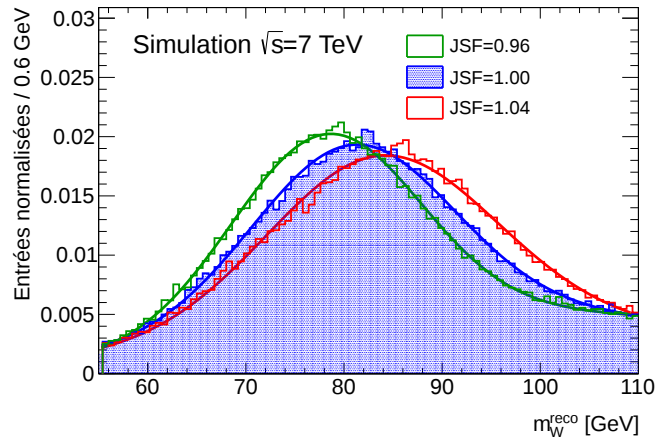


FIGURE 4.3 – Distribution de masse du boson W reconstruit à différentes valeurs de JSF.

de la JES atteint une précision de l'ordre de quelques %, variant suivant les régions de l'espace des phases. Étant donné que le pic de la distribution de masse invariante des trois jets se situe autour de 170 GeV, 1% d'incertitude sur la JES donnera $\sim 1.7 \text{ GeV}$ d'incertitude sur la masse du quark

top mesurée. Cette sensibilité est illustrée sur la figure 4.1(b), où la distribution $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$ est montrée après variation de l'échelle d'énergie des jets d'un facteur JSF^{in} prenant trois valeurs différentes. La variation de cette échelle d'énergie est effectuée au niveau reconstruit, après application de la chaîne de calibration. La définition du *jet scale factor* JSF^{in} s'exprime à partir de l'impulsion transverse d'un jet sélectionné :

$$p_{\text{T}}^{\text{jet}} = \text{JSF}^{\text{in}} \times p_{\text{T}}^{\text{reco}}. \quad (4.1)$$

La seconde incertitude ayant un impact potentiellement élevé vient de l'échelle d'énergie relative des jets de quarks b (ayant une topologie différente de celle des jets légers), qui est le rapport entre l'échelle d'énergie des jets de b et l'échelle d'énergie des jets légers (bJES). Étant donné que le quadrivecteur d'un jet de quark b rentre dans le calcul de l'estimateur $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$, toute incertitude sur cette bJES a un impact potentiel également important sur la précision de la mesure. La sensibilité de la distribution de $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$ à la bJES est illustrée figure 4.5.1. De la même manière que pour JSF^{in} , on peut définir bJSF^{in} par l'impulsion transverse d'un jet de b auquel on a appliqué ce facteur d'échelle :

$$p_{\text{T}}^{\text{b-jet}} = \text{bJSF}^{\text{in}} \times \text{JSF}^{\text{in}} \times p_{\text{T}}^{\text{reco}}. \quad (4.2)$$

L'idée exploitée dans la méthode décrite ici, appelée méthode des *templates* tridimensionnelle, est de reconstruire la distribution de masse du boson W , $m_{\text{W}}^{\text{reco}}$, en utilisant la masse invariante des deux jets légers originaires de ce boson W afin de contraindre l'échelle d'énergie des jets pour pallier la différence observée entre données et simulation. Cette observable est en effet également sensible à la JES, comme montré figure 5.4, et permet la mesure du rapport de la JES entre simulation et données, le *jet scale factor* JSF : la variation de la distribution de $m_{\text{W}}^{\text{reco}}$ avec JSF^{in} est observée dans la simulation, et l'on peut comparer la distribution de $m_{\text{W}}^{\text{reco}}$ dans les données avec cette variation. Cette comparaison donne le *jet scale factor* JSF :

$$\text{JSF} = \frac{\langle p_{\text{T},\text{données}}^{\text{reco}} \rangle}{\langle p_{\text{T},\text{MC}}^{\text{reco}} \rangle}, \quad (4.3)$$

qui est un rapport entre échelle d'énergie des jets dans les données et dans la simulation moyennée sur tous les événements sélectionnés. Ainsi, la contrainte *in-situ* venant de l'observable $m_{\text{W}}^{\text{reco}}$ sur l'échelle d'énergie des jets permet de retrouver la bonne valeur de masse du quark top, et d'éviter d'obtenir une incertitude systématique de l'ordre du GeV. Cette méthode utilisant deux observables est appelée "méthode des *templates* bidimensionnelle" (ou méthode 2D) et est décrite dans la référence [1].

La troisième dimension vient d'une observable, $R_{\text{lb}}^{\text{reco}}$, définie section 4.6 à partir des impulsions transverses des jets de l'événement :

$$R_{\text{lb}}^{\text{reco}} = \frac{p_{\text{T}}^{\text{blep}} + p_{\text{T}}^{\text{bhad}}}{p_{\text{T}}^{W_{\text{jet}1}} + p_{\text{T}}^{W_{\text{jet}2}}},$$

les impulsions du numérateur étant celles des jets reconstruits assignés aux quarks de b de l'événement, les impulsions du dénominateur étant celles des jets reconstruits assignés aux quarks issus du W hadronique de l'événement. Cette observable permet de contraindre de façon similaire la bJES de façon *in-situ* dans les données, en mesurant le rapport d'échelle d'énergie des jets de b au niveau reconstruit entre données et simulation, bJSF . On peut définir ce facteur par :

$$\text{bJSF} = \frac{\langle p_{\text{T},\text{données}}^{\text{reco,b-jet}} \rangle}{\langle p_{\text{T},\text{MC}}^{\text{reco,b-jet}} \rangle}. \quad (4.4)$$

L'observable $R_{\text{lb}}^{\text{reco}}$ a une sensibilité aux variations de la bJES illustrée figure 4.2(c) en faisant varier le facteur d'échelle d'énergie des jets de vrais b relativement aux jets légers bJSF^{in} . Cette méthode, perfectionnant la méthode 2D, est appelée méthode des *templates* tridimensionnelle (ou

méthode 3D), et permet d'obtenir un gain substantiel (et quantifié section 4.8) sur l'incertitude systématique totale.

Afin d'analyser les désintégrations de paires $t\bar{t}$ produites, une sélection des événements, décrite section 4.2 est nécessaire. L'estimation du nombre d'événements $t\bar{t}$ issus des désintégrations de paires $t\bar{t}$ passant cette sélection est réalisée à l'aide de la simulation Monte-Carlo, dont les détails sont décrits section 4.3. L'estimation des bruits de fond est donnée en section 4.4, et la reconstruction des paires $t\bar{t}$, indispensable à la reconstruction des trois observables, en section 4.5. La méthode elle-même est décrite section 4.6, et les résultats dans les données sont ensuite indiqués section 4.7.

4.2 Reconstruction des objets physiques et sélection des événements

Afin de filtrer les événements $t\bar{t}$ qui se désintègrent dans le canal semi-leptonique, nous utilisons une sélection basée sur les électrons, les muons, les jets et l'énergie transverse manquante (E_T^{miss}), définis en section 2.4.7.

La sélection des événements utilise des coupures bien adaptées à la topologie des désintégrations de paires $t\bar{t}$ dans le canal semi-leptonique, tout en optimisant le rapport signal sur bruit. Ces coupures sont les suivantes :

- Le système de *trigger* approprié (électron ou muon suivant le canal) doit avoir été déclenché. Les seuils de déclenchement sont 20 ou 22 GeV pour le canal e+jets (suivant la période d'acquisition), et 18 GeV pour le canal μ +jets.
- L'événement doit contenir un et un seul lepton, ayant une énergie transverse $E_T > 25$ GeV pour les électrons, et $p_T > 20$ GeV pour les muons (qui doivent également correspondre à l'objet ayant déclenché le *trigger*)
- Dans le canal μ +jets, les conditions $E_T^{\text{miss}} > 20$ GeV et $E_T^{\text{miss}} + m_W^T > 60$ GeV sont requises ; dans le canal e+jets, les conditions sont plus strictes car le niveau de bruit de fond multijets avec un faux électron est plus élevé. Il est alors demandé d'avoir $E_T^{\text{miss}} > 30$ GeV et $m_W^T > 30$ GeV
- La présence d'au moins 4 jets ayant $p_T > 25$ GeV, $|\eta| < 2.5$ et $|JVF| > 0.75$ est requise. Au moins un de ces jets doit être étiqueté comme jet de b . L'efficacité d'étiquetage dépend de l'espace des phases et est en moyenne d'environ 70%, ce qui correspond à une réjection des jets légers d'environ 130.

4.3 Estimation du signal

La production et la désintégration de paires $t\bar{t}$ et de quarks top célibataires sont estimées à l'aide de simulations Monte-Carlo. Ces processus utilisent tous deux le programme de génération Monte-Carlo au *next-to-leading order* (NLO) POWHEG-hvq [2] avec les *PDFs* CT10 [3]. La cascade partonique, l'hadronisation et la modélisation de l'événement sous-jacent (c'est-à-dire tous les aspects de l'interaction hadronique qui ne relèvent pas du processus dur) sont réalisées grâce au programme PYTHIA [4] avec le réglage Perugia 2011C (P2011C) [5]. Pour la construction des *templates* de signal, les échantillons d'événements $t\bar{t}$ et de top célibataire sont générés à différentes valeurs de m_{top} , plus précisément, en GeV, (165, 167.5, 170, 172.5, 175, 177.5, 180), l'échantillon ayant le plus de statistique (15 millions d'événements) étant celui à valeur de masse centrale $m_{\text{top}}=172.5$ GeV. Tous les échantillons Monte-Carlo sont normalisés à leur section efficace prédite pour des collisions proton-proton à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV. Celle de la production de paires $t\bar{t}$ est de 167_{-18}^{+17} pb pour une masse du quark top $m_{\text{top}}=172.5$ GeV. Elle est calculée à un ordre approximativement NNLO en QCD avec le logiciel Hathor 1.2 [6], qui utilise les ensembles de PDFs 90% NNLO MSTW2008 [7]. Ces PDFs incluent les incertitudes sur la constante de couplage α_s , conformément à la prescription MSTW [8], ajoutée en quadrature à

l'incertitude sur l'échelle. Cette valeur de section efficace a aussi été vérifiée à l'aide d'un calcul NLO+NNLL [9] implémenté dans le logiciel Top++ 1.0 [10]. Comme indiqué dans le chapitre 2, les valeurs NNLO+NNLL sont également connues depuis récemment ; elles n'ont pas été utilisées au moment du travail réalisé.

En ce qui concerne la production de top célibataire, les valeurs suivantes ont été utilisées :

- dans la voie t , la valeur NNLO(approx.)+NNLL est $\sigma = 64.57^{+2.63}_{-1.74} \text{ pb}$ [11] ;
- dans la voie s , la valeur NNLO(approx.)+NNLL est $\sigma = 4.63^{+0.20}_{-0.18} \text{ pb}$ [12] ;
- dans la production associée avec un boson W (voie Wt), la valeur NNLO(approx.)+NNLL est $\sigma = 15.74^{+1.17}_{-1.21} \text{ pb}$ [13].

4.4 Estimation des bruits de fond

Les différents bruits de fond, processus autres que la production de paires $t\bar{t}$, et passant les coupures décrites dans la section 4.2, sont estimés à partir des simulations lorsque les distributions dans les régions de contrôle (espaces des phases enrichis en événements provenant de ces processus) montrent un bon accord entre données et simulation. Si ce n'est pas le cas, les formes et/ou la normalisation des distributions sont estimées à partir des régions de contrôle dans les données, avec des techniques diverses, dont deux sont décrites en section 4.4.2.

4.4.1 Bruits de fond modélisés par les simulations

Les bruits de fond modélisés par les simulations sont les suivants :

Le bruit de fond W +jets

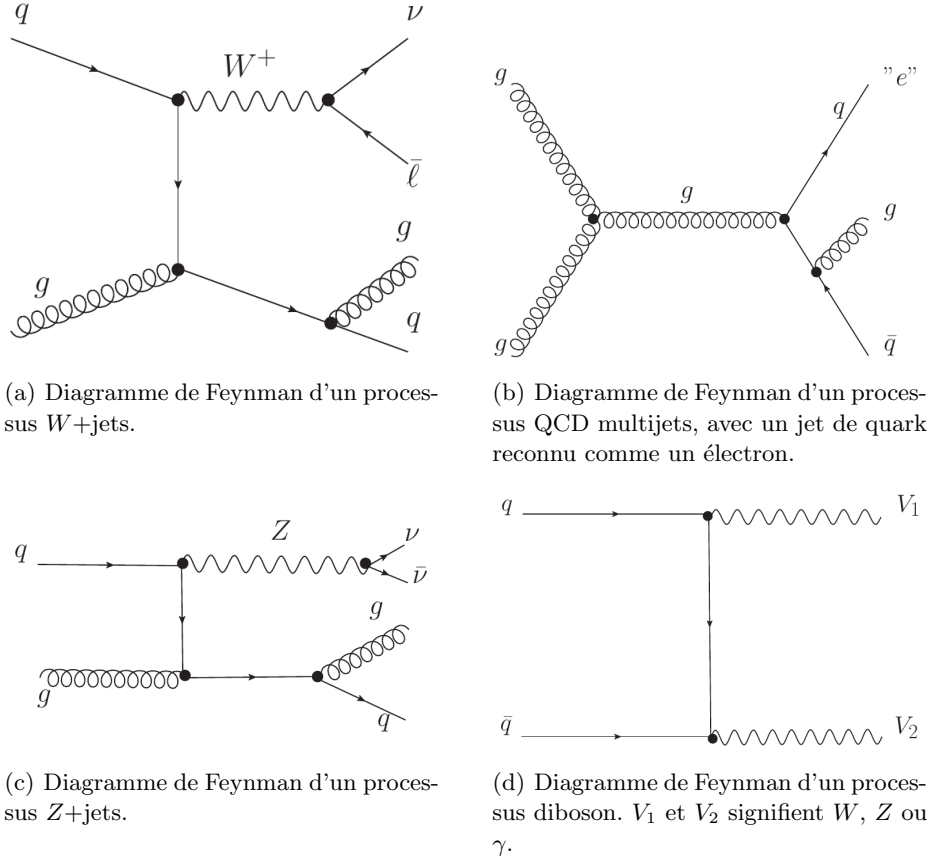
Le bruit de fond W +jets est généré avec le programme ALPGEN [14] pour les éléments de matrice, interfacé avec HERWIG [15] et JIMMY [16] pour la cascade de partons et l'hadronisation des jets. Lorsque le boson W se désintègre en paire lepton-neutrino, et qu'il est produit avec plusieurs jets (exemple figure 4.4(a)), sa signature est similaire à celle du signal. En effet, ce processus produit un lepton, un neutrino, et des jets pouvant provenir non seulement du processus au *leading order*, mais également de l'empilement, et des radiations de gluons dans l'état initial et final. Les formes des distributions du bruit de fond W +jets sont estimées grâce à la simulation, mais leur normalisation est obtenue à partir des données, voir section 4.4.2.

Le bruit de fond Z +jets

Les événements du bruit de fond Z +jets sont générés grâce aux mêmes programmes que ceux utilisés pour la simulation des événements du bruit de fond W +jets, c'est-à-dire ALPGEN, HERWIG et JIMMY. Un exemple de processus Z +jets ayant une signature analogue à celle du signal est donné avec le diagramme de Feynman, figure 4.4(c). Lorsqu'un lepton provenant de la désintégration du boson Z n'est pas identifié (ou identifié comme un jet), l'événement Z +jets peut passer les coupures de sélection. La section efficace de production du processus Z +jets est d'environ 1 nb pour chaque canal [17] à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, ce qui est donne une faible contribution de ce bruit de fond (presque dix fois plus faible que le bruit de fond W +jets) une fois les coupures de sélection appliquées.

Le bruit de fond diboson

De façon évidente, à la lumière de la description des bruits de fond précédents, les processus conduisant à un état final comprenant deux bosons (WW , WZ , ZZ) sont des processus pouvant mimer la production de paires $t\bar{t}$ dans le détecteur ATLAS (un exemple est donné figure 4.4(d)). Ils sont générés avec le programme HERWIG et ont une faible section efficace, entre 5 et 50 pb à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ suivant les bosons ([18–20]), ce qui en fait un bruit de fond mineur de l'analyse $t\bar{t} \rightarrow \ell + \text{jets}$.

FIGURE 4.4 – Bruits de fond du processus étudié $t\bar{t} \rightarrow \ell + \text{jets}$.

4.4.2 Bruits de fond estimés à partir des données

Le bruit de fond W +jets

La normalisation de ce bruit de fond est estimée à partir des données, grâce à une méthode reposant sur l'asymétrie de charge des bosons W . Au LHC, les bosons W^+ sont produits en plus grande quantité que les bosons W^- . Le rapport théorique des sections efficaces de ces deux processus, r_{MC} , est connu avec une plus grande précision que les sections efficaces individuelles. La méthode utilise aussi le fait que l'asymétrie de charge des leptons de haut p_T dans les données est essentiellement due aux événements W +jets. Ainsi, la différence entre le nombre d'événements avec un lepton chargé positivement (N^+) et le nombre d'événements avec un lepton chargé négativement (N^-) dans les événements sélectionnés permet d'estimer la contribution du bruit de fond W +jets :

$$N_{W+\text{jets}} = (N^+ - N^-) \times \frac{r_{MC} + 1}{r_{MC} - 1},$$

où r_{MC} est calculé à partir des événements W +jets de la simulation passant la sélection ℓ +jets. Les quelques événements des autres bruits de fond créant une asymétrie de charge (provenant par exemples des processus Z +jets ou diboson) sont évalués grâce à la simulation et soustraits aux nombres N^+ et N^- avant le calcul de $N_{W+\text{jets}}$. Une méthode reposant sur l'étiquetage des jets permet de déterminer la composition en saveur du nombre final.

Le bruit de fond QCD multijets

Tous les processus de chromodynamique quantique amenant à observer au moins 4 jets dans le détecteur sont des événements susceptibles de passer les coupures de sélection, si l'un des jets est identifié en tant que lepton (on parle de faux lepton). La section efficace totale de ces réactions est conséquente, car elle inclut tous les processus ayant plusieurs quarks et gluons dans l'état final. Par ailleurs, les désintégrations semi-leptoniques de hadrons peuvent produire des muons ou

des électrons, qui pourront donc être malencontreusement identifiés comme partie de l'état final requis. Des électrons passant les critères de sélection peuvent également provenir de la conversion de photons.

Étant donné que cette mauvaise identification de leptons dépend fortement des effets de détecteur, de la reconstruction des objets et des critères d'isolation requis, une modélisation de ces événements basée sur la simulation n'est pas suffisante, et des techniques d'estimation de ce bruit de fond à partir des données sont nécessaires.

Les événements des données sont pondérés selon leur probabilité de contenir un faux lepton, ce qui permet d'obtenir à la fois la forme et la normalisation des distributions correspondant à la contribution du bruit de fond multijets. Des méthodes différentes sont utilisées selon le canal (électron ou muon). Elles sont toutes deux basées sur deux sélections d'événements, l'une où la coupure est relâchée (*loose*), et l'autre où la coupure est stricte (*tight*) et correspond à celle de l'analyse.

Estimation dans le canal e+jets

La contribution multijets dans le canal e+jets est estimée grâce à une méthode matricielle, basée sur une sélection de l'électron plus ou moins stricte. On peut écrire le nombre d'événements *loose* de la façon suivante :

$$N^{loose} = N_{vrai}^{loose} + N_{faux}^{loose},$$

où N_{vrai}^{loose} et N_{faux}^{loose} sont les nombres d'événements contenant respectivement des vrais et des faux leptons, passant les coupures *loose*. Le nombre d'événements passant la sélection *tight* peut s'écrire :

$$N^{tight} = \varepsilon_{vrai} N_{vrai}^{loose} + \varepsilon_{faux} N_{faux}^{loose},$$

où ε_{vrai} (respectivement ε_{faux}) est l'efficacité de passage de la coupure *tight* pour un vrai (respectivement faux) lepton. Ces efficacités sont définies par :

$$\varepsilon_{vrai} = \frac{N_{vrai}^{tight}}{N_{vrai}^{loose}}, \quad \varepsilon_{faux} = \frac{N_{faux}^{tight}}{N_{faux}^{loose}}.$$

N_{vrai}^{tight} (respectivement N_{faux}^{tight}) est le nombre d'événements contenant un vrai (respectivement faux) lepton passant la sélection *tight*. Le nombre d'événements contenant un faux lepton et passant la sélection *tight* (qui est précisément la contribution du bruit de fond dans l'analyse) peut s'écrire :

$$N_{faux}^{tight} = \frac{\varepsilon_{faux}}{\varepsilon_{vrai} - \varepsilon_{faux}} \times (\varepsilon_{vrai} N^{loose} - N^{tight}).$$

Si les efficacités sont indépendantes de la topologie de l'événement, il est possible d'utiliser des événements de topologie plus simple, et de haute statistique, comme ceux contenant un boson Z dans l'état final, afin de calculer ces efficacités. L'efficacité ε_{vrai} est ainsi calculée avec une méthode dite *tag - and - probe* dans les événements $Z \rightarrow ee$, tandis que l'efficacité ε_{faux} est mesurée dans des régions de contrôle où la contribution des événements multijets contenant un faux lepton est beaucoup plus élevée que dans les événements de l'analyse.

Pour le calcul de ε_{vrai} , on utilise le même nettoyage des jets que pour l'analyse, sauf pour la suppression des recouvrements entre jets et électrons, où la procédure est appliquée avec des électrons *loose*. La sélection des électrons *loose* est la même que celle de l'analyse (*tight*), mais sans exigences sur l'isolation. L'efficacité ε_{vrai} est calculée à partir des nombre de d'événements contenant 2 électrons *loose* (sonde ou *probe*), 1 ou 2 électrons *tight* (*tags*), ces événements (dans tous les cas) satisfaisant à une coupure sur la masse invariante des deux leptons, devant être dans le pic du boson Z . Par ailleurs, l'électron *tag* doit avoir déclenché le système de *trigger* (pour éviter les biais dans le calcul de l'efficacité). Plusieurs techniques sont utilisées pour soustraire les bruits de fond.

Les principales incertitudes systématiques sont liées à la contamination des événements “sondes” par le bruit de fond. Pour vérifier la précision de la soustraction du bruit de fond, on utilise 11 variations différentes, sur la sélection *loose* et la méthode d’estimation. La valeur centrale est la moyenne de ces mesures, et l’incertitude systématique est donnée par l’étalement des variations autour de la valeur centrale.

Pour le calcul de ε_{faux} , la sélection suivante est appliquée :

- au moins un jet de $p_T > 25 \text{ GeV}$ et exactement un électron *loose*.
- $\Delta R(\text{jet}, e) > 0.7$ pour le jet de plus haut p_T .
- $E_T^{\text{miss}} < 20 \text{ GeV}$ (pour enrichir la région de contrôle en faux leptons).

L’efficacité ε_{faux} est la fraction d’événements avec un électron *loose* passant la sélection *tight*. La contamination par des événements W +jets et Z +jets est corrigée par une estimation de leur contribution à l’aide de la simulation. L’incertitude systématique est évaluée en variant la coupure sur l’ E_T^{miss} (15 et 25 GeV).

Estimation dans le canal μ +jets

L’estimation de la contribution des événements multijets avec un faux muon fait appel à deux méthodes matricielles, A et B, similaires à celle décrite pour l’estimation du bruit de fond QCD dans le canal e +jets.

La première méthode, A, utilise un *tag-and-probe* pour le calcul de ε_{vrai} , dans les événements $Z \rightarrow \mu\mu$, entièrement analogue au *tag-and-probe* utilisé pour le canal e +jets. La région de contrôle considérée est la suivante :

- $m_W^T < 20 \text{ GeV}$
- $E_T^{\text{miss}} + m_W^T < 60 \text{ GeV}$

Cette région est enrichie en faux leptons et est orthogonale à la région utilisée pour l’analyse, ce qui permet d’éviter l’estimation d’un bruit de fond avec des données réutilisées par la suite. La sélection *loose* sur les muons est la même que la sélection *tight*, à l’exception de l’isolation, qui n’est pas requise. Les recoupements entre jets et muons sont effectués sur les muons *loose*. Les contributions des bruits de fond Z +jets et W +jets sont aussi enlevées à partir des estimations de la simulation. L’efficacité ε_{faux} est calculée dans la région de contrôle indiquée ci-dessus, avec exactement un muon et au moins un jet. Les deux efficacités dépendent de $\eta^{\mu on}$ et du p_T du jet de plus haute impulsion, et sont calculées en fonction de ces deux observables.

Canal	e +jets	μ +jets
Processus	$\geq 1 \text{ } b\text{-jet}$	
Signal $t\bar{t}$	16583.9 ± 1139.6	28367.2 ± 1949.8
Signal top célibataire	1255.6 ± 81.9	2084.8 ± 135.5
W +jets	2126.0 ± 590.3	4881.3 ± 1177.1
Z +jets	411.4 ± 27.7	431.5 ± 29.1
Multijets	886.1 ± 693.4	1835.7 ± 1556.2
Dibosons	43.1 ± 3.1	74.3 ± 5.1
Total bruits de fond	3466.6 ± 911.1	7222.8 ± 1951.5
Signal / Bruit	5.1	4.2
Total attendu	21306 ± 1461	37675 ± 2762
Total observé (4.7 fb^{-1})	21921 ± 148	37853 ± 195

TABLE 4.1 – Nombre d’événements de signal et de bruit de fond attendus et observés, dans le canal électron et dans le canal muon, après l’ensemble de coupures décrites en section 4.2, se terminant avec $\geq 1 \text{ } b\text{-jet}$ ($\mathcal{L} = 4.7 \text{ fb}^{-1}$). Les incertitudes proviennent de diverses sources décrites dans le texte.

La seconde méthode, B, utilise aussi un *tag-and-probe* pour obtenir ε_{vrai} , dans les événements $Z \rightarrow \mu\mu$. Comme la simulation donne des résultats en très bon accord (mieux que 1%) avec ceux obtenus par ailleurs dans les données, elle a été choisie pour calculer ε_{vrai} (non paramétrisé car ayant une valeur approximativement constante dans l'espace des phases considéré). Pour obtenir ε_{faux} , cette méthode repose sur le fait que les faux muons proviennent essentiellement des désintégrations de jets de saveur lourde (b, c), et donc ayant un paramètre d'impact vis-à-vis du vertex primaire, d_0 , assez large. Elle utilise une région de contrôle légèrement différente :

- $E_T^{miss} < 20 \text{ GeV}$
- $E_T^{miss} + m_W^T < 60 \text{ GeV}$

La fonction $\varepsilon(x)$, définie par :

$$\varepsilon(x) = N_{|d_0|>x}^{tight} / N_{|d_0|>x}^{loose}$$

est ajustée avec la fonction suivante :

$$f(x) = ae^{-bx^2} + cx + d.$$

Les études sur la simulation montrent que les deux derniers termes représentent la contribution des événements multijets, et que la courbe obtenue dans les données a le même comportement que dans la simulation. La valeur à $x=0$ de la partie linéaire, *i.e.* d dans $f(x)$, donne ε_{fake} . Sa valeur est calculée en bins de η du muon.

Le poids final de chaque événement est le poids moyen des deux méthodes.

4.4.3 Conclusion sur la sélection

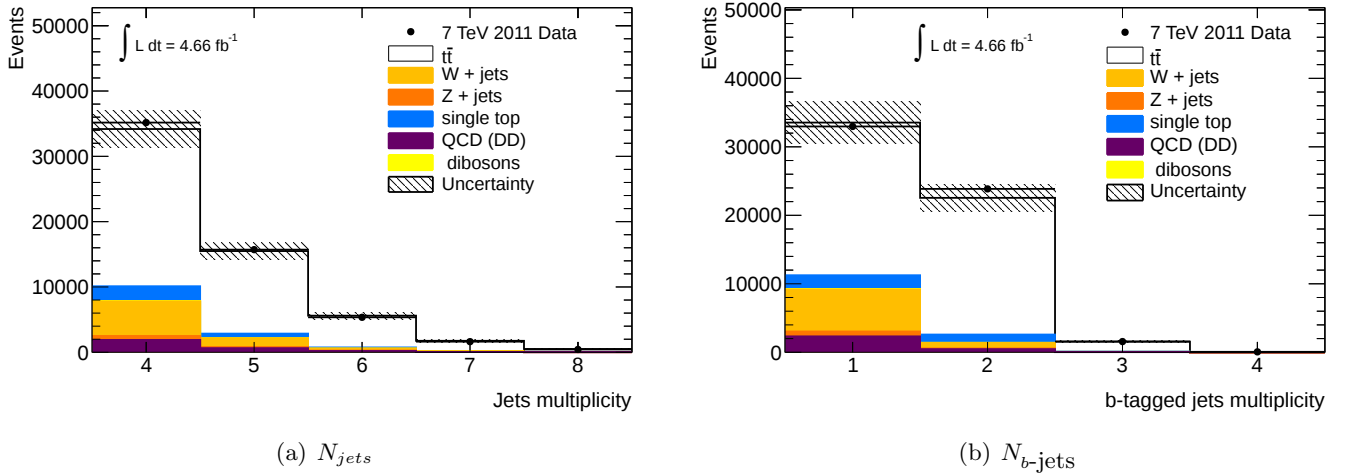


FIGURE 4.5 – Multiplicité des jets 4.5(a) et multiplicité des jets étiquetés b 4.5(b) après la coupure sur le nombre de jets étiquetés b (≥ 1).

La table 4.1 donne le nombre d'événements de signal et de bruit de fond, après la coupure sur le nombre de jets étiquetés b (≥ 1). Le nombre d'événements attendus est compatible avec le nombre d'événements observés. Des distributions cinématiques indiquant un bon accord entre données et prédiction sont données figures 4.5 – 4.10. Les incertitudes présentes dans cette table et ces figures comprennent l'incertitude sur la section efficace, celle sur la luminosité, celle due à la statistique Monte-Carlo, l'incertitude sur les bruits de fond W +jets et multijets, l'incertitude sur l'étiquetage des jets de b et l'incertitude sur la JES. La figure 4.5(a) montre que la multiplicité des jets observée dans les données est bien reproduite par les estimations du signal et des bruits de fond. La figure 4.5(b) montre que les événements contenant 2 jets étiquetés b ont un rapport signal/bruit amplement meilleur que ceux avec un seul jet étiqueté b . L'analyse présentée ici utilise seulement les événements avec 2 b -jets.

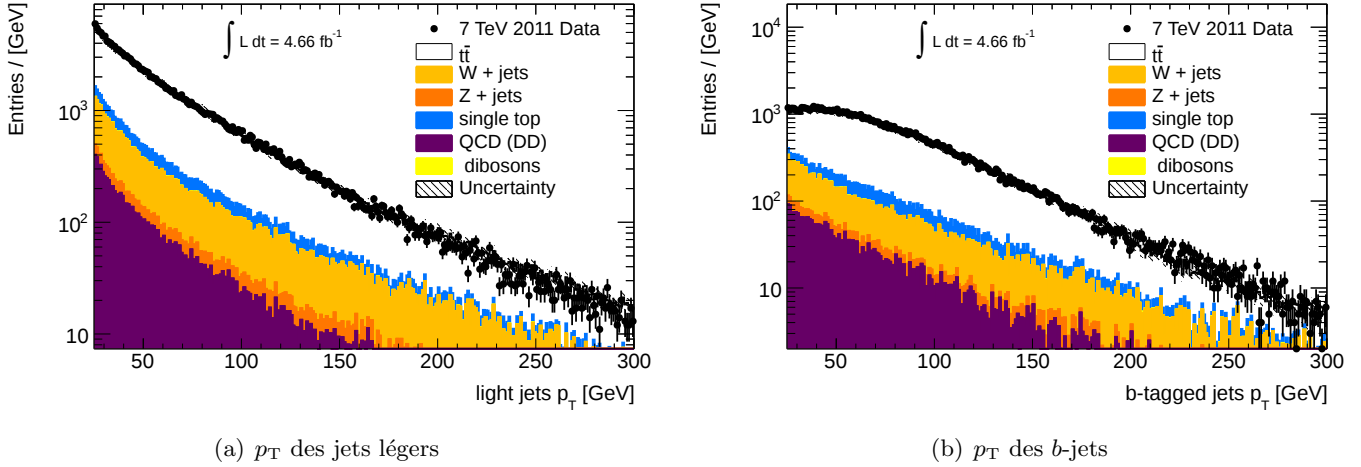


FIGURE 4.6 – Impulsion transverse des jets légers 4.6(a) et impulsion transverse des jets étiquetés b 4.6(b) après la coupure sur le nombre de jets étiquetés b (≥ 1).

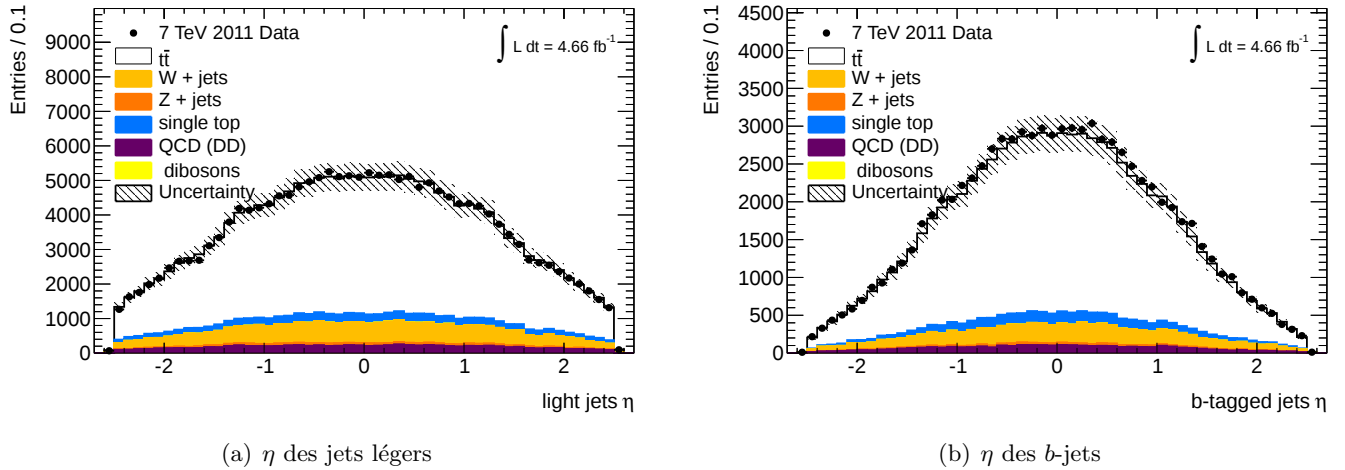
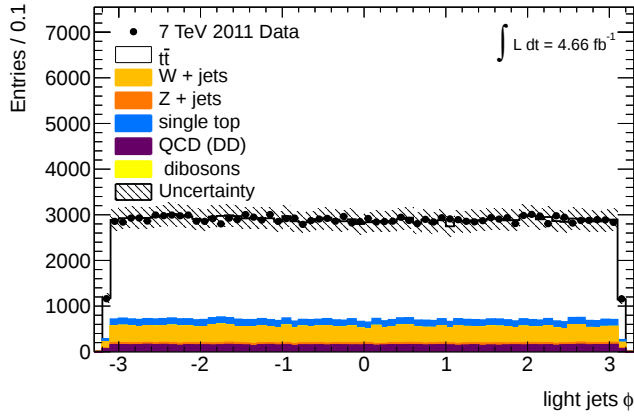
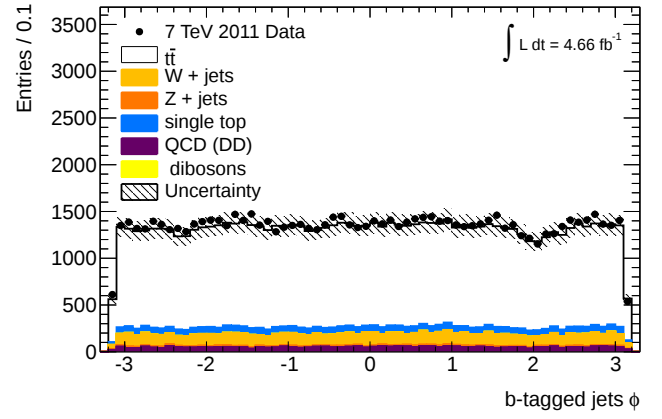
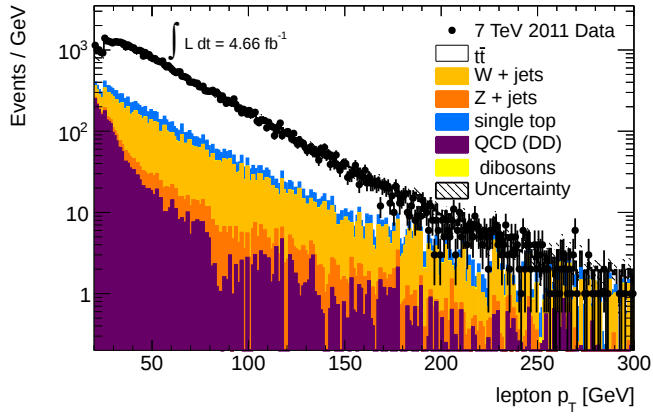
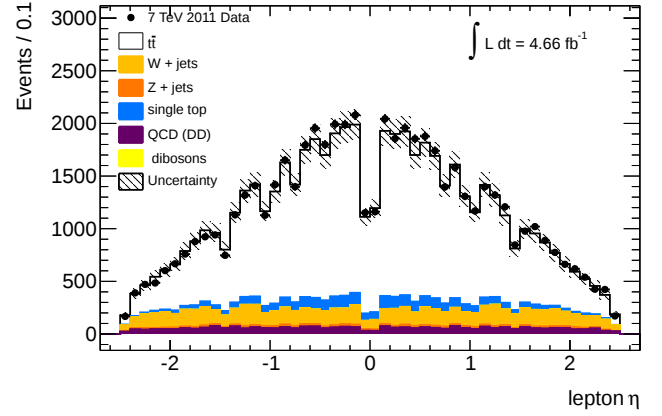
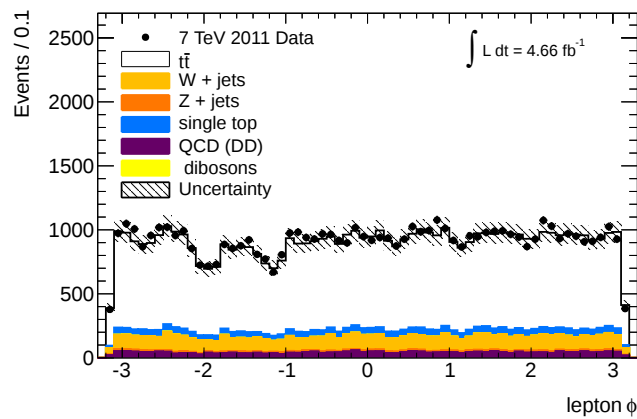


FIGURE 4.7 – η des jets légers 4.7(a) et η des jets étiquetés b 4.7(b) après la coupure sur le nombre de jets étiquetés b (≥ 1).

Sur la figure 4.6(b), on peut voir que le niveau de bruit de fond en fonction de l'impulsion transverse des jets de b chute plus rapidement que le niveau de signal. Ceci illustre l'intérêt d'exercer une coupure à 25 GeV. Les directions des jets sont également bien modélisées par les estimations du signal et des bruits de fond, cf. figure 4.7 et figure 4.8.

Par ailleurs, la figure 4.9(a) montre un saut dans la distribution en p_T du lepton sélectionné à 25 GeV, illustrant la différence de coupure en impulsion transverse entre le canal électron et le canal muon. La figure 4.10(c) illustre une différence entre canaux du même type (saut à 30 GeV pour la distribution de masse transverse lepton-neutrino). La distribution en ϕ du lepton, figure 4.9(c), montre un bon accord entre données et estimations, avec des creux à deux valeurs, correspondant aux emplacements des pieds du détecteur.

Après avoir vérifié que les estimations du signal et des bruits de fond reproduisent correctement les observations, il convient ensuite de reconstruire les observables qui servent à la mesure. Une reconstruction des désintégrations des paires $t\bar{t}$, décrite ci-après, permet d'obtenir ces observables.

(a) ϕ des jets légers(b) ϕ des b -jetsFIGURE 4.8 – ϕ des jets légers 4.8(a) et ϕ des jets étiquetés b 4.8(b) après la coupure sur le nombre de jets étiquetés b (≥ 1).(a) p_T du lepton sélectionné de chaque événement(b) η du lepton sélectionné de chaque événement(c) ϕ du lepton sélectionné de chaque événementFIGURE 4.9 – Impulsion transverse 4.6(a), η 4.9(b) et ϕ 4.9(c) du lepton sélectionné après la coupure sur le nombre de jets étiquetés b (≥ 1).

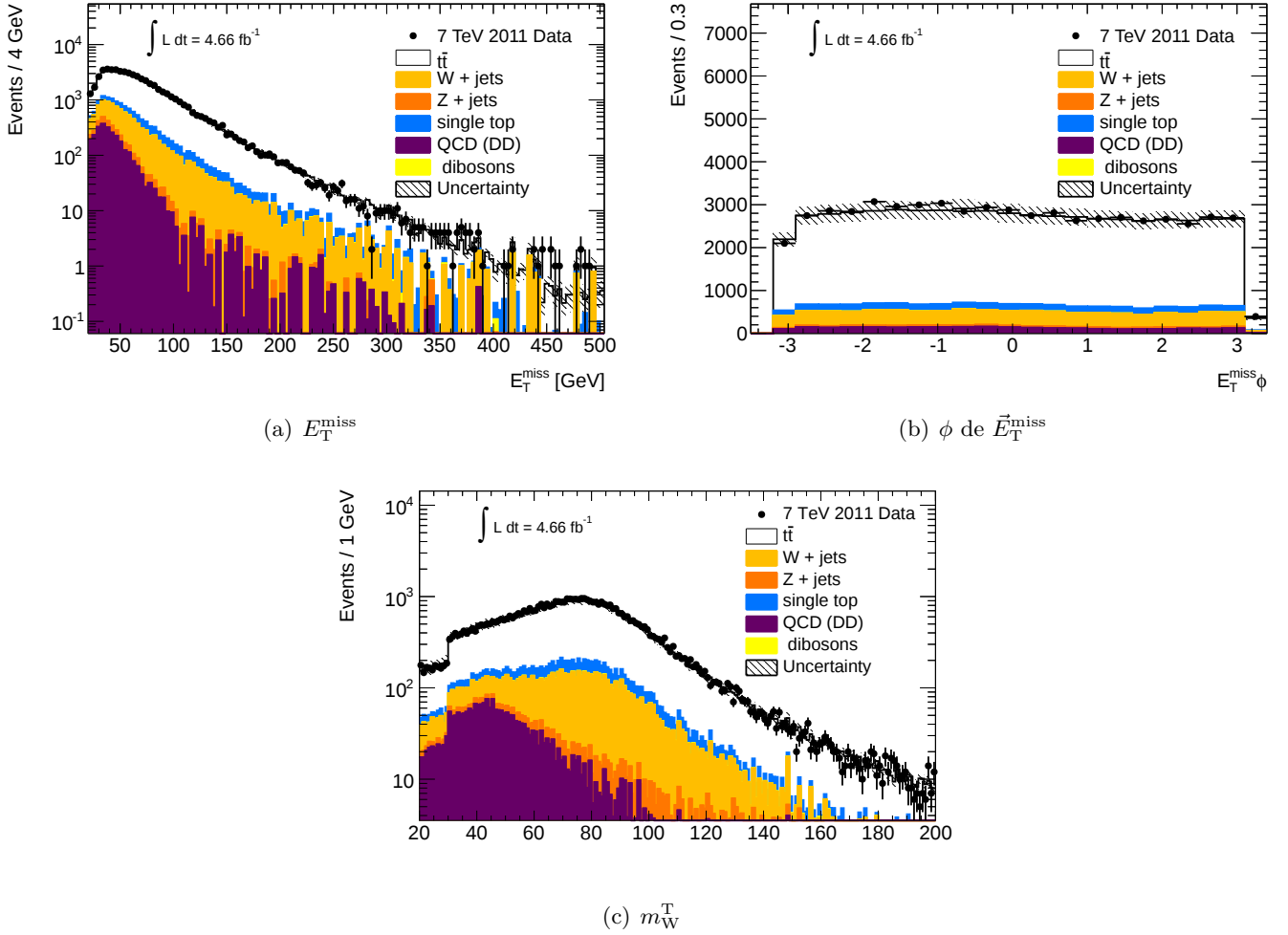


FIGURE 4.10 – E_T^{miss} 4.10(a), ϕ de l' E_T^{miss} 4.10(b) et masse transverse lepton-neutrino m_W^T 4.10(c) après la coupure sur le nombre de jets étiquetés b (≥ 1).

4.5 Reconstruction des désintégrations des paires $t\bar{t}$

L'assignation des jets aux partons initiaux est nécessaire afin de construire les trois observables utilisées dans l'analyse. Un ajustement cinématique permet d'assigner à chaque jet le parton duquel il provient. Des permutations sur l'assignation des jets considérés sont effectuées, et la permutation qui maximise la vraisemblance est choisie [1].

4.5.1 L'ajustement cinématique KLFitter

L'analyse utilise une vraisemblance cinématique [21] qui comprend des paramètres libres, rééchantillonnant l'échelle d'énergie des jets, paramètres qui sont ajustés pour maximiser cette vraisemblance. Cette vraisemblance est définie comme un produit de fonctions de transfert ($\mathcal{T}$), de distributions de Breit-Wigner ($\mathcal{B}$), et un poids W_{btag} pour prendre en compte l'information venant de l'étiquetage des jets de b .

Les fonctions de transfert relient les objets reconstruits aux vrais produits de désintégrations de la simulation : elles relient les jets légers issus de la désintégration du boson W aux quarks correspondants q_1 et q_2 , les jets de b aux quarks b_l et b_{had} , et les deux composantes de l' E_T^{miss} aux deux composantes transverses de l'impulsion du neutrino, $\hat{p}_{x,\nu}$ et $\hat{p}_{y,\nu}$. Ces fonctions de transfert permettent de relier, dans la vraisemblance, les énergies (ou impulsions) des particules reconstruites, à leurs énergies (ou impulsions) attendues au niveau partonique [21]. Plus d'informations sur la dérivation des fonctions de transfert sont données en annexe 4.B.

Les distributions de Breit-Wigner contraignent $m(q_1 q_2)$ et $m(\ell \nu)$ à la masse du boson W , suivant sa largeur Γ_W , dont les valeurs sont indiquées par le Particle Data Group (valeurs expérimentales les plus précises). Deux autres Breit-Wigner permettent de contraindre les masses invariantes $m(\ell \nu b_\ell)$, et $m(q_1 q_2 b_{\text{had}})$, qui sont les masses reconstruites des deux quarks top et antitop, à être égales suivant une largeur de Breit-Wigner théorique Γ_{top} , elle-même dépendante de la masse du quark top. Des facteurs d'échelle d'énergie des quadrivecteurs des objets physiques reconstruits sont les paramètres libres, et l'ajustement cinématique donne les facteurs d'échelle d'énergie maximisant la vraisemblance.

Le poids W_{btag} de la vraisemblance multiplie la probabilité de la permutation par un facteur correspondant Δp tel que :

$$\Delta p = \left\{ \begin{array}{cc} \varepsilon & b_{\text{had}} \text{ étiqueté} \\ 1 - \varepsilon & b_{\text{had}} \text{ non étiqueté} \end{array} \right\} \cdot \left\{ \begin{array}{cc} \varepsilon & b_\ell \text{ étiqueté} \\ 1 - \varepsilon & b_\ell \text{ non étiqueté} \end{array} \right\} \cdot \left\{ \begin{array}{cc} \frac{1}{R} & q_1 \text{ étiqueté} \\ 1 - \frac{1}{R} & q_1 \text{ non étiqueté} \end{array} \right\} \cdot \left\{ \begin{array}{cc} \frac{1}{R} & q_2 \text{ étiqueté} \\ 1 - \frac{1}{R} & q_2 \text{ non étiqueté} \end{array} \right\},$$

R étant la réjection de l'étiquetage des jets de b (fixée à 134) et ε étant l'efficacité d'étiquetage (fixée à 0.697).

La vraisemblance finale s'écrit donc :

$$\begin{aligned} L = & \mathcal{T}(E_{\text{jet}_1} | \hat{E}_{b_{\text{had}}}) \cdot \mathcal{T}(E_{\text{jet}_2} | \hat{E}_{b_\ell}) \cdot \mathcal{T}(E_{\text{jet}_3} | \hat{E}_{q_1}) \cdot \\ & \mathcal{T}(E_{\text{jet}_4} | \hat{E}_{q_2}) \cdot \mathcal{T}(E_x^{\text{miss}} | \hat{p}_{x,\nu}) \cdot \mathcal{T}(E_y^{\text{miss}} | \hat{p}_{y,\nu}) \cdot \\ & \left\{ \begin{array}{cc} \mathcal{T}(E_e | \hat{E}_e) & e + \text{jets} \\ \mathcal{T}(p_{T,\mu} | \hat{p}_{T,\mu}) & \mu + \text{jets} \end{array} \right\} \cdot \\ & \mathcal{B}[m(q_1 q_2) | m_W, \Gamma_W] \cdot \mathcal{B}[m(\ell \nu) | m_W, \Gamma_W] \cdot \\ & \mathcal{B}[m(q_1 q_2 b_{\text{had}}) | m_{\text{top}}^{\text{reco}}, \Gamma_{\text{top}}] \cdot \\ & \mathcal{B}[m(\ell \nu b_\ell) | m_{\text{top}}^{\text{reco}}, \Gamma_{\text{top}}] \cdot W_{\text{btag}}. \end{aligned}$$

Les quantités relatives aux partons ont un accent circonflexe.

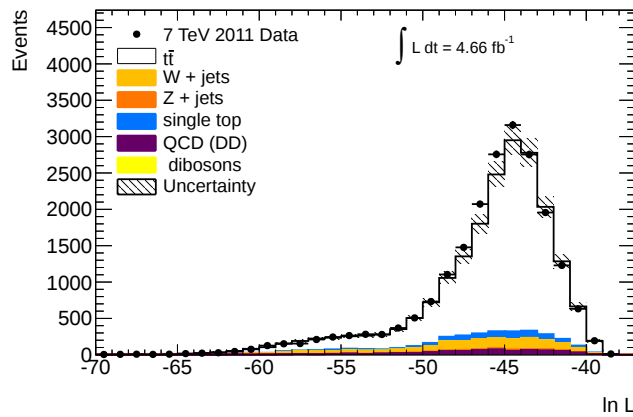


FIGURE 4.11 – Distribution de la log-vraisemblance de l'ajustement cinématique dans les données et dans la simulation pour les événements reconstruits.

La vraisemblance est maximisée pour chaque permutation sur quatre jets sélectionnés. Pour les événements avec deux jets étiquetés b , ceux-ci sont sélectionnés ; les deux autres jets sélectionnés sont les jets de plus haute impulsion transverse p_T . Pour les événements avec un seul jet étiqueté b , les quatre jets de plus haut p_T sont pris.

La permutation ayant la vraisemblance la plus haute (après sa maximisation) est choisie pour la reconstruction des observables. La distribution de la meilleure vraisemblance, dans les données et dans la simulation, est donnée figure 4.11.

Cette méthode de maximisation de vraisemblance permet d'obtenir une pureté sur le triplet de jets issu du quark top hadronique d'environ 70% après les coupures de sélection décrites en section 4.2. Ce nombre de 70% est une pureté et non une efficacité, il ne concerne que les événements passant les coupures de sélection énoncées ci-dessus et dont l'ajustement cinématique converge. L'efficacité de l'ajustement cinématique est relativement faible ($\approx 58\%$) ; la convergence peut échouer par exemple quand un des jets est hors de l'acceptance du détecteur, ou quand deux jets sont trop proches (à haut p_T du top) et fusionnent.

L'observable $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$ utilisée pour l'analyse est en fait, non pas la masse invariante des trois jets sélectionnés calculée à partir de leurs quadrivecteurs initiaux, mais la masse contrainte par la vraisemblance maximisée (donc utilisant des jets dont l'échelle d'énergie est également modifiée). Ceci permet d'obtenir une distribution de l'observable $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$ dont la résolution du pic est meilleure (entre 10% et 20%) que si l'on prenait la masse invariante des trois jets initiaux, sans perdre la dépendance avec m_{top} .

Une coupure de sélection additionnelle est appliquée avant le calcul des observables. L'événement est rejeté lorsqu'un ou deux jets étiquetés b sont assignés aux quarks légers du W hadronique. Enfin, la sélection finale inclut une coupure sur le nombre de jets étiquetés b de l'événement, qui doit être égal à 2.

4.5.2 Les trois observables

Tandis que $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$ est définie à partir de la masse du quark top reconstruite contrainte par la vraisemblance, les deux autres observables sont calculés grâce aux quadrivecteurs des jets reconstruits initiaux, c'est-à-dire non contraints par la vraisemblance (et ce dans le but de garder une sensibilité maximale vis-à-vis des paramètres de nuisance).

La masse invariante des jets légers sélectionnés est utilisée comme observable m_W^{reco} , servant à contraindre la JES. L'observable $R_{\text{lb}}^{\text{reco}}$, elle, est définie de façon à être sensible aux changements d'échelle d'énergie des jets de b relativement à celle des jets légers. En notant p_T^{blep} l'impulsion transverse du jet reconstruit assigné au jet de b issu du top leptonique, p_T^{bhad} celle du jet reconstruit assigné au jet de b issu du top hadronique et $p_T^{W_{\text{jet}1}}$, $p_T^{W_{\text{jet}2}}$ celles des jets reconstruits assignés aux deux jets légers du boson W hadronique, $R_{\text{lb}}^{\text{reco}}$ est définie par la formule suivante :

$$R_{\text{lb}}^{\text{reco}} = \frac{p_T^{\text{blep}} + p_T^{\text{bhad}}}{p_T^{W_{\text{jet}1}} + p_T^{W_{\text{jet}2}}},$$

Une coupure est appliquée à chacun des observables, afin de garder le maximum de signal significatif (pour m_W^{reco} et $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$), et pour pouvoir ajuster raisonnablement les distributions, par la suite. Ainsi, m_W^{reco} doit être entre 55 et 110 GeV, $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$ doit être entre 130 et 220 GeV et $R_{\text{lb}}^{\text{reco}}$ prend des valeurs comprises entre 0.3 et 3. La table 4.2 indique le nombre d'événements pour chaque processus après cette sélection dans chaque canal. Le rapport signal/bruit est d'environ 40 pour chaque canal, et le nombre total d'événements observés est en accord avec le nombre d'événements attendu. Des distributions obtenues à cette étape de l'analyse sont montrées en appendice 4.A et montre un accord correct entre données et prédictions.

La figure 4.12 montre les distributions de ces trois observables dans les données et dans la simulation. Les distributions ne montrent pas forcément un bon accord entre données et simulation, car les décalages sont précisément ce que l'on veut mesurer : un décalage sur l'observable m_W^{reco} tend à indiquer une différence de JES, un décalage sur l'observable $R_{\text{lb}}^{\text{reco}}$, une différence de bJES, et un décalage sur l'observable m_{top} , une différence due à la vraie valeur de masse du quark top et également à n'importe quelle source de nuisance.

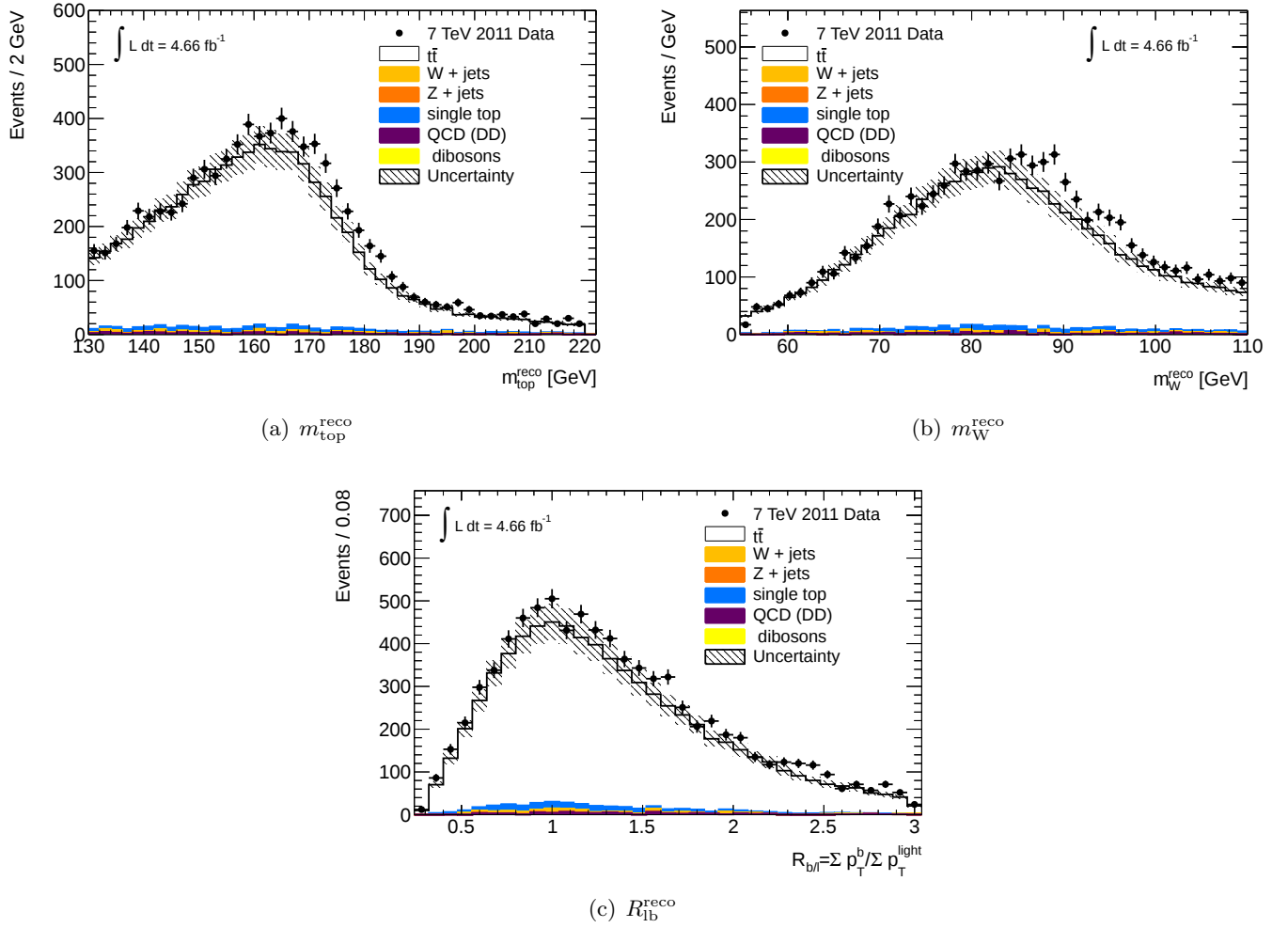


FIGURE 4.12 – Distributions des trois observables utilisées pour la mesure, après sélection finale, dans les données et dans la simulation.

Canal	e+jets	μ +jets
Processus	Sélection finale	
Signal $t\bar{t}$	2540.2 ± 242.5	4356.7 ± 416.1
Signal top célibataire	97.9 ± 6.9	161.2 ± 11.0
W +jets	27.2 ± 8.9	63.1 ± 20.2
Z +jets	8.0 ± 1.1	6.7 ± 1.0
Multijets	33.8 ± 43.9	37.0 ± 32.8
Dibosons	0.9 ± 0.2	1.8 ± 0.3
Total bruits de fond	69.8 ± 44.8	108.7 ± 38.6
Signal / Bruit	37.8	41.6
Total attendu	2708 ± 247	4627 ± 418
Total observé (4.7 fb^{-1})	2952 ± 54	5185 ± 72

TABLE 4.2 – Nombre d'événements de signal et de bruit de fond attendus et observés, dans le canal électron et dans le canal muons, dans la sélection finale ($\mathcal{L} = 4.7 \text{ fb}^{-1}$). Les incertitudes proviennent de diverses sources décrites dans le texte et sont les mêmes que celles de la table 4.1.

Afin d'éviter les biais dans l'ajustement simultané aux trois observables, il faut un niveau de corrélation suffisamment faible entre ces trois observables. La figure 4.13 montre les corrélations

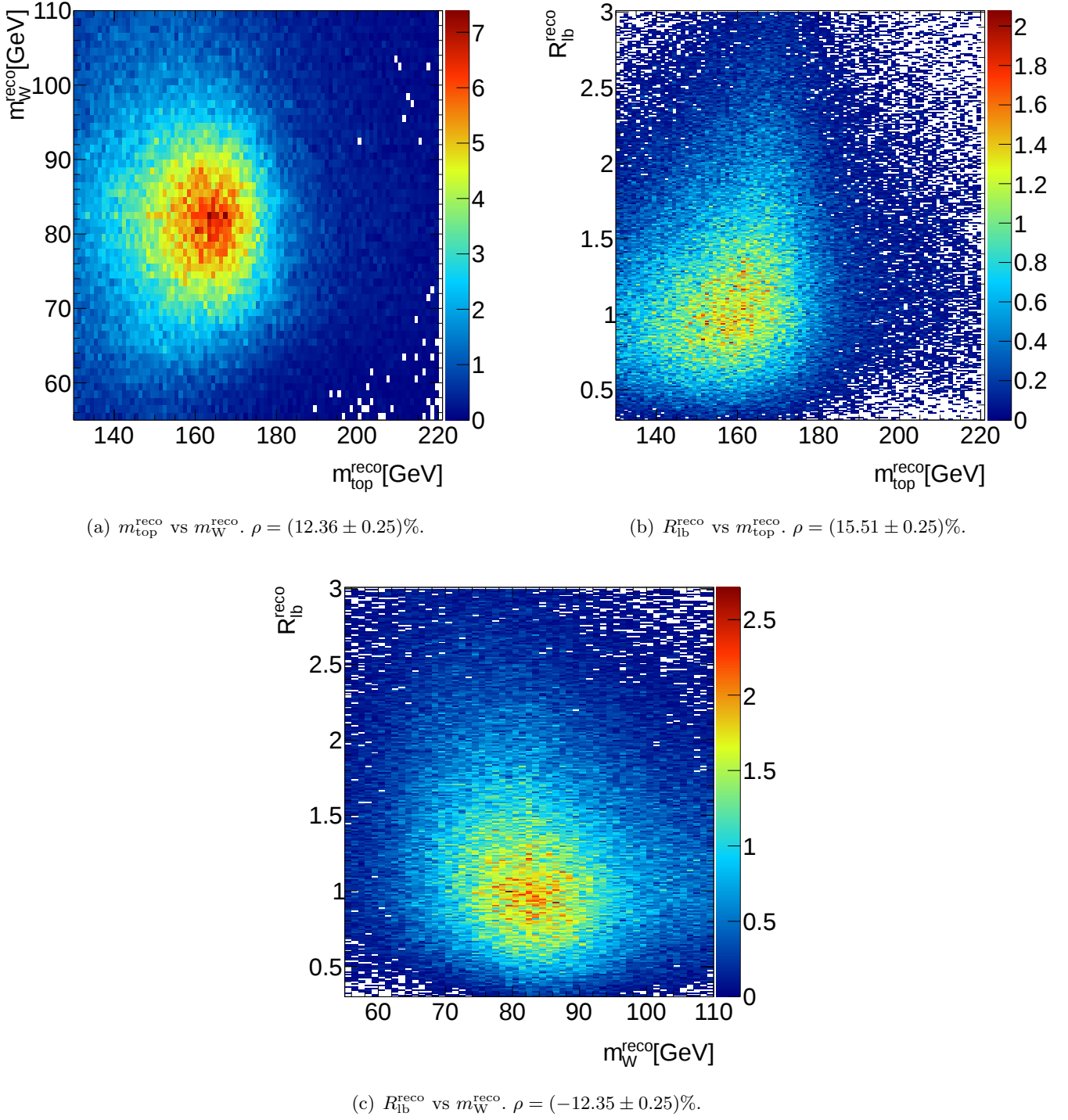


FIGURE 4.13 – Distribution bidimensionnelle des événements dans le plan observable-observable. Les niveaux de corrélation entre observables sont indiqués dans la légende de chaque figure.

statistiques entre les observables. Elles restent en-dessous de 15.5% (valeur maximale, observée entre $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$ et $R_{\text{lb}}^{\text{reco}}$). Le biais possible est pris en compte dans l'incertitude systématique sur la calibration de la méthode.

4.6 Méthode des templates tridimensionnelle

La méthode des *templates* consiste à faire varier les paramètres d'entrée dans la simulation (ici, le paramètre physique m_{top} , le facteur d'échelle d'énergie des jets JSF et celui des jets de b

relativement aux jets légers bJSF), et à construire les observables pour chacune de ces variations. Un ajustement des *templates* permet d'étudier la variation des paramètres de ces ajustements avec les paramètres d'entrée (ceci est décrit en section 4.6.1).

Les variations sur le JSF et le bJSF sont réalisées par pas de 2%, de -6% à $+6\%$. L'échelle d'énergie de tous les jets est multipliée par le facteur choisi JSF^{in} . L'échelle d'énergie des jets associés à de vrais quarks b (non forcément étiquetés comme tels) est multipliée elle par $\text{JSF}^{\text{in}} \times \text{bJSF}^{\text{in}}$. Ceci est réalisé après calibration des jets, et avant toute coupure de sélection, à la fois sur le signal et les bruits de fond, excepté pour le bruit de fond multijets (dont les jets sont déjà à l'échelle d'énergie des données, puisque ce bruit de fond est estimé à partir des données). Comme mentionné en section 4.3, afin de faire varier la masse du quark top, $m_{\text{top}}^{\text{in}}$, des échantillons Monte-Carlo sont simulés avec des variations sur cette masse par pas de 2.5 GeV, de 165 GeV à 180 GeV. A chaque point de masse, de JSF^{in} et de bJSF^{in} , les bruits de fond sont sommés au signal (avec une normalisation correspondant à leur section efficace) pour les distributions des observables. Ces variations aboutissent à l'obtention des fonctions de densité de probabilité pour chaque observable, décrites section 4.6.2. Enfin, ces fonctions donnent la vraisemblance à maximiser², qui est une procédure décrite section 4.6.3, testée dans la simulation (voir section 4.6.4).

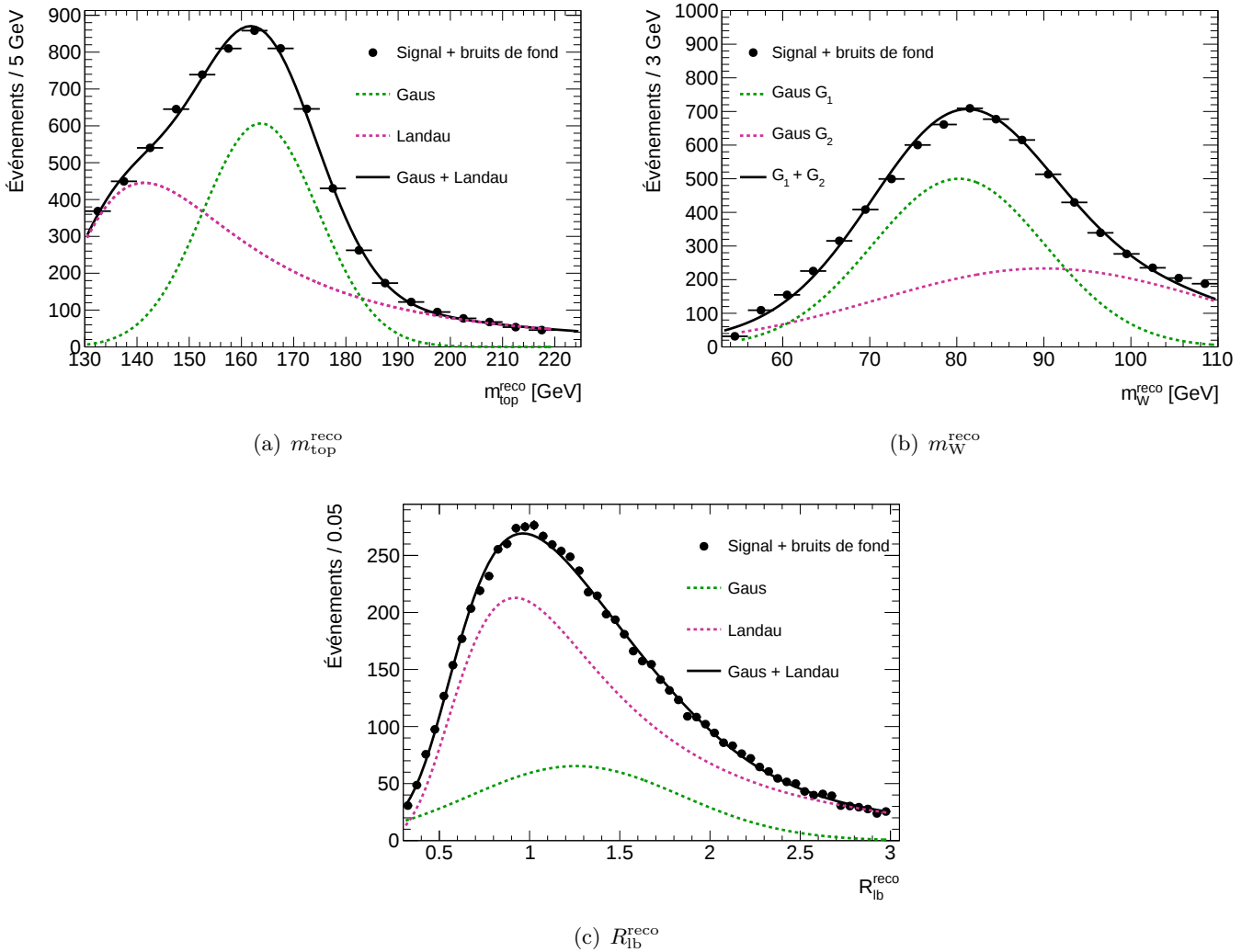


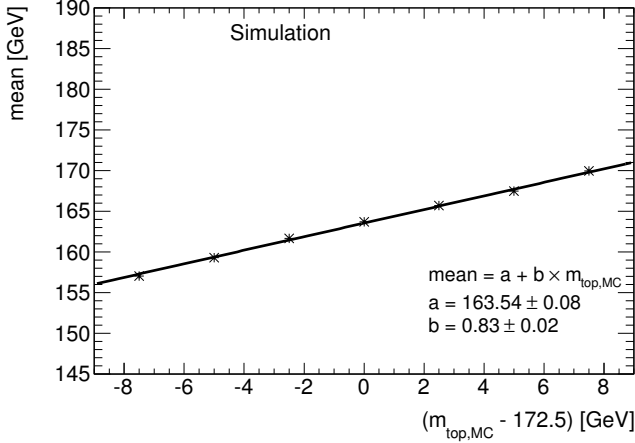
FIGURE 4.14 – Distributions des trois observables dans la simulation (signal + bruits de fond) ajustées par les fonctions décrites en section 4.6.1.

2. Cette procédure est connue sous le nom de maximisation de vraisemblance non binnée.

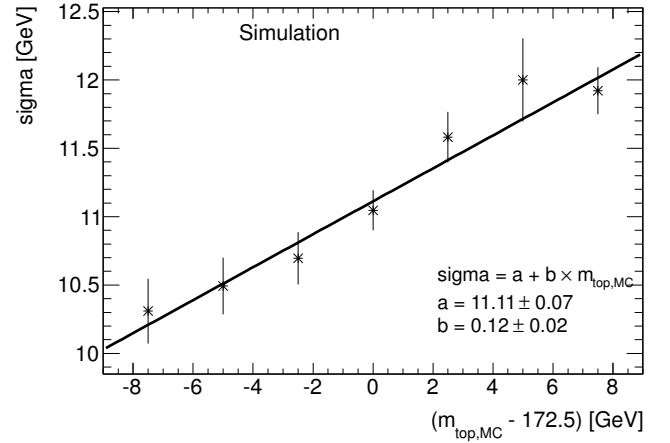
4.6.1 Paramétrisation des *templates*

4.6.1.1 Les *templates* de $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$

Les templates de $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$ sont ajustés par la somme d'une distribution de gaussienne et d'une distribution de Landau. Un exemple d'ajustement est donné figure 4.14(a). Les limites et variables des paramètres ajustés sont déterminés tels que la distribution gaussienne corresponde au pic de masse du quark top, et que la distribution de Landau corresponde au bruit de fond combinatoire. Les variations des paramètres de la gaussienne (moyenne et écart-type) sont données en fonction de la masse du quark top figures 4.15(a), 4.15(b), en fonction de la *JSF* figures 4.16(a), 4.16(b) et en fonction de la *bJSF* figures 4.17(a), 4.17(b)

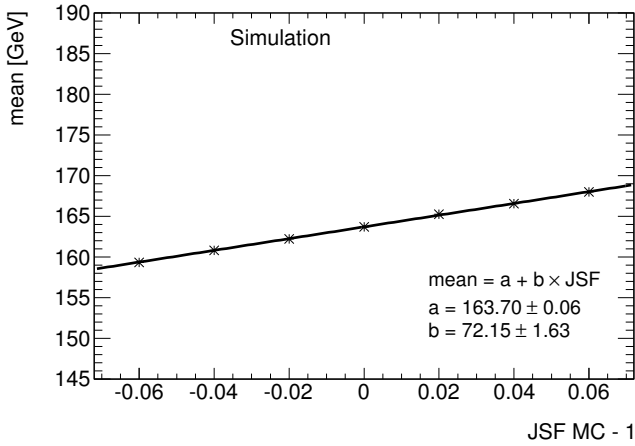


(a) Moyenne vs $m_{\text{top}}^{\text{in}}$.

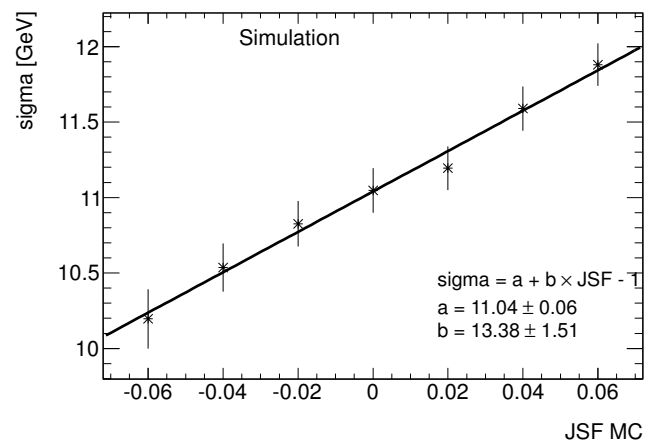


(b) Écart-type vs $m_{\text{top}}^{\text{in}}$.

FIGURE 4.15 – Valeur moyenne (4.15(a)) et écart-type (4.15(b)) de la fonction gaussienne ajustée sur la distribution de $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$ en fonction de la masse du quark top dans la simulation (bruit de fond ajouté au signal).



(a) Moyenne vs JSF^{in} .



(b) Écart-type vs JSF^{in} .

FIGURE 4.16 – Valeur moyenne (4.16(a)) et écart-type (4.16(b)) de la fonction gaussienne ajustée sur la distribution de $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$ en fonction de l'échelle d'énergie des jets dans la simulation (bruit de fond ajouté au signal).

Une variation linéaire des paramètres de la Gaussienne, de la Landau et de la fraction de Gaussienne, avec $m_{\text{top}}^{\text{in}}$, JSF^{in} et bJSF^{in} est observée. La pente de la valeur moyenne de la gaussienne ajustée sur $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$ en fonction de $m_{\text{top}}^{\text{in}}$, 0.83 GeV par GeV, est proche de 1 tout en restant en-dessous

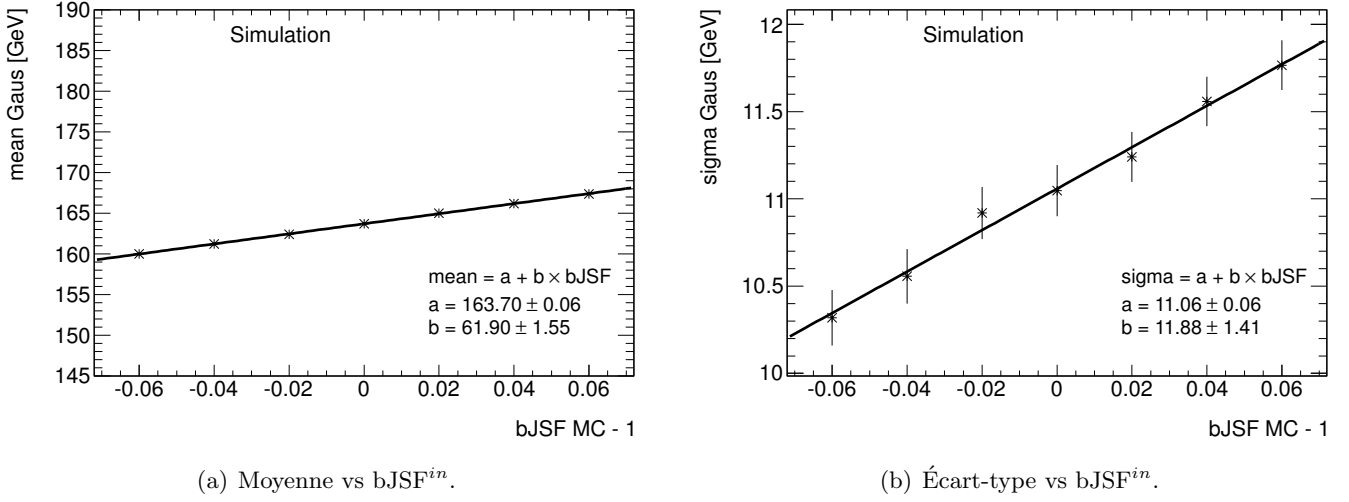


FIGURE 4.17 – Valeur moyenne (4.17(a)) et écart-type (4.17(b)) de la fonction gaussienne ajustée sur la distribution de $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$ en fonction de l'échelle d'énergie des jets de b dans la simulation (bruit de fond ajouté au signal).

à cause des effets de reconstruction. La pente en fonction du JSFⁱⁿ, 0.72 GeV par %, est plus faible que les 1.7 GeV par % prévus initialement (voir section 4.1), grâce aux méthodes de reconstruction employées.

Les paramétrisations pour les variations de chaque paramètre d'entrée ne changent que faiblement si l'on change les deux autres paramètres d'entrée. Il est donc décidé de prendre des valeurs de références à $m_{\text{top}}^{\text{in}}=172.5$ GeV, JSFⁱⁿ=1, et bJSFⁱⁿ=1 lors d'un changement de paramètre d'entrée. Par exemple, lors des variations en fonction de bJSFⁱⁿ, les *templates* ont une valeur de JSFⁱⁿ fixée à 1, et les échantillons de signal $t\bar{t}$ et top célibataire utilisés ont une masse du quark top générée à 172.5 GeV.

4.6.1.2 Les templates de m_W^{reco}

Les templates de m_W^{reco} sont ajustés par la somme de deux distributions de Gauss. Un exemple d'ajustement est donné figure 4.14(b). Les limites et valeurs de départ (lors de l'ajustement) des paramètres des deux distributions sont contraintes, de telle sorte que l'une des deux, G_1 , corresponde au pic de masse du boson W , tandis que l'autre G_2 , corresponde au bruit de fond combinatoire.

Une variation linéaire des paramètres des deux gaussiennes G_1 et G_2 , et de la fraction de G_1 , avec JSFⁱⁿ est observée. Les figures 4.18(a) et 4.18(b) donnent respectivement la variation de la moyenne et de l'écart-type de la gaussienne G_1 en fonction de l'échelle d'énergie JSFⁱⁿ. La pente de la moyenne de G_1 , 0.71 ± 0.09 GeV par %, est compatible avec celle attendue étant donnée la masse du boson W , d'environ 80 GeV.

La variation de la distribution m_W^{reco} vis-à-vis des deux autres paramètres d'entrée $m_{\text{top}}^{\text{in}}$ et JSFⁱⁿ est compatible avec 0.

4.6.1.3 Les templates de $R_{\text{lb}}^{\text{reco}}$

Les templates de $R_{\text{lb}}^{\text{reco}}$ sont ajustés par la somme d'une distribution gaussienne et d'une distribution de Landau. Un exemple d'ajustement est donné figure 4.14(c). Contrairement à la distribution de $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$, le pic de la distribution de l'observable $R_{\text{lb}}^{\text{reco}}$ est mieux représenté par la distribution de Landau, dont les figures 4.19(a) et 4.19(b) donnent respectivement la *m.p.v* (*most probable value*) et le paramètre d'échelle σ en fonction de l'échelle contrainte par $R_{\text{lb}}^{\text{reco}}$, c'est-à-dire la bJSF.

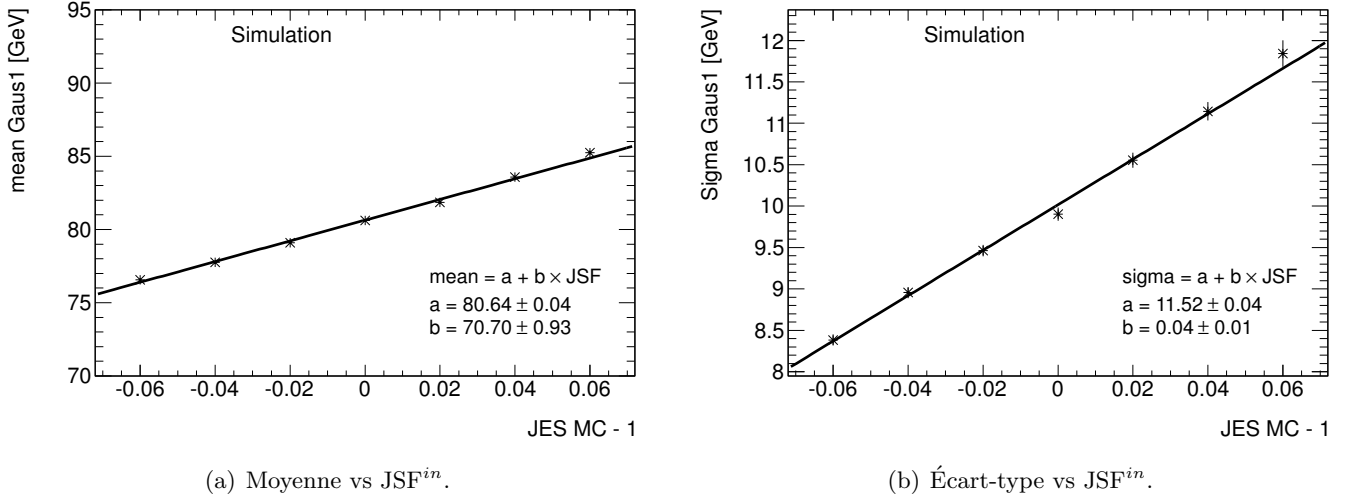


FIGURE 4.18 – Valeur moyenne (4.18(a)) et écart-type (4.18(b)) de la fonction gaussienne ajustée sur la distribution de m_W^{reco} en fonction de l'échelle d'énergie des jets dans la simulation (bruit de fond ajouté au signal).

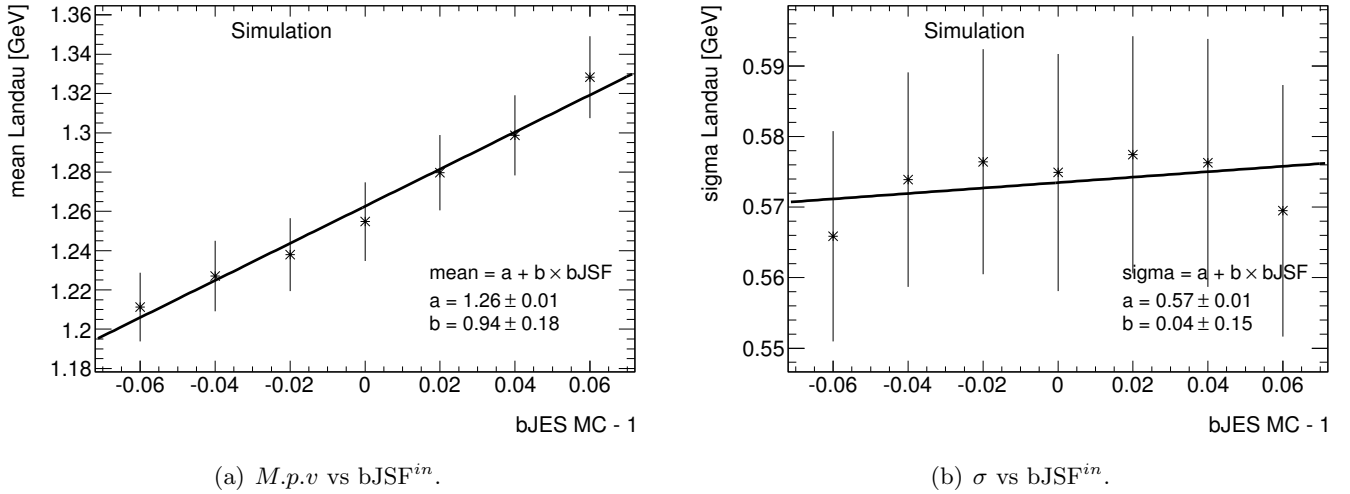


FIGURE 4.19 – $M.p.v$ (4.19(a)) et σ (4.19(b)) de la distribution de Landau ajustée sur la distribution de R_{lb}^{reco} en fonction de l'échelle d'énergie des jets de b dans la simulation (bruit de fond ajouté au signal).

Les figures 4.1 – 4.3 illustrent certaines variations des distributions des observables dans la simulation, ajustées par les fonctions décrites ci-dessus. En particulier, les variations données sont celles illustrant la sensibilité des observables m_W^{reco} et R_{lb}^{reco} aux paramètres de nuisances adéquats, ainsi que la variation de $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$ à la fois aux paramètres de nuisance et à la masse du quark top.

4.6.2 Obtention des fonctions de densité de probabilité

Les variations des paramètres de chaque fonction avec les paramètres d'entrée permettent d'obtenir les fonctions de densité de probabilité (*PDFs*) pour chaque observable ($m_{\text{top}}^{\text{reco}}$, m_W^{reco} et R_{lb}^{reco}) en fonction du paramètre physique m_{top} et des deux paramètres de nuisance considérés (JSF et bJSF).

Pour l'observable $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$, on a la PDF suivante :

$$P_{\text{top}}(m_{\text{top}}^{\text{reco}}|m_{\text{top}}, \text{JSF}, \text{bJSF}) = A_1 \times \left[\frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(m_{\text{top}}^{\text{reco}} - \mu_1)^2}{2\sigma_1^2}} \right] \\ + B_1 \times \left[\frac{1}{2\sigma_2 \pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} e^{\frac{m_{\text{top}}^{\text{reco}} - \mu_2}{\sigma_2} s + s \log s} ds \right], \quad (4.5)$$

A_1 étant le terme de normalisation de la Gaussienne dans la PDF, et chaque paramètre de cette PDF dépendant linéairement (les valeurs des régressions linéaires sont indiquées sur les figures) des paramètres d'entrée. B_1 est le terme de normalisation de la distribution de Landau dans la PDF. Notons qu'il y a une relation entre B_1 et A_1 (faisant aussi intervenir les autres paramètres) pour normaliser la PDF à 1.

De même, on construit la PDF de $m_{\text{W}}^{\text{reco}}$:

$$P_{\text{W}}(m_{\text{W}}^{\text{reco}}|\text{JSF}) = A_2 \times \left[\frac{1}{\sigma_3 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(m_{\text{W}}^{\text{reco}} - \mu_3)^2}{2\sigma_3^2}} \right] \\ + B_2 \times \left[\frac{1}{\sigma_4 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(m_{\text{W}}^{\text{reco}} - \mu_4)^2}{2\sigma_4^2}} \right], \quad (4.6)$$

ainsi que celle de $R_{\text{lb}}^{\text{reco}}$:

$$P_{\mathcal{R}_{\text{lb}}}(R_{\text{lb}}^{\text{reco}}|m_{\text{top}}, \text{JSF}, \text{bJSF}) = A_3 \times \left[\frac{1}{\sigma_5 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(R_{\text{lb}}^{\text{reco}} - \mu_5)^2}{2\sigma_5^2}} \right] \\ + B_3 \times \left[\frac{1}{2\sigma_6 \pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} e^{\frac{R_{\text{lb}}^{\text{reco}} - \mu_6}{\sigma_6} s + s \log s} ds \right], \quad (4.7)$$

avec des notations similaires à la PDF P_{top} . Les expressions des paramètres μ_i , σ_i et de la fraction de l'intégrale de chaque fonction (qui dépendent de m_{top} , JSF et bJSF) sont données en annexe 4.C.

4.6.3 Maximisation de la vraisemblance

Les fonctions de densité de probabilité sont utilisées pour définir la vraisemblance à maximiser dans les données sur tous les événements. C'est la technique du maximum de vraisemblance non binné (*unbinned likelihood fit*). On notera $\mathcal{L}_i$ la vraisemblance de l'événement i , définie par :

$$\mathcal{L}_i = \mathcal{L}_i(m_{\text{top}}^{\text{reco}}, m_{\text{W}}^{\text{reco}}, R_{\text{lb}}^{\text{reco}}|m_{\text{top}}, \text{JSF}, \text{bJSF}) = \\ P_{\text{top}}(m_{\text{top}}^{\text{reco}}|m_{\text{top}}, \text{JSF}, \text{bJSF})_i \times \\ P_{\text{W}}(m_{\text{W}}^{\text{reco}}|\text{JSF})_i \times \\ P_{\mathcal{R}_{\text{lb}}}(R_{\text{lb}}^{\text{reco}}|m_{\text{top}}, \text{JSF}, \text{bJSF})_i \quad (4.8)$$

et on simplifiera les notations des PDFs en P_{top} , P_{W} et $P_{\mathcal{R}_{\text{lb}}}$. La vraisemblance s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_{\text{total}} = \mathcal{L}_{\text{total}}(m_{\text{top}}^{\text{reco}}, m_{\text{W}}^{\text{reco}}, R_{\text{lb}}^{\text{reco}}|m_{\text{top}}, \text{JSF}, \text{bJSF}) = \prod_{i=1}^N P_{\text{top},i} \times P_{\text{W},i} \times P_{\mathcal{R}_{\text{lb}},i} \quad (4.9)$$

où N est le nombre d'événements.

En réalité, on maximisera (de façon classique) le logarithme de cette quantité (log-vraisemblance) vis-à-vis des trois paramètres, *i.e* :

$$L_{\text{total}} = \sum_{i=1}^N \ln \mathcal{L}_i = \sum_{i=1}^N [\ln P_{\text{top},i} + \ln P_{\text{W},i} + \ln P_{\mathcal{R}_{\text{lb}},i}]$$

Également peut être mentionné le fait que les événements des simulations, utilisés afin de tester la méthode (voir plus bas section 4.6.4), se voient attribuer un poids différent de 1, pour compenser les différences d'efficacité entre données et simulation lors de l'application d'une coupure (par exemple les coupures sur le nombre de jets étiquetés b , sur la JVF , ...). Il est alors possible d'utiliser tout de même la log-vraisemblance, suivant la technique de maximisation de log-vraisemblance pondérée [22] :

$$L_{total} = \ln\left[\prod_{i=1}^N \mathcal{L}_i^{w_i}\right] = \sum_{i=1}^N w_i \ln \mathcal{L}_i \quad (4.10)$$

où w_i est le poids de l'événement i .

Faisons une légère digression sur le calcul de la variance, en commençant par le cas, simple, où les poids sont tous égaux à 1 (cas des données), et où il n'y a qu'une seule PDF, à une dimension ($P_{\text{top}}(m_{\text{top}}^{\text{reco}}|m_{\text{top}})$ par exemple). Par normalisation, on a :

$$\int P_{\text{top}}(m_{\text{top}}^{\text{reco}}|m_{\text{top}}) dm_{\text{top}}^{\text{reco}} = 1. \quad (4.11)$$

La vraisemblance s'écrit :

$$\ln \mathcal{L}_{\text{total}} = \sum_{i=1}^N \ln P_{\text{top}}(m_{\text{top}}^{\text{reco}}|m_{\text{top}})_i$$

Notons $m_{\text{top}}^{\text{true}}$ la vraie valeur de m_{top} . La vraie distribution de $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$ est donc donnée par $P_{\text{top}}(m_{\text{top}}^{\text{reco}}|m_{\text{top}}^{\text{true}})$, et l'on peut écrire la convergence de la log-vraisemblance lorsque N est grand :

$$\begin{aligned} \ln \mathcal{L}_{\text{total}} &\rightarrow N \int P_{\text{top}}(m_{\text{top}}^{\text{reco}}|m_{\text{top}}^{\text{true}}) \ln P_{\text{top}}(m_{\text{top}}^{\text{reco}}|m_{\text{top}}) dm_{\text{top}}^{\text{reco}} \Rightarrow \\ \frac{\partial \ln \mathcal{L}_{\text{total}}}{\partial m_{\text{top}}} &\rightarrow N \int P_{\text{top}}(m_{\text{top}}^{\text{reco}}|m_{\text{top}}^{\text{true}}) \frac{1}{P_{\text{top}}(m_{\text{top}}^{\text{reco}}|m_{\text{top}})} \frac{\partial P_{\text{top}}(m_{\text{top}}^{\text{reco}}|m_{\text{top}})}{\partial m_{\text{top}}} dm_{\text{top}}^{\text{reco}}. \end{aligned} \quad (4.12)$$

Étant donné que

$$\frac{\partial}{\partial m_{\text{top}}} \int P_{\text{top}}(m_{\text{top}}^{\text{reco}}|m_{\text{top}}) dm_{\text{top}}^{\text{reco}} = 0, \quad (4.13)$$

la quantité $\frac{\partial \ln \mathcal{L}_{\text{total}}}{\partial m_{\text{top}}}$ s'annule au point $m_{\text{top}}^{\text{true}}$. Ceci veut bien dire que la maximisation de la vraisemblance s'effectue asymptotiquement à la bonne valeur de m_{top} , c'est-à-dire $m_{\text{top}}^{\text{true}}$. Par ailleurs, on suppose que l'estimateur, $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$, est non seulement non biaisé mais atteint également la limite de variance minimale de Cramér-Rao (*minimum variance bound* ou *MVB*) pour tout m_{top} (c'est un estimateur *MVB*) [23]. Dans ce cas, asymptotiquement les valeurs de m_{top} dans chaque événement se répartissent de façon gaussienne, et la variance sur m_{top} s'obtient par [23] :

$$\frac{1}{\sigma^2} = -\frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}_{\text{total}}}{\partial m_{\text{top}}^2} \quad (4.14)$$

Or, asymptotiquement :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}_{\text{total}}}{\partial m_{\text{top}}^2} &\rightarrow N \frac{\partial^2}{\partial m_{\text{top}}^2} \int P_{\text{top}}(m_{\text{top}}^{\text{reco}}|m_{\text{top}}^{\text{true}}) \ln P_{\text{top}}(m_{\text{top}}^{\text{reco}}|m_{\text{top}}) dm_{\text{top}}^{\text{reco}} \\ &= -N \int \frac{1}{P_{\text{top}}(m_{\text{top}}^{\text{reco}}|m_{\text{top}})} \left(\frac{\partial P_{\text{top}}(m_{\text{top}}^{\text{reco}}|m_{\text{top}})}{\partial m_{\text{top}}} \right)^2 dm_{\text{top}}^{\text{reco}} \end{aligned} \quad (4.15)$$

au point $m_{\text{top}}^{\text{true}}$ (un des termes dérivé est nul, en faisant appel à l'équation 4.13). La variance est donc calculable numériquement en effectuant l'intégration ci-dessus.

Il y a quelques différences dans le cas de l'application à l'analyse tridimensionnelle. Tout d'abord, la vraisemblance est à maximiser suivant trois paramètres, et non un seul. Cependant,

la formule finale de la variance 4.15 reste vraie pour chaque paramètre, à condition de faire l'intégration sur les trois observables $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$, m_W^{reco} et $R_{\text{lb}}^{\text{reco}}$ ³. En réalité, la méthode tridimensionnelle utilise le paquet HESSE du logiciel ROOT, qui calcule la matrice de covariance au point estimé (généralisant ainsi le cas de la dimension 1 à la dimension 3) $G_{\mu\nu}^{-1}$, définie par :

$$G_{\mu\nu} = \sum_{i=1}^N w_i \frac{\partial \ln \mathcal{L}_i}{\partial \mu} \frac{\partial \ln \mathcal{L}_i}{\partial \nu},$$

avec μ, ν appartenant à $\{m_{\text{top}}, \text{JSF}, \text{bJSF}\}$ (c'est une généralisation de la formule 4.14).

La seconde différence vient des poids des événements Monte-Carlo, qui ne sont pas égaux à 1. Si l'on applique la formule ci-dessus, la variance est proportionnelle à $1/N = 1/\sum w_i$, ce qui implique que cette formule ne reflète pas la vraie statistique de l'échantillon ; elle devrait être proportionnelle à $(\sum w_i^2 / (\sum w_i))^2$.

Cette caractéristique a été corrigée dans le paquet ROOFIT, utilisé dans le cadre de cette analyse, et qui calcule la matrice de covariance $COV_{\mu\nu} = G_{\mu\nu}^{-1} F_{\mu\nu} G_{\mu\nu}^{-1}$, avec :

$$F_{\mu\nu} = \sum_{i=1}^N w_i^2 \frac{\partial \ln \mathcal{L}_i}{\partial \mu} \frac{\partial \ln \mathcal{L}_i}{\partial \nu}.$$

La déviation standard de chaque paramètre est obtenue en prenant la racine carrée des éléments diagonaux.

4.6.4 Pseudo-expériences dans la simulation

4.6.4.1 Présentation

Une fois les PDFs obtenues grâce aux histogrammes des distributions des observables dans la simulation, il convient de tester dans les simulations la méthode de maximisation de la vraisemblance, de la même façon qu'elle sera utilisée dans les données. Les tests de fermeture ont pour principe de réaliser des pseudo-expériences (ici au nombre de 500) à partir de la simulation, à différents points de masse, de JSF et de bJSF, et de montrer que la maximisation de la vraisemblance permet d'ajuster une masse égale à la masse d'entrée (de même pour les autres paramètres) afin de montrer la résistance contre chaque variation.

Ces pseudo-expériences permettent également de calculer l'incertitude statistique attendue sur chaque paramètre mesuré, et la comparer avec l'incertitude statistique obtenue dans les données. Elles utilisent la technique de rééchantillonnage (*bootstrap resampling*), décrite dans la référence [24]. Pour une pseudo-expérience, un nombre d'événements correspondant à la luminosité des données est tiré dans chaque échantillon (bruits de fond et signal), les poids de chaque événement et la section efficace étant pris en compte. La variance statistique d'un échantillon à événements pondérée étant proportionnelle à $\sum w_i^2 / (\sum w_i)^2$ (et non $1/(\sum w_i)$), le nombre d'événements tirés est multiplié par $\sum w_i^2 / (\sum w_i)$ (voir section 4.6.3). Il s'agit d'un tirage avec remise (le même événement peut être tiré une nouvelle fois dans une autre pseudo-expérience, et aussi dans la même pseudo-expérience). Lors de chaque pseudo-expérience, la vraisemblance est maximisée sur les événements tirés, et les valeurs de m_{top} , JSF et bJSF ajustées sont stockées dans des histogrammes. Les incertitudes statistiques de l'ajustement sur chaque paramètre sont également stockées. La valeur du paramètre ajusté à laquelle est soustraite la valeur en entrée, divisée par l'incertitude statistique, appelée résidu (ou *pull*) est aussi stockée. La valeur moyenne attendue de cette quantité est 0, et sa variance attendue (indépendante de la pseudo-expérience) sera notée σ^2 . Pour un grand nombre de pseudo-expériences N_{exp} , la distribution des résidus du paramètre θ est une Gaussienne de

3. Il est tout de même à noter que cette formule ne tient pas compte des corrélations entre les paramètres, et correspond à une maximisation *indépendante* des paramètres.

moyenne μ_θ (et de variance V_θ) dont la formule est par définition :

$$\mu_\theta = \frac{1}{N_{exp}} \times \sum_{i=1}^{N_{exp}} \frac{\theta_i^{ajusté} - \theta^{entrée}}{\sigma_i^{ajusté}}, \quad (4.16)$$

où $\theta^{entrée}$ est la valeur générée du paramètre, et $\sigma_i^{ajusté}$ l'incertitude statistique sur la valeur du paramètre ajusté $\theta_i^{ajusté}$ dans l'expérience i . Les pseudo-expériences permettent de vérifier que cette valeur moyenne est bien nulle. À titre d'exemple, la distribution des résidus pour le bJSF ajusté dans l'échantillon Monte-Carlo central ($m_{top}^{in}=172.5 \text{ GeV}$, $JSF^{in}=1$, $bJSF^{in}=1$), ainsi qu'un ajustement Gaussien à cette distribution, sont donnés figure 4.20. La variance sur la moyenne

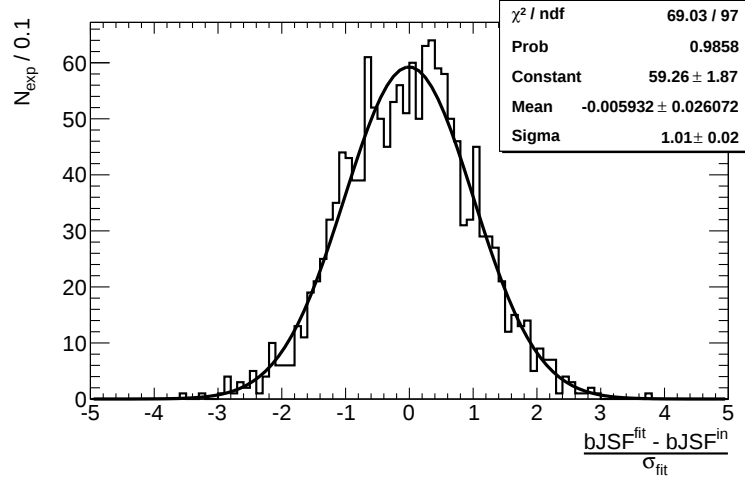


FIGURE 4.20 – Distribution des résidus de bJSF sur 1500 pseudo-expériences. Un ajustement Gaussien à cette distribution est réalisé. Les variances des paramètres de cet ajustement ne sont pas corrigées du sur-échantillonnage.

obtenue par l'ajustement Gaussien doit néanmoins être corrigée du sur-échantillonnage en utilisant la formule des erreurs corrélées, qui est rappelée dans la référence citée ci-dessus, en posant $a_i =$

$$\frac{1}{N_{exp}} \frac{\theta_i^{ajusté} - \theta^{entrée}}{\sigma_i^{ajusté}} :$$

$$V(\mu_\theta) = \frac{1}{N_{exp}^2} \sum_{i=1}^{N_{exp}} \sigma^2 + \sum_{1 \leq i < j \leq N_{exp}} 2 \times cov(a_i, a_j) = \frac{\sigma^2}{N_{exp}} \times (1 + (N - 1)\rho), \quad (4.17)$$

où ρ est le coefficient de corrélation statistique entre les sous-échantillons tirés pour deux pseudo-expériences. La probabilité pour qu'un événement soit tiré dans un autre échantillon est obtenue par la loi de Poisson et est égale à $1 - P(0) = 1 - \exp(-n/N_{éch})$, où n est le nombre d'événements tiré pour un sous-échantillon et $N_{éch}$ est le nombre d'événements disponibles dans l'échantillon. Étant donné qu'il s'agit d'un tirage avec remise, et que cet événement peut être tiré plusieurs fois, l'expression de ρ est en réalité légèrement différente :

$$\rho = 1 - P(0) - \frac{P(1)^2}{2} - \frac{P(2)}{3}(P(2) + 2P(1)) \cdots, \quad (4.18)$$

mais on utilisera l'approximation :

$$\rho \approx 1 - P(0). \quad (4.19)$$

On a alors :

$$V(\mu_\theta) = \frac{\sigma^2}{N_{exp}} \times (1 + (N_{exp} - 1)(1 - e^{-n/N_{éch}})). \quad (4.20)$$

Le facteur $\sqrt{1 + (N_{exp} - 1) \times (1 - e^{-\frac{n}{N_{ech}}})}$ sera ainsi appliqué à l'écart-type de la distribution obtenue des résidus (correspondant au cas $\rho = 0$) pour obtenir l'incertitude sur la moyenne. Par ailleurs, la variance V_θ de la distribution est égale, par définition, à :

$$V_\theta = \frac{1}{N_{exp}} \times \sum_{i=1}^{N_{exp}} \frac{(\theta_i^{ajusté} - \theta^{entrée})^2}{\sigma_i^{ajusté^2}}. \quad (4.21)$$

La racine de cette variance est appelée largeur de résidu σ_θ , et la variance de cette largeur est donnée par :

$$V(\sigma_\theta) = \frac{\sigma^2}{2N_{exp}} \times (1 + (N_{exp} - 1)(1 - e^{-n/N_{ech}})^2). \quad (4.22)$$

Il faudra donc appliquer un facteur correctif $\sqrt{1 + (N_{exp} - 1) \times (1 - e^{-\frac{n}{N_{ech}}})^2}$ à la largeur de la distribution des résidus pour prendre en compte les corrélations entre pseudo-expériences.

Les résultats sur la fermeture, l'incertitude statistique prédite et les largeurs de résidus pour les trois paramètres mesurés sont présentés dans les sections suivantes en fonction de variations sur les paramètres d'entrées, grâce à 500 pseudo-expériences. Les points des graphiques montrant des résultats en fonction du JSFⁱⁿ et du bJSFⁱⁿ sont fortement corrélés en raison de la façon dont ils ont été obtenus (c'est-à-dire à partir des événements du même échantillon, en changeant l'énergie des jets).

4.6.4.2 Résultats sur la fermeture

La figure 4.21 montre un biais moyen sur la masse du quark top mesurée en fonction de la masse du quark top générée compatible avec 0. Cela signifie que la méthode de mesure de masse du quark top est calibrée de façon précise. Cette figure montre également un biais moyen de -0.2% sur le JSF mesuré, et un biais moyen de +0.2% sur le bJSF mesuré. Cette caractéristique a une importance toute relative étant donné que le paramètre d'intérêt mesuré dans cette analyse est la masse du quark top, et non le JSF ou le bJSF. Par ailleurs, la précision sur le JSF mesuré est d'environ 0.3 %, et celle sur le bJSF mesuré est au-dessus de 0.8 %, voir la section suivante 4.6.4.3.

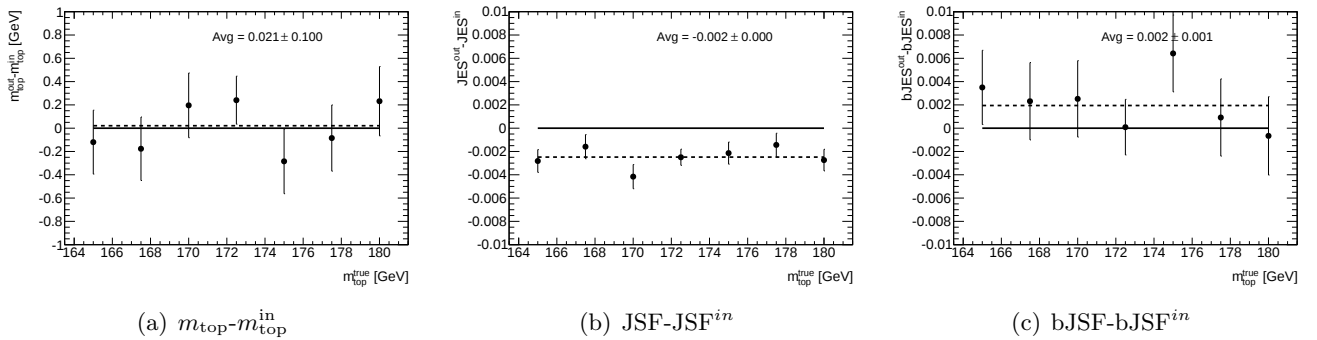


FIGURE 4.21 – Différence entre la valeur des paramètres mesurés et leur vraie valeur en fonction de la valeur d'entrée de masse du quark top dans la simulation m_{top}^{in} . Les valeurs de JSFⁱⁿ et de bJSFⁱⁿ sont toutes deux fixées à 1.

La figure 4.22 montre la fermeture et la stabilité par rapport aux variations de JSFⁱⁿ. La valeur des trois paramètres mesurés montre la stabilité de la méthode pour des JSFⁱⁿ variant de -4% à +4%. La valeur de masse du quark top mesurée présente des fluctuations inférieures à environ 0.1 GeV.

De même, la méthode 3D est stable face aux variations de bJSFⁱⁿ, comme montré sur la figure 4.23. En particulier, la valeur du bJSF mesurée est bien égale en moyenne (compte tenu de l'incertitude) à la valeur d'entrée bJSFⁱⁿ, ceci se traduisant par une robustesse de la mesure de

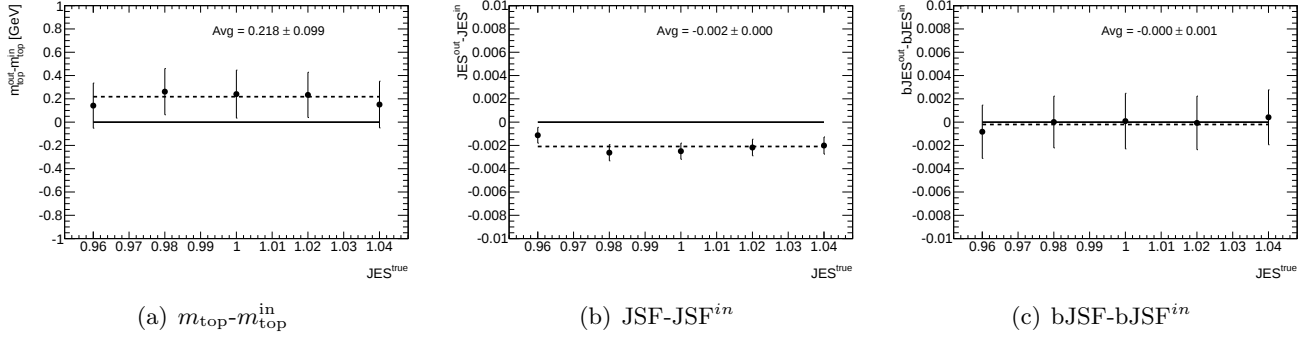


FIGURE 4.22 – Différence entre la valeur des paramètres mesurés et leur vraie valeur en fonction de la valeur d’entrée du facteur d’échelle d’énergie des jets dans la simulation JSF^{in} . La valeur de bJSF^{in} est fixée à 1, et le point de masse utilisé est $m_{\text{top}}=172.5 \text{ GeV}$.

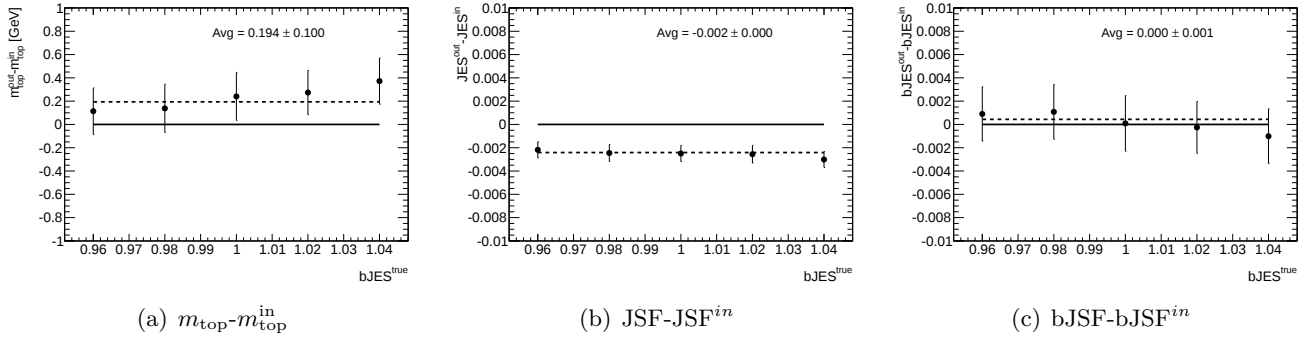


FIGURE 4.23 – Différence entre la valeur des paramètres mesurés et leur vraie valeur en fonction de la valeur d’entrée du facteur d’échelle d’énergie des jets de b dans la simulation bJSF^{in} . La valeur de JSF^{in} est fixée à 1, et le point de masse utilisé est $m_{\text{top}}=172.5 \text{ GeV}$.

masse du quark top sur une gamme de facteur d’échelle d’énergie des jets de b variant de -4% à +4%.

Ces tests valident la méthode de mesure de masse du quark top par la méthode tridimensionnelle.

4.6.4.3 Incertitude statistique prédite

Les figures 4.24(a) – 4.24(c) montrent l’incertitude statistique prédite sur les trois paramètres ajustés en fonction de différentes valeurs d’entrée pour m_{top} dans la simulation. Les valeurs d’entrée JSF^{in} et bJSF^{in} sont fixées à 1.

L’incertitude prédite sur m_{top} se trouve dans la gamme 0.9 GeV-1 GeV si l’on considère des valeurs “raisonnables” (*i.e.* en accord avec les mesures précédentes de m_{top}). L’incertitude sur le JSF varie peu en fonction de m_{top} (elle est de l’ordre de 0.3%), ce qui indique une faible corrélation entre les deux paramètres, contrairement au bJSF, dont l’incertitude est prévue entre 0.9% et 1.1%. Les incertitudes prédites en fonction du JSF^{in} en entrée sont données figure 4.25. Les valeurs d’entrée $m_{\text{top}}^{\text{in}}$ et bJSF^{in} sont respectivement 172.5 GeV et 1. L’étude équivalente a été réalisée en fonction du bJSF, et les résultats sont donnés figure 4.26. Les incertitudes sur les paramètres ajustés dans les données (voir section 4.7) sont également indiqués sur les figures.

4.6.4.4 Résultats sur les résidus

Les largeurs de résidus permettent de vérifier que l’incertitude sur chaque paramètre retournée par la maximisation de la vraisemblance est correcte. Une largeur de résidu compatible avec 1

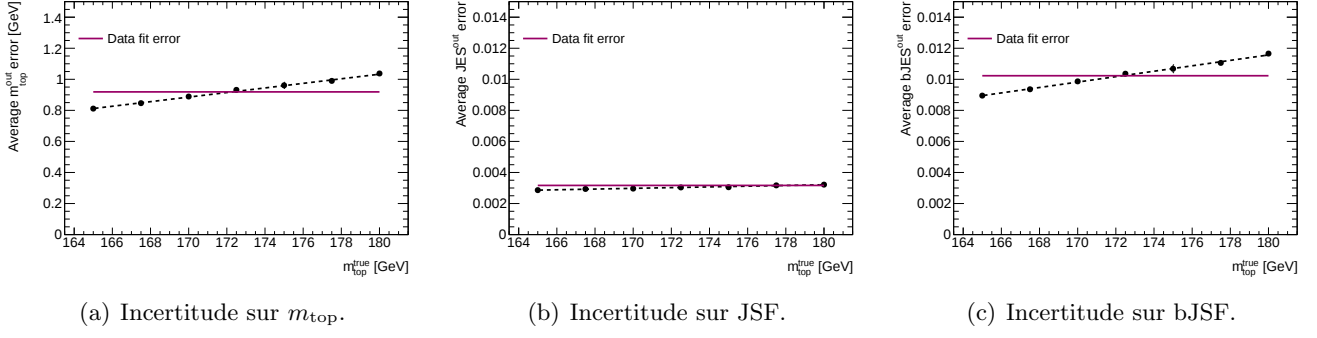


FIGURE 4.24 – Prédiction de l’incertitude statistique sur les paramètres mesurés à la luminosité des données réalisée à l’aide de pseudo-expériences dans la simulation en fonction de la valeur d’entrée de masse du quark top dans la simulation $m_{\text{top}}^{\text{in}}$. Les valeurs de JSF^{in} et de bJSF^{in} sont toutes deux fixées à 1.

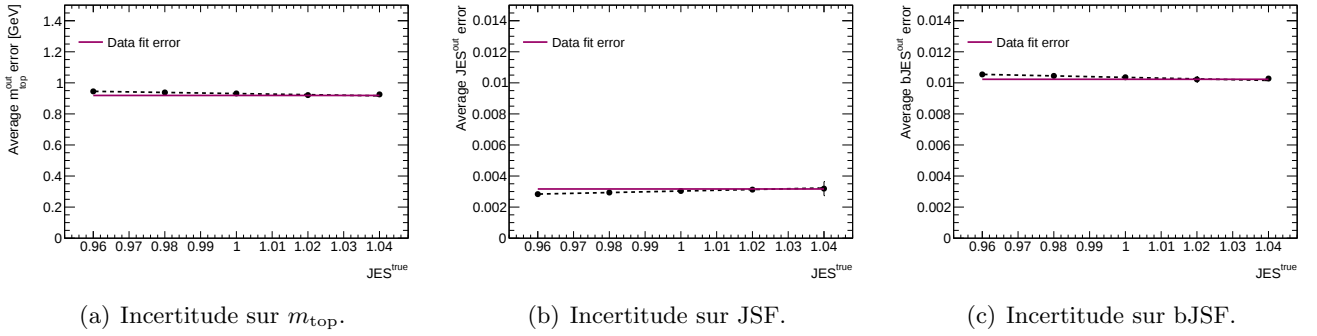


FIGURE 4.25 – Prédiction de l’incertitude statistique sur les paramètres mesurés à la luminosité des données réalisée à l’aide de pseudo-expériences dans la simulation en fonction de la valeur d’entrée du facteur d’échelle d’énergie des jets dans la simulation JSF^{in} . La valeur de bJSF^{in} est fixée à 1, et le point de masse utilisé est $m_{\text{top}}=172.5$ GeV.

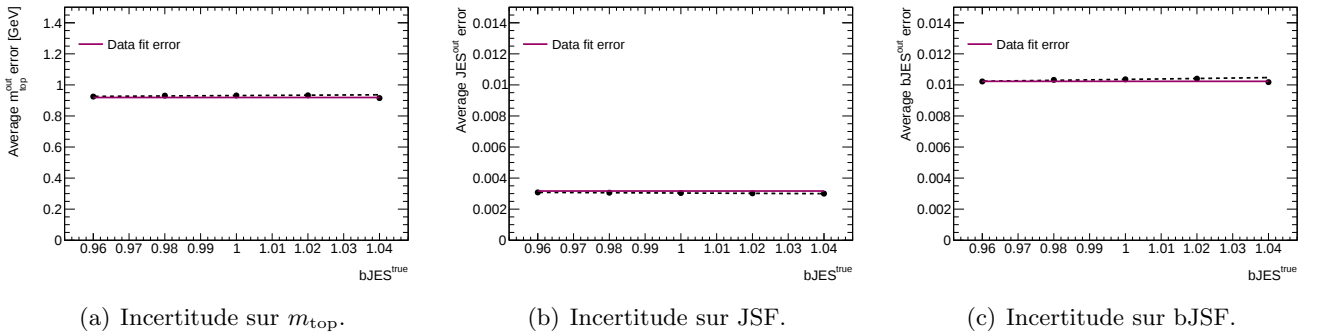


FIGURE 4.26 – Prédiction de l’incertitude statistique sur les paramètres mesurés à la luminosité des données réalisée à l’aide de pseudo-expériences dans la simulation en fonction de la valeur d’entrée du facteur d’échelle d’énergie des jets de b dans la simulation bJSF^{in} . La valeur de JSF^{in} est fixée à 1, et le point de masse utilisé est $m_{\text{top}}=172.5$ GeV.

indique une bonne estimation de cette incertitude statistique. Les largeurs de résidus en fonction des divers paramètres sont montrées sur les figures 4.27 – 4.29. La largeur de résidus pour le paramètre m_{top} est inférieures à 1, avec une valeur moyenne de 0.939 ± 0.026 en fonction de $m_{\text{top}}^{\text{in}}$. Ceci signifie que l’incertitude sur m_{top} donnée par la maximisation de la vraisemblance est légèrement surestimée. Cet effet peut venir des corrélations entre les observables ; il est néanmoins

peu notable et dans tous les cas, conservatif. Les largeurs de résidus pour les autres paramètres ajustés, JSF et bJSF, ont une moyenne en fonction de $m_{\text{top}}^{\text{in}}$ compatible avec 1.

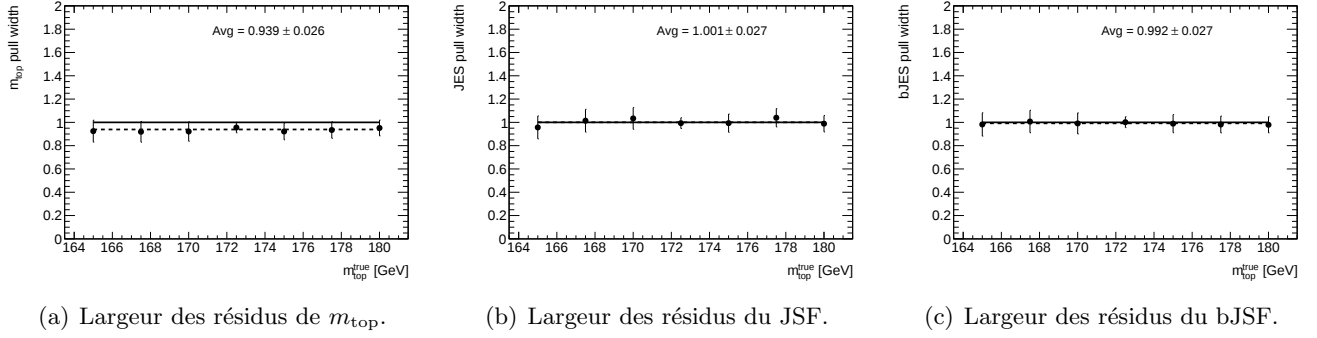


FIGURE 4.27 – Largeur des résidus obtenue à l’aide de pseudo-expériences dans la simulation en fonction de la valeur d’entrée de masse du quark top dans la simulation $m_{\text{top}}^{\text{in}}$. Les valeurs de JSF^{in} et de bJSF^{in} sont toutes deux fixées à 1.

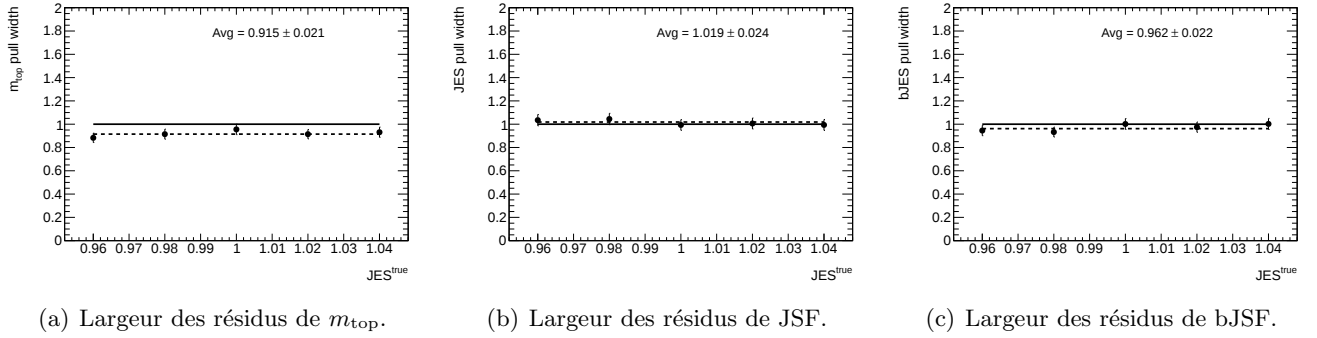


FIGURE 4.28 – Largeur des résidus obtenue à l’aide de pseudo-expériences dans la simulation en fonction de la valeur d’entrée du facteur d’échelle d’énergie des jets dans la simulation JSF^{in} . La valeur de bJSF^{in} est fixée à 1, et le point de masse utilisé est $m_{\text{top}}=172.5 \text{ GeV}$.

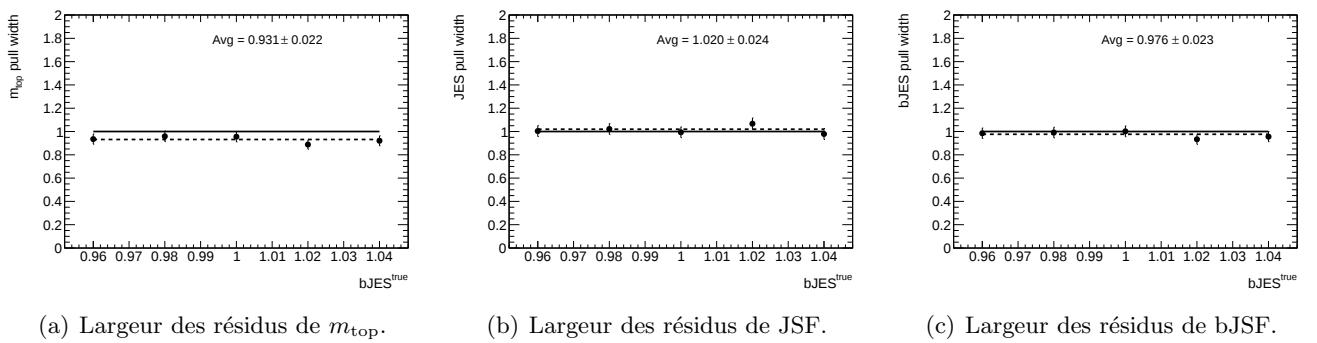


FIGURE 4.29 – Largeur des résidus obtenue à l’aide de pseudo-expériences dans la simulation en fonction de la valeur d’entrée du facteur d’échelle d’énergie des jets de b dans la simulation bJSF^{in} . La valeur de JSF^{in} est fixée à 1, et le point de masse utilisé est $m_{\text{top}}=172.5 \text{ GeV}$.

4.7 Résultats dans les données

Une fois vérifiée la stabilité de la méthode, on peut l’appliquer aux données. La maximisation de la vraisemblance dans le cadre de l’analyse tridimensionnelle dans les données donne le résultat

suivant :

$$\begin{aligned}
 \text{JSF} &= 1.0158 \pm 0.0032 \text{ (stat)} \\
 \text{bJSF} &= 1.0115 \pm 0.0102 \text{ (stat)} \\
 m_{\text{top}} &= 172.01 \pm 0.92 \text{ (stat) GeV.}
 \end{aligned}
 \tag{4.23}$$

Le meilleur ajustement aux données pour chacune des trois observables est montré figure 4.30. Il est réalisé avec le paquet ROOFIT du logiciel ROOT.

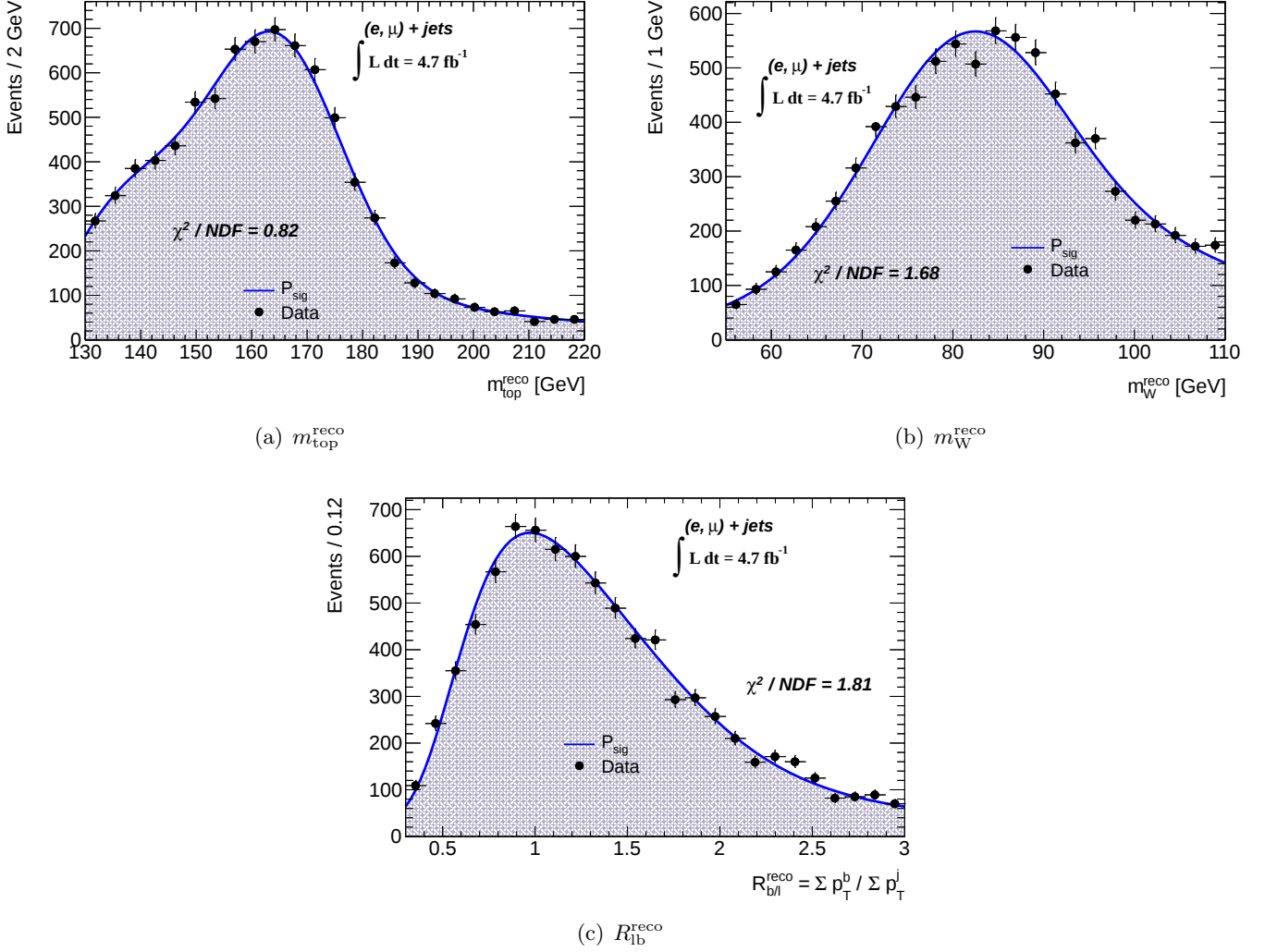
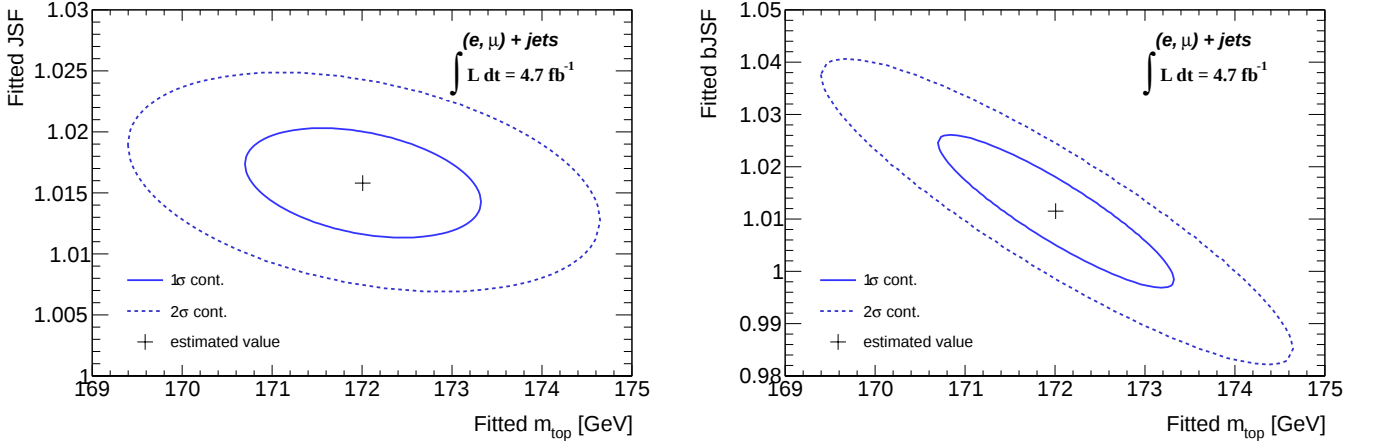
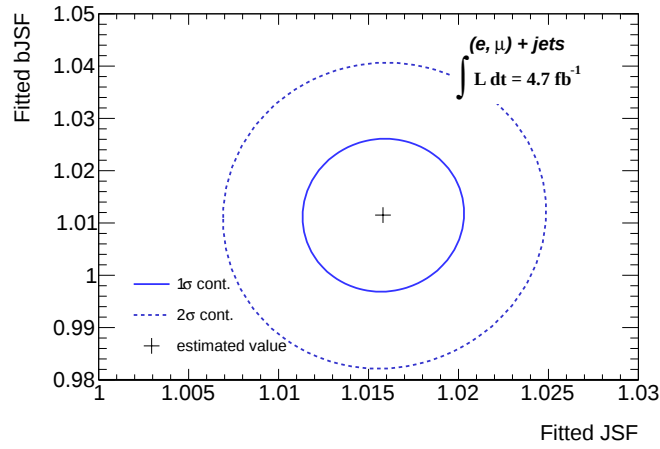


FIGURE 4.30 – Meilleur ajustement aux données pour chaque observable, obtenu grâce à la maximisation de la vraisemblance.

Les contours à une et deux déviations standard sont montrés figure 4.31. Ils ont été obtenus grâce au paquet MINUIT du logiciel ROOT. Ces contours montrent la corrélation entre les paramètres ajustés. La figure 4.31(c) montre un faible degré de corrélation entre le JSF et le bJSF.

Un ajustement bidimensionnel (2D) a été obtenu en fixant le bJSF ajusté à 1. De même, un ajustement unidimensionnel (1D) a été réalisé en fixant le JSF et le bJSF à 1. Ceci permet de comparer le gain sur la précision suivant la dimension de l'ajustement. Notamment, l'incertitude statistique de l'ajustement diminue lorsqu'un paramètre libre est enlevé dans la maximisation, c'est-à-dire lorsque la dimension diminue. Ainsi, l'intérêt d'utiliser plusieurs observables réside dans l'impact potentiel qu'ils peuvent avoir sur les incertitudes systématiques dues à la JES et à la bJES.

Par ailleurs, la valeur de masse du quark top mesurée change selon la dimension de l'ajustement. En effet, la contrainte *in-situ* en JSF et en bJSF est répercutée sur la mesure de m_{top} .

(a) JSF vs m_{top} obtenus dans l'ajustement aux données.(b) bJSF vs m_{top} obtenus dans l'ajustement aux données.

(c) bJSF vs JSF obtenus dans l'ajustement aux données.

FIGURE 4.31 – Valeurs des paramètres ajustés dans les données et contours à une déviation standard (ligne continue) et à deux déviations standard (en pointillé), dans les plans paramètre-paramètre.

L'ajustement bidimensionnel donne le résultat suivant :

$$\begin{aligned} \text{JSF} &= 1.0157 \pm 0.0032 \text{ (stat)} \\ m_{\text{top}} &= 172.88 \pm 0.41 \text{ (stat)} \text{ GeV,} \end{aligned} \quad (4.24)$$

et l'ajustement unidimensionnel donne le résultat suivant :

$$m_{\text{top}} = 174.37 \pm 0.28 \text{ (stat)} \text{ GeV.}$$

Le passage de 1D à 2D augmente l'incertitude statistique de 130 MeV. Le JSF ajusté dans la méthode 2D, qui indique un rapport d'échelle d'énergie des jets entre données et simulation de +1.6%, contraint la valeur de m_{top} mesurée à être environ 1.5 GeV plus petite que la valeur obtenue à une dimension. Le passage de 2D à 3D augmente l'incertitude statistique d'environ 500 MeV, et décale la valeur centrale (avec une contrainte du bJSF ajusté à $\sim 1.2\%$) vers une valeur plus petite d'environ 0.9 GeV.

4.8 Incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques sur la mesure de masse du quark top sont listées dans la table 4.3. Les incertitudes dans le cadre d'une analyse bidimensionnelle, où le bJSF est fixé à 1 dans la

maximisation de la vraisemblance, sont aussi données. La même étude est aussi faite pour le cas unidimensionnel (JSF et bJSF fixés à 1).

Les échantillons Monte-Carlo utilisés pour la détermination de ces incertitudes ont chacun une statistique correspondant à une luminosité intégrée d'environ 100 fb^{-1} . L'élément de matrice est généré à l'ordre NLO, et il est évalué avec les fonctions de distributions de partons (*PDFs*) CT10. L'hadronisation est simulée à l'aide de programmes utilisant les configurations décrites dans la référence [25]. L'incertitude statistique sur la valeur ajustée de m_{top} dans chaque échantillon Monte-Carlo est d'environ 0.15 GeV. Pour la plupart des sources d'incertitudes, seul un paramètre est changé, et la plupart des variations ont les mêmes éléments de matrice que l'échantillon de référence, donc les corrélations sont en général élevées entre les événements des échantillons modifiés et la référence.

Lorsque l'incertitude fait intervenir une différence entre des échantillons présentant des corrélations, des pseudo-expériences sont réalisées, ce qui permet de prendre en compte les corrélations de façon correcte. Une pseudo-expérience consiste à prendre un nombre d'événements correspondant à la luminosité des données, sur la même plage de numéro d'événement pour les deux échantillons comparés. L'ajustement est réalisé sur chacun des deux sous-échantillons, et la différence de chaque paramètre mesuré est stockée dans un histogramme. Ceci est répété jusqu'à épuisement de la statistique disponible dans la simulation (celle-ci étant environ dix fois plus élevée que celle des données). La valeur moyenne de l'histogramme de chaque différence de paramètre mesuré donne la différence obtenue entre les deux échantillons (en particulier pour m_{top}) ; l'incertitude sur cette valeur moyenne permet d'estimer l'incertitude sur la différence pour chaque paramètre.

L'incertitude peut être dans certains cas estimée à partir d'échantillons non corrélés. Un ajustement unique sur toute la statistique est alors suffisant (c'est ce qui est effectué pour l'estimation de la systématique due au choix du générateur par exemple).

Dans tous les cas, la différence observée est prise comme incertitude systématique, même lorsqu'elle est plus petite que la précision statistique, ceci suivant les recommandations de la référence [26].

L'incertitude totale est calculée en sommant quadratiquement toutes les incertitudes individuelles, c'est-à-dire en négligeant les corrélations entre contributions. Les détails sur l'obtention de chaque incertitude sont données ci-dessous.

4.8.1 JSF et bJSF

L'incertitude statistique sur l'ajustement dépend fortement, comme on peut le voir ci-dessus, de la dimension de la méthode utilisée. En effet, ajouter une observable permet de contraindre un paramètre rendu libre dans l'ajustement ; mais du fait qu'il y ait un paramètre libre supplémentaire, l'incertitude statistique augmente.

Afin d'estimer les incertitudes statistiques supplémentaires venant de l'ajout des paramètres libres JSF (pour la méthode 2D et la méthode 3D) et bJSF (pour la méthode 3D seulement), on procède comme suit : la contribution venant de l'ajout du JSF est évaluée en réalisant un ajustement bidimensionnel dans les données (fixant le JSF à 1). L'incertitude est obtenue en soustrayant l'erreur statistique obtenue de celle de l'ajustement tridimensionnel. La même procédure est utilisée pour la composante provenant du bJSF.

Ceci est intéressant dans le cadre de comparaisons entre analyses différentes (lors de combinaisons), et permet également de comparer les sensibilités des estimateurs pour les facteurs d'échelle d'énergie.

4.8.2 Calibration de la méthode

Cette incertitude prend en compte les biais éventuels de la méthode, qu'ils soient dûs à la corrélation des trois observables ou à la statistique limitée des échantillons utilisés pour ajuster les *templates*. Ces biais sur la mesure sont évalués en appliquant la méthode à chaque point de masse

du quark top pour la simulation du signal. La valeur de m_{top} ajustée soustraite à la vraie valeur de m_{top} , en fonction de $m_{\text{top}}^{\text{in}}$, donne un graphe ajusté par une fonction constante; cette valeur moyenne du biais est prise comme incertitude systématique.

4.8.3 Générateur du signal Monte-Carlo

Cette incertitude systématique est évaluée en changeant le générateur du signal à $m_{\text{top}}^{\text{in}} = 172.5$ GeV dans la simulation. La valeur ajustée de m_{top} obtenue sur les pseudo-expériences avec les événements du générateur de référence POWHEG est comparée avec celle obtenue avec des événements simulés à l'aide de MC@NLO [27]. Étant donné qu'il n'est pas possible de brancher PYTHIA sur ce dernier, le logiciel HERWIG est utilisé pour simuler la fragmentation et l'hadronisation des jets dans les deux cas. Ce choix est fait en raison de l'observation selon laquelle le nombre de jets est très différent dans ces simulations pour le canal étudié, et la variation enveloppe le nombre de jets observés dans les données [27–29].

4.8.4 Modèle d'hadronisation

Cette incertitude est obtenue en comparant des échantillons générés avec POWHEG et utilisant PYTHIA avec le réglage P211C pour l'un, et HERWIG et JIMMY avec le réglage ATLAS AUET2 pour l'autre [30]. De la même manière que précédemment, la différence est estimée à l'aide de pseudo-expériences. Cette incertitude s'ajoute à la composante "hadronisation" dans l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets (JES), qui est estimée à l'aide d'échantillons dijets ou autres (mais ne comprenant pas d'échantillons $t\bar{t}$). Cette incertitude dépend fortement de la topologie de l'événement, car les recombinaisons de particules dans les jets sont différentes d'un processus à l'autre, suivant le modèle d'hadronisation; c'est pourquoi il est absolument indispensable de l'évaluer en plus de la composante comprise dans la JES.

4.8.5 Événement sous-jacent

Cette incertitude systématique est obtenue avec deux échantillons utilisant les logiciels POWHEG-hvq et PYTHIA. L'un a le réglage PERUGIA 2011, et l'autre a le réglage PERUGIA 2011 MPIHI [5]. Les deux réglages utilisent la PDF CTEQ5 pour simuler la cascade de partons et l'hadronisation. L'élément de matrice est le même dans les deux échantillons, et il est obtenu avec le logiciel POWHEG-hvq avec la PDF CT10.

Le réglage PERUGIA 2011 MPIHI est une variation du réglage PERUGIA 2011, avec plus d'interactions multiples de partons semi-durs. Les paramètres de reconnexion de couleur sont les mêmes que ceux de PERUGIA 2011. Les deux réglages utilisés ici donnent des prédictions relativement similaires en ce qui concerne l'activité dans le plan transverse à la particule chargée de plus haut p_T , qui est une observable sensible à l'activité de l'événement sous-jacent [31].

La différence entre les valeurs ajustées de m_{top} estimée à l'aide de pseudo-expériences donne l'incertitude systématique correspondante.

4.8.6 Reconnexion de couleur

L'impact sur la mesure de différents modèles de reconnexion de couleur des partons qui rentrent en compte dans l'hadronisation est mesuré en comparant deux échantillons simulés avec POWHEG-hvq et PYTHIA, basés sur les réglages PERUGIA 2011 pour l'un, et PERUGIA 2011 NOCR [5] pour l'autre, pour la simulation de la cascade de partons et l'hadronisation. De même que pour la systématique due à l'événement sous-jacent, dans chaque échantillon, l'élément de matrice est le même, et est simulé avec POWHEG-hvq, en utilisant la PDF CT10. Par opposition au cas précédent (événement sous-jacent), les échantillons utilisés ici prédisent des activités dans le plan transverse à la particule chargée de plus haut p_T différentes (celle de l'échantillon avec réglage PERUGIA 2011 NOCR étant beaucoup plus faible [31]). Par conséquent, en plus d'estimer la systématique due aux

	analyse 1D	analyse 2D	analyse 3D
Valeur mesurée	174.37	172.88	172.01
Incertitude statistique	0.28	0.28	0.28
JSF (statistique)	0.00	0.30	0.29
bJSF (statistique)	0.00	0.00	0.82
Calibration de la méthode	0.05 ± 0.03	0.16 ± 0.04	0.09 ± 0.10
Générateur Monte-Carlo du signal	0.16 ± 0.08	0.25 ± 0.11	0.05 ± 0.29
Modèle d'hadronisation	0.50 ± 0.11	1.24 ± 0.12	0.27 ± 0.22
Événement sous-jacent	0.14 ± 0.09	0.12 ± 0.15	0.09 ± 0.22
Reconnection de couleur	0.02 ± 0.09	0.03 ± 0.12	0.16 ± 0.23
ISR/FSR	0.71 ± 0.05	0.94 ± 0.06	0.49 ± 0.11
PDF du proton	0.22 ± 0.03	0.05 ± 0.01	0.16 ± 0.02
Bruit de fond W +jets	0.22	0.01	0.07
Bruit de fond multijets	0.03	0.03	0.11
JES	0.88 ± 0.06	0.38 ± 0.08	0.56 ± 0.19
bJES	0.82 ± 0.01	0.81 ± 0.01	0.04 ± 0.03
Résolution en énergie des jets	0.53 ± 0.04	0.28 ± 0.08	0.27 ± 0.11
Efficacité de reconstruction des jets	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.01	0.01 ± 0.01
Étiquetage des jets de b	0.09 ± 0.01	0.13 ± 0.01	0.75 ± 0.02
E_T^{miss}	0.05 ± 0.01	0.05 ± 0.01	0.09 ± 0.03
Empilement	0.00 ± 0.00	0.01 ± 0.00	0.01 ± 0.00
Incertitude systématique totale	1.62 ± 0.05	1.85 ± 0.08	1.17 ± 0.31
Incertitude totale	1.65 ± 0.05	1.90 ± 0.08	1.48 ± 0.31

TABLE 4.3 – Table des incertitudes statistiques et des incertitudes systématiques sur la mesure de la masse du quark top, en GeV, pour les analyses unidimensionnelle, bidimensionnelle et tridimensionnelle.

effets de reconnexion de couleur, ce réglage est aussi utilisé pour estimer l'incertitude systématique due aux spectres des particules de l'événement sous-jacent. La différence entre les deux valeurs ajustées de m_{top} estimée à l'aide de pseudo-expériences est prise comme incertitude systématique, de la même façon que pour la précédente. L'échantillon PERUGIA 2011 NOCR change la forme de la distribution de l'observable $R_{\text{lb}}^{\text{reco}}$, et d'une façon moindre celle de l'observable m_W^{reco} , par rapport à l'autre échantillon. Cela implique un bJSF ajusté légèrement différent, et donc une différence de masse légèrement plus élevée pour l'analyse 3D que pour l'analyse 2D.

4.8.7 Radiations dans l'état initial et final (ISR/FSR)

Les partons produisant la paire $t\bar{t}$ peuvent rayonner des photons ou des gluons, ce qui forme des jets rayonnés dans l'état initial (avant production de paires $t\bar{t}$) dans le détecteur (ISR). Les partons de l'état final peuvent également rayonner des jets (FSR). Ces effets peuvent affecter les énergies des jets et la multiplicités de jets dans les événements, introduisant des distorsions dans les distributions des trois observables $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$, m_W^{reco} et $R_{\text{lb}}^{\text{reco}}$. L'incertitude sur la quantité d'ISR/FSR est évaluée grâce à deux échantillons générés avec ACERMC [32], branché à PYTHIA P2011C pour la simulation de la cascade de partons et l'hadronisation. Certains paramètres de ces échantillons sont variés, de telle sorte qu'ils entourent une certaine distribution dans les données ("*gap fraction*"), dont la définition est liée aux nombre de jets additionnels dans les événements $t\bar{t}$ [33]. La figure 4.32 montre l'enveloppe réalisée par la variation des paramètres avant leur réglage (l'enveloppe après réglage des paramètres étant mieux reserrée autour des données). De la même manière que pour les autres estimations d'incertitudes systématiques, des pseudos-expériences servent à évaluer la

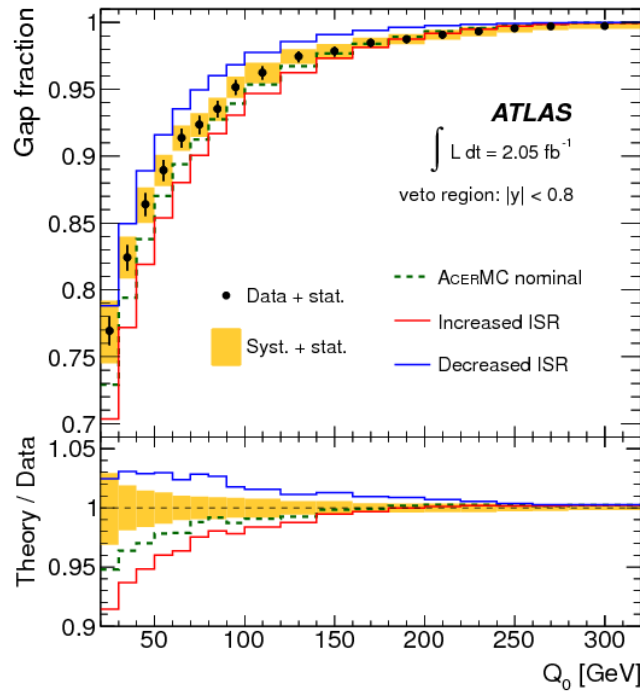


FIGURE 4.32 – Distribution de *gap fraction* $f(Q_0)$ dans des événements $t\bar{t}$ se désintégrant dans le canal dileptonique. $f(Q_0)$ est définie par $f_0 = \frac{n(Q_0)}{N}$, où $n(Q_0)$ est le nombre d'événements n'ayant aucun jet additionnel (en plus des deux jets de b) ayant une impulsion transverse $p_T > Q_0$, et N est le nombre total d'événements sélectionnés. Cette distribution est montrée dans la simulation à valeur nominale, et pour des valeurs de paramètres de la simulation abaissant et augmentant le taux de radiations dans l'état initial avant leur réglage sur les observations des données. Figure tirée de [33].

valeur de masse du quark top pour les deux échantillons. La moitié de la différence est prise comme incertitude systématique.

4.8.8 PDF du proton

L'échantillon de signal utilise l'ensemble de fonctions de distribution partonique (PDFs) CT10. Ces PDFs, qui ont été obtenues grâce à des données expérimentales, ont des incertitudes (non corrélées) implémentées dans 26 ensembles de PDFs par le groupe CTEQ [34]. Afin d'évaluer l'impact de l'incertitude sur les PDFs sur les *templates* de signal, les événements sont pondérés avec le rapport de chaque PDF, et 26 paires de *templates* de signal sont construites. La simulation Monte-Carlo utilise ici le programme MC@NLO pour générer l'élément de matrice et le programme HERWIG pour la fragmentation. Des pseudo-expériences sont effectuées en utilisant chaque paire, et l'incertitude finale est estimée en prenant la somme en quadrature divisée par deux de toutes les différences obtenues sur m_{top} .

4.8.9 Bruit de fond W +jets

La normalisation du bruit de fond W +jets, estimée à partir des données [35], a de nombreuses sources d'incertitudes, notamment celles venant de l'estimation du bruit de fond multijets, et celles sur les contributions des saveurs lourdes à ce bruit de fond. Les incertitudes sont variées séparément pour les saveurs lourdes et pour le nombre total. Elles dépendent de la multiplicité des jets. Elles ne dépassent pas 30% du nombre d'événements W +jets. L'ajustement de m_{top} est répété pour une variation haute et basse de ce bruit de fond, et la différence maximale par rapport à la valeur ajustée de référence est prise comme incertitude systématique.

Par ailleurs, les réglages des paramètres d'ALPGEN utilisés pour déterminer la forme des distributions ne sont pas toujours physiques (forme fonctionnelle de l'échelle de factorisation en fonction de l'impulsion transverse du boson W et des impulsions transverses des jets, échelle de renormalisation, p_T minimal de coupure sure les partons...). Afin de déterminer l'incertitude systématique due à ces effets, la coupure minimale sur l'impulsion transverse des partons est changée, passant de 15 à 10 GeV. D'autre part, la forme fonctionnelle de l'échelle de factorisation est variée, et le rapport du spectre en p_T du jet principal avec le choix de défaut donne un poids à appliquer à chaque événement, qui permet d'obtenir la systématique correspondante. Les effets de la variation de l'échelle de factorisation et de renormalisation ne sont pas investigués pour l'analyse tridimensionnelle, car ils ont un effet négligeable sur la forme du bruit de fond W +jets. L'incertitude est obtenue en réalisant l'ajustement avec le bruit de fond modifié et en prenant la différence entre la variation haute et la variation basse.

4.8.10 Bruit de fond QCD multijets

Le bruit de fond multijets avec un faux lepton a une incertitude sur sa normalisation, qui est couverte par une variation de $\pm 40\%$ du nombre d'événements dans le canal μ +jets, et par une variation de $\pm 50\%$ dans le canal e +jets. L'incertitude sur la mesure est prise comme la différence maximale de masse de top ajustée dans les deux variations considérées (+ et -) avec la masse ajustée au niveau de bruit de fond QCD de référence. L'incertitude dans chaque canal est ajoutée en quadrature.

En ce qui concerne l'incertitude sur la forme du bruit de fond multijets, plusieurs variations sont considérées. L'une fait varier le poids des événements dans le canal μ +jets, en prenant l'une ou l'autre méthode, A ou B, (décrite en section 4.4), l'écart le plus grand sur la valeur de m_{top} ajustée par rapport à la référence ($\frac{A+B}{2}$) étant pris comme incertitude systématique. Celle-ci s'ajoute en quadrature à l'incertitude dans le canal e +jets, où les poids sont variés suivant les incertitudes sur les facteurs d'échelle décrite en section 4.4.

4.8.11 Échelle d'énergie des jets (JES)

L'échelle d'énergie des jets est calibrée grâce à la simulation. En ce qui concerne les jets dans les données, la calibration utilise également des données issues de collisions formant des produits autres que des paires $t\bar{t}$. Plus de détails sont donnés en section 3.3. L'incertitude totale sur la JES varie de 1 % à 3 % environ, suivant les régions de l'espace des phases (p_T , η). Comme décrit en section 3.3, l'estimation de l'échelle d'énergie des jets comprend de nombreuses étapes; ainsi, l'incertitude sur la JES a un certain nombre de sources, environ 60, qui est réduit à 21, en utilisant une méthode permettant de traiter correctement les corrélations entre les différents paramètres de nuisance, décrite en section 3.3.4.4.

Ces paramètres de nuisance sont considérés comme entièrement non corrélés, et les 21 impacts sur valeur de la masse du quark top ajustée sont sommés quadratiquement. Les résultats individuels de chaque composante sont donnés en table 4.4, et ils sont obtenus à l'aide de pseudo-expériences mesurant la différence entre l'échantillon de défaut varié d'une déviation standard vers le haut, et l'échantillon de défaut varié d'une déviation standard vers le bas (à la fois pour le signal et le bruit de fond). Cette différence divisée par deux donne l'estimation de l'incertitude pour chaque composante.

Grâce à la calibration *in-situ* de la JES dans les ajustements bidimensionnels et tridimensionnels, l'incertitude sur la masse du top est réduite par rapport à une méthode n'utilisant pas de contrainte de cette échelle d'énergie. Elle tombe à environ 0.5 GeV, tandis que l'incertitude obtenue dans le cas unidimensionnel est d'environ 0.9 GeV.

Dimension	1D	2D	3D
Composante	Incertitude [GeV]		
Statistique	0.22 ± 0.01	0.10 ± 0.02	0.18 ± 0.04
PN Effectif Statistique1	0.07 ± 0.01	0.10 ± 0.01	0.16 ± 0.02
PN Effectif Statistique2	0.06 ± 0.00	0.00 ± 0.01	0.02 ± 0.01
PN Effectif Statistique3	0.16 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.04 ± 0.02
EtaIntercalibration TotalStat	0.13 ± 0.01	0.02 ± 0.01	0.05 ± 0.02
Modélisation	0.67 ± 0.03	0.20 ± 0.04	0.38 ± 0.10
PN Effectif Modélisation1	0.36 ± 0.01	0.16 ± 0.01	0.30 ± 0.03
PN Effectif Modélisation2	0.17 ± 0.01	0.02 ± 0.01	0.01 ± 0.02
PN Effectif Modélisation3	0.25 ± 0.02	0.09 ± 0.03	0.14 ± 0.09
PN Effectif Modélisation4	0.05 ± 0.00	0.01 ± 0.01	0.00 ± 0.01
EtaIntercalibration Modélisation	0.48 ± 0.01	0.07 ± 0.01	0.18 ± 0.03
Détecteur	0.26 ± 0.01	0.01 ± 0.02	0.06 ± 0.04
PN Effectif Détecteur1	0.25 ± 0.00	0.01 ± 0.02	0.06 ± 0.04
PN Effectif Détecteur2	0.05 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.02
Mixe	0.09 ± 0.01	0.03 ± 0.01	0.04 ± 0.02
PN Effectif Mixe1	0.06 ± 0.01	0.02 ± 0.01	0.00 ± 0.01
PN Effectif Mixe2	0.07 ± 0.01	0.02 ± 0.01	0.04 ± 0.02
Simple Particule Haut p_T	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
Non-fermeture relative MC11b	0.04 ± 0.03	0.07 ± 0.03	0.20 ± 0.07
Correction d'empilement	0.07 ± 0.02	0.01 ± 0.02	0.06 ± 0.05
Correction d'empilement ($\langle\mu\rangle$)	0.01 ± 0.02	0.00 ± 0.02	0.05 ± 0.04
Correction d'empilement (N_{PV})	0.07 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.02 ± 0.03
Jets environnants	0.40 ± 0.01	0.09 ± 0.01	0.15 ± 0.03
Saveur	0.14 ± 0.04	0.28 ± 0.05	0.26 ± 0.11
Composition de saveur	0.13 ± 0.03	0.13 ± 0.04	0.02 ± 0.11
Réponse de saveur	0.05 ± 0.01	0.25 ± 0.01	0.26 ± 0.02
bJES	0.82 ± 0.01	0.81 ± 0.01	0.04 ± 0.03
Total (sans inc. la bJES)	0.88 ± 0.06	0.38 ± 0.08	0.56 ± 0.19

TABLE 4.4 – Composantes de l’incertitude totale sur l’échelle d’énergie des jets. Ces composantes sont traitées comme indépendantes et sont sommées en quadrature. Une description détaillée de la méthode de réduction des paramètres de nuisance est donnée en section 3.3.4.4.

4.8.12 Échelle d’énergie relative des jets de b (bJES)

Cette incertitude est entièrement non corrélée avec l’incertitude sur la JES. Elle a pour but de prendre en compte les différences résiduelles entre l’échelle d’énergie des jets légers, et celle des jets de b qui persistent après application de la chaîne complète de calibration. Cette incertitude est estimée à partir de la simulation, et est également validée avec des jets étiquetés b dans les données [36]. Elle varie entre 0.7 % et 1.8 %, suivant la région d’espace des phases (p_T , η) du jet. La détermination de ces nombres repose sur la comparaison entre l’impulsion transverse mesurée dans le calorimètre et la somme des impulsions transverses des traces chargées associées au jet. Le rapport entre cette quantité calculée sur les jets légers et les jets de b est comparé dans les données et dans la simulation, et les incertitudes dues au modèle de fragmentation, d’hadronisation ou d’événement sous-jacent sont prises en compte.

Grâce à la calibration *in-situ* de la bJES dans les données réalisée avec l’ajustement simultané de la distribution de l’observable R_{lb}^{reco} , la méthode tridimensionnelle réduit cette incertitude systématique à moins de 40 MeV, alors qu’elle est d’environ 0.8 GeV dans la méthode bidimen-

sionnelle (ajustement non contraint pour le bJSF).

4.8.13 Résolution en énergie des jets

L'incertitude sur la résolution en énergie des jets est déterminée à la fois dans les données et dans la simulation ; plus de détails sont disponibles dans la référence [37]. Afin de mesurer l'impact de cette incertitude sur la valeur finale, l'échelle d'énergie des jets est modifiée par un nombre tiré autour d'une Gaussienne de largeur correspondante à l'incertitude. Cette modification est appliquée avant toute coupure de sélection. L'ajustement de m_{top} dans des pseudo-expériences est ensuite réalisé, et la différence avec la valeur de défaut est prise comme incertitude systématique.

4.8.14 Efficacité de reconstruction des jets

L'efficacité de reconstruction dans les données est en accord avec celle de la simulation, à environ 2 % [38]. L'impact de cette incertitude systématique est mesuré en enlevant des jets aléatoirement, en utilisant cette fraction. Comme pour les autres incertitudes, la valeur de m_{top} ajustée sur les pseudo-expériences est comparée à la valeur de défaut, et donne l'incertitude systématique correspondante.

4.8.15 Étiquetage des jets de b

Afin de prendre en compte l'efficacité d'étiquetage des jets de b , ainsi que le taux de mauvais étiquetage de jets issus d'autres quarks, des facteurs correctifs pondérant les événements sont dérivés par jet [39]. Ils sont appliqués à la simulation et dépendent de p_T , η du jet, ainsi que de la saveur du quark dont le jet est issu. Les facteurs d'échelle sont ici dérivés à partir d'événements dijets et d'événements $t\bar{t}$ se désintégrant dans le canal dilepton.

De façon similaire à la séparation en différentes composantes non corrélées de l'incertitude sur la JES détaillée en section 3.3.4.4, l'incertitude sur les facteurs correctifs pour l'efficacité d'étiquetage des jets de b est séparée en 10 composantes non corrélées. Les dix différences divisées par deux des pseudo-expériences donne l'incertitude totale, de la même manière que pour l'incertitude sur la JES.

L'incertitude liée au mauvais étiquetage des jets de quarks c comprend 5 composantes, et celle liée au mauvais étiquetage des jets légers comprend 12 composantes. L'incertitude totale pour chacune de ces sources est obtenue de la même manière que précédemment.

Cette incertitude systématique est la plus élevée de l'analyse tridimensionnelle. Ceci provient essentiellement de l'incertitude sur l'efficacité d'étiquetage des jets de b , dont chaque composante est donnée dans le tableau 4.5.

4.8.16 Énergie transverse manquante (E_T^{miss})

Étant donné que l'analyse utilise une coupure sur l' E_T^{miss} , il convient de quantifier l'effet de l'incertitude due à l' E_T^{miss} sur la mesure. L'échelle de l' E_T^{miss} est variée d'une déviation standard suivant les incertitudes affectant ses deux composantes, *cellout* et *soft*. La différence avec l'ajustement de référence dans les pseudo-expériences donne l'impact sur la mesure, qui est faible.

4.8.17 Interactions multiples additionnelles (empilement)

Afin de quantifier l'impact de l'empilement sur la mesure, en plus de ce qui est déjà pris en compte dans l'incertitude sur la JES, l'ajustement est répété dans la simulation, en fonction du nombre de vertex reconstruits et en fonction de $\langle\mu\rangle$. Elles sont compatibles avec celles observées dans les données. Les dépendances sont paramétrisées linéairement, et la valeur de m_{top} convoluant

Dimension	1D	2D	3D
Composante (<i>Scale factor</i> des jets de <i>b</i>)	Incertitude [GeV]		
Vecteur propre 1	0.01 ± 0.00	0.01 ± 0.00	0.14 ± 0.00
Vecteur propre 2	0.01 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.06 ± 0.00
Vecteur propre 3	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.03 ± 0.00
Vecteur propre 4	0.04 ± 0.00	0.03 ± 0.00	0.32 ± 0.00
Vecteur propre 5	0.03 ± 0.00	0.03 ± 0.00	0.23 ± 0.00
Vecteur propre 6	0.02 ± 0.00	0.01 ± 0.00	0.10 ± 0.00
Vecteur propre 7	0.01 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.01 ± 0.00
Vecteur propre 8	0.05 ± 0.00	0.04 ± 0.00	0.36 ± 0.01
Vecteur propre 9	0.01 ± 0.00	0.02 ± 0.00	0.05 ± 0.01
Vecteur propre 10	0.05 ± 0.00	0.08 ± 0.00	0.29 ± 0.01
Total vecteurs propres	0.09 ± 0.00	0.10 ± 0.00	0.64 ± 0.01
jets de <i>c</i>	0.02 ± 0.00	0.08 ± 0.01	0.40 ± 0.01
jets légers	0.00 ± 0.00	0.01 ± 0.00	0.06 ± 0.01
Systématique totale	0.09 ± 0.01	0.13 ± 0.01	0.75 ± 0.02

TABLE 4.5 – Composantes de l’incertitude totale sur l’étiquetage des jets de *b*. Ces composantes sont traitées comme indépendantes et sont sommées en quadrature. La méthode de réduction des paramètres de nuisance est similaire à celle employée pour l’incertitude sur la JES, et détaillée en section 3.3.4.4.

chaque dépendance avec la distribution correspondante (nombre de vertex ou $\langle\mu\rangle$) est calculée dans les données et dans la simulation :

$$m_{\text{top}} = \sum_i b_0 + a_0 \times N_i,$$

où *i* est le numéro du bin de la distribution considérée N_i est le nombre d’événements sélectionnés dans ce bin, et a_0 , b_0 sont les paramètres précédemment déterminés dans la simulation. La différence entre la valeur obtenue dans la simulation et celle obtenue dans les données est prise comme incertitude systématique. L’incertitude calculée avec les nombre de vertex primaires reconstruits est ajoutée en quadrature avec celle calculée avec $\langle\mu\rangle$. Les dépendances en N_{PV} et $\langle\mu\rangle$ sont données en annexe 4.F.

4.8.18 Discussion des incertitudes obtenues avec chaque méthode

L’intérêt d’utiliser une dimension de l’ajustement élevée est apparent lorsque l’incertitude totale est réduite par rapport à une dimension plus faible. Ceci est visible pour l’analyse tridimensionnelle, qui permet de réduire l’incertitude systématique suffisamment pour compenser l’augmentation de son incertitude statistique due aux paramètres libres supplémentaires.

Par opposition, la méthode bidimensionnelle ne laisse pas apercevoir d’amélioration quelconque par rapport au cas unidimensionnel, y compris sur l’incertitude systématique totale. L’incertitude sur la JES est réduite (ce qui est attendu), mais certaines incertitudes augmentent, particulièrement celle due au modèle d’hadronisation des jets. Cette caractéristique, absente dans la méthode bidimensionnelle de la référence [1], est essentiellement due à la méthode de reconstruction utilisée. L’ajustement cinématique utilisant KLFitter contraint les énergies des particules au niveau partonique. La contrainte utilise des fonctions de transfert basées sur une simulation d’événements $t\bar{t}$ utilisant le logiciel PYTHIA pour l’hadronisation des jets. Afin d’évaluer l’incertitude sur le modèle d’hadronisation choisi, cette même contrainte est posée sur l’échantillon Monte-Carlo utilisant Herwig pour l’hadronisation. L’observable $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$ sera donc modifiée. Dans la méthode bidimensionnelle,

ces effets (non linéaires) ont également un impact sur l'observable m_W^{reco} , qui est aussi utilisée pour contraindre les énergies des jets. L'interaction entre ces effets est non triviale, et a un impact d'environ 1 GeV sur la différence de m_{top} mesurée dans le cas 2D. L'analyse tridimensionnelle utilise l'observable $R_{\text{lb}}^{\text{reco}}$, qui dépend de l'événement global, et qui contrebalance l'effet dû à l'ajout de la seconde observable.

En vertu de son incertitude totale, qui est la plus petite des trois méthodes, c'est donc celle qui est retenue comme résultat de cette étude des données prises en 2011.

4.9 Conclusion

La méthode d'analyse tridimensionnelle pour la mesure de masse du top dans le canal ℓ +jets, appliquée aux données enregistrées pendant l'année 2011, à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 7$ TeV, donne le résultat suivant :

$$m_{\text{top}} = 172.01 \pm 0.92(\text{stat}) \pm 1.17(\text{syst}) \text{ GeV}.$$

Cette méthode a servi de base à la publication d'un résultat [40], où les événements avec seulement un jet étiqueté b sont également utilisés. Un ajustement combiné des événements, utilisant une fonction de distribution différente suivant la catégorie de l'événement (un ou deux jets étiquetés b), est réalisé pour obtenir le résultat final :

$$m_{\text{top}} = 172.31 \pm 0.75(\text{stat}) \pm 1.35(\text{syst}) \text{ GeV}.$$

L'incertitude systématique est légèrement différente du fait des événements supplémentaires pris en compte, ainsi que du fait que les fonctions de densité de probabilité sont légèrement différentes. Par ailleurs, l'incertitude sur la JES surestime légèrement la composante due à l'empilement, ainsi que celles dues à la réponse et la fraction des jets de quarks par rapport aux jets de gluons. Le résultat officiel diffère quelque peu du résultat présenté ici, non seulement à cause de la vraisemblance différente, mais aussi à cause de la prise en compte des événements contenant un seul jet étiqueté b , qui réduit aussi l'incertitude statistique.

Ce résultat est le plus précis d'ATLAS pour la mesure individuelle de la masse du quark top à l'heure où cette thèse est éditée.

Grâce à une calibration des jets précise et de l'ordre de quelques %, cf. le chapitre 3, l'incertitude totale sur la masse du quark top pour un ajustement unidimensionnel est de 1.6 GeV. L'ajout de la seconde dimension réduit l'incertitude sur la JES de moitié, mais l'analyse bidimensionnelle se trouve être plus sensible que l'analyse unidimensionnelle à certains effets, notamment le modèle d'hadronisation adopté, et comprend une incertitude supplémentaire due au JSF. L'ajout de la troisième dimension permet de s'affranchir presque entièrement de certains effets systématiques présents dans les autres analyses. En particulier, l'incertitude sur la bJES est réduite presque à néant, et les effets d'hadronisation, d'ISR/FSR et de générateur sont également réduits. Le prix à payer pour cette réduction de l'incertitude systématique est cependant une augmentation de l'incertitude statistique due à l'introduction du paramètre ajusté supplémentaire, avec la présence d'une incertitude statistique de 0.82 GeV(bJSF). Par ailleurs l'incertitude sur l'étiquetage des jets de b augmente de manière sensible à une valeur d'environ 0.8 GeV, ceci étant dû au fait que la troisième observable, comprenant quatre impulsions différentes dans sa définition, est sensible aux fluctuations de cette incertitude en fonction de p_T . Plus de détails sur ces effets sont donnés en annexe 4.D.

Afin d'améliorer la précision sur la mesure, il est intéressant de bénéficier de plus d'événements $t\bar{t}$, ceci permettant à la fois de réduire l'incertitude statistique et d'améliorer les étalonnages. C'est ce qui est présenté dans le chapitre suivant où les données à 8 TeV, en quantité environ 5 fois plus grandes qu'à 7 TeV pour la production de paires $t\bar{t}$ au LHC, sont analysées.

4.A Annexe : Distributions après sélection finale

Les figures ci-dessous donnent des distributions après application de toutes les coupures de sélection de l'analyse, incluant les coupures décrites en section 4.2, la coupure de réjection des événements lors de la non-convergence de KLFitter, la coupure sur le nombre de jets étiquetés b (égal à 2) et les coupures sur les fenêtres des observables $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$, m_W^{reco} et $R_{\text{lb}}^{\text{reco}}$. Les incertitudes incluent celles sur les bruits de fond (normalisation et forme), celle sur l'étiquetage des jets de b , l'incertitude sur la section efficace et la luminosité, et l'incertitude statistique.

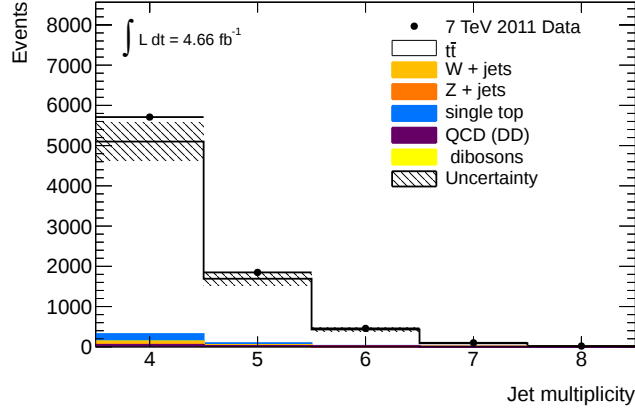
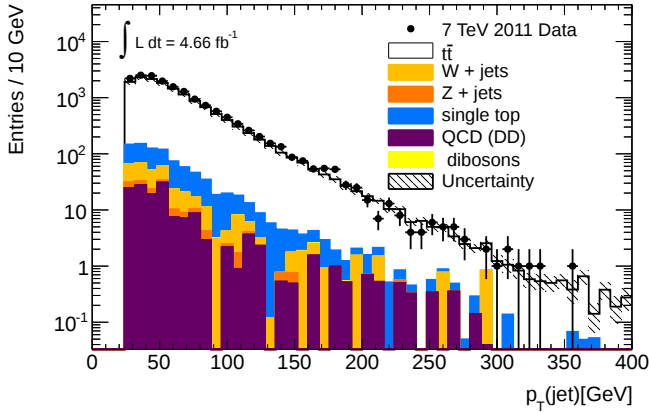
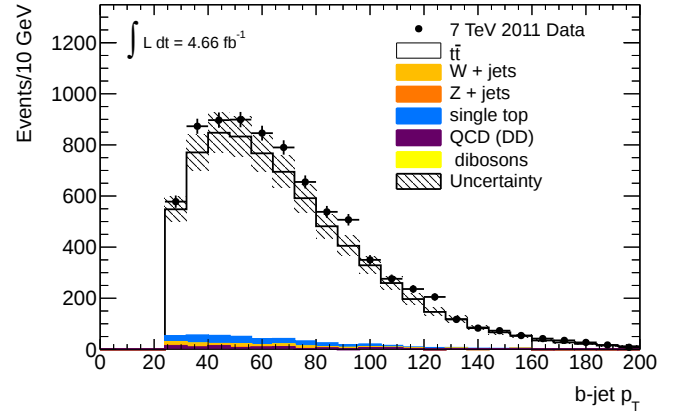


FIGURE 4.33 – Nombre de jets.

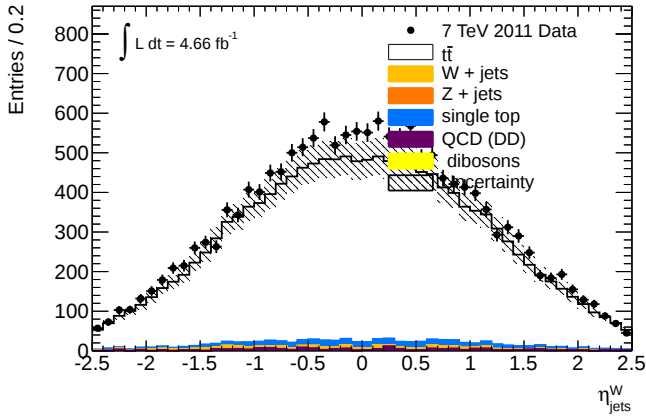
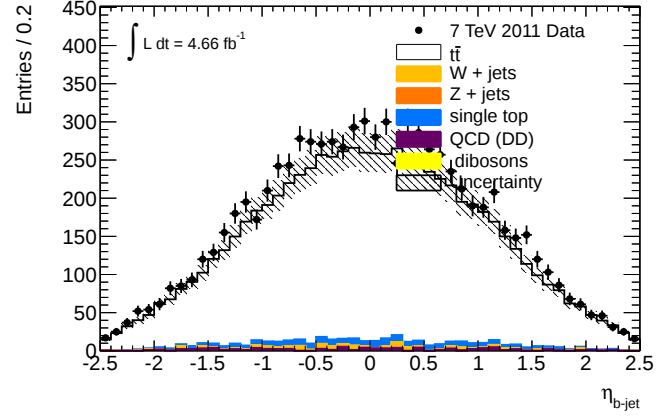
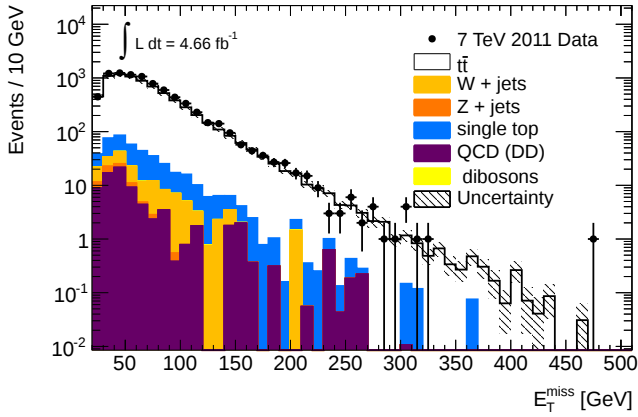
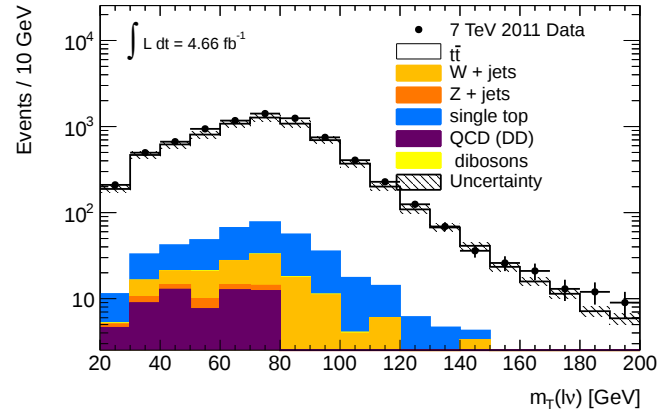


(a) p_T des jets assignés aux W issus des tops hadroniques.

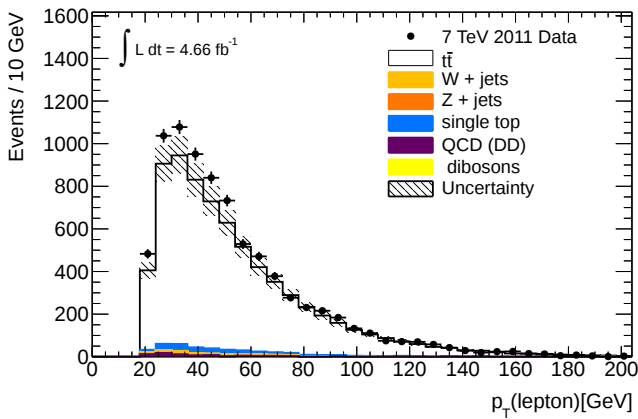
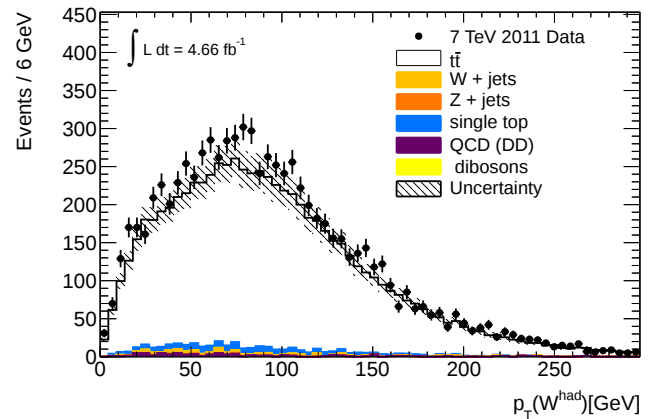


(b) p_T des jets assignés aux b issus des tops hadroniques.

FIGURE 4.34 – Impulsions des jets assignés à la désintégration du quark top hadronique.

(a) η des jets assignés aux W issus des tops hadroniques.(b) η des jets assignés aux b issus des tops hadroniques.FIGURE 4.35 – η des jets assignés à la désintégration du quark top hadronique.(a) E_T^{miss} .

(b) Masse transverse lepton-neutrino reconstruite.

FIGURE 4.36 – Énergie transverse manquante E_T^{miss} et masse transverse m_W^T .(a) p_T du lepton.(b) p_T du W hadronique reconstruit.FIGURE 4.37 – Impulsions transverse du lepton et du W hadronique reconstruits.

4.B Annexe : KLFFitter et les fonctions de transfert

L'assignation des jets aux partons et la reconstruction des observables fait intervenir un ajustement cinématique, KLFFitter [21], dont la vraisemblance contient des termes venant des distributions de Breit-Wigner

Une fonction de transfert a pour but de définir la relation entre l'entrée et la sortie d'un système. Ici, il s'agira de la réponse entre la particule ou le jet calibré et la vraie particule ou le vrai jet. La fonction de transfert $\mathcal{T}(x_{reco}|x_{vraie})$ est donc la densité de probabilité d'avoir une quantité reconstruite x_{reco} (énergie, impulsion transverse...) étant donnée la quantité vraie x_{vraie} . Les fonctions de transfert sont normalisées à l'unité :

$$\int \mathcal{T}(x_{reco}|x_{vraie}) dx_{reco} = 1, \quad (4.25)$$

où l'intervalle d'intégration est l'espace de toutes les valeurs possibles que peut prendre x_{reco} (sans prendre en compte l'acceptance et l'efficacité de x_{reco}).

Les fonctions de transfert sont calculées à partir des événements $t\bar{t}$ simulés (au point de masse par défaut, *i.e.* 172.5 GeV), et reposent sur une association des objets reconstruits avec les quarks et leptons au niveau partonique. Les catégories de particules considérées sont les électrons, les muons, les jets légers et les jets de b . Les fonctions de transfert sont calculées dans différents bins en $|\eta|$. La quantité x est l'énergie pour les jets et les électrons, et l'impulsion transverse pour les muons. La sélection est celle décrite en section 4.2, et l'association entre partons et objets reconstruits s'effectue en cherchant un parton à l'intérieur d'un cône de rayon $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.3$ autour de l'objet reconstruit considéré (le parton devant être unique).

La distribution de la réponse $\Delta x = \frac{(x_{reco} - x_{vrai})}{x_{vrai}}$ est ajustée dans chaque bin en $|\eta|$ et E^{truth} par la somme de deux gaussiennes, pour donner une PDF de la forme :

$$\mathcal{T}(x_{reco}|x_{vraie}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}(p_2 + p_3 p_5)} \left(e^{-\frac{(\Delta x - p_1)^2}{2p_2^2}} + p_3 e^{-\frac{(\Delta x - p_4)^2}{2p_5^2}} \right). \quad (4.26)$$

Les p_i sont paramétrisés en fonction de E^{truth} . Cette paramétrisation est utilisée comme point de départ à un ajustement multidimensionnel un peu moins trivial.

4.C Annexe : Expression des coefficients des PDFs

Les termes rentrant dans les expressions des fonctions de densité de probabilité (PDF) sont définis en section 4.6.2 à l'exception des termes f_i . Ceux-ci sont les intégrales de la première fonction de chaque PDF (correspondant aux termes avec A_i en facteur), divisées par l'intégrale de la PDF. Il s'agit donc de la fraction de l'intégrale la première fonction contribuant à la PDF totale (dépendant aussi de B_i). Les f_i sont calculés numériquement. Chaque terme $\alpha \in \{\mu_i, \sigma_i, f_i\}$ est paramétrisé linéairement en fonction du paramètre physique m_{top} et des paramètres de nuisance JSF et bJSF :

$$\alpha = a + b \times (m_{\text{top}} - 172.5) + c \times (\text{JSF} - 1) + d \times (\text{bJSF} - 1). \quad (4.27)$$

Le terme constant a et les pentes b , c et d pour chaque terme sont donnés dans le tableau 4.6.

	Paramètre des PDFs et terme constant		Paramètre physique ou de nuisance		
	Nom	Terme constant	m_{top}	JSF	bJSF
PDF de $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$	μ_1	163.544645	0.834087	72.146844	61.904104
	σ_1	11.112297	0.120497	13.378927	11.877492
	μ_2	143.275237	0.395590	37.626812	26.828205
	σ_2	10.157486	0.147777	21.459345	16.425099
	f_1	0.464559	0.001744	0.475656	0.334548
PDF de $m_{\text{W}}^{\text{reco}}$	μ_3	80.569117	-	71.157281	-
	σ_3	9.842747	-	27.934333	-
	μ_4	91.506295	-	14.801486	-
	σ_4	22.657929	-	12.294059	-
	f_2	0.562102	-	0.633217	-
PDF de $R_{\text{lb}}^{\text{reco}}$	μ_5	1.269170	-0.001420	0.075140	0.944273
	σ_5	0.565351	0.002277	0.129234	0.038524
	μ_6	0.980570	0.002013	0.053433	0.700802
	σ_6	0.272386	0.001617	0.168236	0.301009
	f_3	0.238972	-0.003846	-0.367366	-

TABLE 4.6 – Valeurs des coefficients des divers paramètres rentrant dans les fonctions de densité de probabilités utilisées dans le cadre de l'ajustement tridimensionnel.

4.D Annexe : incertitude liée à l'étiquetage des jets de b

L'incertitude sur l'étiquetage des jets de b étant la plus élevée (et en particulier celle sur l'efficacité d'étiquetage) dans l'analyse tridimensionnelle, contrairement aux analyses bidimensionnelle et unidimensionnelle, les effets de l'incertitude sur l'efficacité d'étiquetage sur l'observable $R_{\text{lb}}^{\text{reco}}$ sont investigués. La figure 4.38 montre les déformations de la forme de l'observable $R_{\text{lb}}^{\text{reco}}$ engendrés par les variations de la valeur centrale d'une déviation standard pour chaque composante de l'incertitude. La comparaison avec le tableau 4.5 est sans équivoque. Les déformations les plus importantes de la forme de $R_{\text{lb}}^{\text{reco}}$ correspondent aux incertitudes les plus élevées sur m_{top} .

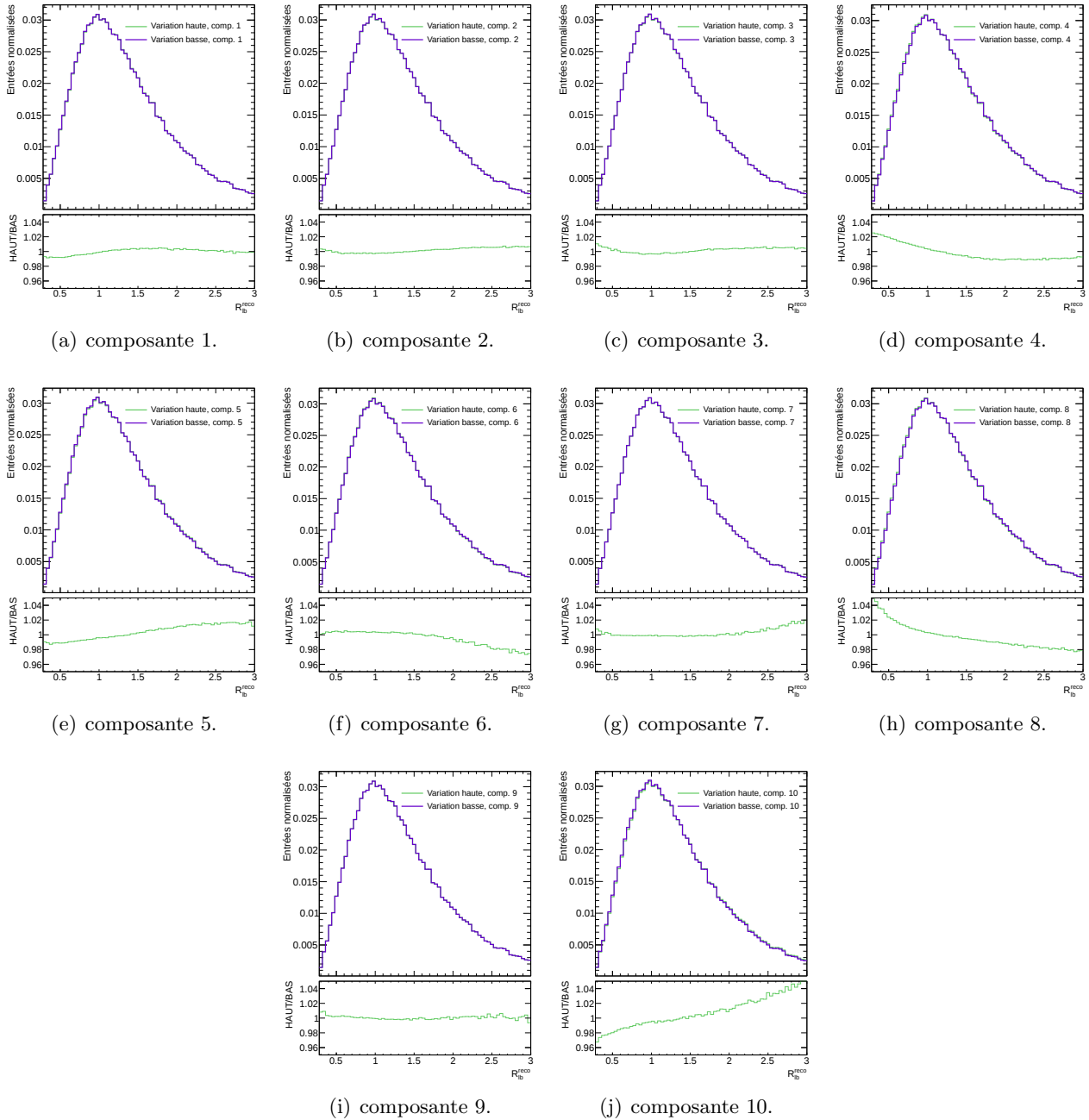


FIGURE 4.38 – Formes de l'observable $R_{\text{lb}}^{\text{reco}}$ dans la simulation (signal + bruits de fond), pour la variation haute et la variation basse de chaque composante d'incertitude sur l'étiquetage des jets de b .

4.E Annexe : impact des bruits de fond sur l'analyse

En réalisant des pseudo-expériences du même type que celles décrites en section 4.8, il est possible d'estimer l'impact des bruits de fond au signal sur l'analyse. Les figures 4.39 – 4.41 montrent les différences entre paramètres ajustés dans la simulation comprenant ou non les bruits de fond dans les événements sélectionnés pour la pseudo-expérience, en fonction des paramètres d'entrés.

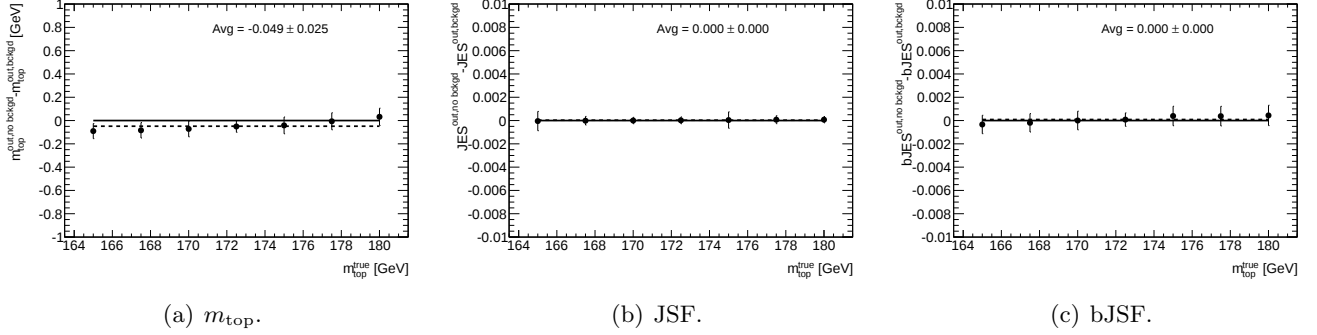


FIGURE 4.39 – Différence entre la valeur du paramètres mesuré (m_{top} , JSF et bJSF) avec et sans bruit de fond dans chaque pseudo-expérience en fonction de la valeur d'entrée de masse du quark top dans la simulation $m_{\text{top}}^{\text{in}}$. Les valeurs de JSF^{in} et de bJSF^{in} sont toutes deux fixées à 1.

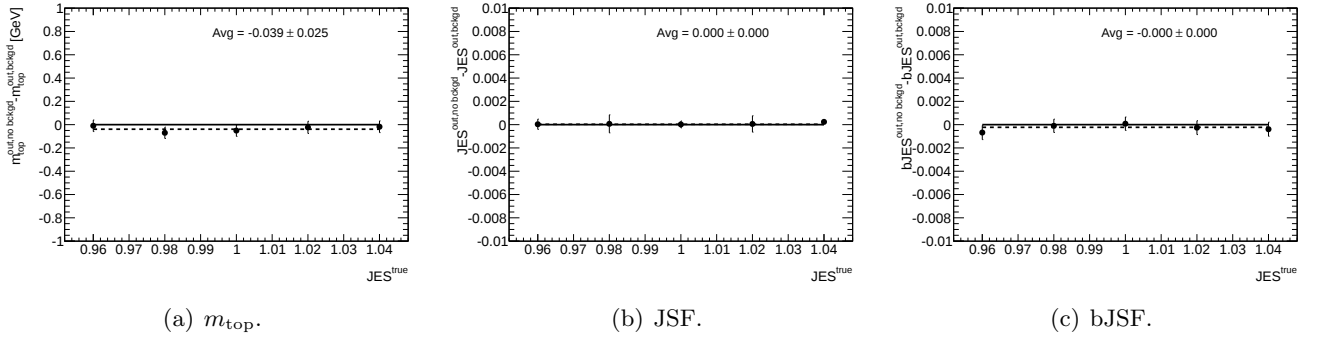


FIGURE 4.40 – Différence entre la valeur du paramètres mesuré (m_{top} , JSF et bJSF) avec et sans bruit de fond dans chaque pseudo-expérience en fonction de la valeur d'entrée du facteur d'échelle d'énergie des jets dans la simulation JSF^{in} . La valeur de bJSF^{in} est fixée à 1, et le point de masse utilisé est $m_{\text{top}}=172.5$ GeV.

Bien que les incertitudes sur les incertitudes systématiques liées aux bruits de fonds (cf. table 4.3) ne soient pas estimées, ces pseudo-expériences montrent que retirer les bruits de fond de l'analyse tridimensionnelle a un impact moyen mineur, inférieur à 60 MeV.

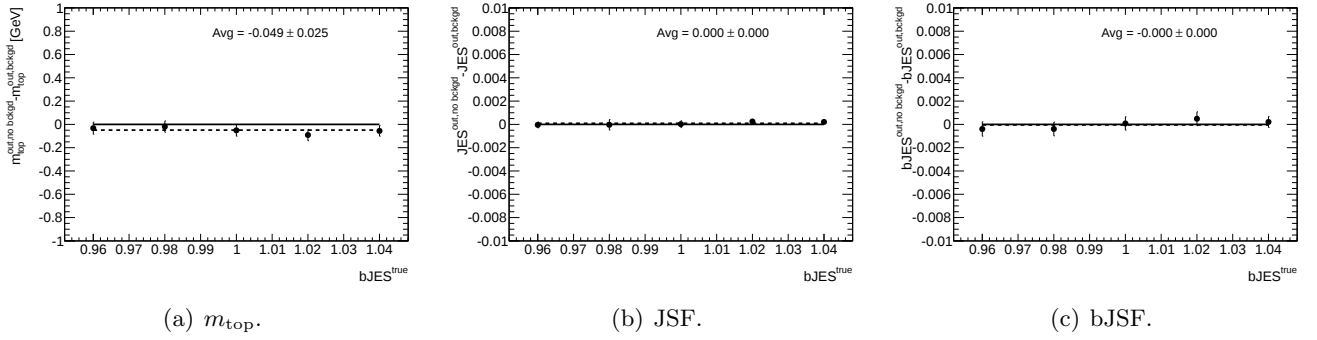


FIGURE 4.41 – Différence entre la valeur du paramètres mesuré (m_{top} , JSF et bJSF) avec et sans bruit de fond dans chaque pseudo-expérience en fonction de la valeur d'entrée du facteur d'échelle d'énergie des jets de b dans la simulation $bJSF^{in}$. La valeur de JSF^{in} est fixée à 1, et le point de masse utilisé est $m_{top}=172.5$ GeV.

4.F Annexe : incertitude systématique due à l’empilement

L’incertitude due à l’empilement consiste à tenir compte de l’impact qu’a sur l’analyse les différences entre données et simulation sur la distribution en nombre de vertex reconstruits, donnée figure 4.42(b), et la distribution de $\langle\mu\rangle$, figure 4.42(a), une quantité définie au chapitre 2. L’estimation

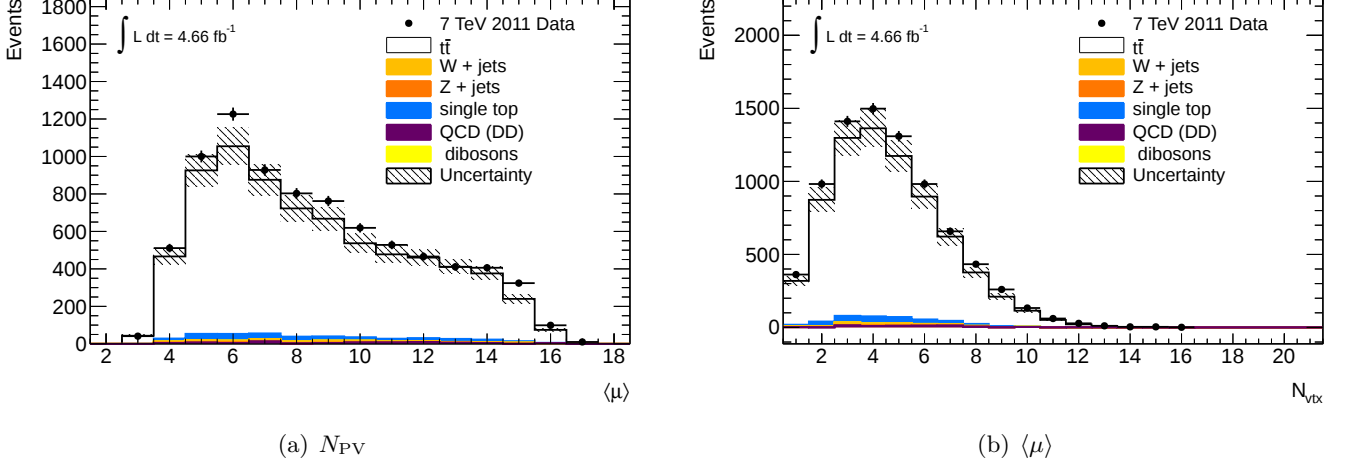


FIGURE 4.42 – Distributions en nombre de vertex primaires reconstruits N_{PV} et en $\langle\mu\rangle$ dans la simulation et dans les données pour les événements sélectionnés pour l’analyse.

de cette incertitude repose sur le calcul des dépendances de la masse mesurée en N_{PV} et en $\langle\mu\rangle$. Ces dépendances sont montrées figure 4.43, dans la simulation et dans les données. Afin de minimiser l’incertitude statistique sur ces dépendances, l’incertitude sur l’empilement est calculée en utilisant les dépendances de la simulation. La masse ajustée est calculée en utilisant les distributions des données et des simulations suivant l’équation 4.25. La différence entre les deux nombres donne l’estimation de l’incertitude.

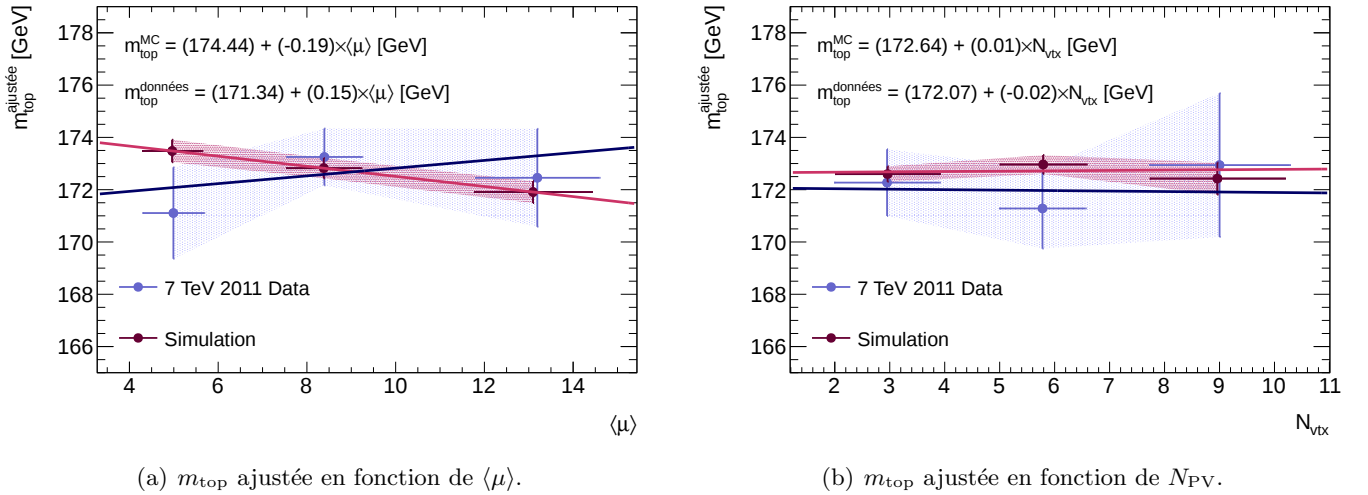


FIGURE 4.43 – Masse du quark top ajustée en fonction de N_{PV} et de $\langle\mu\rangle$, dans le cadre de l’analyse tridimensionnelle, dans les données et dans la simulation.

Bibliographie

- [1] ATLAS Collaboration, *Measurement of the top quark mass with the template method in the $t\bar{t} \rightarrow \text{lepton} + \text{jets}$ channel using ATLAS data*, Eur.Phys.J. **C72** (2012) 2046, [arXiv:1203.5755 \[hep-ex\]](#). (Cité en pages 89, 98 et 124.)
- [2] S. Frixione, P. Nason and C. Oleari, *Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations : the POWHEG method*, JHEP **11** (2007) 070. (Cité en page 90.)
- [3] H.-L. Lai et al., *New parton distributions for collider physics*, Phys. Rev. **D82** (2010) 074024. (Cité en pages 90 et 139.)
- [4] T. Sjöstrand, S. Mrenna and P.Z. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, JHEP **05** (2006) 026. (Cité en page 90.)
- [5] P. Skands, *Tuning Monte Carlo Generators : The Perugia Tunes*, Phys. Rev. **D 82** (2010) 074018. (Cité en pages 90 et 118.)
- [6] M. Aliev et al., *HATHOR : HAdronic Top and Heavy quarks crOss section calculatoR*, Comput. Phys. Commun. **182** (2011) 1034. (Cité en pages 90 et 139.)
- [7] A.D. Martin et al., *Parton distributions for the LHC*, Eur. Phys. J. **C63** (2009) 189. (Cité en pages 90 et 139.)
- [8] A.D. Martin et al., *Uncertainties on α_S in global PDF analyses and implications for predicted hadronic cross sections*, Eur. Phys. J. **C64** (2009) 653. (Cité en pages 90 et 139.)
- [9] M. Cacciari et al., *Top-pair production at hadron colliders with next-to-next-to-leading logarithmic soft-gluon resummation*, Phys. Lett. **B710** (2012) 612. (Cité en page 91.)
- [10] M. Czakon and A. Mitov, *Top++ : a program for the calculation of the top-pair cross-section at hadron colliders*, (2012) , [arXiv:1112.5675](#). (Cité en pages 34, 91 et 139.)
- [11] N. Kidonakis, *Next-to-next-to-leading-order collinear and soft gluon corrections for t-channel single top quark production*, Phys.Rev. **D83** (2011) 091503, [arXiv:1103.2792 \[hep-ph\]](#). (Cité en pages 91 et 139.)
- [12] N. Kidonakis, *NNLL resummation for s-channel single top quark production*, Phys.Rev. **D81** (2010) 054028, [arXiv:1001.5034 \[hep-ph\]](#). (Cité en pages 91 et 139.)
- [13] N. Kidonakis, *Two-loop soft anomalous dimensions for single top quark associated production with a W- or H-*, Phys.Rev. **D82** (2010) 054018, [arXiv:1005.4451 \[hep-ph\]](#). (Cité en pages 91 et 139.)
- [14] M. L. Mangano et al., *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, JHEP **07** (2003) 001. (Cité en page 91.)
- [15] G. Corcella et al., *HERWIG 6.5 : An Event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)*, JHEP **0101** (2001) 010. (Cité en page 91.)
- [16] J. M. Butterworth, J. R. Forshaw, and M. H. Seymour, *Multiparton interactions in photoproduction at HERA*, Z. Phys. **C72** (1996) 637. (Cité en page 91.)
- [17] ATLAS Collaboration, *Measurement of the production cross section for Z/gamma* in association with jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Phys.Rev. **D85** (2012) 032009, [arXiv:1111.2690 \[hep-ex\]](#). (Cité en page 91.)
- [18] ATLAS Collaboration, *Measurement of the W+W- production cross section in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2011-110 (2011) . (Cité en page 91.)
- [19] ATLAS Collaboration, *Measurement of the ZZ production cross section in proton-proton collisions at 7 TeV with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2011-107 (2011) . (Cité en page 91.)

- [20] ATLAS Collaboration, *Measurement of the $W^{+,-}Z$ Production Cross-Section in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS Detector*, ATLAS-CONF-2011-099 (2011) . (Cité en page 91.)
- [21] J. Erdmann, S. Guindon, K. Kroeninger, B. Lemmer, O. Nackenhorst, et al., *A likelihood-based reconstruction algorithm for top-quark pairs and the KLFilter framework*, Nucl.Instrum.Meth. **A748** (2014) 18–25, [arXiv:1312.5595 \[hep-ex\]](#). (Cité en pages 98 et 128.)
- [22] Hu, F. and Zidek, J. V., *The weighted likelihood*, Canad. J. Statist. **30** (2002) 347–371. (Cité en page 108.)
- [23] Kendall and Stuart, *Advanced theory of statistics (4th edition)*, **2** (1960) 8–10. (Cité en page 108.)
- [24] Roger Barlow, *Application of the Bootstrap resampling technique to Particle Physics experiments*, MAN/HEP/99 **4** (1999) . (Cité en page 109.)
- [25] ATLAS Collaboration, *Monte Carlo generator comparisons to ATLAS measurements constraining QCD radiation in top anti-top final states*, ATL-PHYS-PUB-2013-005 (2013) . <https://cds.cern.ch/record/1532067>. (Cité en page 117.)
- [26] Barlow, Roger, *Systematic errors : Facts and fictions*, [arXiv:hep-ex/0207026 \[hep-ex\]](#). (Cité en page 117.)
- [27] S. Frixione, B. R. Webber, and P. Nason, *MC@NLO Generator version 3.4*, hep-ph/0204244 and hep-ph/0305252 (2002) . (Cité en page 118.)
- [28] S. Frixione and B.R. Webber, *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*, JHEP **06** (2002) 029. (Cité en page 118.)
- [29] S. Frixione, P. Nason and B.R. Webber, *Matching NLO QCD and parton showers in heavy flavour production*, JHEP **08** (2003) 007. (Cité en page 118.)
- [30] ATLAS Collaboration, *New ATLAS event generator tunes to 2010 data*, ATL-PHYS-PUB-2011-008 (2011) . <http://cds.cern.ch/record/1345343>. (Cité en page 118.)
- [31] ATLAS Collaboration, *ATLAS tunes of PYTHIA6 and Pythia 8 for MC11*, ATL-PHYS-PUB-2011-009 (2011) . <https://cds.cern.ch/record/1363300>. (Cité en page 118.)
- [32] B.P. Kersevan and E. Richter-Was, *The Monte Carlo Event Generator AcerMC version 2.0 with Interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.5*, (2004) , [hep-ph/0405247](#). (Cité en page 119.)
- [33] ATLAS Collaboration, *Measurement of $t\bar{t}$ production with a veto on additional central jet activity in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector*, Eur. Phys. J. **C72** (2012) 2043. (Cité en pages 119 et 120.)
- [34] J. Pumplin et al., *New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis*, JHEP **07** (2002) 012. (Cité en page 120.)
- [35] ATLAS Collaboration, *Measurement of the charge asymmetry in top quark pair production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector*, Eur. Phys. J. **C72** (2012) 2039. (Cité en page 120.)
- [36] ATLAS Collaboration, *Jet energy measurement and systematic uncertainties using tracks for jets and for b -quark jets produced in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2013-002 (2013) . <http://cds.cern.ch/record/1445265>. (Cité en pages 73 et 122.)
- [37] ATLAS Collaboration, *Jet energy resolution in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV recorded in 2010 with the ATLAS detector*, Eur. Phys. J. **C73** (2013) 2306. (Cité en page 123.)

- [38] ATLAS Collaboration, *Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, *Eur.Phys.J.* **C73** (2013) 2304, [arXiv:1112.6426 \[hep-ex\]](#). (Cité en pages 70, 72, 73 et 123.)
- [39] ATLAS Collaboration, *Calibrating the b-Tag and Mistag Efficiencies of the SV0 b-Tagging Algorithm in 3 pb^{-1} of Data with the ATLAS Detector*, ATLAS-CONF-2010-099 (2010) . (Cité en page 123.)
- [40] ATLAS Collaboration, *Measurement of the Top Quark Mass from $\sqrt{s} = 7$ TeV ATLAS Data using a 3-dimensional Template Fit*, ATLAS-CONF-2013-046 (2013) . <http://cds.cern.ch/record/1547327>. (Cité en page 125.)

Perspectives sur la mesure à $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$

Sommaire

5.1	Introduction	138
5.2	Reconstruction des objets physiques et sélection des événements	138
5.2.1	Les électrons	138
5.2.2	Les muons	138
5.2.3	Les jets	138
5.2.4	L'étiquetage des jets de b	138
5.2.5	L'énergie transverse manquante (E_T^{miss})	139
5.3	Estimation du signal et des bruits de fond	139
5.4	Résultats	140
5.5	Incertitudes systématiques	140
5.6	Mesures complémentaires	144
5.7	Combinaison avec la mesure à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$	145
5.7.1	Méthodologie	145
5.7.2	Combinaison	147
5.A	Annexe : distributions après sélection	150
5.A.1	Distributions après coupure ≥ 1 jet de b	150
5.A.2	Distributions après sélection finale	154
5.B	Annexe : incertitude systématique liée à l'empilement	157
5.C	Annexe : Détail des composantes de l'incertitude sur la JES et sur l'étiquetage des jets de b	158
	Bibliographie	160

5.1 Introduction

Ce chapitre décrit les possibilités offertes par les données accumulées pendant l'année 2012 à $\sqrt{s} = 8$ TeV. La luminosité intégrée collectée en 2012 est environ 4 fois plus élevée que celle collectée en 2011. Par ailleurs, la section efficace de production d'événements $t\bar{t}$ est environ 50% plus élevée, cf. chapitre 2. L'incertitude statistique sur l'ajustement est donc réduite de manière sensible.

5.2 Reconstruction des objets physiques et sélection des événements

Afin d'optimiser le rapport signal sur bruit et la reconstruction des observables, on utilise une sélection basée sur les mêmes objets reconstruits que pour l'analyse des données à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Étant donné les conditions d'empilement différentes, et certaines améliorations disponibles, il y a quelques différences dans la sélection, l'étalonnage et la reconstruction des divers objets physiques. Elles sont détaillées ici.

5.2.1 Les électrons

Les critères de qualité pour l'identification sont différents de ceux pris pour l'analyse des données de 2011, mais conduisent à la même efficacité (78% dans les événements $Z \rightarrow ee$). L'empilement conduit à une réjection de 10 à 15% moins bonne suivant le bin en η vis-à-vis de 2011. Les isolations en énergie transverse et en impulsion transverse sont prises à la même efficacité que pour l'analyse à $\sqrt{s} = 7$ TeV.

5.2.2 Les muons

Les exigences sur les associations aux traces sont légèrement différentes, notamment le nombre de coups enregistrés dans chaque sous-système du détecteur interne. Le p_T reconstruit est choisi plus grand que 25 GeV. Le reste est similaire à ce qui est effectué pour l'analyse des données de 2011, excepté pour ce qui concerne l'isolation. L'isolation utilise une technique appelée mini-isolation, qui dépend de l'impulsion transverse du muon. Cette isolation est décrite dans les références [1] et [2].

5.2.3 Les jets

La différence principale vient ici de la collection de jets utilisée, c'est-à-dire les jets LCW avec un paramètre $R=0.4$ (voir chapitre 3 pour plus d'informations). La coupure en $|JVF|$ est différente afin d'être cohérent avec l'étalonnage de l'étiquetage des jets de b . Les jets appartenant à l'espace des phases $p_T < 50$ GeV et $|\eta| < 2.4$ doivent avoir une valeur de JVF supérieure à 0.5. Une autre différence notable vient de la correction en empilement utilisée lors de la calibration, qui inclut cette fois-ci la correction en aire des jets (*jet area*), voir chapitre 3.

5.2.4 L'étiquetage des jets de b

L'étiquetage utilise le même algorithme que pour 2011, MV1. L'étalonnage est préliminaire et repose sur un combinaison de la méthode *system8* (dans les événements dijet, décrite au chapitre 2) avec une méthode dite PDF utilisant des événements $t\bar{t}$ dans le canal dilepton. Cette méthode est documentée dans la référence [3]. Elle permet une amélioration significative de la précision sur l'étalonnage des jets de b . L'incertitude sur cet étalonnage en fonction de p_T pour les jets rentrant dans l'analyse finale est donnée figure 5.1. On peut la comparer à la figure 2.27 du chapitre 2. La taille de l'incertitude est réduite de plusieurs %, et ses fluctuations en fonctions de p_T sont également considérablement moindres.

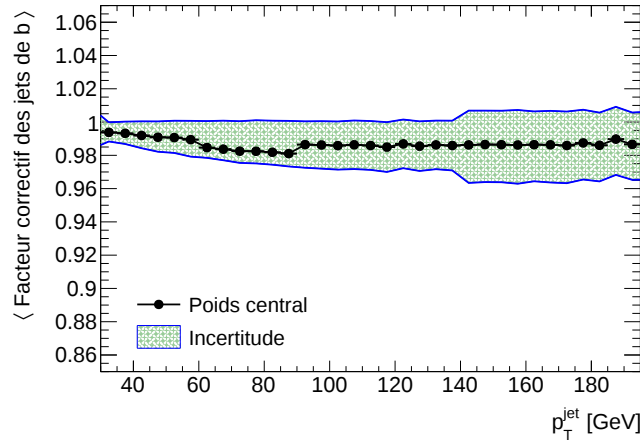


FIGURE 5.1 – Facteur d’étalonnage moyen et incertitude associée pour les jets du signal $t\bar{t}$ (dans la simulation), sélectionnés dans l’analyse de mesure de masse du quark top à $\sqrt{s} = 8$ TeV. L’incertitude est la somme en quadrature des composantes obtenues après combinaison des méthodes d’étalonnage PDF et *system8*.

5.2.5 L’énergie transverse manquante (E_T^{miss})

L’énergie transverse manquante est calculée de la même façon que pour l’analyse des données de 2011 ; les changements sur les objets utilisés (notamment ceux sur les jets, qui sont différents) sont répercutés dans le calcul de l’ E_T^{miss} avec les objets calibrés.

5.3 Estimation du signal et des bruits de fond

La génération des événements de signal s’effectue à l’aide des mêmes logiciels que ceux utilisés pour l’analyse à $\sqrt{s} = 7$ TeV (cf. chapitre 4, section 4.3). La section efficace de production de paires $t\bar{t}$ est de $252.89^{+6.39}_{-8.64}$ (échelle) $^{+11.67}_{-11.67}$ (PDF+ α_S) pb à $m_{\text{top}}=172.5$ GeV. Elle a été calculée à l’ordre NNLO en QCD, avec une resommation de gluons de basse impulsion à l’ordre NNLL avec le logiciel Top++2.0 [4–9]. Les incertitudes sur la PDF et sur α_S sont calculées suivant la prescription PDF4LHC [10] avec les ensembles de PDF MSTW2008 68% CL NNLO [11, 12], CT10 NNLO [13, 14] et NNPDF2.3 5f FFN [15], et ajoutées en quadrature avec l’incertitude sur les échelles de renormalisation et de factorisation. La valeur à l’ordre NNLO+NNLL est 3% plus grande que celle de la prédiction NNLO exacte, calculée par Hathor 1.5 [16].

En ce qui concerne la production de top célibataire, les valeurs suivantes ont été utilisées :

- dans la voie t , la valeur NNLO(approx.)+NNLL est $\sigma = 87.76^{+3.44}_{-1.91}$ pb [17] ;
- dans la voie s , la valeur NNLO(approx.)+NNLL est $\sigma = 5.61 \pm 0.22$ pb [18] ;
- dans la production associée avec un boson W (voie Wt), la valeur NNLO(approx.)+NNLL est $\sigma = 22.37 \pm 1.52$ pb [19].

Les bruits de fond sont évalués grâce à des simulations Monte-Carlo. Les méthodes d’évaluation du bruit de fond QCD et de la normalisation du bruit W +jets à partir des données n’étant pas encore disponibles pour l’analyse des données de 2012, il y a une complication supplémentaire. Le résultat donné dans cette analyse est préliminaire et néglige le bruit de fond QCD dans la sélection finale. Par ailleurs, il n’y a pas de poids appliqués aux événements W +jets. Notons que l’incertitude liée à l’estimation de ces bruits de fond est supposée sous-dominante dans cette analyse préliminaire. Le bruit de fond W +jets est simulé avec le logiciel ALPGEN pour la génération des éléments de matrice, interfacé avec PYTHIA (dont le réglage est P2011C, tout comme les événements de signal) pour la cascade de partons et l’hadronisation. Les événements de bruit de fond Z +jets sont également simulés avec ALPGEN interfacé avec PYTHIA P2011C. Les événements dibosons sont eux aussi générés avec le logiciel ALPGEN, mais utilisent le programme HERWIG et JIMMY

TABLE 5.1 – Nombre d'événements de signal et de bruit de fond attendus et observés, dans le canal électron et dans le canal muons, après l'ensemble de coupure se terminant avec ≥ 1 b -jet, et après sélection finale ($\mathcal{L} = 20.34 \text{ fb}^{-1}$).

Canal	e+jets		μ +jets	
	≥ 1 b -jet	Sélection finale	≥ 1 b -jet	Sélection finale
Signal $t\bar{t}$	109689.7 ± 7014.8	16252.0 ± 1046.0	169156.2 ± 10813.5	25197.1 ± 1617.4
Signal top célibataire	8171.9 ± 529.8	576.3 ± 43.9	12592.4 ± 812.2	913.8 ± 65.7
W +jets	14098.7 ± 118.7	132.5 ± 11.5	23284.5 ± 152.6	333.6 ± 18.3
Z +jets	2303.2 ± 154.8	37.3 ± 6.6	3026.2 ± 201.0	55.2 ± 8.2
Multijets	4566.5 ± 2283.3	-	4570.3 ± 2285.1	-
Dibosons	579.4 ± 44.1	2.5 ± 1.6	813.9 ± 59.3	16.5 ± 4.2
Total bruits de fond	21547.8 ± 2292.0	172.2 ± 13.3	31694.9 ± 2299.8	405.3 ± 20.5
Signal / Bruit	5.5	97.7	5.7	64.4
Total attendu	139409.5 ± 7398.7	17000.5 ± 1047.0	213443.5 ± 11085.1	26516.2 ± 1618.9
Total observé (20.34 fb^{-1})	135940 ± 369	17535 ± 132	212370 ± 461	26684 ± 163

pour effectuer la cascade de partons et l'hadronisation.

La reconstruction des événements après sélection est identique à celle de l'analyse à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Le nombre d'événements attendus et observés après la coupure sur le nombre de jets de $b \geq 1$ ainsi qu'après la sélection finale est donné dans la table 5.1. Les incertitudes sur ces nombres incluent celles dues à la section efficace, à la luminosité, à l'étiquetage des jets de b et à la JES. Le nombre d'événements attendus est compatible avec le nombre d'événements observés dans les données.

Les distributions après la coupure sur le nombre de jets de $b \geq 1$ montrées en section 4.4.3 du chapitre 4 sont fournies en annexe 5.A. Les distributions des trois observables après la sélection finale et la reconstruction (qui utilise un ajustement cinématique analogue à celui décrit dans la mesure à $\sqrt{s} = 7$ TeV) sont données figure 5.2.

5.4 Résultats

L'ajustement tridimensionnel aux données donne le résultat suivant pour les valeurs de m_{top} , de JSF et de bJSF :

$$\begin{aligned}
 m_{\text{top}} &= 172.82 \pm 0.39(\text{stat}) \text{ GeV} \\
 \text{JSF} &= 0.9993 \pm 0.0013 (\text{stat}) \\
 \text{bJSF} &= 0.9943 \pm 0.0045 (\text{stat}).
 \end{aligned}
 \tag{5.1}$$

Les meilleurs ajustements aux données sont fournis figure 5.3. L'incertitude statistique observée sur l'ajustement est en bon accord avec la valeur attendue obtenue grâce à des pseudo-expériences, cf. figure 5.4.

5.5 Incertitudes systématiques

Les évaluations des incertitudes systématiques sont préliminaires, car certains échantillons n'ont pas fini d'être générés à l'heure où cette thèse est écrite. Néanmoins, il est possible d'estimer approximativement l'incertitude totale sur cette mesure en supposant que les incertitudes manquantes ne changent pas par rapport à l'analyse des données de 2011. Les incertitudes sont obtenues de la même manière que précédemment, sauf pour l'incertitude liée aux radiations dans les états initial

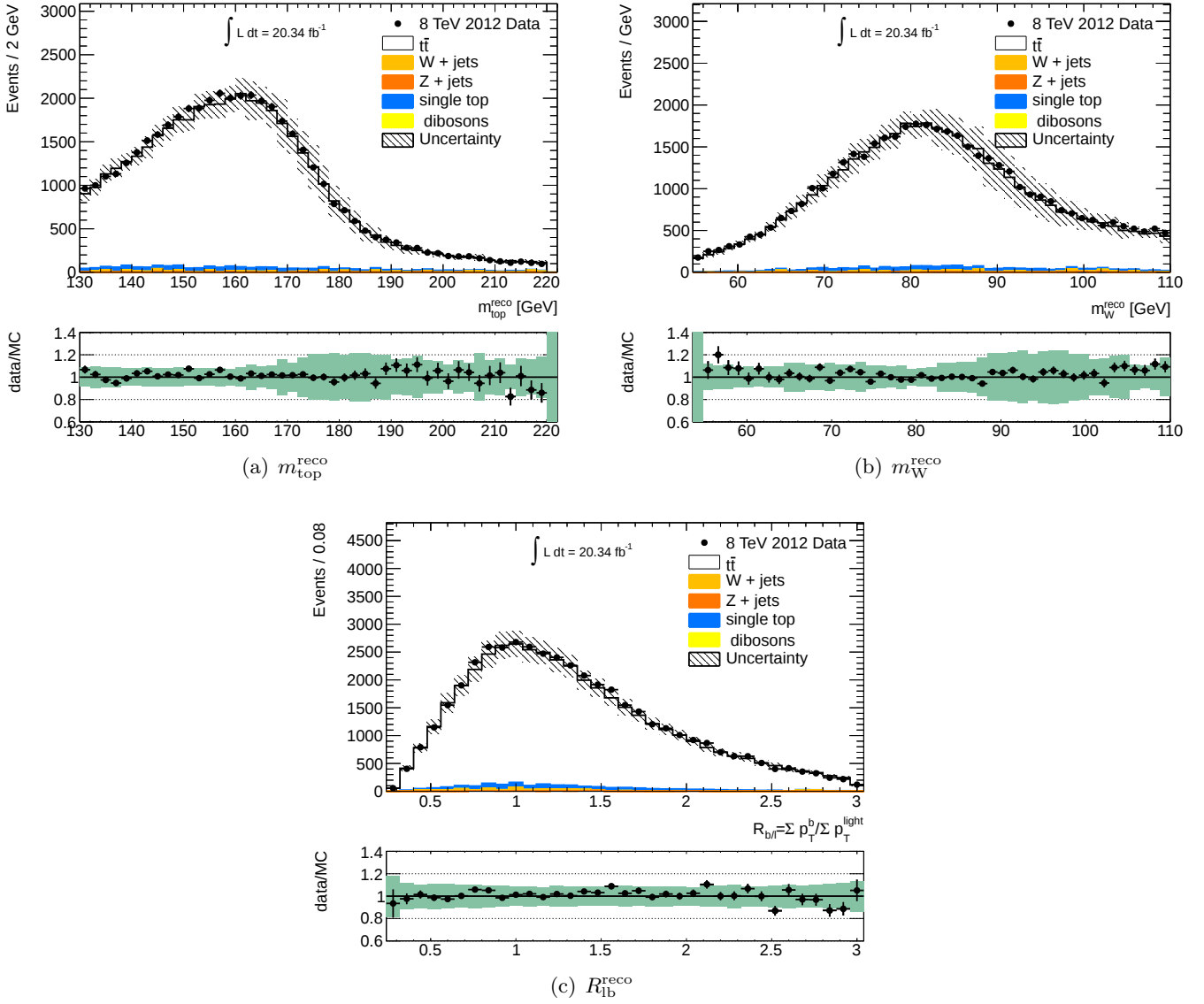


FIGURE 5.2 – Distributions des observables $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$, m_W^{reco} et $R_{\text{lb}}^{\text{reco}}$ après sélection finale, attendues dans la simulation et observées dans les données.

et final (ISR/FSR), où les échantillons utilisent la même variation de paramètres qu'à $\sqrt{s} = 7$ TeV mais sont générés avec ALPGEN.

La table 5.2 donne les incertitudes systématiques évaluées dans cette analyse, ainsi que l'incertitude totale, et une estimation de l'incertitude regroupant les termes non évalués et pris égaux à ceux de l'analyse à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Par ailleurs, les détails des composantes des incertitudes liées à l'échelle d'énergie des jets ainsi que les composantes des incertitudes liées à l'étiquetage des jets de b sont données en appendice 5.C.

Les incertitudes dominantes sont liées à la résolution en énergie des jets, à l'étiquetage des jets de b , à l'échelle d'énergie des jets et aux radiations dans l'état initial et dans l'état final. L'utilisation d'un étalonnage de l'étiquetage des jets de b amélioré ayant une incertitude réduite permet d'améliorer la précision de la mesure, mais le gain est presque intégralement perdu à cause de la dégradation de la résolution sur les jets à plus haut empilement.

La différence entre l'incertitude sur la résolution en énergie des jets obtenue ici et celle estimée au chapitre 4 a été investiguée. L'impact de l'incertitude sur la résolution en énergie des jets sur l'analyse est estimé en changeant l'échelle d'énergie des jets par un facteur tiré dans une distribution gaussienne de moyenne égale à 1 et de largeur égale à l'incertitude sur la résolution. Ce facteur

Incertitude	7 TeV	8 TeV
Calibration de la méthode	0.09	0.16
Générateur Monte-Carlo du signal	0.05 ± 0.29	0.27
Modèle d'hadronisation	0.27 ± 0.22	0.22
ISR/FSR	0.49 ± 0.11	0.42
JES	0.56 ± 0.19	0.48
bJES	0.04 ± 0.03	0.14
Étiquetage des jets de b	0.75 ± 0.02	0.49
Résolution en énergie des jets	0.27 ± 0.11	0.61 (0.31)
Efficacité de reconstruction des jets	0.01 ± 0.01	0.05
E_T^{miss}	0.09 ± 0.03	0.02
Empilement	0.01 ± 0.00	0.10
Incertitude systématique totale	1.13	1.09 (0.96)
Incertitude statistique	0.91	0.39
Incertitude totale	1.48	1.16 (1.03)
Incertitude totale estimée	1.48	1.19 (1.06)

TABLE 5.2 – Composantes de l'incertitude sur la mesure de la masse du quark top effectuée à l'aide des données prises à $\sqrt{s} = 7$ TeV et à $\sqrt{s} = 8$ TeV. Certaines composantes n'ont pas été évaluées à $\sqrt{s} = 8$ TeV ; elles sont sous-dominantes dans l'analyse à $\sqrt{s} = 7$ TeV et il n'est pas prévu qu'elles soient modifiées de façon importante à $\sqrt{s} = 8$ TeV. La dernière ligne donne ainsi une estimation de l'incertitude à $\sqrt{s} = 8$ TeV en supposant que les composantes manquantes soient égales à celles de l'analyse à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Les nombres entre parenthèses correspondent à une estimation de l'incertitude sur la résolution en énergie des jets réalisée un peu différemment de la méthode standard (voir texte).

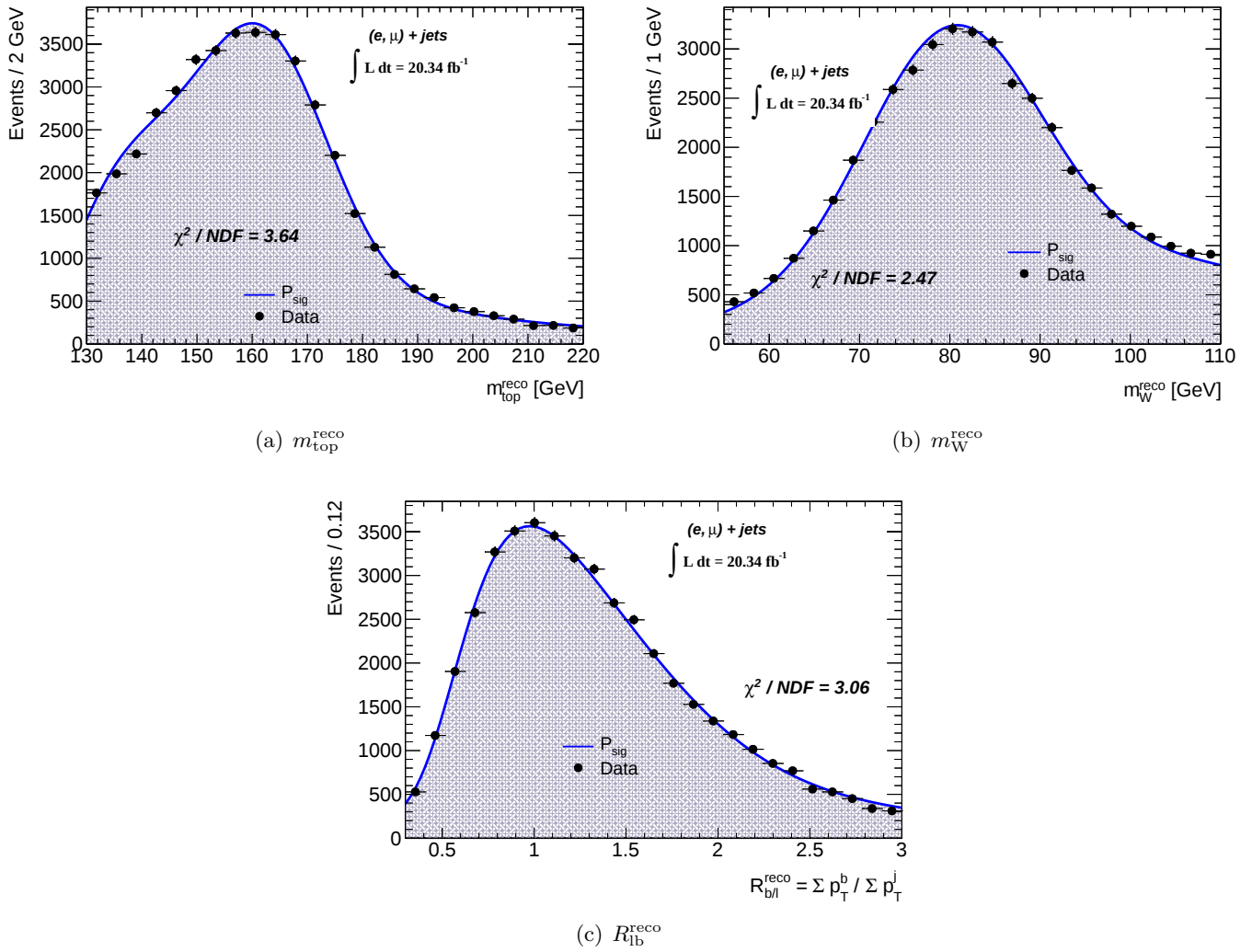


FIGURE 5.3 – Meilleur ajustement aux données pour chaque observable, obtenu grâce à la maximisation de la vraisemblance.

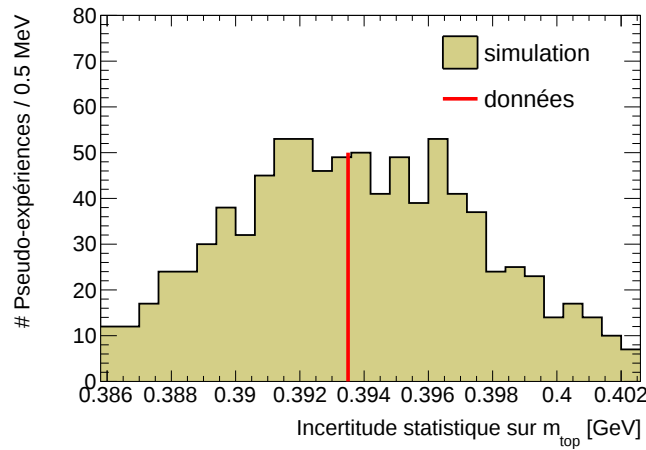
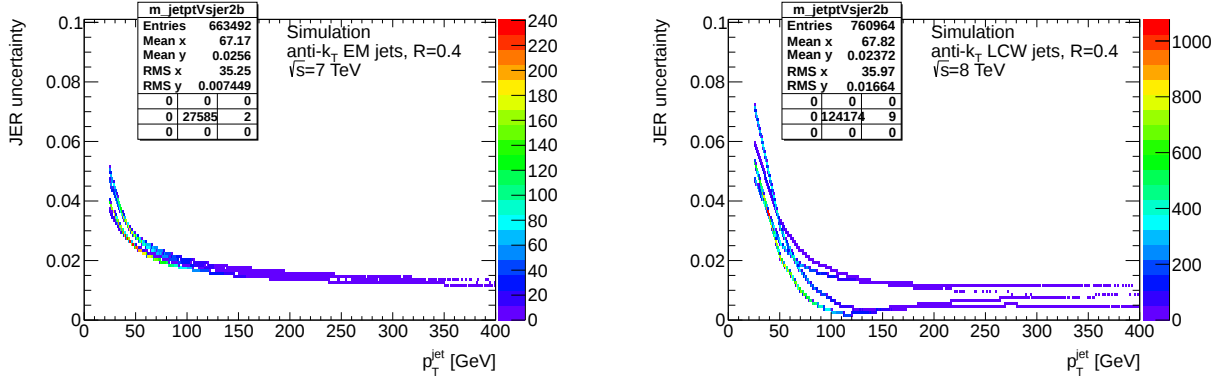


FIGURE 5.4 – Distribution de l'incertitude avec 1500 pseudo-expériences dans la simulation, à la luminosité des données. Le trait rouge indique l'incertitude obtenue dans l'ajustement aux données.

dépend de l'impulsion transverse du jet (p_T) et de sa position en $|\eta|$ (il y a 4 bins en $|\eta|$). La figure 5.5 montre cette incertitude pour les jets utilisés dans l'analyse de données de 2011 et de 2012 en fonction du p_T du jet. Les lignes qui apparaissent dans ces distributions bidimensionnelles



(a) Jets anti- k_t EM+JES, $R=0.4$, $\sqrt{s} = 7$ TeV, événements $t\bar{t}$ (simulation). (b) Jets anti- k_t LCW+JES, $R=0.4$, $\sqrt{s} = 8$ TeV, événements $t\bar{t}$ (simulation).

FIGURE 5.5 – . Incertitude sur la résolution en énergie des jets entrant dans la définition des observables, pour l’analyse des données de 2011 (à gauche) et de 2012 (à droite). Les lignes formées par cette distribution correspondent à différents bins en $|\eta|$.

font apparaître les différents bins en $|\eta|$ dans lesquels sont obtenus l’incertitude. L’incertitude sur la résolution des jets à $\sqrt{s} = 8$ TeV est beaucoup plus dépendante de l’espace des phases que ne l’est l’incertitude sur la résolution des jets à $\sqrt{s} = 7$ TeV. La dépendance en p_T , notamment, a un impact sur la distribution de $R_{\text{lb}}^{\text{reco}}$, qui est défini à partir des impulsions de 4 jets. Cet impact est répercuté sur l’incertitude sur la masse du quark top mesurée.

Des coupures sur les jets ont été testées afin de d’être moins sensible à cette incertitude ; cependant la statistique limitée ne permet que de couper à 35 GeV au maximum sur le p_T des jets. Une coupure plus haute conduit à une augmentation de l’incertitude statistique non compensée par le gain en précision sur l’incertitude systématique. Des coupures à 30 GeV et 35 GeV sont malheureusement trop basses pour avoir un impact notable sur l’incertitude liée à la résolution en énergie des jets. Une autre configuration a été également testée pour estimer cette incertitude, en ne changeant pas l’énergie de jets pour les régions d’espace des phases où la résolution dans les données est meilleure que dans la simulation (nombres entre parenthèses dans la table 5.2). Cependant cette configuration n’est pas totalement conservatrice. Il est donc décidé de garder la configuration standard pour la suite de cette étude préliminaire.

Une estimation préliminaire de la masse du quark top à l’aide des données à 8 TeV est donc :

$$m_{\text{top}} = 172.82 \pm 0.39(\text{stat}) \pm 1.12(\text{syst}) \text{ GeV}$$

5.6 Mesures complémentaires

Étant donnée la statistique disponible, il est possible d’effectuer des mesures séparées dans chaque canal. La fonction de vraisemblance utilisée n’a pas été recalculée dans chaque canal, étant donnée qu’elle n’utilise que les jets. La maximisation de la vraisemblance dans les données dans le canal μ +jets donne les résultats suivants :

$$\begin{aligned} m_{\text{top}} &= 172.34 \pm 0.51(\text{stat}) \text{ GeV} \\ \text{JSF} &= 0.9984 \pm 0.0016 (\text{stat}) \\ \text{bJSF} &= 1.0008 \pm 0.0058 (\text{stat}). \end{aligned} \quad (5.2)$$

Pour le canal e +jets, les résultats sont :

$$\begin{aligned} m_{\text{top}} &= 173.56 \pm 0.62(\text{stat}) \text{ GeV} \\ \text{JSF} &= 1.0006 \pm 0.0020 (\text{stat}) \\ \text{bJSF} &= 0.9843 \pm 0.0070 (\text{stat}). \end{aligned} \quad (5.3)$$

Ces mesures sont compatibles à environ 1.5 déviations standard.

Par ailleurs, il est possible d'estimer la différence entre la masse mesurée sur les désintégrations hadroniques de quark top et celle mesurée sur les désintégrations hadroniques du quark antitop. Une différence entre ces masses serait un signe de violation de l'invariance CPT, dont les implications sont discutées dans [20]. La désintégration hadronique du quark top dans les événements $t\bar{t}$ implique la présence d'un lepton chargé négativement (le lepton ayant la même charge que le quark top ou antitop dont il est issu dans le cadre du Modèle Standard). Par conséquent, en ajustant les données suivant la charge du lepton, on peut estimer séparément la masse des quark top et antitop. L'ajustement tridimensionnel sur les événements avec un lepton chargé positivement donne la masse du quark antitop :

$$\begin{aligned} m_{\overline{\text{top}}} &= 172.72 \pm 0.55(\text{stat}) \text{ GeV} \\ \text{JSF} &= 0.9975 \pm 0.0018 (\text{stat}) \\ \text{bJSF} &= 0.9987 \pm 0.0063 (\text{stat}), \end{aligned} \quad (5.4)$$

et l'ajustement sur les événements avec un lepton chargé négativement donne la masse du quark top :

$$\begin{aligned} m_{\text{top}} &= 172.92 \pm 0.56(\text{stat}) \text{ GeV} \\ \text{JSF} &= 1.0011 \pm 0.0018 (\text{stat}) \\ \text{bJSF} &= 0.9898 \pm 0.0063 (\text{stat}). \end{aligned} \quad (5.5)$$

Si l'on considère de façon simpliste que les effets systématiques sont entièrement corrélés entre les deux mesures (ce qui n'est pas le cas pour les incertitudes ayant une asymétrie de charge, comme celles liées au bruit de fond W +jets par exemple), la différence de masse entre quark top et quark antitop mesurée Δm_{top} est :

$$\Delta m_{\text{top}} = 0.22 \pm 0.78(\text{stat}) \text{ GeV}.$$

Ce résultat est compatible avec la prédiction du Modèle Standard (différence nulle). Il est moins précis que la mesure d'ATLAS dédiée, qui utilise un ajustement de la différence des masses reconstruites dans les événements $t\bar{t}$ dans le canal ℓ +jets [21].

5.7 Combinaison avec la mesure à $\sqrt{s} = 7$ TeV

5.7.1 Méthodologie

La combinaison utilise la méthode BLUE, *Best Linear Unbiased Estimate*, pour estimer m_{top} . Ces termes font référence à :

- *Best* (meilleur) : la variance de l'estimateur x obtenu, σ_x^2 , est la plus petite possible
- *Linear* (linéaire) : l'estimateur x est une combinaison des (ici) deux estimateurs x_7 et x_8 (valeurs de m_{top} mesurées à respectivement $\sqrt{s} = 7$ TeV et $\sqrt{s} = 8$ TeV), et on note

$$x = \beta x_7 + \alpha x_8, \quad (5.6)$$

avec $\alpha = 1 - \beta$.

- *Unbiased Estimate* (estimateur non biaisé) : en moyenne, le résultat converge vers la vraie valeur de m_{top} qu'on appellera $x_T : \langle x \rangle = x_T$.

La méthode BLUE est basée sur des travaux documentés en références [23] et [24] (d'autres informations sont disponibles dans la référence [25]). On y trouve le χ^2 à minimiser :

$$\chi^2 = \begin{pmatrix} x - x_7 & x - x_8 \end{pmatrix} \cdot V^{-1} \cdot \begin{pmatrix} x - x_7 \\ x - x_8 \end{pmatrix}, \quad (5.7)$$

Incertitude [GeV]	$\sqrt{s}=7$ TeV	$\sqrt{s}=8$ TeV	Combinaison	ρ
Valeur centrale	172.01	172.82	172.64	
Statistique (incl. JSF et bJSF)	0.92	0.39	0.37	0
Calibration de la methode	0.09	0.17	0.13	0
Bruits de fond	0.13	0.13	0.13	1
JES (stat.)	0.18	0.09	0.08	0
JES (MC11b)	0.20	0.00	0.04	-
JES (Pileup p_T/ρ)	0.00	0.13	0.10	-
JES (non stat)	0.49	0.45	0.46	1
bJES	0.04	0.14	0.12	1
MC	0.05	0.27	0.22	1
Modèle d'hadronisation	0.27	0.22	0.23	1
ISR/FSR	0.49	0.42	0.44	1
CR	0.16	0.16	0.16	1
UE	0.09	0.09	0.09	1
PDF	0.16	0.16	0.16	1
JER	0.27	0.61	0.54	1
Efficacite de reconstruction des jets	0.01	0.05	0.04	1
b-tagging	0.75	0.49	0.55	1
ETMiss	0.09	0.02	0.04	1
Empilement	0.01	0.01	0.01	1
Incertitude syst. totale	1.17	1.12	1.10	
Incertitude totale	1.48	1.19	1.16	

TABLE 5.3 – Combinaison des deux estimateurs corrélés x_7 et x_8 à l'aide du logiciel BLUE [22].

V étant la matrice de covariance des deux mesures. La solution minimisante donne une valeur centrale x et un écart-type σ_x :

$$x = \frac{t_{\vec{u}} \cdot (V^{-1} \cdot \begin{pmatrix} x_7 \\ x_8 \end{pmatrix})}{t_{\vec{u}} \cdot (V^{-1} \cdot \vec{u})} \quad (5.8)$$

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{t_{\vec{u}} \cdot (V^{-1} \cdot \vec{u})}}, \quad (5.9)$$

où $\vec{u}$ est le vecteur de dimension deux et dont chaque composante vaut 1. La matrice de covariance V est cruciale dans la détermination de x et de σ_x . Pour chaque source d'incertitude i , la matrice de covariance est de la forme :

$$V_i = \begin{pmatrix} \sigma_7^i{}^2 & \rho_{78}^i \sigma_7^i \sigma_8^i \\ \rho_{78}^i \sigma_7^i \sigma_8^i & \sigma_8^i{}^2 \end{pmatrix}, \quad (5.10)$$

où ρ_{78}^i est le coefficient de corrélation entre les mesures à 7 TeV et 8 TeV pour cette source. Pour la mesure, chaque coefficient a une valeur prise égale à 0 ou 1, et la table 5.3 donne leurs valeurs en rappelant les incertitudes relatives à chaque mesure. La matrice de covariance totale est obtenue en sommant tous les matrices de covariance individuelles. La minimisation du χ^2 est effectuée à l'aide d'un logiciel implémenté comme paquet de ROOT, BLUE [22], qui donne les résultats voulus (x et σ_x), ainsi que d'autres informations d'intérêt sur la stabilité de la combinaison, à savoir (en notant $z = \sigma_7/\sigma_8$) :

- $\beta = \frac{1-\rho z}{1-2\rho z+z^2}$ en fonction de ρ
- $\frac{d\beta}{d\rho}$ en fonction de ρ
- β en fonction de z
- $\frac{d\beta}{dz}$ en fonction de z
- $\frac{\sigma_x}{\sigma_8} = \sqrt{\frac{z^2(1-\rho^2)}{1-2\rho z+z^2}}$ en fonction de ρ
- $\frac{1}{\sigma_8} \frac{d\sigma_x}{d\rho}$ en fonction de ρ
- $\frac{\sigma_x}{\sigma_8}$ en fonction de z
- $\frac{1}{\sigma_8} \frac{d\sigma_x}{dz}$ en fonction de z

Ces informations sont discutées dans la section suivante, sur l'exemple spécifique qui nous préoccupe.

5.7.2 Combinaison

Pour la combinaison, on suppose à nouveau que les incertitudes sur mesure de la masse du quark top non estimées pour l'analyse des données à $\sqrt{s} = 8$ TeV sont égales à celles de la mesure à $\sqrt{s} = 7$ TeV. La corrélation totale entre les deux mesures est de $\rho = 63.1\%$. Les suppositions sur les corrélations pour chaque source sont données dans la table 5.3, où les incertitudes de la combinaison pour chaque source sont aussi détaillées. Lorsque la corrélation est discutable, comme pour l'évaluation des bruits de fond, elle est supposée égale à 1, ce qui permet d'être conservatif. La masse du quark top combinée est :

$$m_{\text{top}} = 172.64 \pm 0.37(\text{stat}) \pm 1.10(\text{syst}) \text{ GeV}. \quad (5.11)$$

Le poids de la mesure à $\sqrt{s} = 7$ TeV est de 21.7%, et celui de la mesure à $\sqrt{s} = 8$ TeV est de 78.3%. Le gain sur l'incertitude totale par rapport à la mesure individuelle la plus précise est de 2.5%.

La stabilité de la combinaison peut être discutée à partir de la figure 5.6. Notons que $x = \beta \Delta x_i + x_8$ avec $\Delta x_i = x_7 - x_8$. Étant donné que $\Delta x_i = -0.81$ GeV, pour la combinaison considérée, la stabilité sur la valeur de x peut être appréhendée par le résultat suivant : pour une corrélation $\rho' < \rho = \rho_{\text{max}}$ (on suppose que la corrélation choisie dans cette estimation est maximale), $\beta \lesssim 0.45$, ce qui implique une variation sur le résultat $\Delta m_{\text{top}} \lesssim 0.18$ GeV (La valeur limite supposant une

corrélation presque nulle). De la même manière, en supposant une valeur $z' = 1.5 > z$, la variation de β ($\beta' = 39.4\%$) implique $\Delta m_{\text{top}} \approx 0.14$ GeV. Les dérivées de β ont des valeurs qui sont également indiquées en fonction de z et de ρ .

La stabilité de la valeur de l'incertitude est indiquée sur les figure 5.6(c) et 5.6(d). Le gain sur σ_x apporté par la combinaison est tellement faible à la valeur du coefficient de corrélation utilisée, que la combinaison est conservative (quelle que soit la variation sur ρ , σ_x ne peut pratiquement que diminuer) ; la même remarque s'applique à la variation de σ_x en fonction de z .

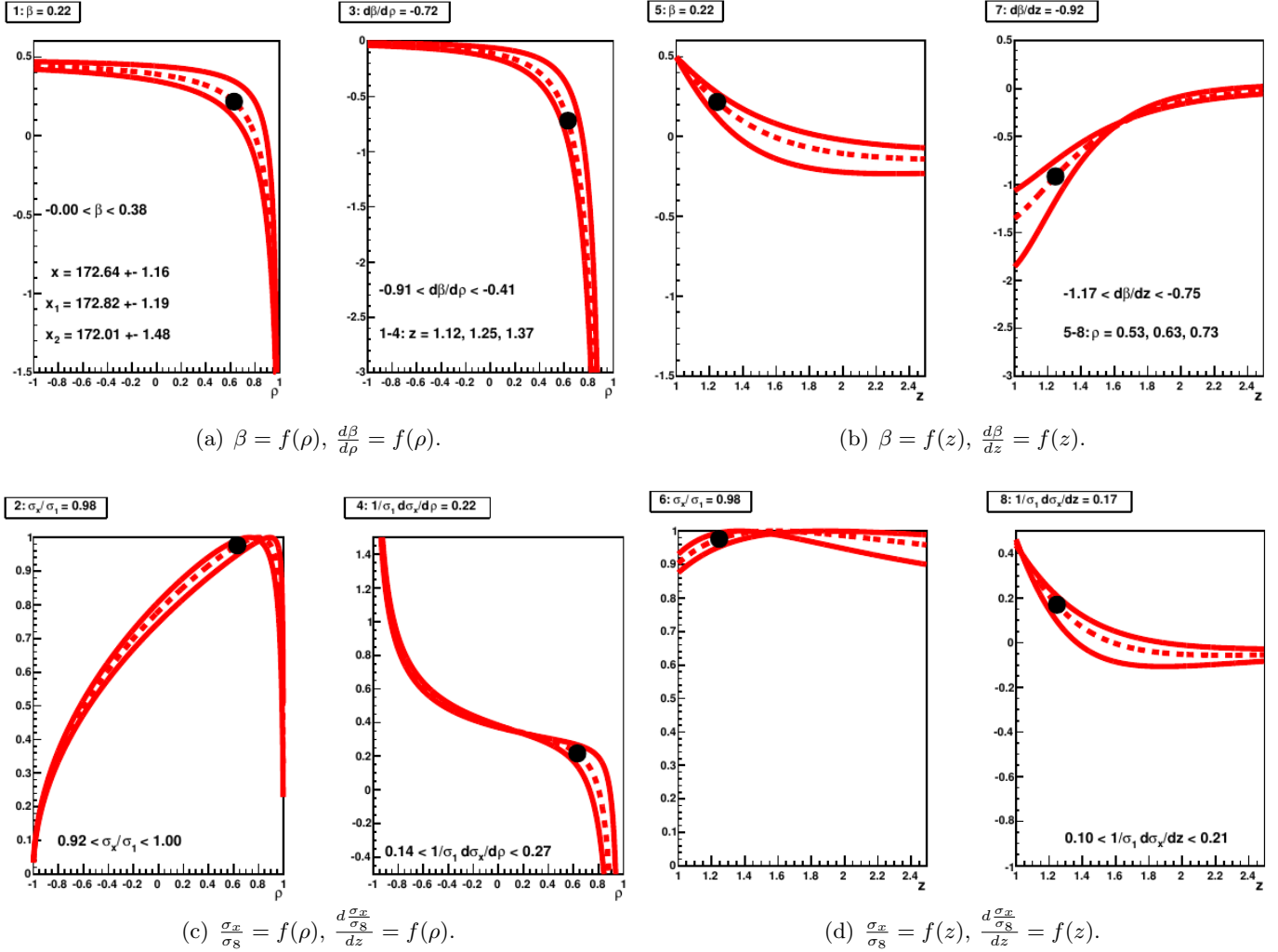


FIGURE 5.6 – Stabilité de la combinaison (lignes discontinues) : β (poids de x_8) et $\frac{\sigma_x}{\sigma_8}$ en fonction de ρ et de $z = \sigma_7/\sigma_8$, ainsi que leurs dérivées. Les lignes continues pour les graphiques de ρ 5.6(a) – 5.6(c) délimitent des contours à $\pm 10\%$ pour z , et des contours à $\pm 10\%$ pour ρ pour les graphiques en fonction de z 5.6(b) – 5.6(d). Le point représente le résultat de la combinaison.

Une hypothèse alternative a été testée, qui est la moins conservative possible. En effet, l'étalonnage de l'étiquetage des jets de b utilisant la combinaison des méthodes *system8* et PDF à $\sqrt{s} = 8$ TeV, et une combinaison de différentes méthodes à $\sqrt{s} = 7$ TeV, la corrélation pour cette incertitude n'est en fait pas de 1. L'hypothèse la moins conservative la suppose nulle. De la même manière, on peut supposer que les incertitudes sur l'estimation des bruits de fond à partir des données ne sont pas entièrement corrélées. En supposant ces incertitudes entièrement non corrélées, on arrive au résultat suivant pour la combinaison de la masse du quark top :

$$m_{\text{top}} = 172.56 \pm 0.40(\text{stat}) \pm 1.02(\text{syst}) \text{ GeV}. \quad (5.12)$$

Les poids de la mesure à $\sqrt{s} = 7$ TeV et à $\sqrt{s} = 8$ TeV sont maintenant respectivement de 31.8%

et 68.2%, avec une corrélation entre les deux mesures de 41.4%. Le gain sur l'incertitude totale par rapport à la mesure la plus précise à $\sqrt{s} = 8$ TeV est maintenant de 8.0%.

5.A Annexe : distributions après sélection

5.A.1 Distributions après coupure ≥ 1 jet de b

Les distributions données ici sont obtenues après la coupure sur le nombre de jets de $b \geq 1$.

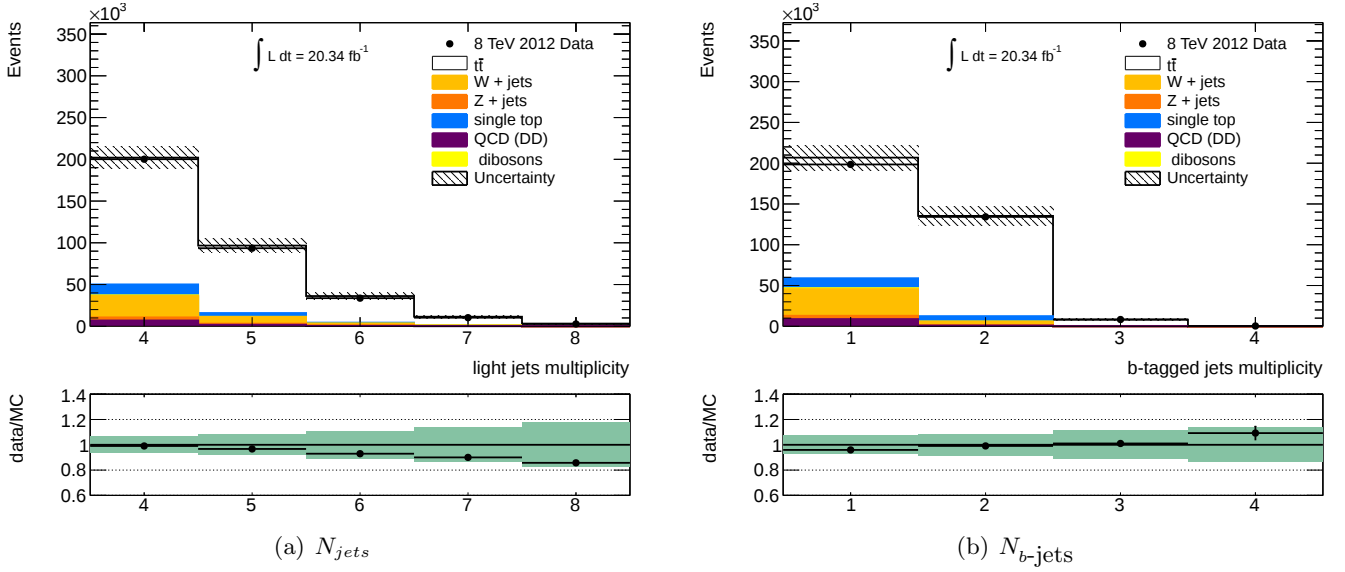


FIGURE 5.7 – Multiplicité des jets 5.7(a) et multiplicité des jets étiquetés b 5.7(b) après la coupure sur le nombre de jets étiquetés b (≥ 1).

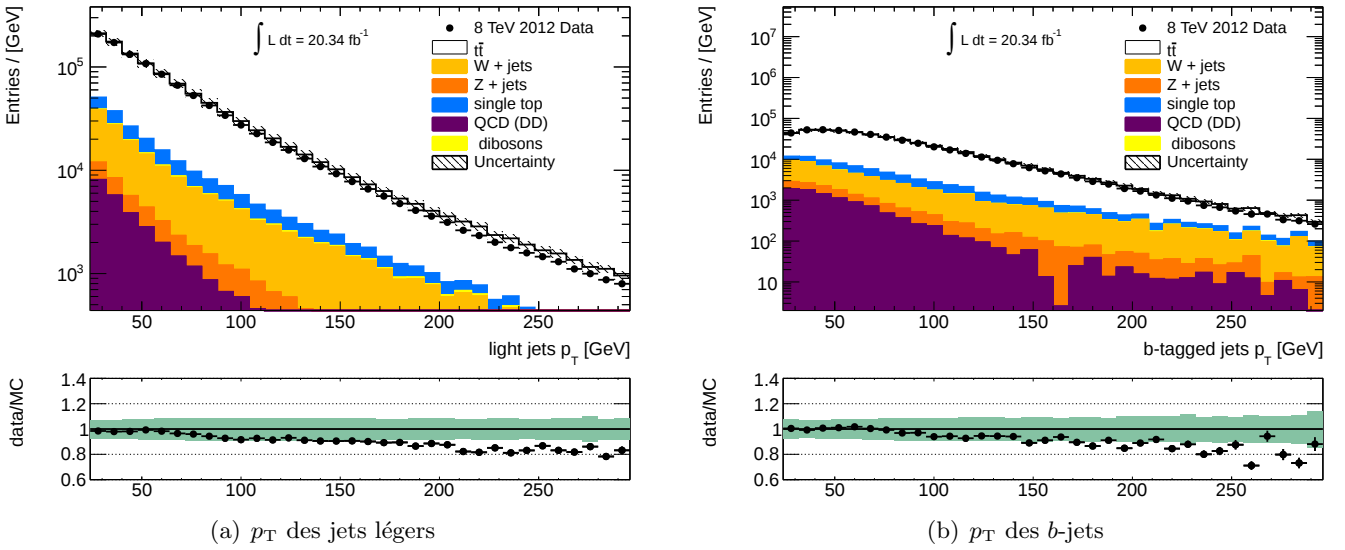


FIGURE 5.8 – Impulsion transverse des jets légers 5.8(a) et impulsion transverse des jets étiquetés b 5.8(b) après la coupure sur le nombre de jets étiquetés b (≥ 1).

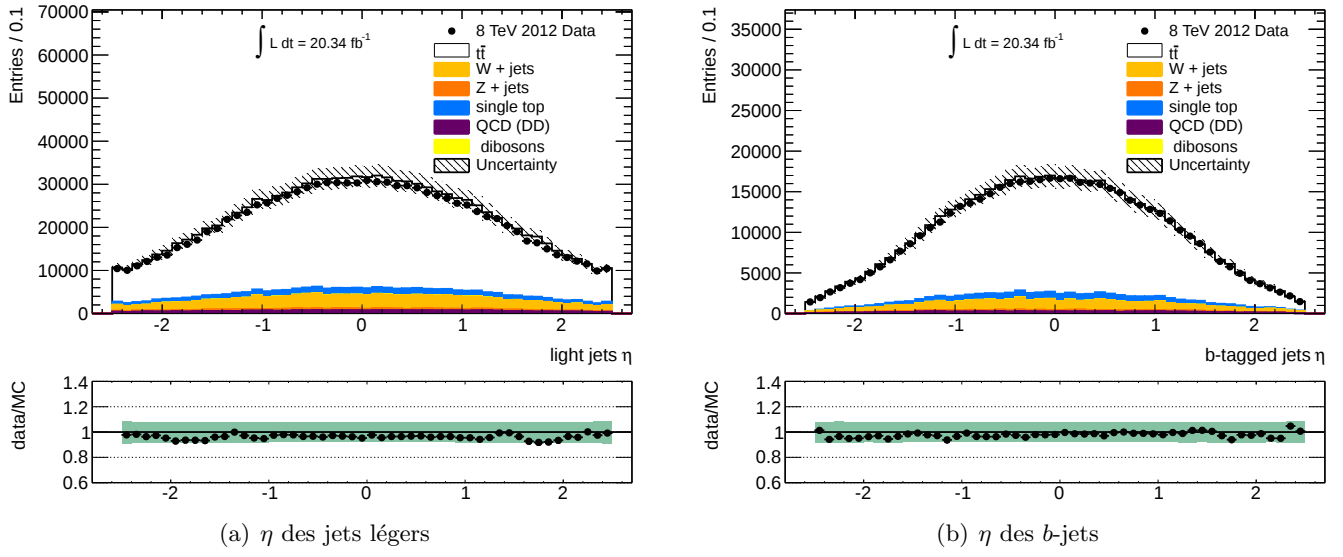


FIGURE 5.9 – η des jets légers 5.9(a) et η des jets étiquetés b 5.9(b) après la coupure sur le nombre de jets étiquetés b (≥ 1).

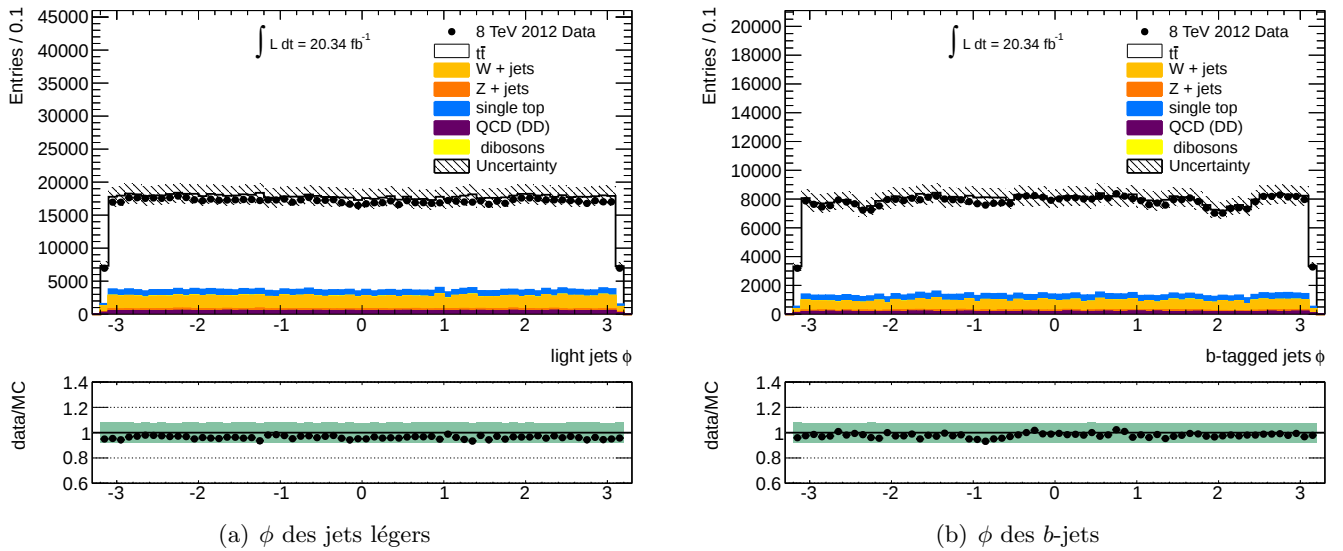
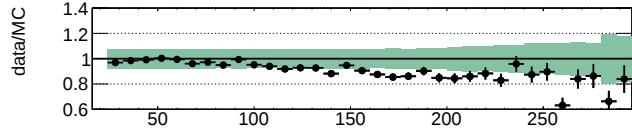
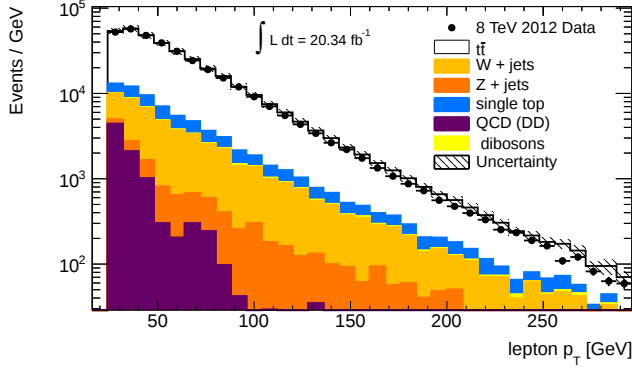
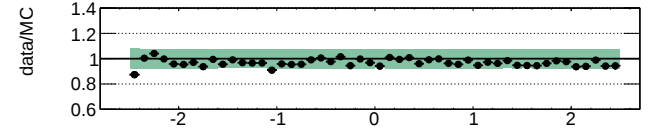
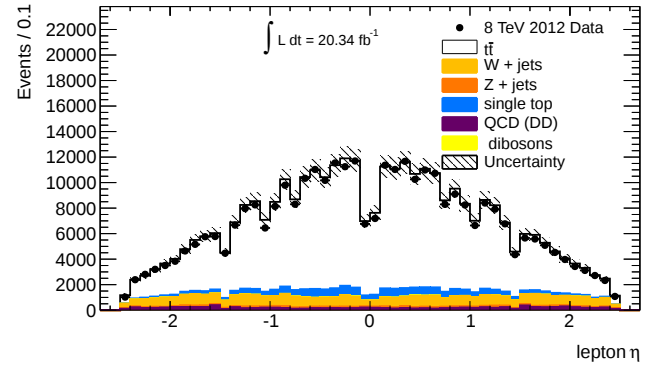
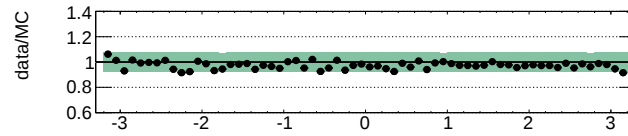
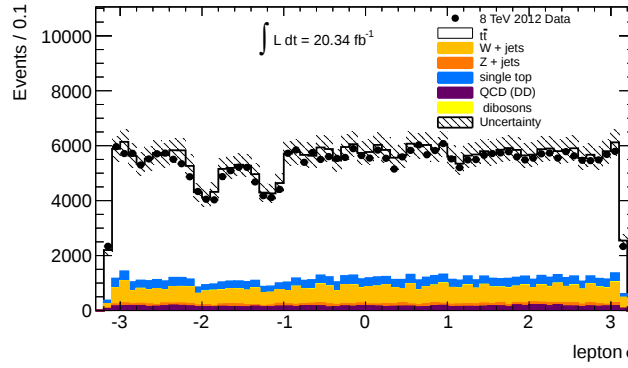


FIGURE 5.10 – ϕ des jets légers 5.10(a) et ϕ des jets étiquetés b 5.10(b) après la coupure sur le nombre de jets étiquetés b (≥ 1).

(a) p_T du lepton sélectionné de chaque événement(b) η du lepton sélectionné de chaque événement(c) ϕ du lepton sélectionné de chaque événementFIGURE 5.11 – Impulsion transverse 5.8(a), η 5.11(b) et ϕ 5.11(c) du lepton sélectionné après la coupure sur le nombre de jets étiquetés $b \geq 1$.

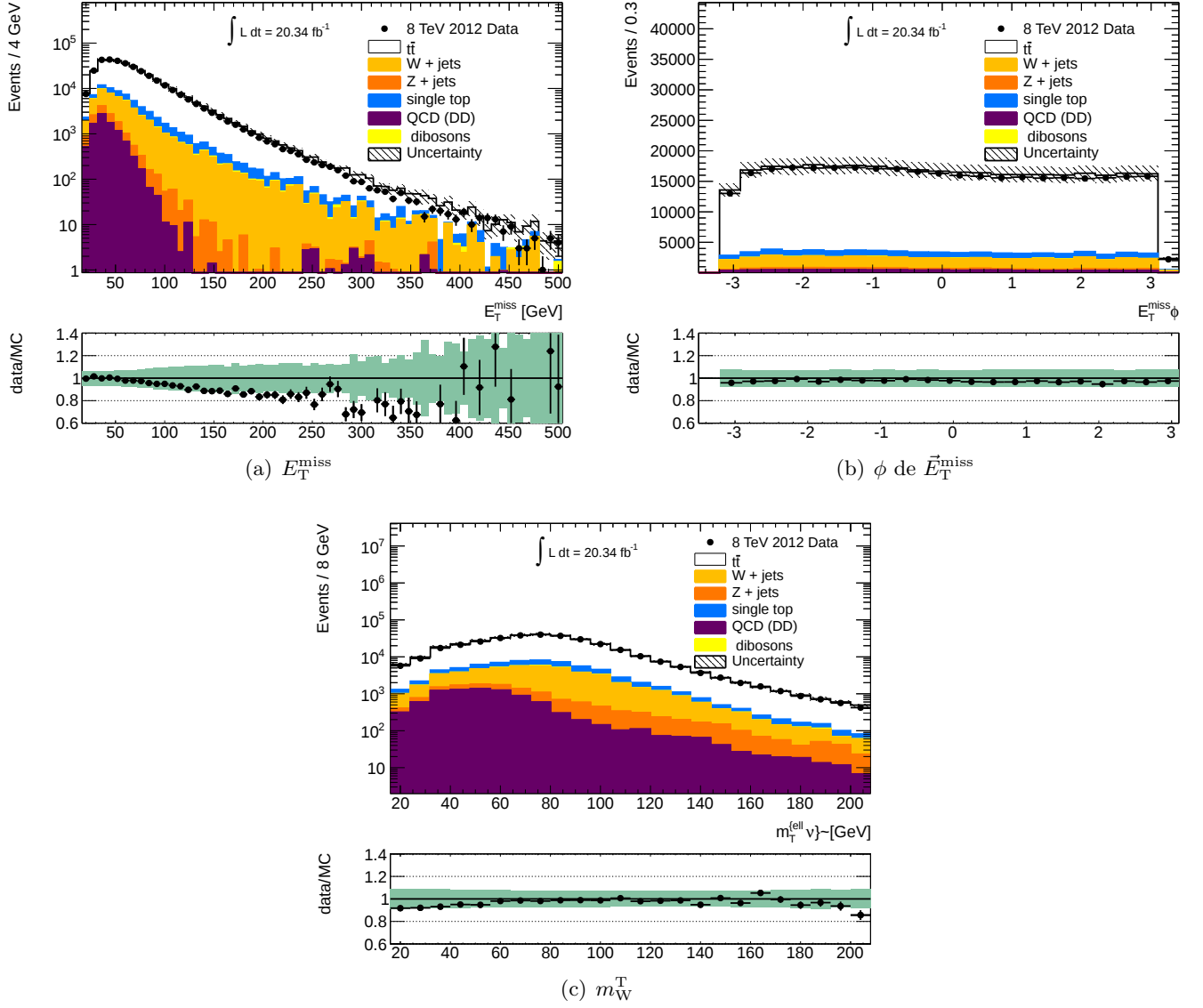


FIGURE 5.12 – E_T^{miss} 5.12(a), ϕ de l' E_T^{miss} 5.12(b) et masse transverse lepton-neutrino m_W^T 5.12(c) après la coupure sur le nombre de jets étiquetés b (≥ 1).

5.A.2 Distributions après sélection finale

Les distributions données ici sont obtenues après toutes les coupures de sélection et après la reconstruction.

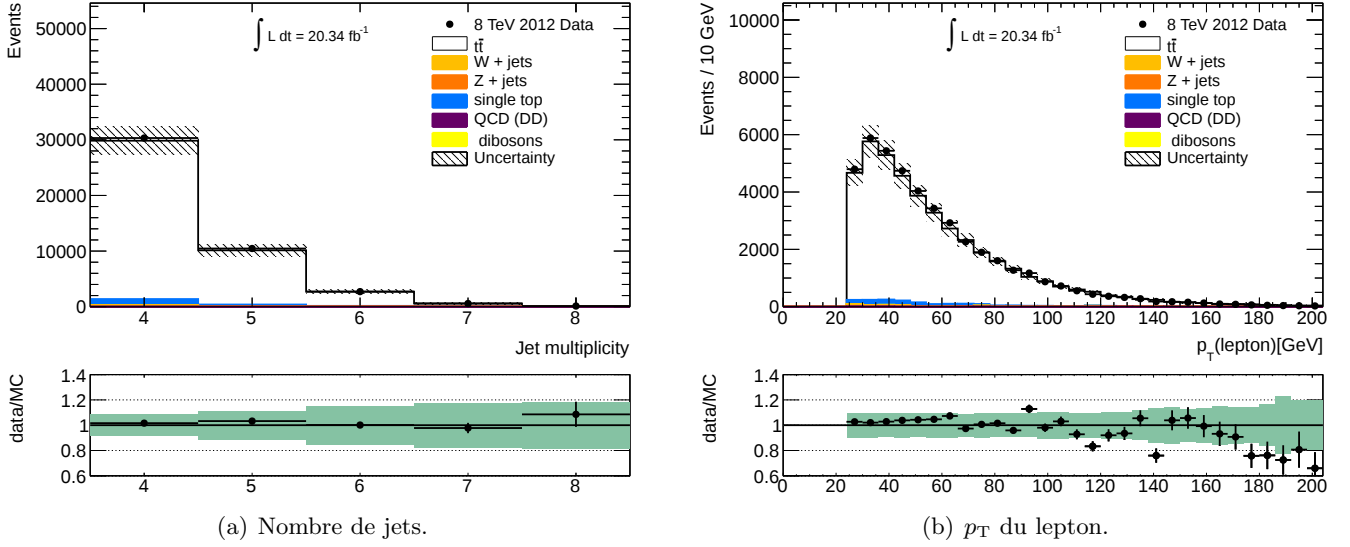


FIGURE 5.13 – Nombre de jets et impulsion du lepton reconstruit.

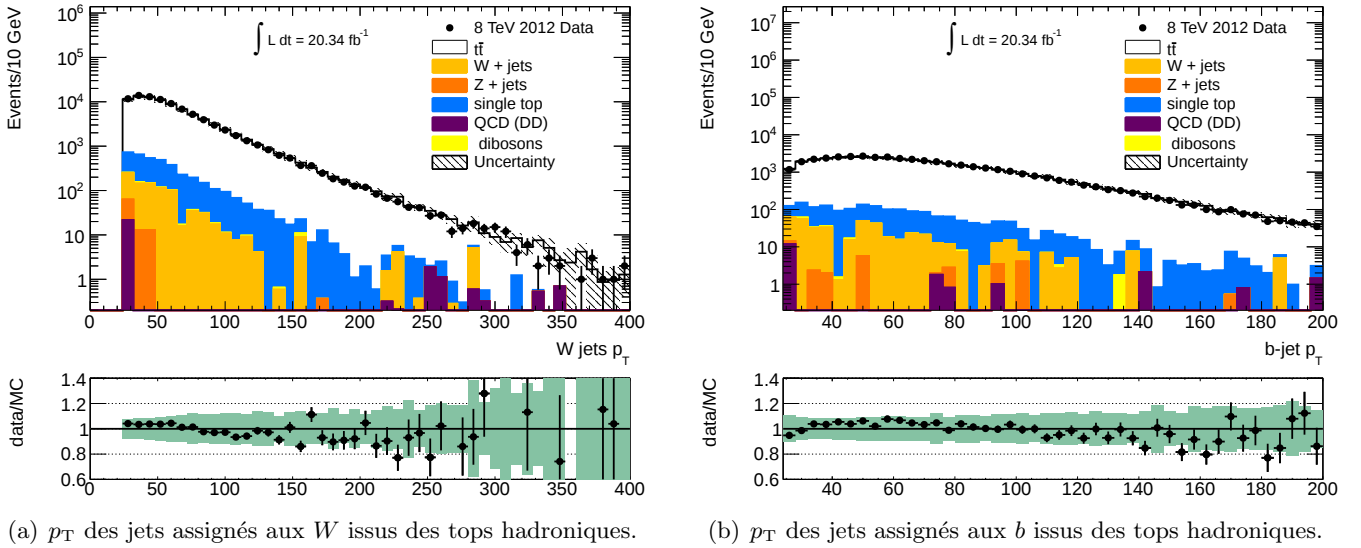
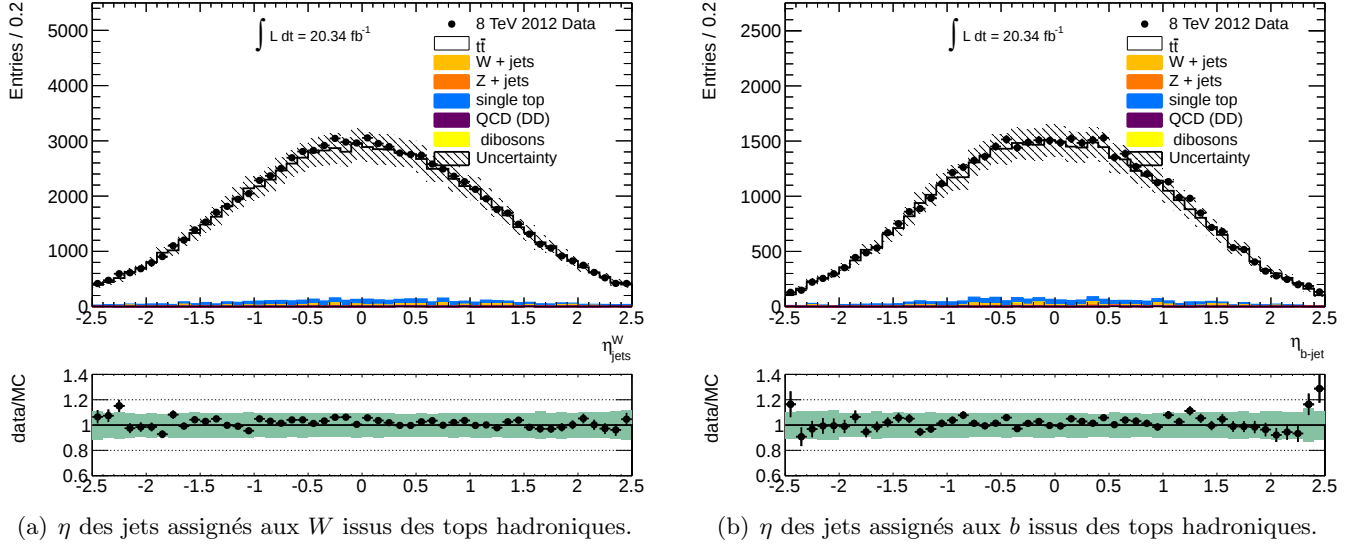
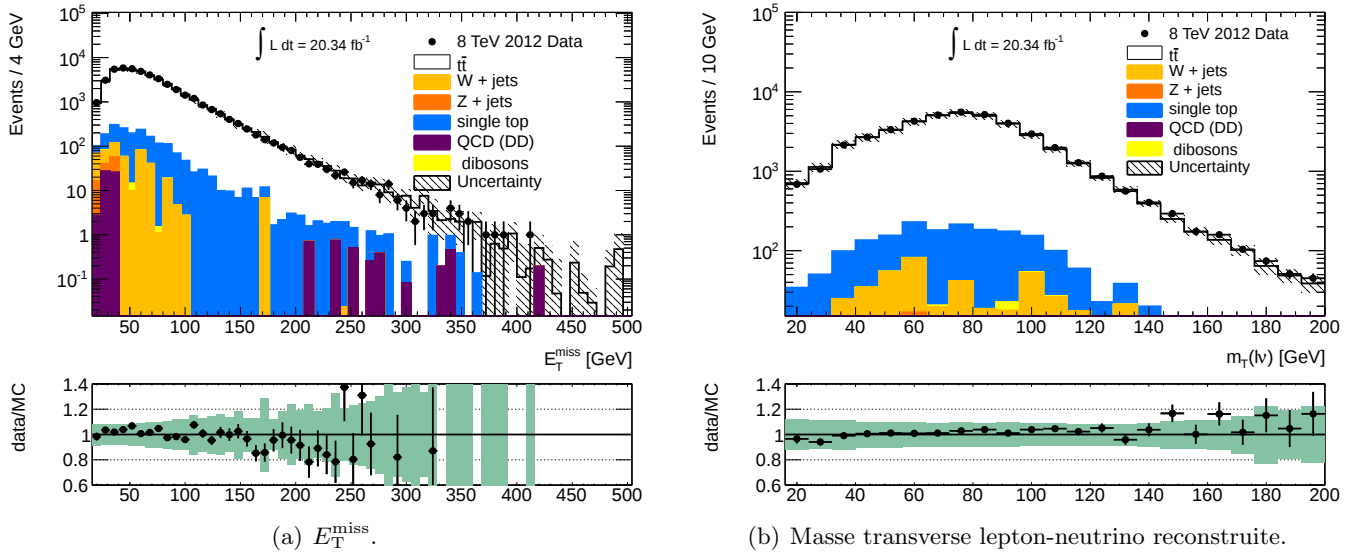


FIGURE 5.14 – Impulsions des jets assignés à la désintégration du quark top hadronique.

FIGURE 5.15 – η des jets assignés à la désintégration du quark top hadronique.FIGURE 5.16 – Énergie transverse manquante E_T^{miss} et masse transverse m_W^T .

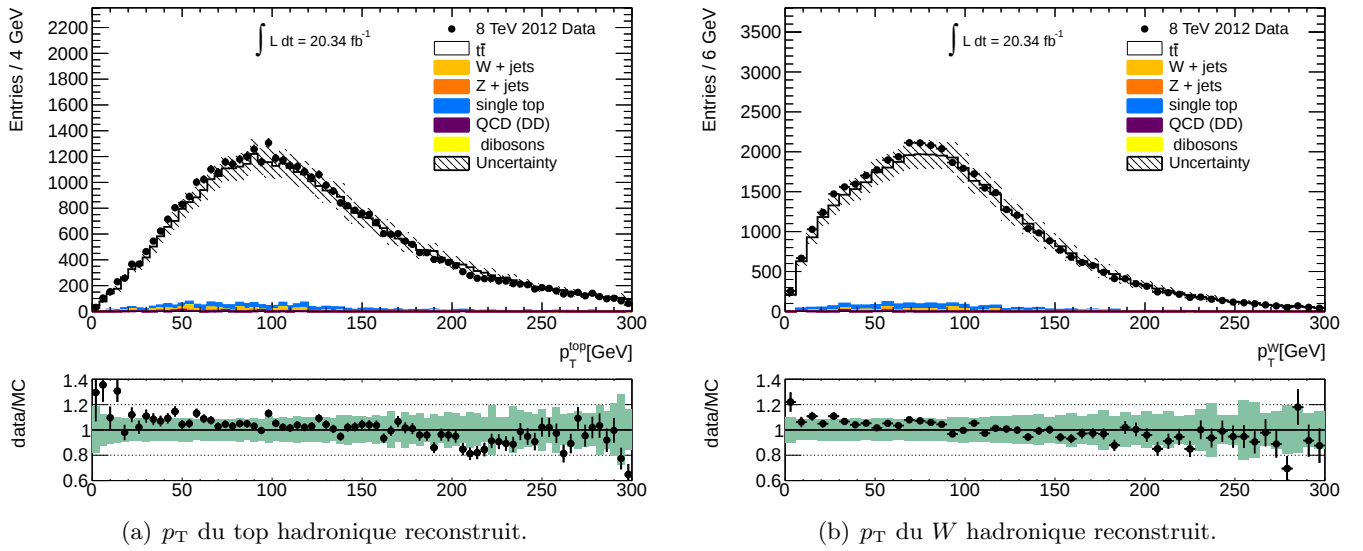


FIGURE 5.17 – Impulsions transverse du top et du W hadroniques reconstruits.

5.B Annexe : incertitude systématique liée à l'empilement

L'incertitude liée à l'empilement est estimée de la même manière que pour l'analyse à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Il y a des problèmes de modélisation de la taille du faisceau ayant des conséquences sur la corrélation entre le nombre de vertex et le nombre d'interactions moyen par croisement de paquets. Ainsi, l'empilement est repondéré par un facteur $1/1.09$, qui donne un mauvais accord entre données et simulation pour la distribution de $\langle\mu\rangle$, mais qui améliore cet accord pour la distribution du nombre de vertex, voir figures 5.18(a) et 5.18(b). Ceci augmente l'incertitude liée à l'empilement d'un facteur 10 par rapport à l'analyse à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Cette incertitude reste néanmoins sous-dominante dans l'analyse.

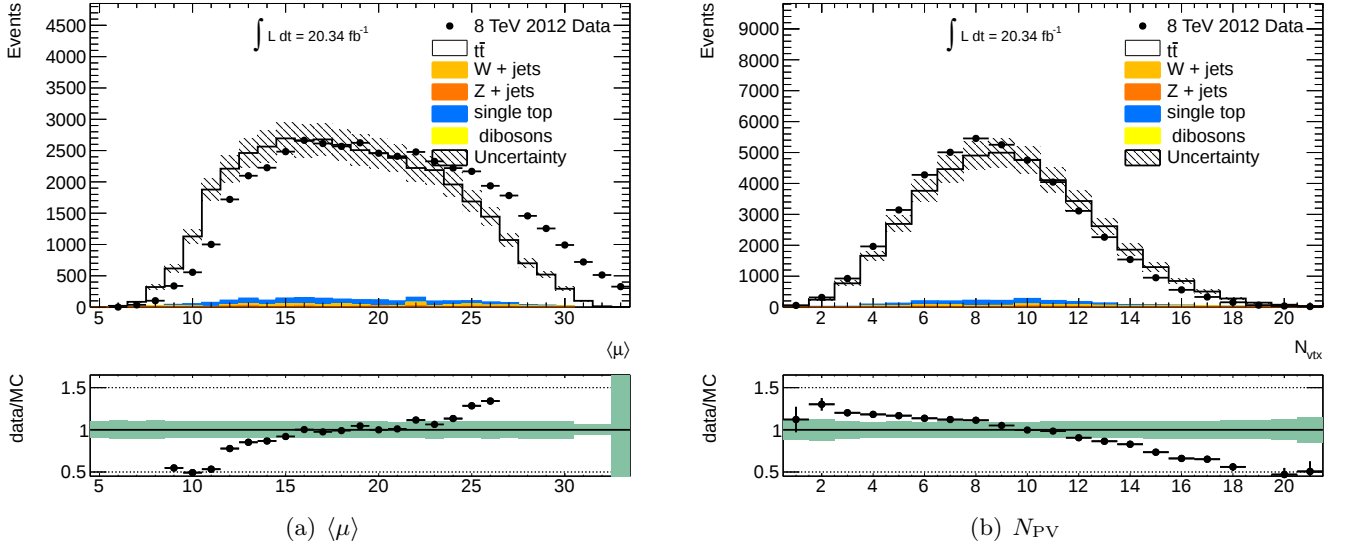


FIGURE 5.18 – Distributions en nombre de vertex primaires reconstruits N_{PV} et en $\langle\mu\rangle$ dans la simulation et dans les données pour les événements sélectionnés pour l'analyse.

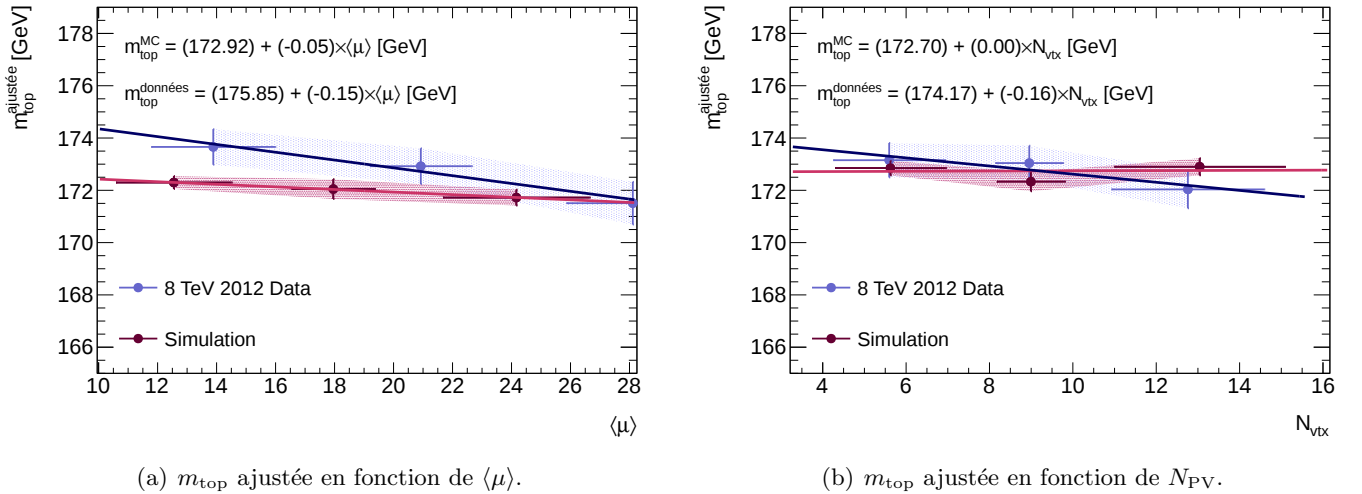


FIGURE 5.19 – Masse du quark top ajustée en fonction de N_{PV} et de $\langle\mu\rangle$, dans le cadre de l'analyse tridimensionnelle, dans les données et dans la simulation.

5.C Annexe : Détail des composantes de l'incertitude sur la JES et sur l'étiquetage des jets de b

De la même manière que pour l'analyse des données de 2011, les incertitudes sur la JES et sur l'étiquetage des jets de b sont décomposés en vecteurs propres lors de la combinaison des paramètres de nuisance. Le détail de ces composantes est donné dans la table 5.4 pour la JES, et dans la table 5.5 pour l'étiquetage des jets de b .

Composante	Incertitude [GeV]
Statistique	0.09
PN Effectif Statistique1	0.06
PN Effectif Statistique2	0.03
PN Effectif Statistique3	0.00
EtaIntercalibration TotalStat	0.06
Modélisation	0.23
PN Effectif Modélisation1	0.20
PN Effectif Modélisation2	0.09
PN Effectif Modélisation3	0.02
PN Effectif Modélisation4	0.00
EtaIntercalibration Modélisation	0.07
Détecteur	0.06
PN Effectif Détecteur1	0.05
PN Effectif Détecteur2	0.04
PN Effectif Détecteur3	0.01
Mixe	0.03
PN Effectif Mixe1	0.02
PN Effectif Mixe2	0.03
Simple Particule HautPt	0.01
Correction d'empilement	0.14
Correction d'empilement ($\langle\mu\rangle$)	0.02
Correction d'empilement (N_{PV})	0.04
Correction d'empilement (p_T)	0.01
Correction d'empilement (ρ)	0.13
Saveur	0.38
Composition de saveur	0.37
Réponse de saveur	0.10
bJES	0.14
Total	0.50

TABLE 5.4 – Composantes de l'incertitude totale sur l'échelle d'énergie des jets. Ces composantes sont traitées comme indépendantes et sont sommées en quadrature. Les catégories sont légèrement différentes de celles de l'analyse à $\sqrt{s} = 7$ TeV, car la calibration n'est pas la même (notamment la correction en empilement).

Composante (jets de b)	Incertitude [GeV]
Vecteur propre 0	0.05
Vecteur propre 1	0.23
Vecteur propre 2	0.21
Vecteur propre 3	0.08
Vecteur propre 4	0.23
Vecteur propre 5	0.23
Total	0.45
jets de c	0.17
jets légers	0.05
Systématique totale	0.49

TABLE 5.5 – Composantes de l'incertitude totale sur l'étiquetage des jets de b . Ces composantes sont traitées comme indépendantes et sont sommées en quadrature. La méthode de réduction des paramètres de nuisance est similaire à celle employée pour l'incertitude sur la JES, et détaillée en section 3.3.4.4 du chapitre 3.

Bibliographie

- [1] B. Tweedie, *Semileptonic Boosted Tops*, presentation at BOOST 2009 . (Cité en page 138.)
- [2] ATLAS Collaboration, *Prospects for top anti-top resonance searches using early ATLAS data.*, ATL-PHYS-PUB-2010-008 (2010) . (Cité en page 138.)
- [3] ATLAS Collaboration, *Calibration of b-tagging using dileptonic top pair events in a combinatorial likelihood approach with the ATLAS experiment*, . (Cité en page 138.)
- [4] M. Cacciari, M. Czakon, M. Mangano, A. Mitov, and P. Nason, *Top-pair production at hadron colliders with next-to-next-to-leading logarithmic soft-gluon resummation*, *Phys.Lett. B* **710** (2012) 612–622, [arXiv:1111.5869 \[hep-ph\]](#). (Cité en pages 32 et 139.)
- [5] P. Baernreuther, M. Czakon, and A. Mitov, *Percent Level Precision Physics at the Tevatron : First Genuine NNLO QCD Corrections to $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t} + X$* , *Phys.Rev.Lett.* **109** (2012) 132001, [arXiv:1204.5201 \[hep-ph\]](#). (Cité en pages 34 et 139.)
- [6] M. Czakon and A. Mitov, *NNLO corrections to top-pair production at hadron colliders : the all-fermionic scattering channels*, *JHEP* **1212** (2012) 054, [arXiv:1207.0236 \[hep-ph\]](#). (Cité en pages 34 et 139.)
- [7] M. Czakon and A. Mitov, *NNLO corrections to top pair production at hadron colliders : the quark-gluon reaction*, *JHEP* **1301** (2013) 080, [arXiv:1210.6832 \[hep-ph\]](#). (Cité en pages 34 et 139.)
- [8] M. Czakon, P. Fiedler, and A. Mitov, *Total Top-Quark Pair-Production Cross Section at Hadron Colliders Through $O(\alpha_s^4)$* , *Phys.Rev.Lett.* **110** (2013) no. 25, 252004, [arXiv:1303.6254 \[hep-ph\]](#). (Cité en pages 34 et 139.)
- [9] M. Czakon and A. Mitov, *Top++ : a program for the calculation of the top-pair cross-section at hadron colliders*, (2012) , [arXiv:1112.5675](#). (Cité en pages 34, 91 et 139.)
- [10] M. Botje, J. Butterworth, A. Cooper-Sarkar, A. de Roeck, J. Feltesse, et al., *The PDF4LHC Working Group Interim Recommendations*, [arXiv:1101.0538 \[hep-ph\]](#). (Cité en page 139.)
- [11] A.D. Martin et al., *Parton distributions for the LHC*, *Eur. Phys. J.* **C63** (2009) 189. (Cité en pages 90 et 139.)
- [12] A.D. Martin et al., *Uncertainties on α_S in global PDF analyses and implications for predicted hadronic cross sections*, *Eur. Phys. J.* **C64** (2009) 653. (Cité en pages 90 et 139.)
- [13] H.-L. Lai et al., *New parton distributions for collider physics*, *Phys. Rev.* **D82** (2010) 074024. (Cité en pages 90 et 139.)
- [14] J. Gao, M. Guzzi, J. Huston, H.-L. Lai, Z. Li, et al., *The CT10 NNLO Global Analysis of QCD*, *Phys.Rev.* **D89** (2014) 033009, [arXiv:1302.6246 \[hep-ph\]](#). (Cité en page 139.)
- [15] R. D. Ball, V. Bertone, S. Carrazza, C. S. Deans, L. Del Debbio, et al., *Parton distributions with LHC data*, *Nucl.Phys.* **B867** (2013) 244–289, [arXiv:1207.1303 \[hep-ph\]](#). (Cité en page 139.)
- [16] M. Aliev et al., *HATHOR : HAdronic Top and Heavy quarks crOss section calculatoR*, *Comput. Phys. Commun.* **182** (2011) 1034. (Cité en pages 90 et 139.)
- [17] N. Kidonakis, *Next-to-next-to-leading-order collinear and soft gluon corrections for t-channel single top quark production*, *Phys.Rev.* **D83** (2011) 091503, [arXiv:1103.2792 \[hep-ph\]](#). (Cité en pages 91 et 139.)
- [18] N. Kidonakis, *NNLL resummation for s-channel single top quark production*, *Phys.Rev.* **D81** (2010) 054028, [arXiv:1001.5034 \[hep-ph\]](#). (Cité en pages 91 et 139.)
- [19] N. Kidonakis, *Two-loop soft anomalous dimensions for single top quark associated production with a W- or H-*, *Phys.Rev.* **D82** (2010) 054018, [arXiv:1005.4451 \[hep-ph\]](#). (Cité en pages 91 et 139.)

- [20] O. Greenberg, *CPT violation implies violation of Lorentz invariance*, *Phys.Rev.Lett.* **89** (2002) 231602, [arXiv:hep-ph/0201258 \[hep-ph\]](#). (Cité en page 145.)
- [21] A. Collaboration, *Measurement of the mass difference between top and anti-top quarks in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector*, *Phys.Lett.* **B728** (2014) 363–379, [arXiv:1310.6527 \[hep-ex\]](#). (Cité en page 145.)
- [22] R. Nisius, *A ROOT class to combine a number of correlated estimates of one or more observables using the Best Linear Unbiased Estimate method*, software version 1.9.0 (2014) . <http://blue.hepforge.org/>. (Cité en pages 146 et 147.)
- [23] L. Lyons, D. Gibaut, and P. Clifford, *How to combine correlated estimates of a single physical quantity*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **270** (1988) no. 1, 110 – 117. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900288900186>. (Cité en page 145.)
- [24] A. Valassi, *Combining correlated measurements of several different physical quantities*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **500** (2003) no. 1â3, 391 – 405. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203003292>. {NIMA} Vol 500. (Cité en page 145.)
- [25] A. Valassi and R. Chierici, *Information and treatment of unknown correlations in the combination of measurements using the BLUE method*, *The European Physical Journal C* **74** (2014) no. 3, 1–19. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-2717-6>. (Cité en page 145.)

Conclusion

Les travaux présentés dans cette thèse ont porté sur la mesure expérimentale de la masse du quark top dans le canal semi-leptonique avec l'expérience ATLAS.

Les principales motivations à cette mesure ont été indiquées au chapitre 1, où le contexte théorique est également rappelé.

Le détecteur ATLAS, permettant l'observation de paires $t\bar{t}$, a été présenté dans le chapitre 2 ainsi que le collisionneur proton-proton auprès duquel il fonctionne, le LHC. La mesure a été réalisée avec l'aide des données prises à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 7$ TeV (chapitre 4) et certains résultats préliminaires obtenus à l'aide des données prises à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 8$ TeV ont été présentés dans le chapitre 5.

Parmi les objets essentiels à cette mesure figurent les jets, dont l'étalonnage en énergie a été présenté au chapitre 3. Les études des performances des jets (précision de la calibration, résolution en énergie) ont entre autres permis le choix du seuil de bruit de fond à appliquer pour la prise de données en 2012, où les conditions d'empilement ont évolué par rapport à 2011.

La mesure a consisté à utiliser un ajustement simultané de trois observables, menant à l'estimation de trois paramètres : la masse du quark top m_{top} , l'échelle d'énergie des jets JSF, et l'échelle d'énergie des jets de b relative à celle des jets légers bJSF. L'analyse des données prises en 2011 par l'expérience ATLAS à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 7$ TeV donne les résultats suivants :

$$\begin{aligned} m_{\text{top}} &= 172.01 \pm 0.92(\text{stat}) \pm 1.17(\text{syst}) \text{ GeV} \\ \text{JSF} &= 1.0158 \pm 0.0032 (\text{stat}) \\ \text{bJSF} &= 1.0115 \pm 0.0102 (\text{stat}). \end{aligned} \tag{5.13}$$

Les résultats de l'analyse des données prises en 2012 à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 8$ TeV sont :

$$\begin{aligned} m_{\text{top}} &= 172.82 \pm 0.39(\text{stat}) \pm 1.12(\text{syst}) \text{ GeV} \\ \text{JSF} &= 0.9993 \pm 0.0013 (\text{stat}) \\ \text{bJSF} &= 0.9943 \pm 0.0045 (\text{stat}). \end{aligned} \tag{5.14}$$

Le chapitre 5 a en outre donné une estimation de la combinaison de ces résultats. La masse du quark top estimée est la suivante :

$$m_{\text{top}} = 172.64 \pm 0.37(\text{stat}) \pm 1.10(\text{syst}) \text{ GeV}.$$

Cette mesure de précision est en accord avec la combinaison mondiale [1], qui utilise 11 mesures différentes incluant plusieurs canaux (comme le canal dileptonique et le canal entièrement hadronique). Elle est limitée par les incertitudes systématiques, dont les termes dominants proviennent de la résolution en énergie des jets, l'étiquetage des jets de b , à l'échelle d'énergie des jets et aux radiations dans l'état initial et dans l'état final.

Comparaisons avec les autres mesures

Les mesures individuelles les plus précises effectuées dans les autres expériences donnent les résultats suivants :

- CMS à $\sqrt{s} = 7$ TeV, canal ℓ +jets [2] : $m_{\text{top}} = 173.49 \pm 1.06$ GeV.
- CMS à $\sqrt{s} = 8$ TeV, canal ℓ +jets [3] : $m_{\text{top}} = 172.04 \pm 0.75$ GeV (résultat préliminaire).
- DØ, canal ℓ +jets [4] : $m_{\text{top}} = 174.98 \pm 0.76$ GeV.
- CDF, canal ℓ +jets [5] : $m_{\text{top}} = 172.85 \pm 1.12$ GeV.

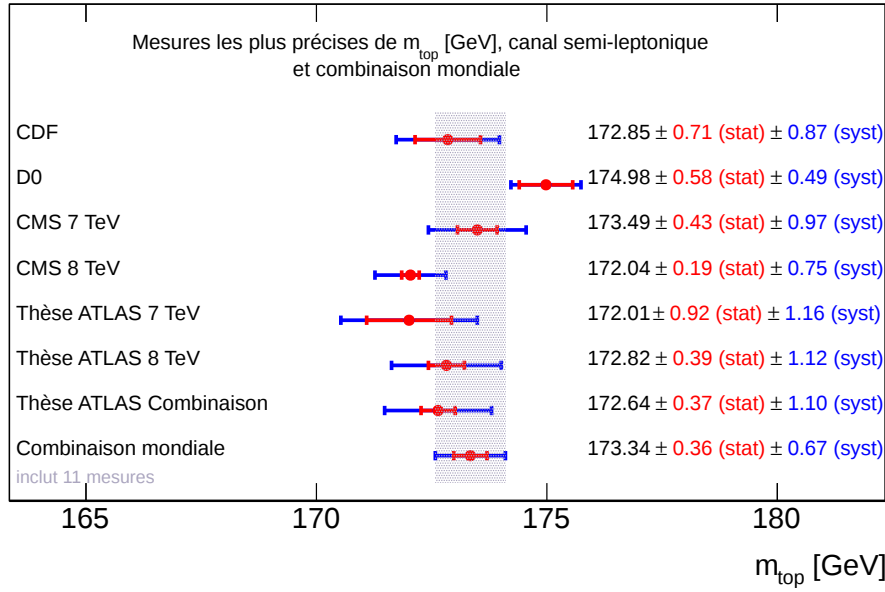


FIGURE 5.20 – Valeurs de masses du quark top (en GeV) mesurées dans différentes expériences dans le canal semi-leptonique, combinaison mondiale et mesures présentées dans cette thèse.

Ces mesures sont représentées sur la figure 5.20 avec la combinaison mondiale, ainsi que les mesures présentées dans cette thèse. Les mesures les plus précises sont celles de l'expérience DØ et celle de l'expérience CMS à $\sqrt{s} = 8$ TeV. Leur compatibilité est mauvaise (2.75 déviations standard). Il est probable que certaines incertitudes soient sous-estimées dans l'une et/ou l'autre de ces analyses.

L'analyse des données à $\sqrt{s} = 7$ TeV présentée ici (incertitude totale : 1.49 GeV) est compétitive avec la mesure de CMS à la même énergie dans le centre de masse, qui donne une incertitude totale de 1.21 GeV si l'incertitude liée à l'hadronisation est évaluée de la même manière dans les deux expériences [1]. L'effet de l'hadronisation doit dépendre de la topologie de l'événement, ce qui est pris en compte dans ATLAS en évaluant l'incertitude directement sur les événements $t\bar{t}$; il y a ainsi un double comptage de l'incertitude, car le modèle d'hadronisation est aussi pris en compte dans l'incertitude sur la JES et la bJES. L'expérience CMS, d'un autre côté, ne prend pas en compte cette dépendance topologique et estime que l'incertitude liée à l'hadronisation est déjà prise en compte dans les incertitudes sus-citées. L'incertitude liée à l'échelle d'énergie relative des jets de b (bJES) est également évaluée différemment dans l'expérience CMS : les échelles d'énergie des jets de quark b sont changées d'un facteur correspondant à la différence de réponse entre jets de quarks et jets de b dans la simulation. La procédure d'ATLAS est plus complète et valide son incertitude sur la bJES à l'aide des données, comme indiqué dans le chapitre 4. Ainsi le choix de l'analyse tridimensionnelle compense une incertitude due à la bJES presque inexistante chez CMS, et fait perdre en précision en augmentant l'incertitude statistique de manière non négligeable.

L'analyse des données à $\sqrt{s} = 8$ TeV présentée ici (incertitude totale : 1.19 GeV) est peu compétitive avec le résultat préliminaire présenté par l'expérience CMS à la même énergie dans le centre de masse, ainsi qu'avec celle, plus récente de l'expérience DØ (et qui sont peu compatibles l'une avec l'autre). Il y a cependant des possibilités d'amélioration de la mesure, qui sont discutées dans le paragraphe suivant.

Améliorations possibles de la mesure

L'analyse à 8 TeV bénéficiera prochainement d'une calibration de l'échelle d'énergie des jets améliorée, qui devrait réduire l'incertitude liée à la saveur (réponse et composition), terme dominant dans l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets. Une mise à jour de l'incertitude sur la résolution devrait également réduire cette systématique dominante à 8 TeV. Par ailleurs, l'emploi d'étalonnages

dépendants de l'échantillon utilisé, pour l'étiquetage des jets de b et pour l'échelle d'énergie des jets, devrait permettre de réduire les doubles comptages pour ces deux incertitudes (par exemple lors de l'évaluation de la systématique liée à l'hadronisation ou au choix du générateur). De plus, l'emploi d'un modèle d'hadronisation en meilleur accord avec les données qu'HERWIG devrait permettre de réduire la systématique correspondante (utilisation de HERWIG++). Enfin, on peut imaginer des études supplémentaires sur la *gap fraction* à $\sqrt{s} = 8$ TeV afin d'obtenir une plus forte contrainte sur l'ISR/FSR ; la contrainte actuelle n'étant pas optimale. Les améliorations dont doit bénéficier la mesure permettent d'extrapoler une incertitude atteignable approximative. Si l'on suppose que l'incertitude sur la résolution est réduite de moitié et que les termes de saveur dans l'incertitude sur la JES sont réduits à une valeur négligeable, l'incertitude totale devrait être d'environ 0.9 GeV. Les autres améliorations possibles mentionnées ici ont un impact qu'il est difficile de prévoir.

Le LHC fonctionnera à nouveau à partir de 2015, à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 13$ TeV (il passera ensuite à énergie nominale $\sqrt{s} = 14$ TeV). La quantité d'événements $t\bar{t}$ enregistrés sera considérable, avec une section efficace de production d'environ 800 pb (950 pb) à $\sqrt{s} = 13$ TeV ($\sqrt{s} = 14$ TeV) et une luminosité augmentée par rapport à 2011 et 2012 (voir chapitre 2). Il est difficile d'extrapoler la situation présente de la mesure de la masse du quark top à celle de ces prises de données à haute luminosité. Comme montré dans le chapitre 3, la calibration des jets présente des difficultés liées à l'empilement. Cependant, la quantité de données enregistrées pourrait permettre des étalonnages utilisant l'importante statistique disponible afin de réduire les incertitudes expérimentales. Il paraît difficile de réduire certaines incertitudes théoriques, comme celle liée au modèle d'hadronisation par exemple.

La collaboration CMS donne dans [6] des prédictions pour l'incertitude atteignable sur la masse du quark top grâce à une statistique aussi élevée. Elle serait d'environ 0.5 GeV avec 30 fb^{-1} de données collectées à $\sqrt{s} = 13$ TeV, et descendrait autour de 200 MeV pour 3000 fb^{-1} (celles-ci seraient collectées à $\sqrt{s} = 14$ TeV). La référence [6] indique qu'il faut considérer ces nombres avec prudence, car il s'agit d'extrapolations, faisant des suppositions précises sur les difficultés expérimentales. L'un des ingrédients essentiels utilisés dans cette référence pour l'optimisation de la mesure est l'utilisation de la méthode tridimensionnelle présentée dans cette thèse.

Bibliographie

- [1] ATLAS Collaboration, CDF Collaboration, CMS Collaboration, D0 Collaboration, *First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass*, [arXiv:1403.4427 \[hep-ex\]](#). (Cité en pages 163 et 164.)
- [2] CMS Collaboration, *Measurement of the top-quark mass in $t\bar{t}$ events with lepton+jets final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, JHEP **1212** (2012) 105, [arXiv:1209.2319 \[hep-ex\]](#). (Cité en page 163.)
- [3] CMS Collaboration, *Measurement of the top-quark mass in t t -bar events with lepton+jets final states in pp collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV*, CMS-PAS-TOP-14-001 (2014) . (Cité en page 163.)
- [4] D0 Collaboration, *Precision measurement of the top-quark mass in lepton+jets final states*, [arXiv:1405.1756 \[hep-ex\]](#). (Cité en page 163.)
- [5] CDF Collaboration, *Precision Top-Quark Mass Measurements at CDF*, Phys.Rev.Lett. **109** (2012) 152003, [arXiv:1207.6758 \[hep-ex\]](#). (Cité en page 163.)
- [6] CMS Collaboration, *Projected improvement of the accuracy of top-quark mass measurements at the upgraded LHC*, CMS-PAS-FTR-13-017 (2013) . (Cité en page 165.)

Remerciements

Je remercie vivement toutes les personnes que j'ai côtoyées durant ma thèse, elle m'ont toutes aidé sous des formes et à des degrés divers. En particulier, je remercie mille fois Caterina Doglioni pour l'aide incroyable qu'elle m'a apporté sur toutes mes études de jets. Dans le groupe des jets, j'ai aussi beaucoup apprécié les personnes avec qui j'ai interagies et passé de bons moments à Genève (le match de hockey, le week-end ski transformé en week-end soirée+brunch+boulot, la coupe du monde) comme Dag Gillberg (don't forget the right pronunciation for "six mois" !!), Zach Marshall (loved the duck pizza!), David Lopez (GO SPAIN!!), Maximilian Swiatlowski, Maxwell Scherzer, Toshi Sumida, Emily Thompson (thanks also for being so kind as an EdBoard member of our analysis!), encore Caterina (ça fait un merci++) et Conor pour m'avoir logé plusieurs fois, Craig Sawyer, Thorsten Dietzch, Reina Camacho (merci pour le poster Higgs!), Diane Cinca... Merci à Ariel Schwartzman qui m'a beaucoup aidé à progresser dans mes études de performance de jets...Et toutes celles et tous ceux que j'oublie.

Merci également à mes collègues du top, avec mention spéciale pour Liza Mijovic, qui a été d'une patience extrême avec toutes mes questions sur les Monte-Carlo; elle a été d'un soutien sans pareil face à mes difficultés de thésard. Je remercie vivement tous les chefs de groupes top et top mass qui se sont succédés pendant mon travail dans ces groupes. En particulier, Tancredi Carli avec qui il est toujours très enrichissant de discuter, Ian Brock, Oleg Brandt, Kevin Kröninger et Stefanie Adomeit.

Merci à toute l'équipe de München avec qui j'ai passé un très bon été studieux en 2013 : Giorgio Cortiana, Gabriele Compostella, Andreas Maier et Richard Nisius.

Je n'oublie pas non plus Jérôme Schwindling, mon encadrant, sans l'aide de qui cette thèse n'aurait probablement pas pu voir le jour; j'ai eu beaucoup de chance d'avoir un encadrant aussi patient, encourageant et ayant le sens de l'humour. Il a suivi avec beaucoup d'attention tout ce que j'ai fait durant ma thèse, et m'a dirigé d'une façon formidable et remarquable.

Je remercie les thésards (anciens et actuels) du SPP pour tous les bons moments passés ensemble, Cécile Deterre, Nicolas Morange (qui a dû supporter mon headbanging chronique au bureau), Jean-Baptiste Blanchard, Léa Gauthier, Arnaud Borde, Antoine Chapelain, Timothée Delubac, Andrii Chaus (Slava Ukraïni!), Anaïs Moller, Thibault Hennequin, Pierre Laurent, Émilien Chapon, Marie-Cécile Piro et tous les jeunes de l'équipe ATLAS, thésards et post-docs confondus : Sofia Papadaki, Dimitra Tsionou, Maria Hoffmann, Alessandro Calandri, Matthias Saimpert, Romain Kukla, Oleg Kivernyk, Meng Xiao, Camilla Maiani, Homero Martinez, Joany Manjarres, Henso Abreu (la mafia Vénézuelienne :-)), pour la bonne ambiance. Merci à Remie Hanna et ses gâteaux super bons, Laure Ferry, Joao Firmino Da Costa.

Merci aussi aux permanents de l'équipe ATLAS. Je ne les citerai pas tous mais qu'ils sachent que l'ensemble de l'équipe est vivement remerciée pour son accueil au sein du service. Je ne suis sûrement pas la personne la plus loquace de l'équipe, alors je profite de cet espace pour exprimer mes plus vifs remerciements.

Dans le désordre, merci à Anne-Isabelle Etievre pour son aide sur les questions de Physique, merci à Bruno Mansoulié également pour les discussions de Physique toujours intéressantes et enrichissantes; merci à Jean-François Delporte de ne pas m'avoir laissé être le seul poilu de l'équipe ("Moi je bois jamais, ou alors beaucoup"). Petite mention à Philippe Schwemling pour ses phrases cultes du style "J'en ai rien à foutre de mesurer la masse du Z à la centième décimale, moi ce qui m'intéresse c'est de construire un bidule", ou encore "Tu vas encore me dire que je suis un vieux con, mais moi la POO je trouve ça débile". Merci à Laurent Chevalier pour ses pointes d'humour chroniques toujours très appréciées par l'équipe, ainsi que pour son habileté en Persint (et à diriger des recherches). Merci à Rosy Nikolaidou et à Samira Hassani, qui sont toujours de bonne humeur. Merci à Claude Guyot et Frédéric Deliot dont les discussions sur l'analyse ont toujours été fort utiles, à Maarten Boonekamp pour le fit électrofaible (just kidding!) et pour son sens de l'humour. Merci également à Ahmimed Ouraou, notamment pour l'aide à la préparation de ma soutenance

de thèse, à Andrea Formica, Henri Bachacou, Jean Ernwein...

Merci à mes collègues de bureau pour m'avoir supporté pendant tout ce temps : Anaïs, Homero, Andrii et Maarten.

Je remercie beaucoup Jean-Marc Reymond pour avoir réparé une pièce de ma moto et pour tous ses bons conseils de motard, ce qui m'a permis de gagner du temps dans le bouchons le matin.

Merci aussi à Halime Sazak (for the very nice discussions :)), Loan Truong, Lan Tran, que j'ai rencontrées à une école d'été aux Houches et avec qui j'ai gardé des liens amicaux. Merci à Michael Ughetto et son aide sur le b-tagging, à Bogdan Malaescu pour son aide sur les jets, ainsi qu'à Guillaume Lefebvre.

Merci à tous mes amis en-dehors de la physique, qui ont tous contribué à me faire sortir la tête hors de l'eau pendant ces trois années difficiles, pêle-mêle : Ben and Susan Alton, Capitaine, Adrien PNA, Nicolaï, Trowl, Thomas et toute la fine équipe du PN, Bidou et tous les amis. Je souhaite particulièrement remercier Clémentine qui m'a apporté un soutien inestimable pendant ma dernière année de thèse.

Je remercie tous les amis rencontrés en Ukraine, qui m'ont permis de finir cette année difficile en beauté et sur tant de promesses d'amitiés durables : Natasha (de Minsk), Taya, Anton, Virgis, Kostya, Natasha (de Donetsk), Alina, Serguei, Olexandr, Elena, et enfin Dima de Biélorussie.

Enfin, je remercie toute ma famille pour le soutien apporté pendant cette thèse.

Résumé : L’objectif principal de cette thèse est de fournir une mesure aussi précise que possible de la masse du quark top dans son canal de désintégration semi-leptonique. Cette mesure expérimentale est réalisée à l’aide du détecteur ATLAS, installé auprès du LHC, un collisionneur proton-proton. Les motivations principales à cette mesure de précision sont les contraintes qu’elle apporte aux modèles de Physique. Par ailleurs, la masse du quark top est un paramètre permettant d’estimer l’état de stabilité du vide dans le cadre du Modèle Standard, à l’échelle de Planck. Les jets sont des objets dont l’étalonnage en énergie est cruciale pour la mesure. Une étude détaillée de cette calibration est présentée, et notamment l’impact des conditions réelles de prises de données sur la performance de ces objets. La mesure de masse utilisant les données prises en 2011 à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV est détaillée. Cette mesure utilise une méthode d’analyse particulière, appelée méthode des *templates* tridimensionnels. La masse du quark top mesurée est :

$$m_{\text{top}} = 172.01 \pm 0.92(\text{stat}) \pm 1.17(\text{syst}) \text{ GeV}.$$

Les données prises en 2012 à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV sont aussi analysées, et une mesure préliminaire de la masse du quark top est fournie :

$$m_{\text{top}} = 172.82 \pm 0.39(\text{stat}) \pm 1.12(\text{syst}) \text{ GeV},$$

la combinaison des deux mesures donnant le résultat le plus précis de cette thèse :

$$m_{\text{top}} = 172.64 \pm 0.37(\text{stat}) \pm 1.10(\text{syst}) \text{ GeV}.$$

Mots clés : LHC, ATLAS, calibration et performance des jets, masse du quark top, semi-leptonique, Modèle Standard.

Abstract : The main goal of this thesis is to provide a measurement as accurate as possible of the top quark mass in the semi-leptonic decay channel. This experimental measurement is made thanks to the ATLAS detector near LHC, a proton-proton collider. The main interests for this precision measurement are the physics constraints to the theoretical models of fundamental constituents. Besides, the top quark mass is a parameter allowing to have more information on the vacuum stability at the Planck scale within the Standard Model. Jet energy calibration is crucial to this measurement. The impact of real data taking conditions on this calibration and on jet performance is detailed. The top quark mass measurement using 2011 data collected at an energy in the center-of-mass $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ is presented. It is using a tridimensional template analysis method. The measured top quark mass is :

$$m_{\text{top}} = 172.01 \pm 0.92(\text{stat}) \pm 1.17(\text{syst}) \text{ GeV}.$$

The 2012 data collected at an energy in the center-of-mass $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ are also analysed, and a preliminary result for the top quark mass is provided :

$$m_{\text{top}} = 172.82 \pm 0.39(\text{stat}) \pm 1.12(\text{syst}) \text{ GeV},$$

the combination of both measurements being the most accurate result of this thesis :

$$m_{\text{top}} = 172.64 \pm 0.37(\text{stat}) \pm 1.10(\text{syst}) \text{ GeV}.$$

Keywords : LHC, ATLAS, jet performance and calibration, top quark mass, semi-leptonic, Standard Model.
