



HAL
open science

Mesure de la masse du quark top dans des événements $t\bar{t}$ avec un Jpsi ou un méson D dans l'état final avec les données du Run 2 de l'expérience ATLAS auprès du LHC

Jad Zahreddine

► **To cite this version:**

Jad Zahreddine. Mesure de la masse du quark top dans des événements $t\bar{t}$ avec un Jpsi ou un méson D dans l'état final avec les données du Run 2 de l'expérience ATLAS auprès du LHC. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Sorbonne Université, 2020. Français. NNT : 2020SORUS125 . tel-03242014

HAL Id: tel-03242014

<https://theses.hal.science/tel-03242014>

Submitted on 30 May 2021

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.

SORBONNE UNIVERSITÉ



Thèse préparée à

SORBONNE UNIVERSITÉ

Ecole doctorale STEP'UP - ED N° 560

Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies de Paris

Mesure de la masse du quark top dans des événements $t\bar{t}$ avec un J/ψ ou un méson D dans l'état final avec les données du Run 2 de l'expérience ATLAS auprès du LHC

par

Jad Zahreddine

Présentée et soutenue publiquement le
23 septembre 2020

Thèse de doctorat de Sciences
dirigée par Frédéric Derue

devant un jury composé de :

Eli Ben-Haim Professeur (Sorbonne Université, LPNHE Paris, France)	Examineur
Matteo Cacciari Professeur (Université de Paris, LPTHE Paris, France)	Examineur
Sabine Crépe-Renaudin Directrice de recherche (CNRS, LPSC Grenoble, France)	Rapporteuse
Frédéric Déliot Directeur de recherche (CEA Saclay, France)	Examineur
Frédéric Derue Directeur de recherche (CNRS, LPNHE Paris, France)	Directeur de thèse
Viola Sordini Chargée de recherche (CNRS, IP2 Lyon, France)	Rapporteuse

SORBONNE UNIVERSITÉ



PhD thesis prepared at

SORBONNE UNIVERSITÉ

Ecole doctorale STEP'UP - ED N° 560

Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies de Paris

Top quark mass measurement in $t\bar{t}$ events with a J/ψ or a D meson in the final state with the Run 2 data of the ATLAS experiment at the LHC

by

Jad Zahreddine

Presented and publicly defended the
September 23rd 2020

PhD doctorat of Sciences
supervised by Frédéric Derue

in front of the committee :

Eli Ben-Haim Professor (Sorbonne Université, LPNHE Paris, France)	Examiner
Matteo Cacciari Professor (Université de Paris, LPTHE Paris, France)	Examiner
Sabine Crépé-Renaudin Director of reasearch (CNRS, LPSC Grenoble, France)	Referee
Frédéric Déliot Director of research (CEA Saclay, France)	Examiner
Frédéric Derue Director of research (CNRS, LPNHE Paris, France)	Director de thesis
Viola Sordini Chargée of research (CNRS, IP2 Lyon, France)	Referee

« L'essentiel est invisible pour les yeux »
Le Petit Prince, Antoine de Saint-Exupéry

Table des matières

1	Le quark top dans le modèle standard	3
1.1	Aperçu du modèle standard	3
1.1.1	Champs physiques et interactions	3
1.1.2	La brisure de la symétrie électrofaible et le mécanisme de Higgs	7
1.1.3	La matrice CKM et la violation de CP	9
1.1.4	Succès et limitations du modèle standard	10
1.2	Le quark top	13
1.2.1	Modes de production	13
1.2.2	Modes de désintégration	17
1.3	La masse du quark top m_{top}	19
1.3.1	Définition de m_{top}	19
1.3.2	L'importance de m_{top} dans le modèle standard	20
1.4	Méthodes expérimentales de la mesure de m_{top}	23
1.4.1	Méthodes directes de reconstruction	23
1.4.2	Utilisation de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$	24
1.4.3	Les méthodes dites alternatives	26
2	L'expérience ATLAS au LHC	31
2.1	Le LHC, le grand collisionneur de hadrons	31
2.1.1	La chaîne d'accélération	31
2.1.2	Paramètres du faisceau	33
2.2	L'expérience ATLAS	34
2.2.1	La collaboration et son programme d'études	34
2.2.2	Description générale	35
2.2.3	Le détecteur interne	36
2.2.4	Le système calorimétrique	38
2.2.5	Le spectromètre à muons	41
2.2.6	Les détecteurs à l'avant	42
2.3	La prise de données	43
2.3.1	Le système de déclenchement	43
2.3.2	L'acquisition et le suivi de la qualité des données	44
2.4	Ressources informatiques	45
2.4.1	Environnement logiciel	45
2.4.2	La mise en format et l'agencement des données	45
2.4.3	Moyen de calcul et de stockage	46
3	Études sur l'endommagement par rayonnement du détecteur à pixels	49
3.1	Formation d'un signal dans des détecteurs à silicium	49
3.1.1	Principe des détecteurs à silicium	49
3.1.2	Développement du signal	51

3.2	Endommagement par rayonnement	51
3.2.1	Effet du rayonnement à l'échelle microscopique	51
3.2.2	Changements au niveau macroscopique	53
3.3	Endommagement par rayonnement dans ATLAS	56
3.3.1	Code de l'endommagement par rayonnement	59
3.3.2	Validations et effets de l'endommagement	67
3.4	Études diverses	70
3.4.1	Études sur l'angle de Lorentz	70
3.4.2	Etalonnage in-situ du champ électrique	73
3.4.3	Études de performances	75
4	Les événements $t\bar{t}$ dans les canaux leptoniques	77
4.1	Les données réelles	77
4.2	Les données simulées	78
4.2.1	La chaîne de simulation d'événements Monte-Carlo	78
4.2.2	La simulation du détecteur	85
4.2.3	La pondération des événements simulés	86
4.2.4	Liste des échantillons	87
4.3	Reconstruction et identification des objets physiques	91
4.3.1	Traces de particules chargées	92
4.3.2	Vertex primaires	92
4.3.3	Électrons	92
4.3.4	Muons	93
4.3.5	Jets	94
4.3.6	Impulsion transverse manquante	94
4.3.7	Enlèvement des doublons	95
4.4	Préselection des événements $t\bar{t}$	95
4.4.1	Critères appliqués	95
4.4.2	Préselection des muons mous	100
4.4.3	Préselection des traces dans les jets	101
4.4.4	Estimation des bruits de fond	102
4.5	Les incertitudes systématiques	104
4.5.1	Modélisation du signal	104
4.5.2	Modélisation du bruit de fond	114
4.5.3	Réponse du détecteur	115
4.5.4	Autres incertitudes	118
5	Sélection de mésons J/ψ, D^0 et $D^*(2010)^+$ dans des événements $t\bar{t}$	119
5.1	Préselection des $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, D^0 et $D^*(2010)^+$	119
5.1.1	Préselection des candidats $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	119
5.1.2	Préselection des candidats D^0	120
5.1.3	Préselection des candidats $D^*(2010)^+$	123
5.2	Séparation des mésons prompts et non-prompts	125
5.3	Propriétés cinématiques	126
5.4	Nombre de candidats et composition	130
5.4.1	$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	130
5.4.2	D^0	133
5.4.3	$D^*(2010)^+$	135

5.4.4	Ajustement des distributions de masse invariante	135
5.5	Étude de la fragmentation des quarks b	138
5.5.1	Observables utilisées	139
5.5.2	Dépliage des variables	143
5.5.3	Résultats	147
6	Mesure de la masse du quark top	151
6.1	Le système lepton-méson	151
6.1.1	Le système lepton- J/ψ	151
6.1.2	Le système lepton- μD^0	154
6.1.3	Le système lepton- $D^*(2010)^+$	154
6.1.4	Sensibilité à la masse du quark top	157
6.2	La méthode des patrons	158
6.2.1	Construction des patrons	158
6.2.2	Dépendance des paramètres ajustés avec m_{top}	158
6.2.3	Courbes d'étalonnages	159
6.2.4	Performances de la méthode	162
6.3	Resultats	164
6.3.1	Resultat dans les données	164
6.3.2	Incertitudes affectant la mesure de m_{top}	165
6.3.3	Optimisation de l'incertitude totale	171
6.3.4	Résumé des mesures individuelles	172
6.4	Combinaison des résultats	172
6.5	Perspective de la mesure au HL-LHC	174
Annexes		179
A	Étude de la fragmentation des quarks b	179
A.1	Observables	179
A.2	Matrices de réponse	179
A.3	Test de fermeture	179
A.4	Résultats	180
B	La méthode des patrons	189
B.1	Les patrons avec une fonction Gamma	189
B.2	Les patrons avec une fonction Novosibirsk	195
B.3	Utilisation d'échantillons $t\bar{t}$ filtrés avec un $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	197
C	Effet des incertitudes systématiques sur $m(\ell \text{ meson})$	199
D	Incertitudes sur la mesure de m_{top}	207
D.1	Modélisation du signal	207
D.2	Modélisation du bruit de fond	213
D.3	Réponse du détecteur	214
D.4	Modélisation des quarks top célibataires	219
D.5	Optimisation de l'incertitude totale	219

Bibliographie

225

Introduction

La motivation majeure de cette thèse est la mesure la plus précise possible de la masse du quark top, à partir de l'étude de paires de quarks top-antitop se désintégrant dans le canal lepton+jets, en utilisant le J/ψ et des mésons charmés (D^0 , $D^*(2010)^+$) issus de la désintégration d'un des quarks b dans l'état final. Cette mesure est effectuée à partir de l'ensemble des données produites par le LHC à une énergie dans le centre de masse de 13 TeV et enregistrées par le détecteur ATLAS au cours du Run 2 dans les années 2015 à 2018. Cette étude a été réalisée, au sein du groupe ATLAS du Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies (LPNHE) de Paris, sous la direction de Frédéric Derue et poursuit les travaux du groupe dans différents canaux et avec différentes techniques présentés dans les thèses de Pietro Cavalleri (2009), Aurélien Demilly (2014) et Sylvestre Pires (2015).

Le chapitre 1 introduit le modèle standard de la physique des particules et décrit la place et la spécificité du quark top au sein de ce modèle théorique. La définition de la masse du quark top est également discutée ainsi que les principales motivations pour sa connaissance précise, et l'état de l'art des mesures expérimentales.

Les deux chapitres suivants résument le contexte expérimental dans lequel se sont déroulées les différentes analyses présentées par la suite. Le chapitre 2 décrit tout d'abord le collisionneur proton-proton LHC ainsi que le détecteur ATLAS. Les systèmes de déclenchement, d'acquisition et de suivi de la qualité des données développés pour ce détecteur sont abordés, de même que le modèle de calcul. Le chapitre 3 se concentre sur une étude sur l'endommagement par le rayonnement du détecteur à pixels, en particulier la couche IBL. Cette étude a été réalisée dans le cadre d'un travail de qualification, pour devenir auteur des publications de la collaboration.

Le chapitre 4 décrit les échantillons d'événements utilisés dans l'analyse, la simulation des événements puis la manière dont sont traitées les données afin de reconstruire les objets physiques utiles aux analyses ainsi que les incertitudes associées, et la sélection appliquée à ces événements pour obtenir un signal associé à peu de bruit de fond.

Le chapitre 5 détaille la reconstruction des trois mésons considérés, J/ψ , D^0 et $D^*(2010)^+$, décrit leurs propriétés, le nombre et la composition des événements ainsi sélectionnés. Avec le lot de méson J/ψ , une étude visant à contraindre les paramètres décrivant la fragmentation des quarks b est effectuée.

Le chapitre 6 présente la mesure de la masse du quark top m_{top} avec des événements $t\bar{t}$, dans le canal de désintégration lepton+jets, avec ces mésons. La méthode utilisée, celles des patrons, est décrite. La mesure de m_{top} dans les données et ses incertitudes sont données pour chaque méson considéré ainsi que pour leur combinaison. Le chapitre se conclut par une étude sur les perspectives de gain en précision de la mesure utilisant le $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ dans le cadre de la phase de haute luminosité du LHC.

1 Le quark top dans le modèle standard

Le cadre théorique de cette thèse est le modèle standard de la physique des particules qui permet de décrire avec succès les différents phénomènes observés à l'échelle subatomique. Dans ce chapitre, un aperçu de ce modèle est donné dans la section 1.1 avant de se concentrer sur la physique du quark top et de détailler ses propriétés dans la section 1.2. La lumière est mise en particulier sur l'importance de la masse de ce quark dans la section 1.3 du point de vue de la théorie et des dernières mesures expérimentales.

1.1 Aperçu du modèle standard

Développé à partir des années 1960, le modèle standard de la physique des particules est une théorie quantique des champs relativiste. Une revue de celui-ci peut être trouvée dans les références [1], [2]. Il permet de décrire les particules divisées en des fermions et des bosons, et leurs interactions à l'aide de champs : celui de l'interaction forte décrit par la chromodynamique quantique, le champ de Higgs et le champ électrofaible. La symétrie électrofaible est brisée une fraction de seconde après le Big Bang donnant un champ électromagnétique et un champ de l'interaction faible. Cette théorie est basée sur une symétrie de jauge locale $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ s'ajoutant à une symétrie globale sous transformation du groupe de Poincaré. Le groupe $SU(2)_W \times U(1)_Y$ est associé aux interactions électrofaibles décrites par Glashow [3], Salam [4] et Weinberg [5] et le groupe $SU(3)_C$ à l'interaction forte décrite par la chromodynamique quantique [6], [7].

1.1.1 Champs physiques et interactions

1.1.1.1 Particules

Les particules prennent leurs noms de la statistique à laquelle elles obéissent. Les fermions, de spins $1/2$, soumis au principe d'exclusion de Pauli, sont des particules massives qui suivent la statistique de Fermi-Dirac. Les bosons, de spins entiers, de masses nulles ou massifs, suivent la statistique de Bose-Einstein. Une caractéristique donnée par la nature de l'interaction faible est la chiralité qui est gauche ou droite pour les fermions. Son équivalent pour les particules de masses nulles s'appelle l'hélicité, définie comme la projection du spin sur la direction de l'impulsion.

Les fermions sont divisés en trois générations [8] ne différant que par leurs masses et saveurs. À chaque particule fermionique est associée une anti-particule de même masse mais de charge quantique opposée. Au sein des fermions il y a deux familles : les leptons et les quarks. Les leptons chargés (électron, muon, tau) interagissent par interactions électromagnétique et faible et possèdent une masse. Ils sont caractérisés par un nombre leptonique conservé par toutes les interactions. Les leptons neutres (neutrinos) sont uniquement sensibles à l'interaction faible. Dans la version minimale du modèle standard les neutrinos n'ont pas de masse et les neutrinos de chiralité droite (ainsi que les anti-neutrinos de chiralité gauche) n'existent pas. Les leptons sont organisés en doublets gauches et singulets droits chargés. Les

quarks portent des charges électrique, un isospin faible et de couleur. Ils sont massifs et sensibles à toutes les interactions. Ils n'ont jamais été observés de manière isolée mais dans des états liés de couleurs neutres, les hadrons, mis à part le quark top qui, lui, se désintègre avant de s'hadroniser. Ils sont divisés en deux familles : les quarks up, charm et top appartiennent à la famille « up », les quarks down, strange, bottom à la famille « down ». Les quarks sont organisés en doublets gauches et singulets droits up ou down. Les particules chargées composant les deuxième et troisième générations sont instables et se désintègrent, par courant électrofaible chargé, en des particules de générations inférieures.

Les quarks se transforment sous SU(3) dont les générateurs sont donnés par $t_C^a = \frac{\lambda^a}{2}$ et λ^a sont les matrices de Gell-Mann. Les doublets de fermions gauches se transforment sous SU(2) dont les générateurs sont $t_W^i = I_W^i = \frac{\sigma^i}{2}$ et σ^i sont les matrices de Pauli et I_W^i est l'isospin. Les fermions chargés se transforment sous U(1) avec le générateur $t_Y = \frac{Y}{2}$, où Y désigne l'hypercharge. La charge électrique est donc donnée par $Q = I_W^3 + \frac{Y}{2}$.

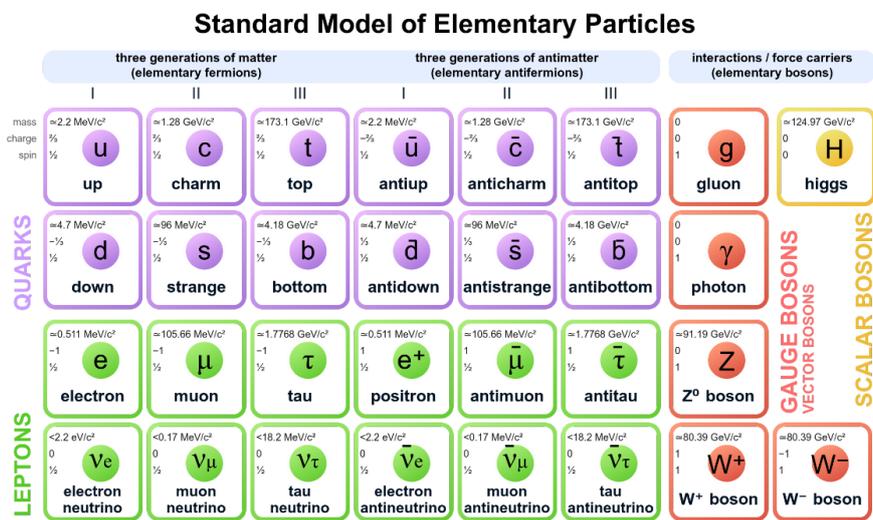


FIGURE 1.1 – Les particules du modèle standard avec leurs propriétés : masses, spins, charges électriques [9].

On peut définir plusieurs nombres quantiques pour les quarks :

- **Nombre baryonique** : $B_{\text{baryon}} = +1$, $B_{\text{anti-baryon}} = -1$, $B_{\text{quark}} = +1/3$, $B_{\text{anti-quark}} = -1/3$. Généralisation : $B_{\text{baryon}} = 1/3 (N_q - N_{\bar{q}})$.
- **Nombre de saveurs** : *étrangeté* : $S = -(N_s - N_{\bar{s}})$. *charme* : $C = +(N_c - N_{\bar{c}})$. *beauté* : $B = -(N_b - N_{\bar{b}})$. *topness* : $T = +(N_t - N_{\bar{t}})$.
- **Hypercharge** : elle est la somme de tous les nombres quantiques définis : $Y = B + S + C + B + T$.

et pour les leptons :

- **Nombre leptonique** : $L_e = L_\mu = L_\tau = L_{\nu_e} = L_{\nu_\mu} = L_{\nu_\tau} = +1$ et -1 pour les anti-particules. Si l et l' sont deux leptons de saveurs différentes, $L_l(l') = 0$.

TABLE 1.1 – Table représentant les quarks avec leurs nombres quantiques : charge électrique Q, nombre baryonique B, Isospin et sa projection I_3 , les nombres de saveurs *étrangereté*, *charme*, *beauté* et *topness* et l'hypercharge Y. Pour les anti-particules, ces valeurs sont les mêmes mais avec un signe opposé. Les interactions qui conservent ces nombres quantiques sont notées en dernier, Int. forte pour interaction forte, et EM pour électromagnétisme. Table tirée du cours de master de E. Ben-Haïm.

Quark	Q	B	Spin	Isospin	I_3	S	C	B	T	Y
d	-1/3	+1/3	+1/2	+1/2	-1/2	0	0	0	0	+1/3
u	+2/3				+1/2	0	0	0	0	0
s	-1/3			0	-1	0	0	0	0	-2/3
c	+2/3			0	+1	0	0	0	+4/3	
b	-1/3			0	0	-1	0	0	-2/3	
t	+2/3			0	0	0	+1	+4/3		
Conservé par	toutes	toutes	toutes	Int. forte	Int. forte EM	Int. forte EM				

1.1.1.2 Les champs de jauge

Les bosons de jauge jouent le rôle de médiateurs pour les interactions. Ce sont des bosons de spin 1. Leur propagation est décrite par le terme $\mathcal{L}_{\text{jauge}}$ du modèle standard. Ce terme se présente sous la forme :

$$\mathcal{L}_{\text{jauge}} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \quad (1.1)$$

où G^a correspond au champ associé au groupe $SU(3)_C$ ayant huit générateurs λ^a , W^i au champ associé au groupe $SU(2)_L$ ayant trois générateurs T^i et B_μ au champ associé à $U(1)_Y$ ayant un générateur Y . À partir des lois de commutations, ces générateurs définissent des constantes de structures f^{abc} et ϵ^{ijk} pour les groupes $SU(3)_C$ et $SU(2)_L$. En effet, on a :

$$[\lambda^a, \lambda^b] = i f^{abc} \lambda^c, \quad [T^i, T^j] = i \epsilon^{ijk} T^k, \quad [Y^a, Y^b] = 0. \quad (1.2)$$

De plus, pour un champ Φ invariant sous la symétrie globale du modèle standard et en appliquant la méthode de substitution minimale, on définit une dérivée de jauge covariante D_μ conservant l'invariance de jauge et tenant compte les champs de jauge G_μ^a , W_μ^i et B_μ , leurs générateurs λ^a , T^i , Y , ainsi que leurs constantes de couplage associées g_s, g_2, g_1 respectivement. Elle généralise ∂_μ qui ne conserve pas l'invariance de jauge quand appliquée. On a donc :

$$D_\mu = \partial_\mu - i g_s \frac{\lambda_a}{2} G_\mu^a - i g_2 T_i W_\mu^i - i g_1 Y B_\mu. \quad (1.3)$$

Les tenseurs de ces champs sont donnés par :

$$\begin{aligned} G_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c, \\ W_{\mu\nu}^i &= \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g_2 \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Enfin, les termes bilinéaires du Lagrangien $\mathcal{L}_{\text{jauge}}$ décrivent le mouvement libre des champs alors que les termes d'ordre plus haut décrivent les interactions entre elles-mêmes. Tout terme de masse briserait l'invariance de jauge et donc est supprimé.

1.1.1.3 L'interaction forte

Dans les années 1960, Gell-Mann, Ne'man et Zweig ont postulé l'existence de quarks suite aux découvertes de plusieurs particules rendant moins crédible le postulat de Yukawa qui stipulait que la cohésion du noyau se faisait par l'intermédiaire d'un méson π [6], [7]. Après l'observation du hadron Δ^{++} de spin 3/2, composé de trois quarks up , un nouveau nombre quantique est défini permettant de ne pas violer le principe d'exclusion de Pauli : la charge de couleur. Il en existe trois, rouge, vert et bleu, qui apparaissent dans les générateurs du groupe $SU(3)_C$ donnés par les matrices de Gell-Mann λ_α avec $\alpha = 1, \dots, 8$ [10].

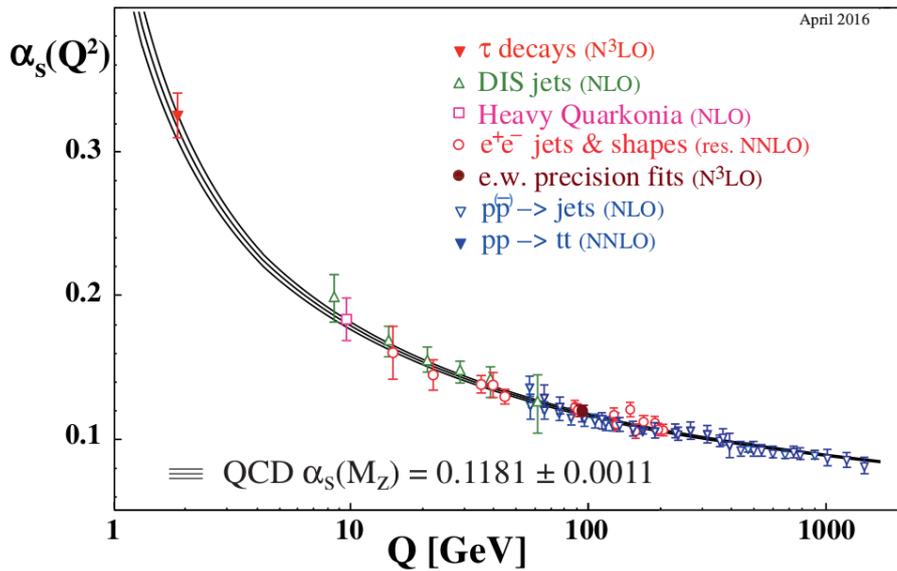


FIGURE 1.2 – Valeur de la constante de couplage α_s en fonction de l'échelle d'énergie Q . Figure tirée de [11].

L'interaction forte est donc décrite par la chromodynamique quantique (QCD) qui est une symétrie de jauge locale du groupe non-abélien $SU(3)_C$. Les médiateurs de cette force sont huit bosons de masse nulle, les gluons. On peut définir le Lagrangien de l'interaction forte en considérant un champ de quark Q et en notant γ_μ la matrice de Dirac [12]. On a alors :

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}}^{\text{int}} = \frac{g_S}{2} \bar{Q} \gamma^\mu \lambda_a G_\mu^a Q, \quad (1.5)$$

où la constante de couplage g_S ou son équivalent plus communément utilisé $\alpha_S = \frac{g_S}{4\pi}$, est un des paramètres indépendants dont le modèle standard dépend (cf. section 1.1.4).

L'utilisation d'un groupe non-abélien pour la description de l'interaction forte implique une phénoménologie particulière :

- son couplage est important à basse énergie, ce qui empêche la mise en place de méthodes perturbatives dans ce régime ;
- les gluons sont eux-mêmes porteurs d'une charge de couleur et peuvent donc interagir entre eux.

Avec ces particularités, la procédure de renormalisation conduit à une constante de couplage qui décroît avec l'échelle d'énergie comme représenté sur la figure 1.2. En effet, la présence de diagrammes en boucles fait apparaître des divergences qui sont corrigées en ajoutant des constantes de renormalisation ainsi que des contre-termes qui viennent absorber les divergences à tous les ordres. La constante de couplage g_S devient alors dépendante de l'échelle d'énergie Q , mais reste indépendante de l'échelle de renormalisation, μ_R , qui n'est pas physique. On a alors :

$$\frac{\partial \alpha_S}{\partial \ln \mu_R^2} = 0, \quad \text{avec} \quad \alpha_S(Q) = \frac{\alpha_{S,R}(\mu^2)}{1 + \alpha_{S,R}(\mu^2)\beta \ln(\frac{Q^2}{\mu^2})}, \quad (1.6)$$

avec $\beta = (11C_a - 2n_f)/12\pi$, C_a étant le nombre de couleurs (égal à 3 dans le modèle standard) et n_f le nombre de quarks ayant une masse inférieure à μ_R . Ainsi, l'interaction forte se caractérise par deux régimes distincts :

- un régime non-perturbatif à basse énergie (à grandes distances). Les valeurs que prend la constante de couplage de l'interaction sont trop importantes pour permettre la résolution perturbative des équations du mouvement. Les quarks subissent de fortes interactions et sont confinés à l'intérieur des hadrons.
- un régime perturbatif à haute énergie (petites distances). La valeur de la constante de couplage de l'interaction forte permet la mise en place d'un développement perturbatif. Il s'agit de la propriété de liberté asymptotique. Sur de petites distances spatiales, comme à l'intérieur des hadrons, les quarks et les gluons semblent libres de toute interaction.

Le lien entre les deux régimes est donné par l'échelle d'énergie Λ_{QCD} à laquelle l'interaction forte entre dans le régime non-perturbatif. Sa valeur expérimentale est d'environ 200-300 MeV [13].

1.1.2 La brisure de la symétrie électrofaible et le mécanisme de Higgs

Quand l'Univers était encore chaud et dense, il respectait encore toutes les symétries et toutes les particules étaient de masses nulles. Durant la phase de refroidissement et 10^{-12} s après le Big Bang, l'Univers arrive à la phase de transition électrofaible [14] où la brisure spontanée de symétrie a lieu donnant les interactions faible et électromagnétique et comme conséquence donne une masse aux particules. Cette brisure de symétrie peut être dérivée en réécrivant $T_i W_\mu^i$ d'une part, et en définissant $W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp W_\mu^2)$ associés aux bosons chargés W_μ^\pm d'autre part. On peut ainsi extraire des termes permettant les couplages des particules d'une génération avec une autre, et des leptons avec les neutrinos correspondants, ainsi que des termes de couplages entre les mêmes particules. Le premier cas se fait par l'intermédiaire de bosons W^\pm , le deuxième fait intervenir des combinaisons linéaires de B_μ et W_μ^0 qui sont des champs physiques et correspondent au boson neutre Z_μ et au photon A_μ . Ces bosons neutres sont mélangés suivant :

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^0 \end{pmatrix}, \quad (1.7)$$

où θ_W correspond à l'angle de mélange appelé l'angle de Weinberg défini comme :

$$\sin \theta_W = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}. \quad (1.8)$$

Cet angle de mélange permet de définir la charge électrique e en termes de couplages g_1 et g_2 , on a donc : $e = g_1 \cos \theta_W$. De plus, cet angle de mélange permet aussi de retrouver les bosons Z^0 et γ après la brisure spontanée de symétrie.

Le fait que les particules connues soient massives (à l'exception du photon) montre que la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ de l'interaction électrofaible n'est pas réalisée dans la nature. La symétrie est brisée. Il est néanmoins possible d'introduire des termes de masse dans le Lagrangien du modèle standard qui soient invariant sous ce groupe de jauge. Pour cela, un champ complexe est introduit qui est un doublet d'isospin faible :

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} \varphi^+(x) \\ \varphi^0(x) \end{pmatrix}. \quad (1.9)$$

Un terme associé à ce doublet, satisfaisant les restrictions imposées par l'invariance de jauge et la stabilité du vide, est donc ajouté au Lagrangien du modèle standard et a la forme suivante :

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi). \quad (1.10)$$

Avec $V(\phi)$ est le potentiel de Higgs qui prend la forme :

$$V(\phi) = \mu^2 (\phi^\dagger \phi) + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad \lambda > 0. \quad (1.11)$$

Le choix du signe de la constante λ correspondant à l'auto-couplage du Higgs permet d'avoir un potentiel vers le bas. La brisure spontanée de symétrie dépend donc de la forme du potentiel. En effet, cette brisure ne peut avoir lieu que si la composante neutre a une valeur moyenne non-nulle afin de conserver la symétrie $U(1)$. L'équation 1.11 montre que la forme du potentiel est déterminée par le signe de la constante μ^2 . Si μ^2 est positive, le potentiel possède un minimum autour de 0, ne permettant pas à la brisure de symétrie d'avoir lieu. Dans le cas où μ^2 est négative, une infinité de minima existe et sont réparties autour d'un cercle de rayon $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$, appelé *vacuum expectation value* ou *vev*, satisfaisant le critère $|\phi_0|^2 = v^2/2$. La figure 1.3 montre les deux formes possibles du potentiel en fonction du signe de $-\mu^2$. En tenant compte de ce critère et en considérant une transformation unitaire de jauge, on peut

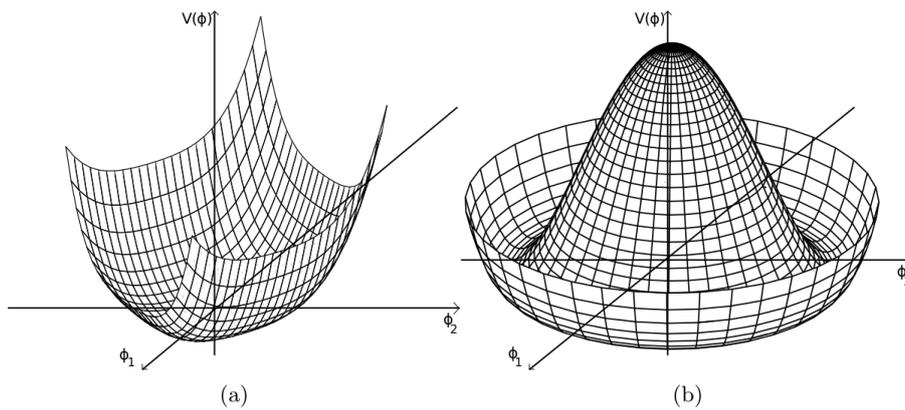


FIGURE 1.3 – Forme du potentiel de Higgs dans le cas où $-\mu^2$ est positif et dans le cas où $-\mu^2$ est négatif. Figure tirée de [15].

réécrire le doublet en termes de champs physique :

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \quad (1.12)$$

où le champ scalaire réel $H(x)$ correspond à un boson de spin 0, le boson de Higgs H découvert en 2012 par les collaborations ATLAS [16] et CMS [17]. Le développement du terme lié au potentiel donne une masse de $v\sqrt{2\lambda}$. De plus, on peut d'une part extraire les masses des bosons vecteurs en utilisant la dérivée covariante appliquée au doublet, et d'autre part, introduire le Lagrangien de Yukawa invariant sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$ décrivant l'interaction entre le champ de Higgs et les fermions afin d'extraire les masses des fermions :

$$m_W = \frac{1}{2}g_2v \quad , \quad m_Z = \frac{m_W}{\cos\theta_W} \quad , \quad m_A = 0 \quad , \quad m_f = \frac{\lambda_f v}{\sqrt{2}}. \quad (1.13)$$

En somme, après l'ère électrofaible dans l'histoire de l'Univers, deux interactions ont été découplées. L'interaction électromagnétique, décrite par l'électrodynamique quantique (QED) [18]-[21] dont le médiateur est le photon, qui est un boson de spin 1 et est de masse nulle. En 1949, les travaux de Feynman ont introduit la théorie de renormalisation permettant d'exprimer la QED avec des termes finis, passant outre la présence des intégrales divergentes qui suscitaient des questions durant les années précédentes quant à la solidité de cette théorie. La constante de couplage de la QED α_{QED} est nommée « la constante de structure fine ». Elle possède une valeur de l'ordre de $1/127$ pour une échelle d'énergie de l'ordre de 100 GeV, proche de celle de l'interaction faible. Pour des énergies plus faibles, cette constante reste du même ordre de grandeur et possède une valeur de $1/137$ très bien mesurée expérimentalement. L'interaction faible est quant à elle, une théorie de jauge responsable du changement de saveur des particules. Elle fut proposée par Pauli afin de conserver l'énergie dans la désintégration β en introduisant une nouvelle particule, le neutrino. Par la suite, les travaux de Wu [22] ont permis de montrer pour la première fois la violation de la parité dans le cadre de l'interaction faible, concluant qu'elle n'agit que sur les fermions gauches. La constante de couplage associée à l'interaction faible est appelée « constante de Fermi ». Sa valeur mesurée est de $G_F \sim 1,17 \times 10^{-5}$ GeV. Contrairement à la constante de couplage de l'interaction forte, les constantes de couplage électromagnétique et faible augmentent avec l'échelle d'énergie. Arrivé à quelques dizaines de GeV, les couplages des interactions électromagnétique et faible sont comparables. Ainsi, ces deux interactions proviennent de la même interaction, appelée interaction électrofaible validée expérimentalement par l'observation des courants neutres par l'expérience Gargamelle [23].

1.1.3 La matrice CKM et la violation de CP

La brisure de symétrie n'est pas sans conséquences. L'interaction électrofaible telle qu'énoncée précédemment ne permet pas de couplage entre les fermions appartenant à des générations différentes. L'introduction de transformations unitaires agissant sur les quarks permet d'introduire ce couplage, conduisant à une non conservation de la saveur. La matrice V_{CKM} [24] s'écrit :

$$\begin{aligned} V_{\text{CKM}} &= \begin{pmatrix} |V_{ud}| & |V_{us}| & |V_{ub}| \\ |V_{cd}| & |V_{cs}| & |V_{cb}| \\ |V_{td}| & |V_{ts}| & |V_{tb}| \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 0,97446 \pm 0,00010 & 0,22452 \pm 0,00044 & 0,00365 \pm 0,00012 \\ 0,22438 \pm 0,00044 & 0,97359^{+0,00010}_{-0,00011} & 0,04214 \pm 0,00076 \\ 0,00896^{+0,00024}_{-0,00023} & 0,04133 \pm 0,00074 & 0,999105 \pm 0,000032 \end{pmatrix} \quad (1.14) \end{aligned}$$

Si V_{CKM} n'est pas diagonale, alors la conservation de la saveur n'est plus respectée. Elle possède quatre paramètres, trois correspondant aux angles de rotation dans l'espace des saveurs et un paramètre responsable de la violation CP dans le secteur des quarks. Mesurer les paramètres sans mettre de contraintes provenant du modèle standard prouve l'unitarité.

1.1.4 Succès et limitations du modèle standard

Le modèle standard de la physique de particules a déjà fait ses preuves avec plusieurs découvertes et observations vérifiant sa validité. Il contient 18 paramètres libres qui sont :

- les masses des neuf fermions massifs (les six quarks et les trois leptons chargés) ;
- les trois angles et une phase de la matrice de changement de saveur dite matrice CKM ;
- la constante de couplage de l'interaction forte α_S et la phase de violation de CP forte θ_{CP} ;
- les constantes de couplage du secteur électrofaible g et g' ainsi que les paramètres du potentiel de Higgs μ et λ qui peuvent s'écrire aussi sous la forme de la constante de couplage électromagnétique α_{QED} , la constante de Fermi G_F et des masses des bosons Z et H .

Les mesures de précision, notamment celles menées au LEP [25] et au Tevatron [26], les ont fortement contraints ; leurs valeurs étant détaillées dans le PDG [11]. La figure 1.4 illustre la compatibilité de différentes observables physiques dans le domaine électrofaible (masses, largeurs et rapports de branchements, asymétries). Ce test de cohérence de chaque paramètre du modèle standard se fait en laissant successivement le paramètre étudié libre lors de l'ajustement. La valeur ajustée est ainsi comparée à la valeur mesurée, divisée par l'incertitude expérimentale. L'ajustement sur-contraint des mesures expérimentales [27] avec les calculs théoriques de leurs corrélations, permet de constater la cohérence du modèle standard. Les valeurs assignées aux observables après ajustement ne dévient pas significativement des mesures.

Le calcul des sections efficaces de différents processus permet un test supplémentaire de cohérence du modèle standard. La figure 1.5 montre l'excellent accord entre les prédictions du modèle standard et les mesures effectuées au LHC sur les sections efficaces de production de différentes particules et ce sur près de dix ordres de grandeur [28].

De plus, plusieurs collaborations ont permis la détermination de la constante de couplage de l'interaction forte permettant ainsi de valider la chromodynamique quantique. La figure 1.6 montre la variation de ce couplage en fonction de l'échelle d'énergie [29]. Les différentes mesures sont en accord avec les prédictions venant du modèle standard.

Malgré tous ces succès, le modèle standard connaît de nombreuses limitations à la fois du point de vue théorique mais aussi expérimental. Tout cela mène à penser que le modèle standard n'est qu'un cas limite d'une théorie bien plus large, comme une théorie de grande unification (GUT, Grand Unified Theory) unifiant les secteurs forts et électrofaibles à haute énergie, ou même une « théorie du tout », incluant une description quantique de la relativité générale.

Les limitations les plus importantes sont les suivantes : tout d'abord, la quatrième force de la nature, à savoir la gravitation, n'est pas incluse. Il manque en effet une description quantique de la relativité générale. Ceci n'est toutefois pas un problème pour comprendre les résultats des expériences car l'effet de la gravitation à l'échelle microscopique est négligeable. Vient ensuite l'incapacité du modèle standard à tenir compte de la présence de la matière noire dont l'existence est vérifiée grâce aux observations cosmologiques. Cette matière stable, neutre et surtout inconnue n'interagit que gravitationnellement avec la matière ordinaire, est prise en compte dans des modèles supersymétriques, comme des particules massives. La supersymétrie est une des théories de grande unification, qui associe à chaque fermion du modèle standard des bosons supersymétriques, et vice versa. Non seulement cette théorie permet de décrire

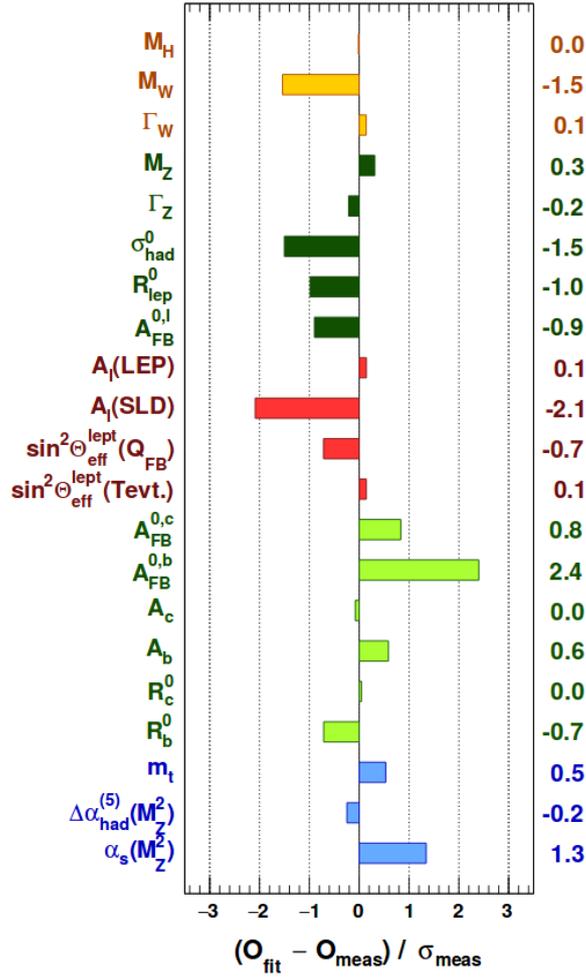


FIGURE 1.4 – Différences entre valeurs expérimentales et ajustées des différentes observables utilisées, en termes de déviation standard sur la mesure. Figure tirée de [27].

la matière noire comme une particule supersymétrique, mais elle fait aussi converger les constantes de couplage de toutes les interactions pour une certaine échelle d'énergie. De plus, l'équation de Dirac décrivant les particules de spin 1/2 pour lesquelles la parité est une symétrie, reste en faveur d'une symétrie entre la matière et l'anti-matière, alors que le monde est dominé par la matière. De surcroît, ce modèle ne permet toujours pas de répondre à des questions encore plus larges à savoir, l'origine des trois générations de fermions, l'origine de la hiérarchie des masses, l'origine des symétries, l'origine de la masse des neutrinos. Pour cette dernière question, la version minimale du modèle standard ne prédit pas de masse aux neutrinos mais il s'avère qu'ils sont massifs. Ceci est déduit de l'observation de leurs oscillations paramétrées par une matrice analogue à la matrice CKM, appelée PMNS (pour Pontecorvo-Maki-Nagata-Sakagawa) [30], [31] qui n'est possible que si les neutrinos sont de masses non nulles. Ces oscillations ont été observées par l'expérience T2K [32] qui a récemment contraint la phase de la violation de CP [33], paramètre important des oscillations.

Plusieurs modèles de physique au-delà du modèle standard sont testés depuis de nombreuses années au LHC. La figure 1.7 (respectivement 1.8) donne la liste des exclusions de nouvelles particules obtenue par la collaboration ATLAS à ce jour, pour plusieurs types de modèles non super-symétriques (respectivement

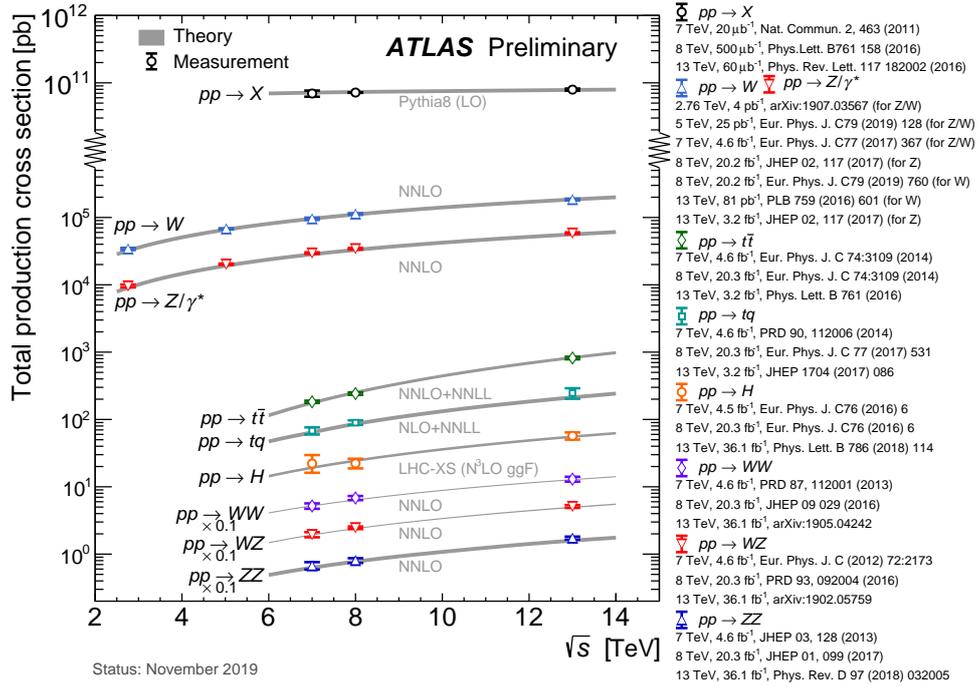


FIGURE 1.5 – Mesures faites par la collaboration ATLAS de la section efficace de production totale en fonction de l'énergie dans le centre de masse de 2,76 à 13 TeV pour quelques processus sélectionnés. Figure tirée de [28].

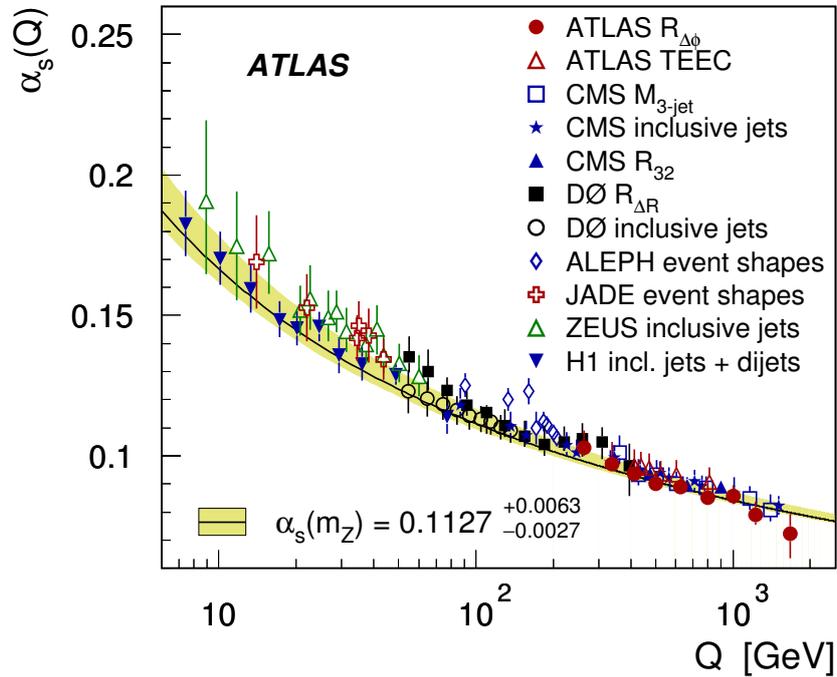


FIGURE 1.6 – Résultats de différentes mesures du couplage de l'interaction forte faites par plusieurs collaborations pour des échelles d'énergie différentes. Figure tirée de [29].

super-symétriques). Les mesures menées au LHC ont réduit l'espace des phases des paramètres pour de nombreux modèles.

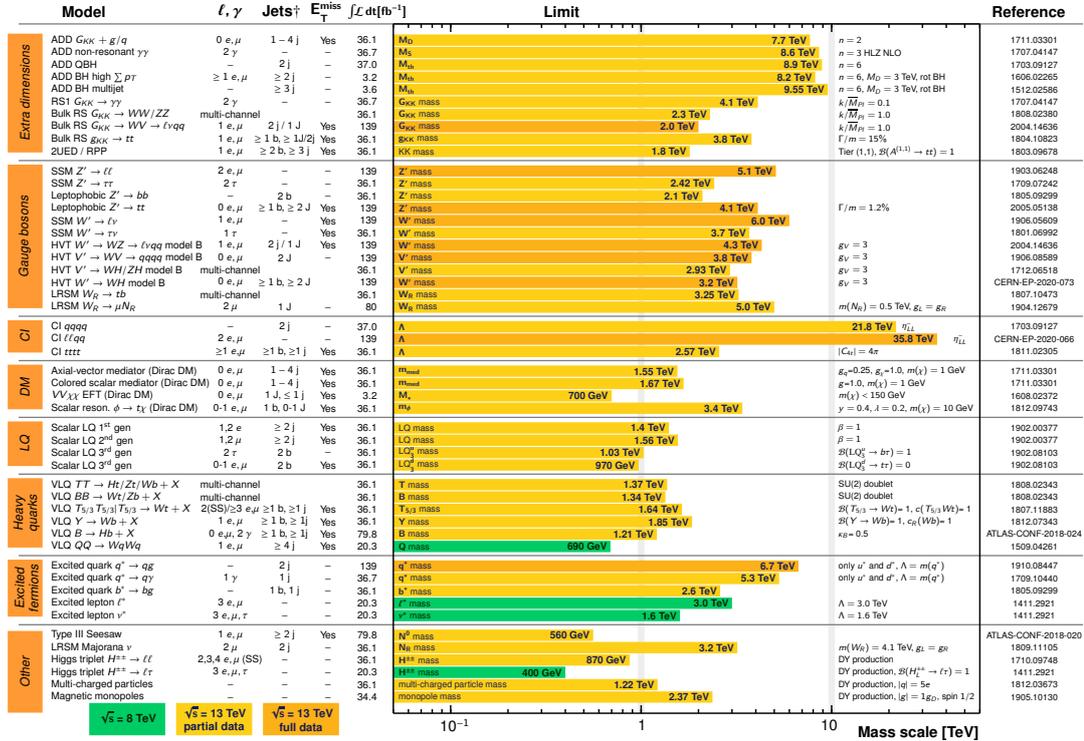
ATLAS Exotics Searches* - 95% CL Upper Exclusion Limits

Status: May 2020

ATLAS Preliminary

$$\int \mathcal{L} dt = (3.2 - 139) \text{ fb}^{-1}$$

$$\sqrt{s} = 8, 13 \text{ TeV}$$



*Only a selection of the available mass limits on new states or phenomena is shown.

† Small-radius (large-radius) jets are denoted by the letter j (J).

FIGURE 1.7 – Limites obtenues par la collaboration ATLAS sur la masse des particules associées à la recherche de nouveaux phénomènes autres que la supersymétrie. Seule une sélection représentative des résultats est montrée. Les bandes vertes indiquent les résultats à 8 TeV ; les bandes jaunes (oranges) indiquent les résultats à 13 TeV avec les échantillons de données partiels (complets). Figure tirée de [34].

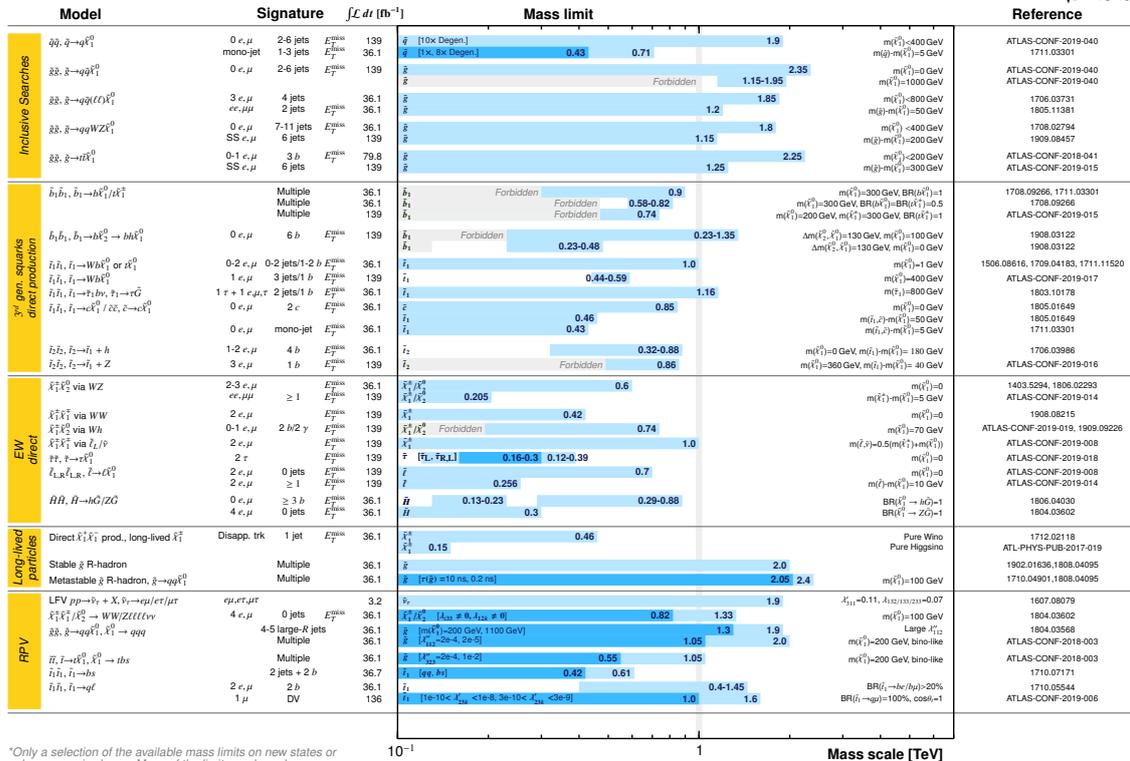
1.2 Le quark top

Le quark top joue un rôle central dans les programmes présents et futurs de la physique des hautes énergies. Il a été découvert en 1995 par les expériences CDF (Collider Detector at Fermilab) [36] et D0 (D0 detector) [37] au Tevatron. Du fait de sa masse très élevée, $m_{\text{top}} \sim 173 \text{ GeV}$, proche de l'échelle de brisure de la symétrie électrofaible, il a depuis été l'objet d'une attention toute particulière. Depuis la mise en activité du LHC [38], il a été étudié dans des collisions proton-proton à différentes énergies dans le centre de masse : 7, 8 et depuis quelques années 13 TeV. La grande section efficace de production du quark top à ces énergies a fait qu'il est habituel de qualifier le LHC d'usine à quark top.

1.2.1 Modes de production

Le mécanisme dominant de production de quarks top au LHC est la production de paires $t\bar{t}$ via la fusion gluon-gluon (cf. figures 1.9a et 1.9b), suivi par l'annihilation de paires de quarks-anti quarks $q\bar{q}$ (cf. figure 1.9c).

Cette production par paires est due au fait que l'interaction forte qui régit ce processus conserve la couleur. Les protons entrant en collision sont constitués de quarks et de gluons, appelés partons. Le



*Only a selection of the available mass limits on new states or phenomena is shown. Many of the limits are based on simplified models, c.f. refs. for the assumptions made.

FIGURE 1.8 – Limites sur la masse obtenues par ATLAS dans la recherche de la supersymétrie. Seule une sélection représentative des résultats est montrée. Figure tirée de [35].

processus de production de paires $t\bar{t}$ fait intervenir un parton de chaque proton entrant en collision. La dynamique des partons à l'intérieur d'un proton est régie par la QCD, dans un régime non perturbatif. Les fonctions de densité de parton donnent les densités de probabilité de trouver un parton d'un certain type emportant une fraction d'impulsion longitudinale du proton. Les distributions des fonctions de densité de parton pour des protons en fonction de la fraction d'impulsion sont montrées, pour deux échelles d'énergie $\mu^2 = 10 \text{ GeV}^2$ (cf. figure 1.10a) et $\mu^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$, proche de la masse du quark top (cf. figure 1.10b).

Une production de paires est possible quand l'énergie portée par deux partons initiaux provenant des protons ayant chacun une fraction de l'impulsion totale x_i est plus grande ou égale à deux fois la masse du quark top, $\sqrt{x_i x_j s} \geq 2m_{\text{top}}$. En considérant l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ au LHC, et sous l'hypothèse que $x_i = x_j$, la fraction d'impulsion de chaque parton devrait être de 0,02 pour une échelle d'énergie égale à la masse nominale du quark top de 172,5 GeV. Cette valeur de la fraction implique la prépondérance des gluons. Ainsi les paires de quarks top sont majoritairement produites (à près de 90%) par des états initiaux impliquant des gluons. En supposant la masse du quark top $m_{\text{top}} = 172.5 \text{ GeV}$, et pour une énergie dans le centre de masse de 13 TeV, la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ est de $831, 8^{+40,2}_{-45,6} \text{ pb}$ ce qui correspond à une précision relative de $+4,8\%$ / $-5,5\%$. La collaboration ATLAS a récemment mesurée celle-ci dans le canal lepton+jets [39] et l'a estimée à $830 \pm 0,4(\text{stat.}) \pm 39(\text{syst.})$ ce qui correspond à une incertitude relative de 4,7%. Ces mesures sont en accord avec les prédictions théoriques. Ces dernières sont calculées théoriquement au troisième ordre de la théorie des perturbations (NNLO) en considérant des termes provenant de gluons mous qui sont pris en compte dans la resommation

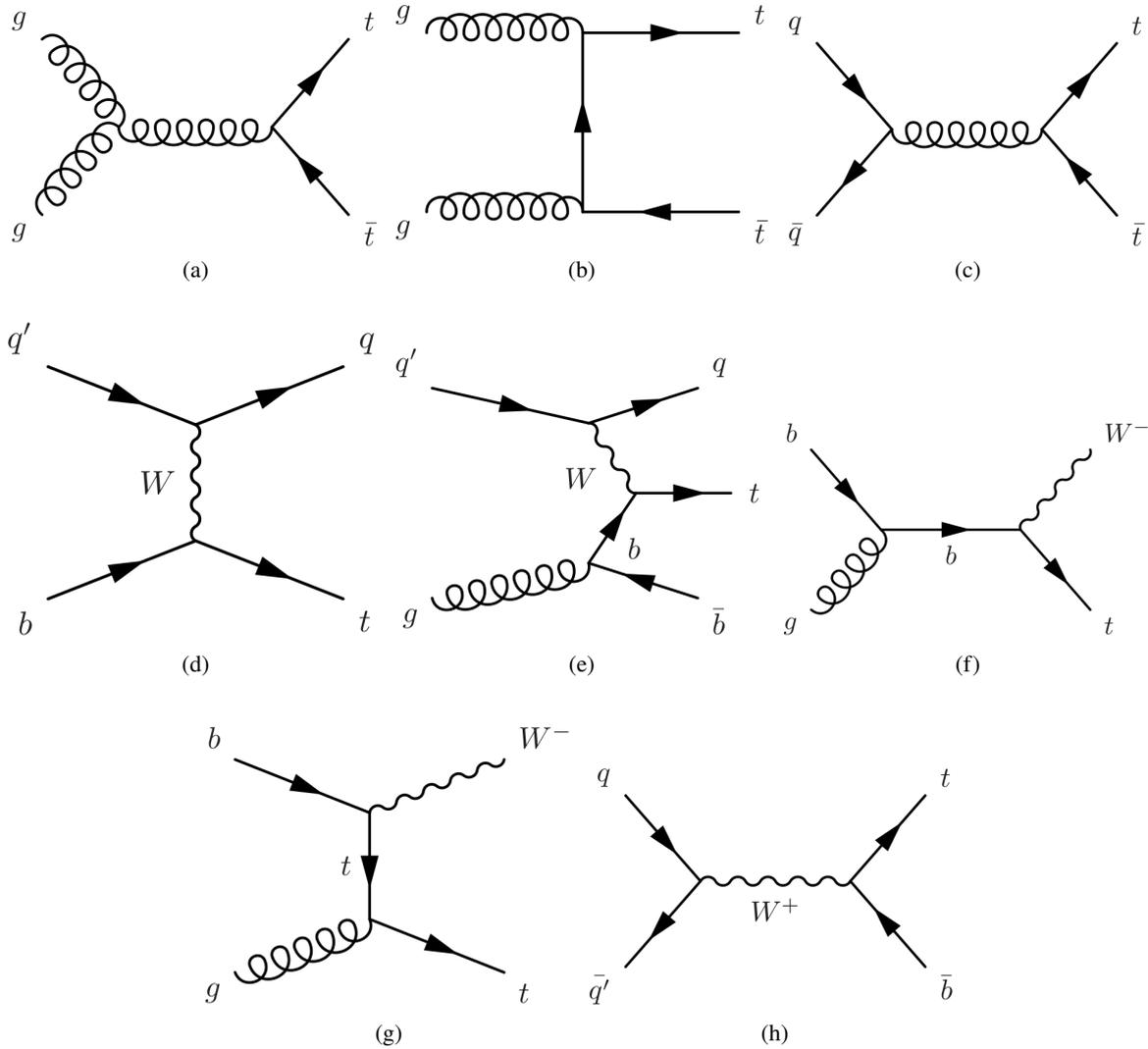


FIGURE 1.9 – Diagrammes de Feynman à l'ordre dominant de production : de paires de quark-antiquark top par (a) et (b) fusion de gluons, (c) annihilation de quarks, et de quarks tops célibataires, par voie t (d), (e), par production associée tW (f),(g), et dans la voie s (h).

au troisième ordre logarithmique (NNLL) [40]-[43]. La valeur obtenue en considérant cette resommation est 3% plus grande qu'une simple prédiction NNLO [44].

Comme le montre la figure 1.11, les sections efficaces mesurées expérimentalement dans les différents canaux par les expériences ATLAS et CMS pour une énergie dans le centre de masse de 13 TeV sont en accord avec la section efficace théorique. De plus, les sections efficaces mesurées par ces deux collaborations à 7 et 8 TeV et par le Tevatron à 1.96 TeV, sont en accord avec les prédictions théoriques (bandes verte et bleue). Les incertitudes sur les bandes théoriques sont dues aux incertitudes sur l'échelle de renormalisation et de factorisation, aux fonctions de densité des partons et au couplage de l'interaction forte.

La production de quarks top célibataires est quant à elle régie par l'interaction faible. Ce mode de production est associé à trois canaux distincts en fonction de l'interaction du W , du quark t et du quark b appelés voie t , production associée tW et voie s . La voie t est le canal dominant pour la production

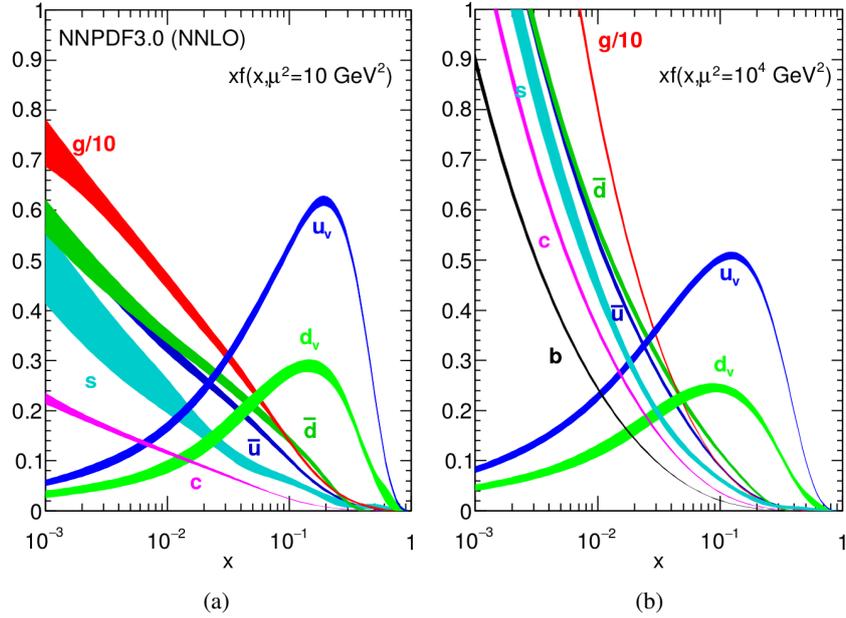


FIGURE 1.10 – Fonctions de distribution de partons dans un proton suivant le modèle NNPDF3.0 (NNLO), pour une échelle d'énergie μ^2 égale à (a) 10 GeV^2 et (b) 10^4 GeV^2 . Figure tirée de [11].

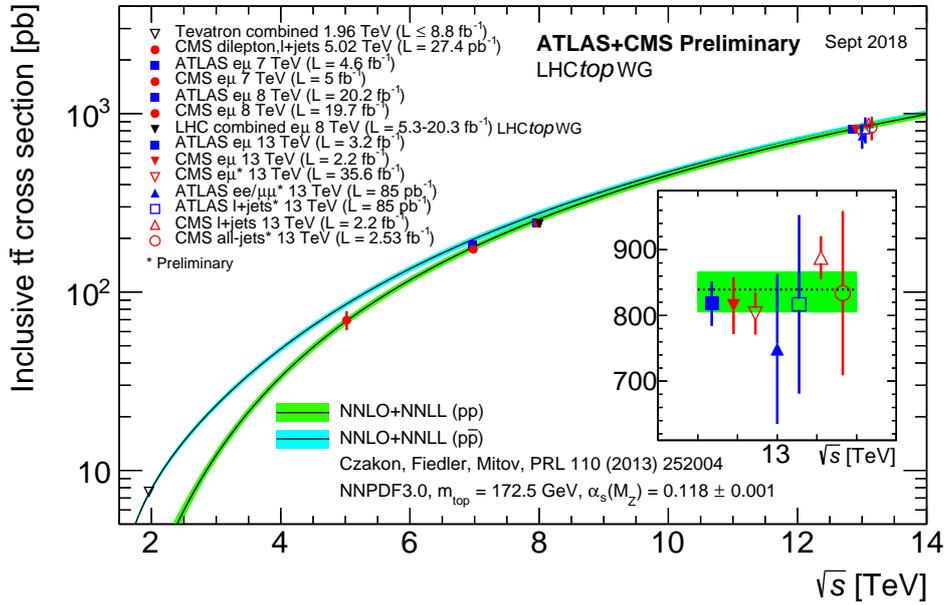


FIGURE 1.11 – Section efficace de production de paires $t\bar{t}$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse. La bande verte correspond à l'incertitude associée au calcul théorique de la section efficace à l'ordre NNLO+NNLL pour des collisions proton-proton et la bande bleue est l'équivalent pour des collision proton-antiproton. La masse du top utilisée est de 172,5 GeV. Les points correspondent aux mesures effectuées par les expériences du LHC et pour la combinaison du Tevatron et du LHC. Figure tirée de [45].

de quark top célibataire (cf. figures 1.9d et 1.9e). Sa section efficace théorique au troisième ordre de la

théorie des perturbations (NNLO) [46], [47] a été estimée à $216, 99^{+9,04}_{-7,71}$ pb à une énergie dans le centre de masse de 13 TeV. La section efficace du canal de production associé tW (cf. figures 1.9f et 1.9g) a quant à elle été estimée à $71, 7 \pm 3, 8$ pb à une énergie dans le centre de masse de 13 TeV. Enfin, la voie s est le canal de production le plus rare au LHC (cf. figure 1.9h), associée à une section efficace de $10, 32^{+0,40}_{-0,36}$ pb à une énergie dans le centre de masse de 13 TeV.

Il existe aussi d'autres modes de productions associés au quark top : $t\bar{t} W$, $t\bar{t} \gamma$, $t\bar{t} H$, etc. La collaboration ATLAS mesure les différentes sections efficaces de production de ces modes comme illustré dans la figure 1.12. Toutes les analyses montrent un accord entre les mesures et les prédictions théoriques.

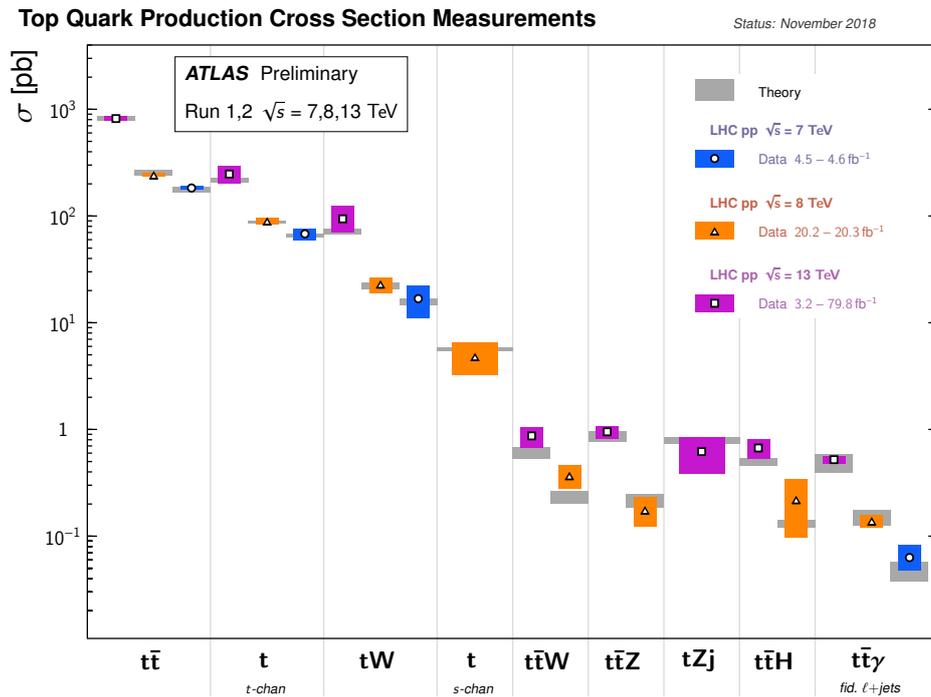


FIGURE 1.12 – Mesures des sections efficaces de production du quark top effectuées par la collaboration ATLAS. Figure tirée de [48]

1.2.2 Modes de désintégration

Du fait de sa grande masse, le quark top se désintègre avec une grande largeur de désintégration d'environ 1.4 GeV [11]. Sa durée de vie de 5×10^{-25} s est ainsi inférieure à celle de l'interaction forte qui est de $\tau_{forte} \sim 3 \times 10^{-24}$ s. Ainsi, la formation d'états liés comprenant le quark top est supprimée d'un facteur $e^{-\tau_{forte}/\tau_{faible}} \sim 10^{-4}$. Dans le cadre du modèle standard, le quark top possède des modes de désintégrations dont la hiérarchie est liée aux éléments de la matrice CKM. L'élément de matrice donnant le rapport d'embranchement le plus haut est celui qui lie le quark top au quark b, $|V_{tb}| = 99, 9\%$. En conséquence, les états finaux de la désintégration du quark top sont liés à la désintégration du boson W . Ce dernier se désintègre dans deux tiers des cas en une paire quark-antiquark, le restant des cas il se désintègre en une paire lepton-neutrino. Ainsi, dans le cas des événements $t\bar{t}$, les désintégrations sont regroupées en trois catégories en fonction de la désintégration des bosons W :

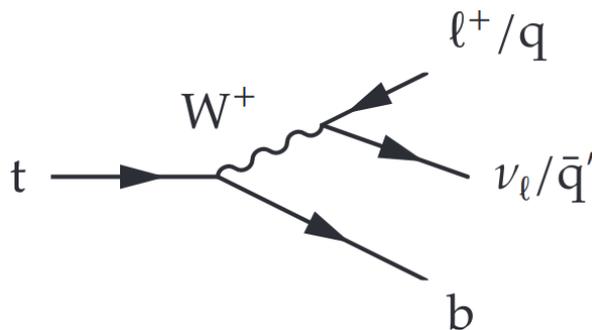


FIGURE 1.13 – Diagramme de Feynman de désintégration du quark top.

- **Le canal hadronique** est le plus dominant avec un rapport d'embranchement de 46%. Dans ce cas, les deux bosons W se désintègrent en des paires $q\bar{q}$. Cette large statistique est associée à un bruit de fond hadronique important.
- **Le canal semileptonique**, appelé aussi lepton+jets, a un rapport d'embranchement de 44%. Il est caractérisé par une statistique comparable au canal hadronique mais avec un bruit de fond plus faible. Il correspond au cas où un boson W donne une paire quark-antiquark et le deuxième boson W se désintègre leptoniquement. Dans le cas des leptons τ , une distinction est généralement faite afin de considérer les désintégrations hadroniques de ceux-ci, faussant la signature de l'état final.
- **Le canal dileptonique** possède le rapport d'embranchement le plus petit, de l'ordre de 10%. Le niveau de bruit de fond est relativement bas à cause de la présence des deux leptons isolés et de l'impulsion transverse manquante provenant des deux bosons W . À l'instar du canal lepton+jets, une distinction est faite pour les leptons τ qui se désintègrent hadroniquement.

Dans le cadre de cette thèse on utilisera le canal semileptonique.

La figure 1.14a illustre un résumé des différents canaux de désintégrations des paires $t\bar{t}$ suivant les modes de désintégration des bosons W , et leurs rapports d'embranchement sont montrés dans le diagramme camembert 1.14b.

En plus du processus de désintégration, les quarks et gluons dans l'état initial peuvent émettre des gluons - ceci est noté ISR pour « Initial State QCD Radiation ». Les quarks et gluons de hautes énergies provenant de la désintégration des quarks top peuvent aussi émettre des gluons par radiation bremsstrahlung - ceci est noté FSR pour « Final State QCD Radiation ». L'évolution de cette désintégration est caractérisée par un rayonnement de gluons, une division des gluons (*gluon splitting*) et une production de paires de quarks. En raison des divergences molles et colinéaires, qui apparaissent dans le rayonnement QCD, les particules sont rayonnées principalement dans la direction de vol du parton d'origine, ce qui conduit au développement d'une douche dirigée, appelée jet. Les partons colorés se regroupent en hadrons singlets de couleur dans un processus appelé hadronisation qui sera décrit dans la section 4.2.1.5.

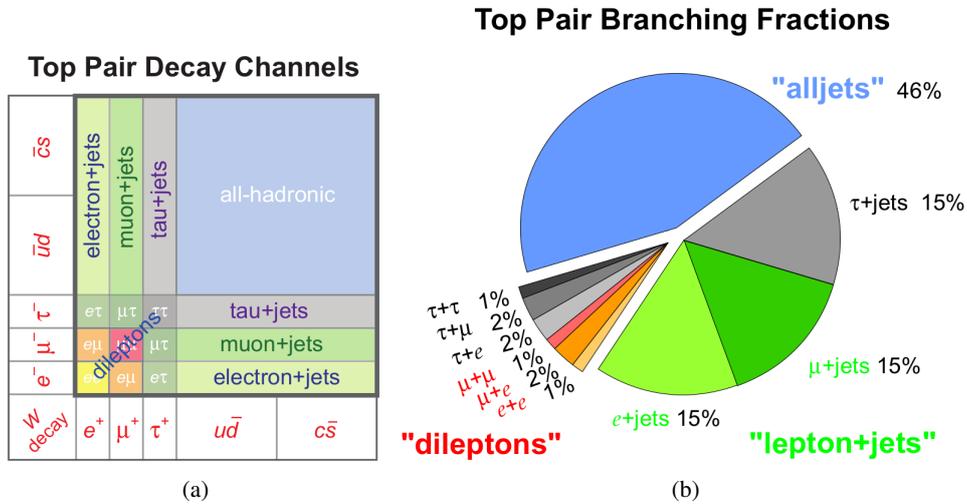


FIGURE 1.14 – Table résumant les différents canaux de désintégrations des paires $t\bar{t}$ (à gauche), et graphique camembert résumant leurs rapports d'embranchements (à droite).

1.3 La masse du quark top m_{top}

Le quark top offre un laboratoire d'étude unique à l'intersection de la chromodynamique quantique, du secteur électrofaible, du mécanisme de Higgs et de nombreux modèles de nouvelle physique. En premier lieu, étant de loin la particule fondamentale la plus lourde, même plus que le boson de Higgs, il est un outil privilégié d'étude de précision du modèle standard. Dans le secteur électrofaible, une mesure précise de sa masse combinée à celle du boson W offre un test fort de cohérence du modèle standard par l'utilisation de contraintes indirectes sur la masse du boson de Higgs via des corrections radiatives. De plus, sa masse élevée est directement liée à son couplage au boson de Higgs, et donc le quark top permet aussi de sonder la stabilité du vide.

À l'heure actuelle, les méthodes les plus précises de mesure de la masse du quark top au LHC sont les mesures dites directes qui exploitent les informations de la reconstruction cinématique des produits de désintégration du quark top. Les incertitudes typiques obtenues actuellement sont de l'ordre de 500 MeV et celles prévues pour la période haute luminosité de l'ordre de 200 MeV. De telles précisions impliquent d'avoir une compréhension correcte à la fois des incertitudes expérimentales mais aussi du cadre théorique et en tout premier lieu de la définition de la masse du quark top.

1.3.1 Définition de m_{top}

Une revue récente de cette question peut être trouvée en particulier dans la référence [49]. La définition de la masse des quarks est assez délicate car les quarks sont confinés dans des hadrons et ne peuvent 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 donné par $p^2 = m_{\text{pôle}}^2 - im_{\text{pôle}}\Gamma_{\text{top}}$. Elle est l'équivalente de la masse d'une particule libre au repos et donc bien définie à ordre fixe. Tous les diagrammes sont ainsi inclus dans cette définition de masse. Par contre, une ambiguïté théorique apparaît à cause du caractère non-perturbatif de la chromodynamique quantique à des échelles $O(\Lambda_{\text{QCD}} \sim 200 - 300 \text{ MeV})$ [50], [51] où certains diagrammes introduisent des séries

divergentes, appelés renormalons infrarouges [52]. Etant donné que le quark top se désintègre avant de s'hadroniser, il est nécessaire de se poser la question de savoir si la masse au pôle de ce quark souffre des effets non-perturbatifs de la QCD.

Afin d'éliminer ces quantités divergentes, on se repose sur le caractère renormalisable de la théorie des champs. On se place à des échelles d'énergies au-delà desquelles toutes les contributions en boucles sont absorbées. Auquel cas, toutes les constantes de couplages et les masses sont ainsi définies de plusieurs façons, et donc dépendent de l'échelle d'énergie R à laquelle on se place. On parle alors de masse à faible distance m_R , et donc à l'instar du couplage α_S , la masse à faible distance dépendante de R , suit l'équation suivante dont la solution permet de passer d'un schéma de normalisation à l'autre :

$$\frac{\partial m_R}{\partial \ln R} = 0. \quad (1.15)$$

Une modification du schéma de soustraction minimale, $\overline{\text{MS}}$, développé par 't Hooft en 1973, a été introduite où les contre-termes annulent à la fois les pôles et les constantes finies des propagateurs. Dans ce schéma modifié appelé $\overline{\text{MS}}$, il est surtout important de noter que les énergies supérieures à la masse du quark top sont alors absorbées. Les effets infrarouges n'affectent pas la masse définie dans ce schéma, généralement noté $\overline{m}(\mu_R)$. Les différences de valeurs de la masse du quark top entre les différents schémas de renormalisation utilisés sont de l'ordre de $R\alpha_S(R)$. Avec R allant de 1 GeV à m_{top} , ces différences peuvent donc aller de plusieurs centaines de MeV à quelques GeV. Ainsi les résultats expérimentaux devraient spécifier le schéma de renormalisation associé à la mesure. Toutefois, en l'absence de consensus théorique, les collaborations expérimentales ont renoncé pour le moment à spécifier le schéma associé aux mesures directes.

La masse du quark top mesurée dans cette thèse est estimée à partir d'une méthode d'analyse directe qui reconstruit la masse du quark top qui a été injectée dans le générateur à élément de matrice des simulations Monte-Carlo, $m_{\text{top}}^{\text{MC}}$. Cette masse devrait cependant être proche de la masse au pôle avec une incertitude de quelques centaines de MeV [49].

1.3.2 L'importance de m_{top} dans le modèle standard

Comme indiqué plus haut, la masse du quark top est un paramètre fondamental du modèle standard. La précision sur cette masse permet de tester la cohérence du modèle standard à travers un ajustement électrofaible, et permet aussi de sonder la stabilité du vide.

Ajustement électrofaible :

Comme indiqué dans la section 1.1.4, un test de cohérence du modèle standard se fait par ce type d'ajustement montré à la figure 1.15, qui implique directement la masse du quark top. En effet, c'est au cours de la brisure de symétrie électrofaible que les bosons W et Z ont acquis une masse. Ainsi, une équation du second degré lie les masses à la constante de structure fine α_{QED} dépendante de l'échelle de normalisation μ . De plus, cette équation fait intervenir le secteur de Higgs via le paramètre ρ_0 , qui lie les masses des bosons W et Z avec l'angle de Weinberg $\cos^2 \theta_W$, et est égal à 1 dans le cadre du modèle standard :

$$\pi\alpha_{\text{QED}}(\mu^2) = \sqrt{2}G_F m_W^2 \left(1 - \frac{m_W^2}{\rho_0 m_Z^2}\right). \quad (1.16)$$

Cette équation a pour solution :

$$m_W^2 = \frac{m_Z^2}{2} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{4\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F m_Z^2}} \right) = \frac{m_Z^2}{2} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{4\pi\alpha_{\text{arbre}}}{\sqrt{2}G_F m_Z^2} \frac{1}{1-\Delta r}} \right), \quad (1.17)$$

où $\alpha = \alpha_{\text{arbre}} \frac{1}{1-\Delta r}$ est le terme de constante de couplage calculé au premier ordre multiplié par les corrections radiatives qui y sont associées. On a donc :

$$\Delta r = \Delta\alpha - \frac{g^2}{g'^2} \Delta\rho + \Delta r_{\text{res}}, \quad (1.18)$$

où g et g' correspondent aux couplages associés aux symétries $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$. Ces corrections radiatives tiennent compte des corrections photoniques de la polarisation du vide $\Delta\alpha$ qui sont négligeables dans le cas du quark top, des corrections $\Delta\rho$ apportées à ρ dominantes pour les fermions lourds et un terme de correction logarithmique résiduel Δr_{res} contenant les effets sous dominants :

$$\begin{aligned} \Delta\rho^{\text{top}} &\approx \frac{3\sqrt{2}G_F m_{\text{top}}^2}{16\pi^2}, \\ \Delta r_{\text{res}}^{\text{top}} &\approx \frac{\sqrt{2}G_F m_W^2}{16\pi^2} \left(2 \ln \frac{m_{\text{top}}^2}{m_W^2} \left(\frac{g^2}{g'^2} - 1/3 \right) \right), \\ \Delta r_{\text{res}}^{\text{Higgs}} &\approx \frac{\sqrt{2}G_F m_W^2}{16\pi^2} \left(\frac{11}{3} \left(\ln \frac{m_{\text{Higgs}}^2}{m_W^2} - 5/6 \right) \right). \end{aligned} \quad (1.19)$$

Ainsi, l'équation 1.17 lie la masse du boson W aux masses du quark top et du boson de Higgs. La figure 1.15 représente le balayage du profil de confiance de l'ajustement électrofaible présenté précédemment dans le plan m_W - m_{top} dans le cas où la mesure directe de la masse du boson de Higgs est incluse ou non. Le test de cohérence est fait en comparant ces contours avec les mesures directes des masses du quark top et du boson W . De plus, cette figure montre que cette dépendance entre les masses a pu être utilisée afin de contraindre la valeur de la masse du boson de Higgs, et ce bien avant sa découverte.

L'ajustement électrofaible permet aussi de rechercher une nouvelle physique dont l'échelle est supérieure à l'échelle électrofaible. Des corrections à la polarisation du vide, appelées corrections obliques, affectant des observables électrofaibles se manifestent à travers des boucles de particules virtuelles. On peut alors paramétrer ces corrections grâce à trois variables d'énergie propre, S , T et U , qui sont nulles dans le modèle standard [53]. Un ajustement électrofaible global permet alors de contraindre les valeurs de S , T et U . Pour les valeurs nominales $m_H = 125$ GeV et $m_{\text{top}} = 173$ GeV, on obtient $S = 0,05 \pm 0,11$, $T = 0,09 \pm 0,13$, $U = 0,01 \pm 0,11$. En général, la valeur du paramètre U est fixée à 0 dans la recherche de nouvelle physique, vu qu'elle est souvent négligeable. La figure 1.16a représente les contraintes sur S et T pour $U = 0$. La bande noire représente la prédiction de ces valeurs à partir des mesures directes de la masse du quark top et du boson de Higgs dans le cadre du modèle standard.

Enfin, la masse du quark top joue un rôle direct dans le calcul d'autres observables électrofaibles, comme l'angle de mélange électrofaible (ou angle de Weinberg), la largeur du boson Z et surtout la largeur et la masse du boson W . Par exemple, une précision σ sur la masse du quark top, permet un gain de 1.5 sur la précision sur la masse du boson W .

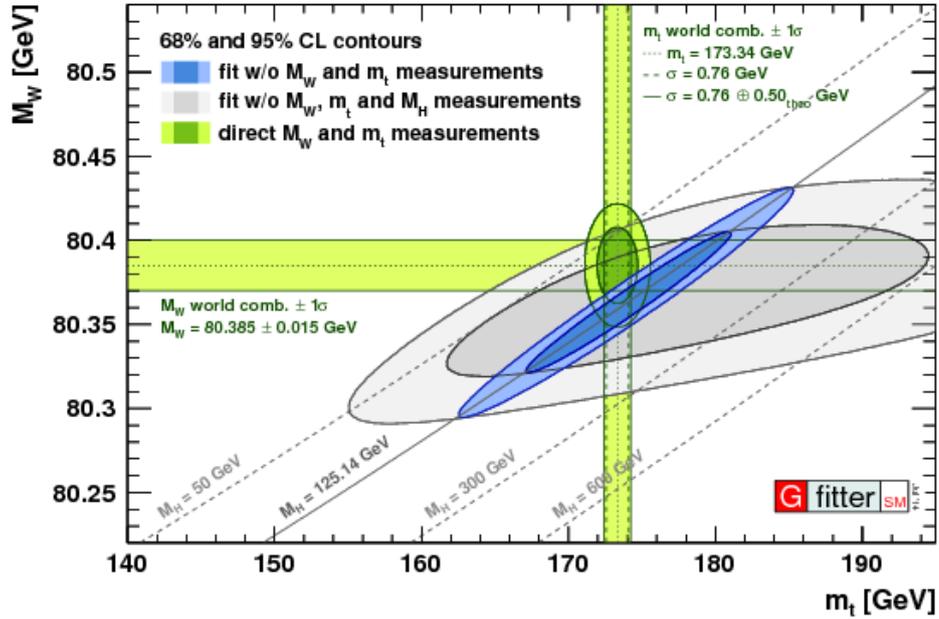


FIGURE 1.15 – Contours à 1σ et 2σ obtenus à partir de deux ajustements électrofaibles sans (avec) contraintes sur la masse du boson de Higgs, représentés par l'ellipse grise (bleue) en laissant les masses du quark top et du boson W libres. Ces contours sont alors comparés aux mesures directes représentées par les bandes vertes. Figure tirée de [53].

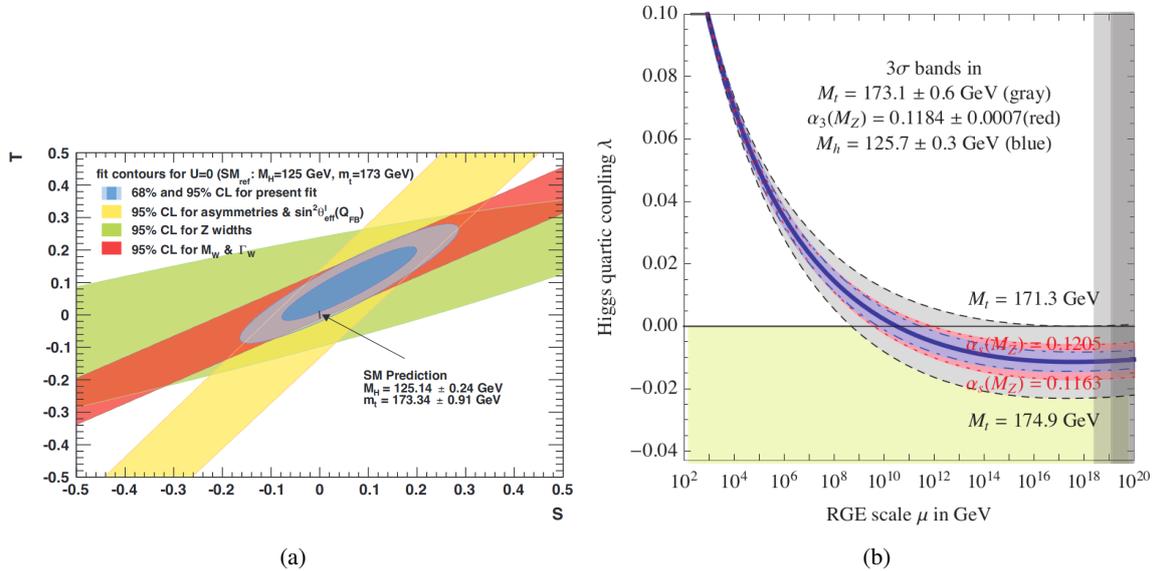


FIGURE 1.16 – (a) Contraintes sur les paramètres obliques S et T , en laissant U libre obtenues à partir de l'ajustement électrofaible. La prédiction du modèle standard est indiquée par la bande noire proche de $S = T = U = 0$ [53]. (b) Prédiction du couplage quartique du Higgs pour différentes prédictions de la masse du quark top [54].

Stabilité du vide :

En supposant qu'il n'y ait pas de nouvelle physique jusqu'à l'échelle de Planck, le vide devrait être stable

avec un potentiel borné vers le bas, et donc le paramètre λ associé au terme quartique du potentiel devrait être positif (cf section 1.1.2). Un vide méta-stable correspond à un potentiel du champ scalaire non borné vers le bas, mais possédant un minimum global qui peut être atteint via un transit par effet tunnel avec un temps supérieur à l'âge de l'univers.

Afin d'étudier cette éventualité, le couplage quartique λ peut être écrit par :

$$\lambda(\mu) = \frac{G_\mu m_H}{\sqrt{2}} + \Delta\lambda(\mu), \quad (1.20)$$

où $\Delta\lambda(\mu)$ est le terme englobant toutes les corrections à boucles. Le couplage peut donc être exprimé en fonction de la masse du boson de Higgs et de la masse du quark top [54] :

$$\lambda(m_{\text{top}}, m_H) = 0,12577 + 0,00205 \left(\frac{m_H}{\text{GeV}} - 125 \right) - 0,00004 \left(\frac{m_{\text{top}}}{\text{GeV}} - 173,15 \right) \pm 0,00140_{th}, \quad (1.21)$$

où m_{top} est la masse du quark top dans le schéma de renormalisation $\overline{\text{MS}}$. En supposant la masse du boson de Higgs égale à $125,7 \pm 0,3$ GeV, et dans le cas où il n'existe pas de nouvelle physique jusqu'à l'échelle de Planck, des limites peuvent être mises. La figure 1.16b montre que pour une valeur de la masse du quark top de 171,3 GeV, on a un vide stable. Pour des valeurs plus élevées, des échelles d'instabilité apparaissent.

1.4 Méthodes expérimentales de la mesure de m_{top}

La masse du quark top est mesurée en utilisant différentes techniques, avec des paires $t\bar{t}$ ou des quarks top célibataires, et selon différentes approches. Tout d'abord il y a des mesures directes qui prennent en compte les informations de reconstruction cinématiques des produits de désintégration des quarks top. Ces informations sont obtenues par la simulation d'événements Monte Carlo (MC) en variant les valeurs du paramètre du programme décrivant la masse du quark top. Ainsi ces résultats sont considérés être une mesure du paramètre $m_{\text{top}}^{\text{MC}}$ du générateur MC correspondant. Le lien entre ce paramètre et une définition de la masse du quark top bien définie du point de vue théorique a été discuté préalablement. Par ailleurs, il y a des méthodes indirectes utilisant des comparaisons de mesures de section efficaces, inclusives ou différentielles, de production de paires $t\bar{t}$, aux prédictions théoriques, permettant une mesure de la masse du quark top au pôle $m_{\text{top}}^{\text{pole}}$. Enfin, des méthodes alternatives permettent de compléter le panorama des différentes techniques.

1.4.1 Méthodes directes de reconstruction

Les méthodes de mesures directes de la masse du quark top sont fondées sur des observables liées aux produits de désintégration des paires $t\bar{t}$ ou des quarks top célibataires présents dans l'état final reconstruit avec les détecteurs. Ces méthodes sont classiquement appelées « méthodes standard » :

- la méthode des patrons (ou « templates ») exploite la dépendance cinématique de certaines observables en fonction de la masse du quark top. Plusieurs patrons Monte Carlo sont générés à partir de différentes masses du quark top afin d'estimer la réponse du paramètre désiré en fonction de la masse du quark top. La cohérence entre ces patrons Monte-Carlo et les données est estimée par un ajustement linéaire et un maximum de vraisemblance extrait la

masse du quark top la plus probable associée aux données. Cette méthode présente l'avantage d'être fondée sur une construction simple et fiable. La méthode des patrons est actuellement utilisée par les collaborations ATLAS et CMS dans le canal dileptonique où la masse du quark top est extraite à partir d'une observable appelée m_{lb}^{reco} définie à partir de la masse invariante de la paire de lepton-jet de b dont la permutation minimise m_{lb}^{reco} . La collaboration CMS a effectué une telle mesure à l'aide des données à 13 TeV et une luminosité intégrée de $35,9 \text{ fb}^{-1}$ et a mesuré : $m_{top} = 172,33 \pm 0,14 \text{ (stat)}^{+0,66}_{-0,72} \text{ (syst) GeV}$ [55]. La collaboration ATLAS a effectué une telle mesure à l'aide des données à 8 TeV et une luminosité intégrée de $20,2 \text{ fb}^{-1}$: $m_{top}^{MC} = 172,99 \pm 0,41 \text{ (stat)} \pm 0,74 \text{ (syst) GeV}$ [56]. Cette méthode est également utilisée par ATLAS dans les canaux semileptoniques à l'aide des données à 8 TeV et une luminosité intégrée de $20,2 \text{ fb}^{-1}$, avec une mesure $m_{top} = 172,08 \pm 0,39 \text{ (stat)} \pm 0,82 \text{ (syst) GeV}$ [57] et hadronique, avec une mesure $m_{top} = 173,72 \pm 0,55 \text{ (stat)} \pm 1,01 \text{ (syst) GeV}$ [58].

- La méthode des éléments de matrice, estime pour chaque événement la probabilité que celui-ci provienne d'un processus de signal ou de bruit de fond. Cette méthode calcule ces probabilités à partir des éléments de matrice associés aux processus étudiés et présente l'avantage de prendre en compte le maximum d'informations statistique. Elle se révèle toutefois très consommatrice en puissance de calcul. La méthode des éléments de matrice a été utilisée par les collaborations du Tevatron, CDF et D0, pour mesurer la masse du quark top [59], [60], la mesure de D0 étant toujours l'une des mesures individuelles les plus précises obtenues avec $m_{top} = 174,98 \pm 0,76 \text{ GeV}$. Dans ATLAS, cette méthode a été utilisée lors de deux thèses effectuées au LPNHE, dans les canaux dileptons $e\mu$, avec les données à 7 TeV, $m_{top} = 173,65 \pm 0,70 \pm 2,36 \text{ GeV}$ [61] et à 8 TeV, $m_{top} = 172,40 \pm 0,35 \pm 1,12 \text{ GeV}$ [62].
- La méthode des idéogrammes peut être considérée comme étant une approximation efficace en terme de puissance de calcul de la méthode des éléments de matrice. Après une reconstruction des produits de désintégration, elle exploite, et ce pour chaque événement, une probabilité que celui-ci provienne d'un processus de signal ou de bruit de fond. Elle permet ainsi de tester la cohérence de la cinématique de l'événement avec une hypothèse de désintégration donnée. Cette méthode est utilisée en particulier par CMS. Une telle mesure a été effectuée à l'aide des données à 13 TeV et une luminosité intégrée de $35,9 \text{ fb}^{-1}$ dans les canaux en lepton+jets : $m_{top}^{MC} = 172,25 \pm 0,08 \text{ (stat+JSF)} \pm 0,62 \text{ (syst) GeV}$ [63]. Elle a aussi été effectuée par cette même collaboration à l'aide des données à 13 TeV et une luminosité intégrée de $35,9 \text{ fb}^{-1}$ dans les canaux complètement hadroniques : $m_{top}^{MC} = 172,34 \pm 0,20 \text{ (stat+JSF)} \pm 0,70 \text{ (syst) GeV}$ [64].

La figure 1.17 montre l'état de l'art des mesures directes de m_{top} effectuées au LHC, avec une valeur combinée pour ATLAS de $m_{top} = 172,69 \pm 0,25 \text{ (stat)} \pm 0,41 \text{ (syst) GeV}$ [65]. Elle inclue aussi la moyenne mondiale, datant de mars 2014, des résultats du LHC et du Tevatron : $m_{top} = 173,34 \pm 0,27 \text{ (stat)} \pm 0,71 \text{ (syst) GeV}$ [66]. Une combinaison des derniers résultats du Tevatron a été publiée peu après : $m_{top} = 174,34 \pm 0,64 \text{ GeV}$ [67]. Toutes ces analyses ont une erreur totale d'environ 0,5 GeV, soit une précision totale sur la masse du quark top autour de 0,4%.

1.4.2 Utilisation de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$

La section efficace totale de production de paires $t\bar{t}$ est calculée au niveau NNLO+NNLL (cf. section 1.2.1) et dépend de la masse du quark top. Elle peut ainsi être utilisée pour mesurer m_{top} . Par rapport aux méthodes standards, ces mesures ne sont pas directement compétitrices en termes de précision

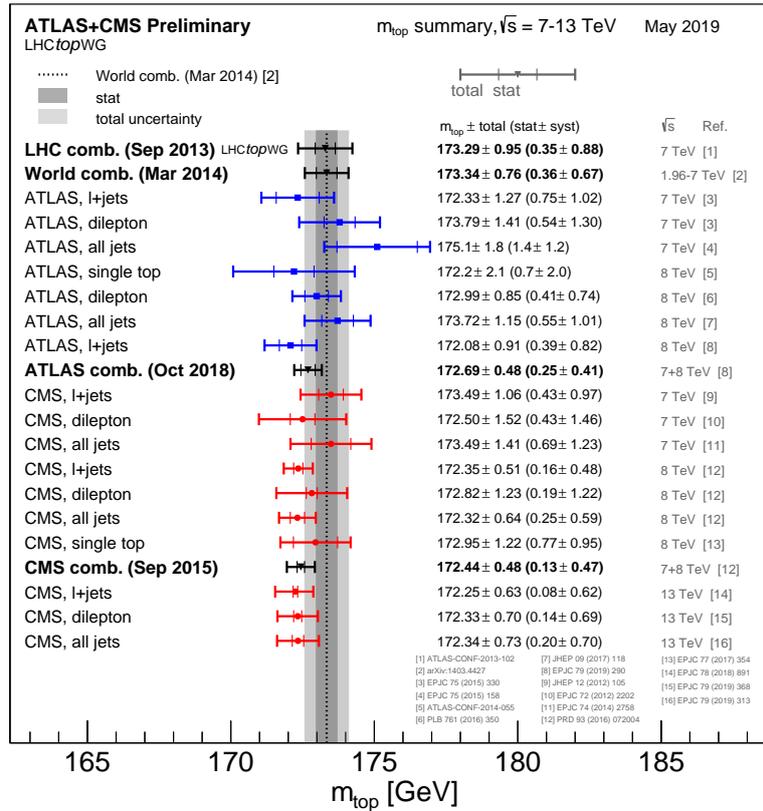


FIGURE 1.17 – Différentes mesures effectuées par ATLAS et CMS de la désintégration du quark top en utilisant les méthodes directes. Les résultats sont comparés avec les combinaisons des mesures de la masse m_{top} au LHC et Tevatron+LHC. Pour chaque mesure, l'incertitude statistique, les contributions du facteur d'échelle du jet (JSF) et du facteur d'échelle du jet b (bJSF) (dans le cas échéant) ainsi que la somme des incertitudes restantes sont déclarées séparément. Les contributions JSF, bJSF sont de nature statistique et s'appliquent aux analyses exécutant des procédures d'étalonnage de l'énergie des jets in situ. Figure tirée de [65].

mais elles sont sensibles à différentes sources d'incertitudes systématiques que celles calculées avec les autres méthodes. Comme le calcul de la section efficace utilise la définition de la masse au pôle, ces mesures sont considérées comme des mesures de la masse au pôle. Cependant ces mesures ne sont pas complètement indépendantes du générateur de douches partoniques et donc de son paramètre de masse. La figure 1.18 montre un résumé des différentes mesures effectuées en utilisant la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ [65].

CMS a effectué une telle mesure à l'aide des données à 13 TeV et une luminosité intégrée de $35,9 \text{ fb}^{-1}$ dans les canaux en dileptons : $m_{top}^{MC} = 172,33 \pm 0,14$ (stat) $^{+0,66}_{-0,72}$ (syst) GeV [55]. ATLAS a utilisé des données à 13 TeV et une luminosité intégrée de $20,2 \text{ fb}^{-1}$ et obtenu : $m_{top}^{pole} = 173,1^{+2,0}_{-2,1}$ GeV [68]. On notera que pour ces mesures de m_{top} , CMS l'associe à une mesure de m_{top}^{MC} alors qu'ATLAS l'associe à m_{top}^{pole} .

Des mesures de sections efficaces différentielles peuvent aussi être utilisées. ATLAS a effectué une telle mesure à l'aide des données à 8 TeV et une luminosité intégrée de $20,2 \text{ fb}^{-1}$: $m_{top}^{pole} = 173,2 \pm 0,9$ (stat) $\pm 0,8$ (syst) $\pm 1,2$ (theo) GeV [69]. CMS a effectué une telle mesure à l'aide des données à 13 TeV et une luminosité intégrée de $35,9 \text{ fb}^{-1}$: $m_{top}^{pole} = 170,9 \pm 0,8$ GeV [70].

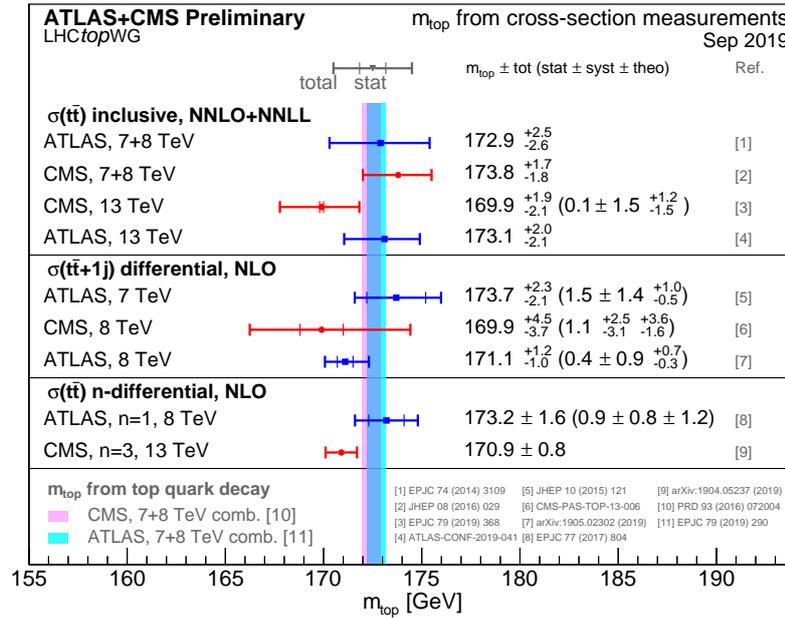


FIGURE 1.18 – Résumé des mesures effectuées par ATLAS et CMS de la masse du quark top à partir des sections efficaces de production de $t\bar{t}$. Les résultats sont comparés aux combinaisons des mesures faites par ATLAS et CMS en se basant sur la désintégration du quark top. Figure tirée de [65].

CMS a récemment effectué une première mesure du « running » de m_{top} à l'aide des données à 13 TeV et une luminosité intégrée de $35,9 \text{ fb}^{-1}$ [71]. La masse du quark top dans le schéma de renormalisation $\overline{\text{MS}}$ est extraite à partir des sections efficaces différentielles de production $t\bar{t}$.

La masse $m_{\text{top}}^{\text{pole}}$ a aussi été extraite de la mesure de la section efficace de production associée d'une paire $t\bar{t}$ et d'un jet dur, $t\bar{t} + 1 \text{ jet}$, qui a une sensibilité plus grande à m_{top} que la production inclusive $t\bar{t}$. ATLAS a effectué une telle mesure à l'aide des données à 8 TeV et une luminosité intégrée de $20,2 \text{ fb}^{-1}$: $m_{\text{top}}^{\text{pole}} = 171,1 \pm 0,4 \text{ (stat)} \pm 0,9 \text{ (syst)}_{-0,3}^{+0,7} \text{ (theo)} \text{ GeV}$ [72].

1.4.3 Les méthodes dites alternatives

D'autres méthodes de mesures de m_{top} , dites alternatives, reposent sur les propriétés cinématiques des états finaux de la désintégration des quarks top. Ces méthodes permettent soit d'utiliser des prédictions ayant une précision à l'ordre NLO permettant une détermination de la masse dans un cadre de masse bien défini, soit sont basées sur la comparaison de prédictions Monte Carlo, étant alors identifiées au paramètre $m_{\text{top}}^{\text{MC}}$, mais permettant de palier certains problèmes apparaissant dans les mesures standards.

Les jets «boostées» :

Il a été suggéré d'utiliser la masse invariante de jets boostés en utilisant une reconstruction spécifique des jets [73]. CMS a effectué une telle mesure à l'aide des données à 13 TeV et une luminosité intégrée de $35,9 \text{ fb}^{-1}$ dans les canaux en lepton+jets : $m_{\text{top}}^{\text{MC}} = 172,6 \pm 2,5 \text{ GeV}$ [74].

La position du pic en énergie du jet de b :

Dans le référentiel du quark top, l'énergie du quark b produit lors de la désintégration $t \rightarrow Wb$ a une relation simple avec la masse du quark top. En utilisant certaines suppositions, en particulier la production non polarisée des quarks top, la même relation existe pour la position du pic de l'énergie du jet de b correspondant. Cette observable a une sensibilité moindre au mécanisme et à la dynamique (le «boost») de la production du quark top [75]. CMS a effectué une telle mesure à l'aide des données à 8 TeV et une luminosité intégrée de $19,7 \text{ fb}^{-1}$: $m_{\text{top}} = 172,29 \pm 1,17 \text{ (stat)} \pm 2,66 \text{ (syst)} \text{ GeV}$ [76].

Méthode du point final :

Dans les canaux leptoniques il est possible d'utiliser des distributions basées sur des variables de masse invariante «transverse» généralisant celle définie pour des désintégrations à deux corps. La collaboration CMS a utilisé la masse invariante m_{lb} , la masse transverse $m_{\text{T}2}$ et la masse invariante m_{blv} prenant en compte l'énergie transverse manquante due au neutrino. CMS a effectué une telle mesure à l'aide des données à 8 TeV et une luminosité intégrée de $19,7 \text{ fb}^{-1}$: $m_{\text{top}} = 172,22 \pm 0,28 \text{ (stat)}^{+0,89}_{-0,93} \text{ (syst)} \text{ GeV}$ [77].

Observables leptoniques :

Des observables purement leptoniques ont été proposées, en particulier dans les canaux en dilepton, comme les moments de Mellin des énergies ou impulsions transverses des leptons, permettant d'éviter la reconstruction des quarks top [78]. CMS a effectué une telle mesure dans le canal en dileptons $e\mu$ à l'aide des données à 8 TeV et avec une luminosité intégrée de $19,7 \text{ fb}^{-1}$: $m_{\text{top}} = 171,7 \pm 1,1 \text{ (stat)} \pm 0,5 \text{ (exp)}^{+2,5}_{-3,1} \text{ (theo)}^{+0,8}_{-0,0} \text{ (} p_{\text{T}} \text{ (t)) GeV}$ [79].

Désintégration semileptonique du quark b :

Une mesure de m_{top} dans les canaux leptoniques et dileptoniques peut exploiter la désintégration semileptonique des hadrons B produits dans la désintégration d'un quark top. La mesure utilise la sensibilité de la masse invariante $m(\ell \mu)$ du système formé du lepton issu de la désintégration du boson W et du muon issu de la désintégration du hadron B à la masse m_{top} . ATLAS a effectué une telle mesure dans les canaux semileptoniques et dileptoniques à l'aide des données à 13 TeV et avec une luminosité intégrée de $36,1 \text{ fb}^{-1}$: $m_{\text{top}} = 174,48 \pm 0,40 \text{ (stat)} \pm 0,67 \text{ (syst)} \text{ GeV}$ [80].

$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$:

La collaboration CMS a effectué une mesure de m_{top} en utilisant les propriétés cinématiques d'états finaux avec un J/ψ se désintégrant en une paire $\mu^+ \mu^-$. L'observable utilisée dans cette analyse est la masse invariante $m(\ell \mu^+ \mu^-)$ du système formé par le lepton chargé provenant de la désintégration du boson W et des deux muons issus de la désintégration du J/ψ . L'utilisation uniquement de leptons permet

de réduire la sensibilité aux incertitudes liées à la reconstruction et à l'étalonnage des jets, mais la méthode reste sensible à la modélisation de l'hadronisation des quarks beaux. La mesure a été effectuée à l'aide des données à 8 TeV et une luminosité intégrée de $19,7 \text{ fb}^{-1}$: $m_{\text{top}} = 173,5 \pm 3,0 \text{ (stat)} \pm 0,9 \text{ (syst)} \text{ GeV}$ [81].

Dans cette thèse, cette méthode avec cet état final sera utilisé .

Particules chargées dans l'état final :

La collaboration CMS a effectué une mesure de m_{top} en utilisant les propriétés cinématiques d'états finaux avec des particules chargées. L'observable utilisée dans cette analyse est la masse invariante m_{lsv} du système formé par le lepton chargé provenant de la désintégration du boson W et d'un hadron chargé dans un jet provenant d'un vertex secondaire. L'utilisation uniquement de leptons et de particules chargées permet elle aussi de réduire la sensibilité aux incertitudes liées à la reconstruction et l'étalonnage des jets, mais reste sensible à la modélisation de l'hadronisation des quarks beaux. La mesure a été effectuée à l'aide des données à 8 TeV et une luminosité intégrée de $19,7 \text{ fb}^{-1}$: $m_{\text{top}} = 173,68 \pm 0,20 \text{ (stat)}^{+1,58}_{-0,97} \text{ (syst)} \text{ GeV}$ [82].

Dans cette thèse, deux tels hadrons chargés, le $D^0 \rightarrow K\pi$ et le $D^*(2010)^+ \rightarrow D^0\pi$, seront utilisés en construisant les masses invariantes $m(l\mu D^0)$ et $m(lD^*(2010)^+)$.

Combinaison de mesures alternatives :

Toutes ces mesures alternatives sont compatibles avec les mesures standards et permettent donc de les vérifier. Dans l'ensemble, ces mesures alternatives sont bien moins précises que les mesures standards, avec des incertitudes plus grandes que 1 GeV. Toutefois la collaboration CMS a aussi effectué une combinaison de ses mesures alternatives effectuées lors du Run 1 [83] comme le montre la figure 1.19. Cette combinaison donne une valeur $m_{\text{top}} = 172,58 \pm 0,21 \text{ (stat)} \pm 0,72 \text{ (syst)} \text{ GeV}$, d'une précision de 0,4% en bon accord avec les résultats publiés par CMS pour la combinaison des résultats standards. La combinaison des résultats standards et alternatifs n'ont pas montré d'amélioration substantielle, soit parce qu'une partie de ces résultats étaient fortement corrélés soit parce que la précision des résultats alternatifs était encore trop limitée.

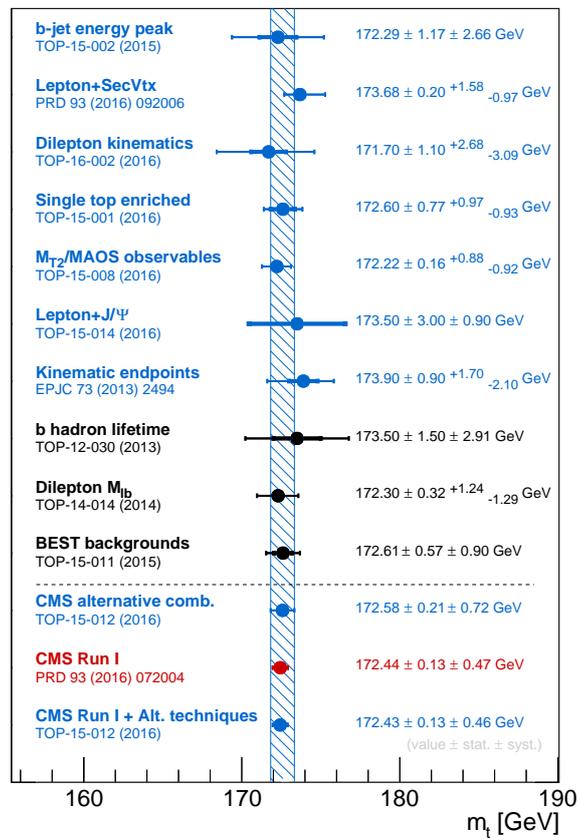


FIGURE 1.19 – Différentes mesures, dites alternatives, de la masse du quark effectuées par CMS et leur combinaison. Figure tirée de [83].

2 L'expérience ATLAS au LHC

Le grand collisionneur de hadrons, le LHC (LARGE HADRON COLLIDER), est le dernier d'une série d'accélérateurs de particules situés au CERN. Il est décrit dans la section 2.1. Les analyses présentées dans cette thèse utilisent les données enregistrées par le détecteur ATLAS (A TOROIDAL LHC APPARATUS) qui est une des expériences présentes au LHC. Les caractéristiques principales du détecteur sont détaillées dans la section 2.2. La prise de données est décrite dans la section 2.3. Enfin, les ressources informatiques à disposition sont évoquées dans la section 2.4.

2.1 Le LHC, le grand collisionneur de hadrons

Situé près de Genève, le LHC [38] est un accélérateur de particules circulaire dont la circonférence est de 27 km, enfoui à environ 100 m sous terre, dans un tunnel où se trouvait précédemment le grand collisionneur électron-positron (LARGE ELECTRON-POSITRON COLLIDER, LEP) [25]. Il est caractérisé par une énergie dans le centre de masse atteignant aujourd'hui $\sqrt{s} = 13$ TeV pour des collisions protons-protons (pp).

2.1.1 La chaîne d'accélération

Les protons sont produits en amont, par l'ionisation des atomes d'une cible d'hydrogène. Ils sont injectés dans une chaîne d'accélération avant d'entrer dans le grand collisionneur suivant un schéma représenté sur la figure 2.1. Tout commence avec un accélérateur linéaire (LINAC2) qui donne aux protons une énergie de 50 MeV, suivi d'un accélérateur circulaire ayant un rayon de 25 m appelé Proton Synchrotron Booster (PSB), qui augmente l'énergie des protons jusque 1.4 GeV. S'en suit un synchrotron d'un rayon de 100 m qui augmente l'énergie des protons à 25 GeV. Vient par la suite le Super Proton Synchrotron (SPS) caractérisé par une circonférence de 7 km qui accélère les protons jusqu'à une énergie de 450 GeV. Les protons qui sortent du SPS sont finalement injectés par deux lignes de transfert dans le LHC, où ils circulent en deux faisceaux de directions opposées. L'énergie des protons s'accroît de 485 keV à chaque tour pour atteindre $\sqrt{s} = 13$ TeV pour le Run 2 qui s'est déroulé de 2015 à 2018.

Le LHC est un synchrocyclotron avec une fréquence de fonctionnement limitée à une plage réduite. Cette accélération périodique est faite grâce à huit cavités radiofréquences fournissant chacune un gradient de 5 MV/m et distribuées sur tout l'anneau. Cette radiofréquence doit être un multiple entier de la fréquence de révolution ce qui divise le faisceau en des paquets de protons («bunches»). Les protons sont contrôlés par plusieurs types d'aimants supraconducteurs, chacun assurant une fonction précise : les dipôles courbent les faisceaux tandis que les quadrupôles et les aimants d'ordre supérieur permettent de focaliser les protons et corriger la position des faisceaux.

CERN's Accelerator Complex

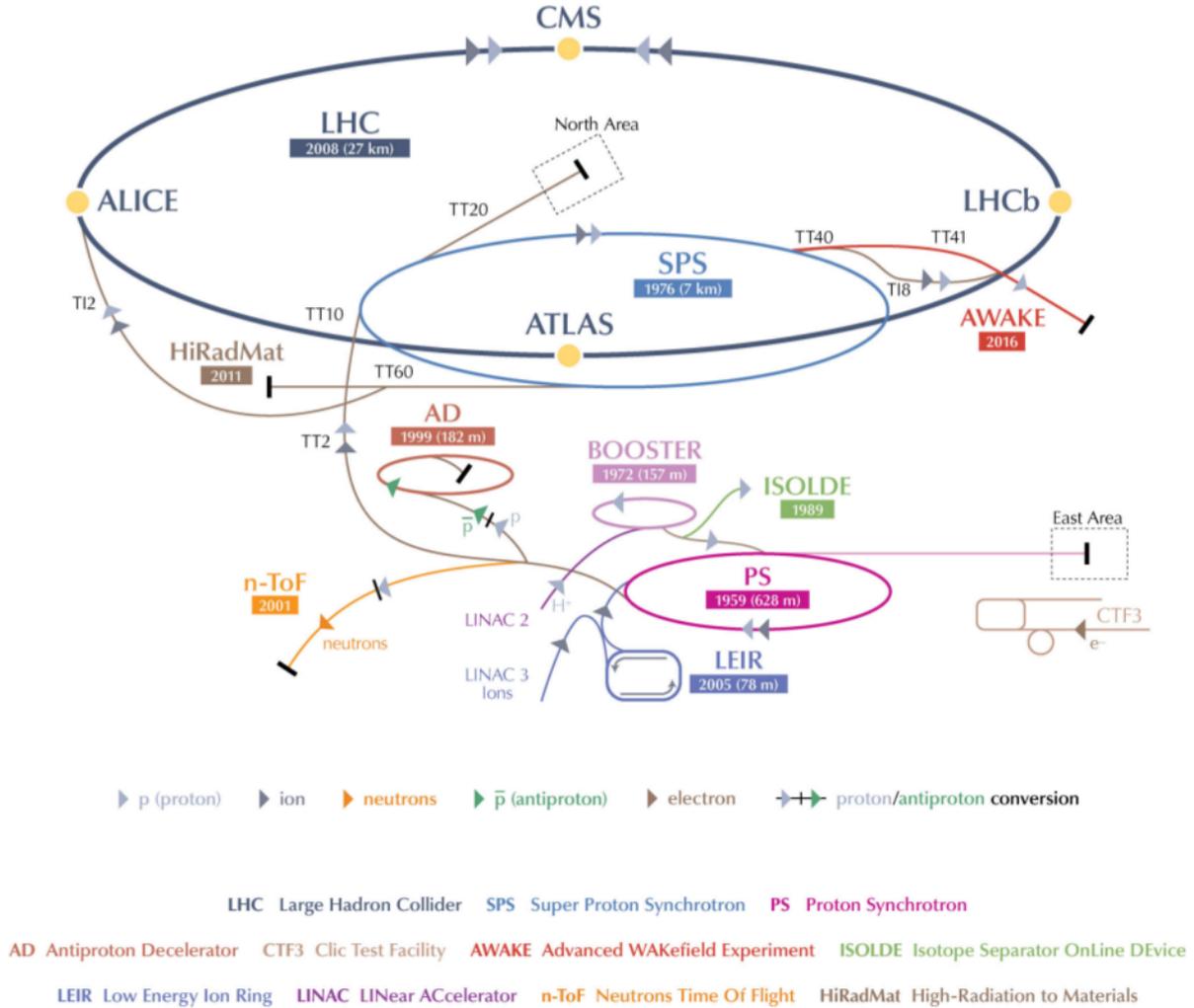


FIGURE 2.1 – Schéma représentant le complexe d'accélérateurs du CERN [84].

La relation liant le champ magnétique B à l'énergie des protons E et au rayon de courbure R est :

$$E = \sqrt{4\pi\alpha} \times \left(\frac{B}{T}\right) \left(\frac{R}{m}\right). \quad (2.1)$$

Suivant cette relation, l'énergie des protons augmente linéairement avec le champ électrique pour un rayon de courbure constant. Cette augmentation est contrainte par la température des supraconducteurs, qui est étroitement liée au nombre de protons par paquet. En effet, une particule chargée accélérée qui tourne rayonne. Cette radiation synchrotron est inversement proportionnelle à m^4 , m étant la masse de la particule. En augmentant le nombre de protons par paquet, la radiation synchrotron devient plus importante. L'équilibre entre nombre de protons et température des aimants a motivé le choix d'avoir 10^{11} protons par paquet.

Les faisceaux de protons rentrent en collisions quasi-frontales avec une fréquence de 40 MHz à chaque point d'interaction où se trouvent des détecteurs : ATLAS [85], CMS [86], LHCb [87] et ALICE [88]. Les deux premiers sont des détecteurs polyvalents optimisés pour des interactions protons-protons afin de rechercher et étudier le boson de Higgs, de tester la cohérence du modèle standard et de rechercher de la nouvelle physique. ALICE se focalise sur les études des interactions d'ions lourds qui permettent d'étudier le plasma quark-gluon. Enfin, LHCb est plus spécialisée dans le domaine des quarks de saveurs lourdes (b , c) afin d'étudier la violation de CP et donc l'asymétrie entre matière et antimatière.

2.1.2 Paramètres du faisceau

Les deux paramètres du faisceau les plus importants pour les mesures de physique sont l'énergie dans le centre de masse \sqrt{s} et la luminosité \mathcal{L} . Le LHC a fourni des collisions pp avec une énergie dans le centre de masse de 900 GeV en 2010, $\sqrt{s} = 7 - 8$ TeV pour le Run 1 en 2011-2012 et enfin $\sqrt{s} = 13$ TeV pour le Run 2 de 2015 à 2018. L'énergie de collision maximale d'opération à 14 TeV ne devrait être atteinte que lors de la prochaine prise de données, à partir de 2022.

La luminosité ne dépend que des paramètres de l'accélérateur. À cause des collisions inélastiques, *i.e.* au cours desquelles une partie de l'énergie cinétique des protons est convertie en nouvelles particules, le nombre de protons N dans les faisceaux décroît avec le temps. On surveille cette baisse grâce à la luminosité instantanée L et intégrée $\mathcal{L} = \int L dt$ qui sont des quantités liées à la section efficace σ :

$$N = \mathcal{L} \cdot \sigma . \quad (2.2)$$

La luminosité intégrée est exprimée en barn⁻¹ ($b^{-1} \approx 10^{28} \cdot m^{-2}$) et est utilisée pour quantifier les données.

En plus des processus physiques qui intéressent une étude donnée, des collisions « subsidiaires » auront lieu. On en distingue deux types selon l'interaction mise en jeu. Les interactions à longue distance entre les protons produisent des particules ayant une impulsion longitudinale élevée, celles-ci sont appelées des collisions « molles » (ou *minimum bias*). Les interactions « dures » sont quant à elles produites grâce aux interactions entre les partons des protons et peuvent produire des particules du modèle standard. Ce dernier type de collisions produites en grande partie via interaction forte (cf. section 1.2.1) induit des jets provenant des quarks et gluons.

La probabilité d'avoir plusieurs collisions inélastiques augmente linéairement avec la luminosité. On parle alors d'empilement (*pile-up*). Ce dernier représente un défi pour les analyses de physique. Il faut différencier les différents processus pour pouvoir trouver celui d'intérêt dans l'événement. La reconstruction des objets physiques est elle aussi plus complexe par les contributions énergétiques supplémentaires émergeant de ces radiations. On divise l'empilement en deux catégories : celles « en-temps » caractérisant les collisions survenues durant le même croisement de paquets et celles « hors-temps » qui viennent de croisements précédents. L'empilement est quantifié par le nombre moyen d'interactions par croisement, $\langle \mu \rangle$, qui est le paramètre de la distribution de Poisson donnant la probabilité d'avoir X interactions lors du croisement en question. Il est lié à la luminosité instantanée L , à la fréquence de révolution f du LHC et à la section efficace totale σ :

$$\mu = \frac{L \cdot \sigma}{f} . \quad (2.3)$$

La figure 2.2b montre la distribution du nombre moyen d'interactions par croisement de faisceau par année durant le Run 2 [89]. Le Run 2 a dépassé la luminosité instantanée de conception et a fourni

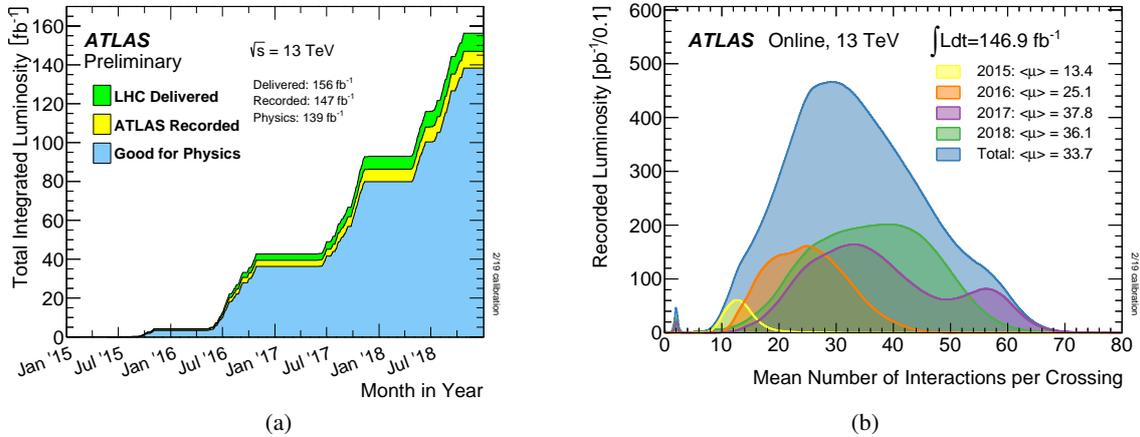


FIGURE 2.2 – Distributions montrant (a) la luminosité intégrée en fonction du temps délivrée par le LHC (en vert), enregistrée par ATLAS (en jaune) et celle gardée pour les analyses de physique (en bleu) avec les collisions pp à une énergie dans le centre de masse à 13 TeV et (b) le nombre moyen d'interactions par croisement de faisceau $\langle \mu \rangle$ donné par année durant le Run 2 [89].

une luminosité intégrée plus grande que prévue. La figure 2.2a montre la luminosité intégrée fournie par le LHC (156 fb^{-1}), collectée par ATLAS (147 fb^{-1}) et celle gardée pour les études physiques (139 fb^{-1}) durant tout le Run 2 [89]. L'augmentation de la luminosité instantanée est accompagnée par un accroissement du nombre moyen d'interactions par croisement de faisceau qui est passé de $\langle \mu \rangle = 20$ pour le Run 1 à $\langle \mu \rangle = 33,7$ pour l'ensemble du Run 2.

L'opération du LHC passe par plusieurs phases de collecte de données appelées *Run* et des phases d'arrêts pour des mises à niveau appelées *Shutdown*. La figure 2.3 montre une frise chronologique qui détaille le plan pour le LHC et le HL-LHC avec l'énergie dans le centre de masse obtenues ou prévues, et des phases de modifications techniques des quatre expériences majeures du CERN [90]. À la fin de la période d'arrêt dans laquelle nous sommes (LS2), courant 2021, le LHC reprendra la collecte de données pour le Run 3 de 2022 à 2024, durant lequel seront collectées autant de données que le Run 2 à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 13 - 14 \text{ TeV}$. Le Run 3 opérera avec les mêmes conditions expérimentales que le Run 2, avant de laisser place entre 2027 et 2035 au HL-LHC (HIGH LUMINOSITY LHC) [91].

2.2 L'expérience ATLAS

2.2.1 La collaboration et son programme d'études

ATLAS est une collaboration internationale [92] regroupant près de 181 institutions dans 38 pays et plus de 5500 collaborateurs de plus d'une centaine de nationalités, travaillant sur un projet de physique commun. Elle est l'une des plus grandes collaborations de la sorte. En France, de nombreux laboratoires participent à ce projet : 8 laboratoires du CNRS/IN2P3 [93] et de l'IRFU au CEA [94]. Le projet de ce détecteur [85], [95], [96] a été concrétisé en 1992 par la rédaction du « ATLAS Technical Proposal » [97]. L'objectif principal de sa conception était la recherche du boson de Higgs qui a été découvert en 2012 [16], [17]. Ce détecteur est aussi utilisé à des fins de tests de cohérence du modèle standard, des études dans les secteurs des interactions électrofaible et forte. On peut citer par exemple les mesures des différentes

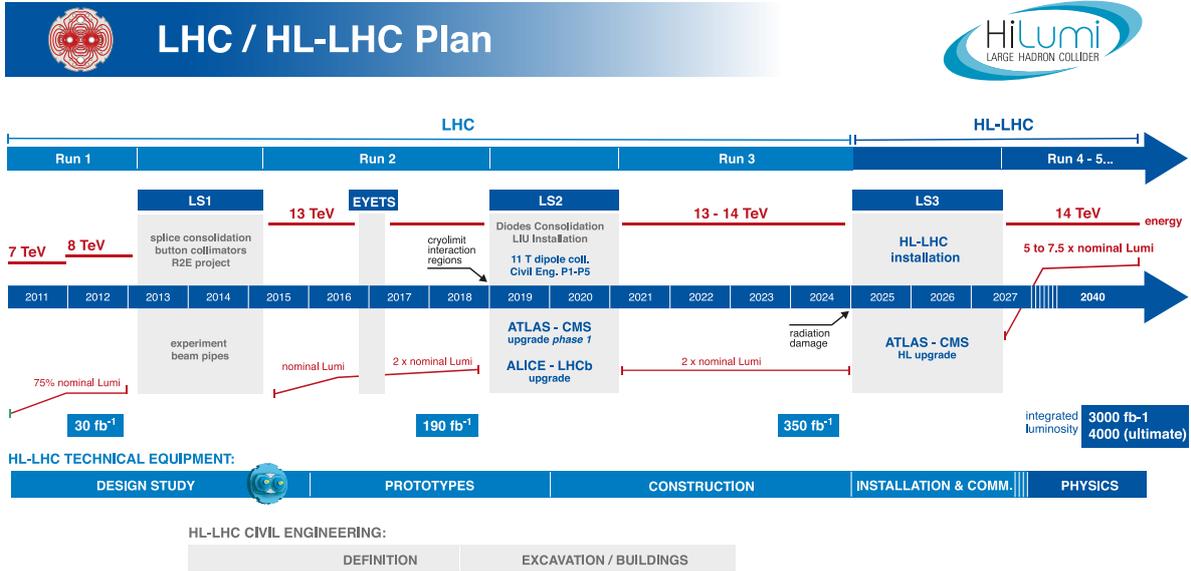


FIGURE 2.3 – Frise chronologique détaillant les étapes par lesquelles le LHC va passer dans les années à venir [90].

propriétés des bosons W et Z et du quark top. La physique des saveurs est aussi étudiée à travers des analyses sur les désintégrations rares des mésons B . La collaboration ATLAS mène aussi des recherches de physique au-delà du modèle standard, en allant directement chercher des résonances ou en posant des limites d'exclusion.

2.2.2 Description générale

ATLAS est une expérience polyvalente situé au Point 1 de l'anneau LHC. Il fait 44 m de long, a une hauteur de 25 m et pèse environ 7000 t. Il a une structure en oignon, typique des détecteurs de particules. Il est constitué de plusieurs sous détecteurs ayant un module principal qui entoure le tube à vide et appelé tonneau (*barrel*) et des modules cylindriques se trouvant de part et d'autre de ce dernier, appelés bouchons (*end-caps*).

L'origine du système de coordonnées cartésien direct est confondu avec le point d'interaction. L'axe x pointe vers le centre du LHC, l'axe y vers le haut et l'axe z suit l'axe de collision. La coordonnée radiale dans le plan (x,y) est notée R , et l'axe associé est noté r . L'angle azimutal ϕ est défini dans le plan (x,y) , et l'angle polaire θ dans le plan (r,z) . Ce dernier permet de définir la pseudo-rapacité η qui, dans le cas d'une particule ultra-relativiste, est une bonne approximation de la rapidité \mathcal{Y} . La propriété la plus importante de ces quantités est qu'une différence de (pseudo-)rapidité est invariante sous une transformation de Lorentz. Ces deux quantités sont définies de la sorte :

$$\mathcal{Y} = \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \xrightarrow{E \gg m} \eta = - \ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right). \quad (2.4)$$

Le tonneau est constitué de plusieurs détecteurs, chacun assurant la bonne détection d'un certain type de particule. Entourant le tube à vide, on trouve le trajectographe interne qui permet la reconstruction des

traces et la courbure, donc la quantité de mouvement, des particules chargées¹. Vient ensuite un système de calorimètres, électromagnétique et hadronique, permettant la détection des photons/électrons et des jets, respectivement. Enfin, on trouve un spectromètre à muons permettant la reconstruction des traces et la mesure de l'impulsion de ce type précis de particule. Le nom de l'expérience ATLAS est dû à un des deux types d'aimants supraconducteurs, les toroïdes. Ces derniers sont situés dans des cryostats et entourent le calorimètre hadronique. Ils génèrent un champ magnétique d'environ 4 T perpendiculaire à la trajectoire des particules chargées passant dans le spectromètre à muons. Dans la région du tonneau, le champ toroïdal de 4 T est assuré par huit boucles de courant. Deux toroïdes se trouvent dans la région des bouchons et ferment le champ magnétique. Le deuxième type d'aimant est un solénoïde situé dans un cryostat entre le détecteur interne et le calorimètre électromagnétique. Le champ magnétique constant de 2 T créé par ce solénoïde est dirigé selon l'axe du faisceau.

2.2.3 Le détecteur interne

Le détecteur interne [98], [99] est installé à une distance de quelques centimètres du tube à vide. Il a une couverture angulaire complète en ϕ et permet de détecter des particules qui sont à l'avant avec une pseudo-rapacité jusqu'à $|\eta| < 2,5$. Il a une taille de 6,2 m et un diamètre de 2,1 m. Les principaux buts du détecteur interne sont de mesurer les impulsions des particules chargées dès 500 MeV, ainsi que le positionnement des vertex primaires et secondaires jouant un rôle dans l'étiquetage des jets de b . La figure 2.4a montre une vue générale du détecteur interne et la figure 2.4b montre les distances par rapport au tube à vide de chaque couche des sous-détecteurs. On en compte trois : le détecteur à pixels, le détecteur à micro-pistes (SCT) et le détecteur à rayonnement de transition (TRT).

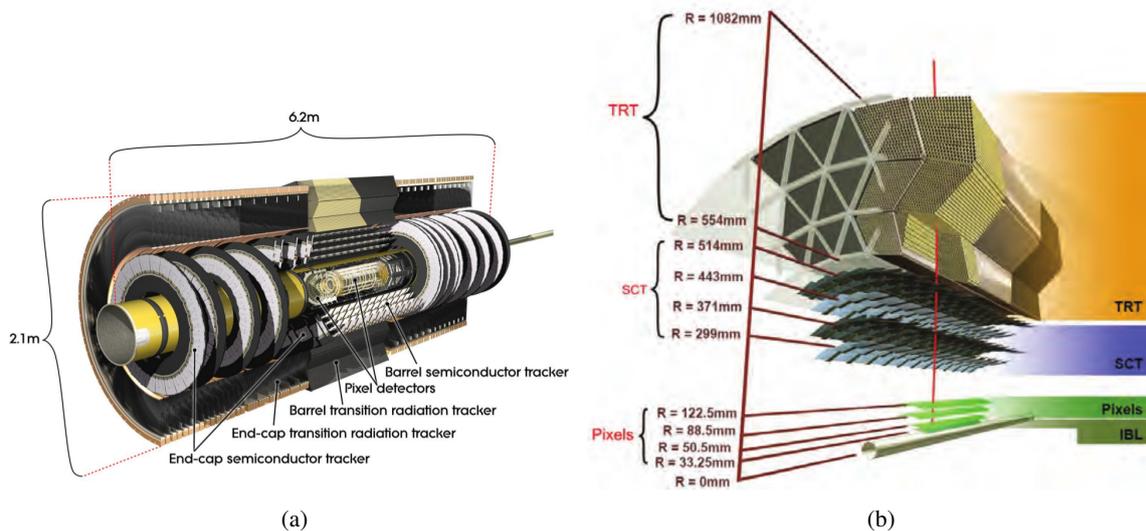


FIGURE 2.4 – Vue (a) générale du détecteur interne d'ATLAS et (b) approchée selon une coupe transverse [85].

1. $p = q \cdot B \cdot R$, où p est la quantité de mouvement, B le champ magnétique, R , le rayon de courbure. Cette équation est dérivée de la conservation de l'énergie.

2.2.3.1 Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels [100] est la première couche avec laquelle les particules peuvent interagir. Il comporte trois disques de part et d'autres dans la région des bouchons à une distance de $z = \pm 495$ mm, ± 580 mm et ± 650 mm respectivement, et trois couches dans la région du tonneau qui existent depuis le Run 1 appelées : couche- b (b -layer), Layer 1 et Layer 2 qui sont à une distance du faisceau de 50,5 mm, 85,5 mm et 122,5 mm respectivement. La quatrième couche appelée IBL (INSERTABLE B-LAYER) [101] n'a été ajoutée qu'à partir du début du Run 2 à une distance de 33 mm du faisceau. Elle permet un meilleur étiquetage des particules de saveurs lourdes (principalement quark b et lepton τ) et une meilleure reconstruction des vertex. Ces couches permettent aussi de faire la séparation entre les électrons et les photons convertis en paires électron-positron, celle-ci se déroulant généralement après la traversée du photon dans le milieu. Toutes les couches sont équipées de capteur planaires (*planar sensors*), à l'exception des extrémités de l'IBL qui sont formées de capteurs avec une technologie 3D. Ces capteurs à pixels ont une taille de $250 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ pour l'IBL et de $400 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ pour les autres couches. Ceci permet une résolution de $10 \mu\text{m}$ dans la direction $R - \phi$ et de $100 \mu\text{m}$ dans la direction du faisceau.

2.2.3.2 Le détecteur à micro-pistes de silicium

Le détecteur à micro-pistes de silicium (ou *SemiConductor Tracker* (SCT) [85]) est formé de quatre couches concentriques de rayons 299, 371, 443 et 514 mm, respectivement et de neuf disques de part et d'autres de la région des bouchons. Une couverture en pseudorapidité jusqu'à $|\eta| < 1,1$ ($|\eta| < 2,5$) est assurée par les composantes du (des) tonneau (bouchons). Le mécanisme de détection est le même que pour le détecteur à pixels, tous les deux utilisant la même technologie à base de silicium. Un module est composé de quatre détecteurs : deux de chaque côté des modules qui sont tournés d'un angle de 40 mrad. Ceci a permis la réduction du nombre de voies de lectures atteignant 6,3 millions. Les pistes ont une taille de $80 \mu\text{m}$ dans le plan $R - \phi$ et de 6,4 cm dans la direction du faisceau. La résolution sur la position est donc meilleure que dans le plan $R - \phi$ où elle est de $17 \mu\text{m}$ alors qu'elle n'est que de $580 \mu\text{m}$ dans la direction longitudinale (radiale) pour le tonneau (bouchons).

2.2.3.3 Le détecteur à rayonnement de transition

Le détecteur à rayonnement de transition (ou *Transition Radiation Tracker* (TRT)) [85] est la couche la plus externe du détecteur interne. Il couvre une pseudo-rapidité allant jusqu'à $|\eta| < 2,0$ et est à une distance entre 55 – 110 cm du faisceau. Il est constitué de tubes à dérives (ou pailles) de 4 mm de diamètre et 0,7 m de longueur contenant un fil de tungstène et un mélange gazeux à base de Xenon qui a été modifié, suite à des problèmes de corrosion dus à des fuites de gaz, pour une utilisation d'un gaz à base d'Argon moins coûteux. Le passage d'une particule ionise le milieu et les charges ainsi produites sont collectées par le fil de tungstène. Le tonneau consiste en 53 000 pailles, et chaque bouchon en contient 122 880. Le TRT procure environ 40 points de mesure par traces, contribuant à la bonne reconstruction de celles-ci. Il permet aussi d'identifier des particules, en particulier les électrons, ceux-ci émettant plus de rayonnement de transition que les autres particules chargées, du fait de sa masse. La résolution en position dans la direction $R - \phi$ est de $130 \mu\text{m}$.

2.2.3.4 Performances du détecteur interne

La résolution attendue repose sur l'hypothèse qu'une trace reconstruite a laissé en moyenne dans le tonneau, trois, huit et trente-six points de mesure pour le détecteur à pixels, le SCT et le TRT respectivement. Elle est donnée par la formule suivante :

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 0,05\% \times p_T[\text{GeV}] \oplus 1\% . \quad (2.5)$$

2.2.4 Le système calorimétrique

Le système calorimétrique a pour but la reconstruction de la position et de l'énergie ainsi que l'identification des électrons et photons par le calorimètre électromagnétique, et des hadrons par le calorimètre hadronique.

2.2.4.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique [102] est un calorimètre à échantillonnage composé d'argon liquide pour la matière active et d'absorbeurs en plomb permettant la perte d'énergie des particules. Il est représenté sur la figure 2.5. Dans les régions du tonneau et des bouchons, les absorbeurs ont une épaisseur fixée entre 1,5 et 1,7 mm. La matière active a une épaisseur de 2,1 mm (de 0,9 à 3,8 mm) dans la région du tonneau (des bouchons). Sa forme en accordéon permet d'avoir des voies de lectures à l'avant et à l'arrière offrant une couverture complète en ϕ . Le tonneau est divisé en deux parties, chacune ayant une longueur de 3,2 m comportant 1024 absorbeurs chacun et une épaisseur entre 22 et 24 longueurs de radiation X/X_0 . Le bouchon est quant à lui divisé en deux roues, chacune couvrant les régions $1,375 < |\eta| < 2,5$ et $2,5 < |\eta| < 3,2$. La région de transition entre les parties bouchons et tonneau, dans laquelle se trouve des câbles alimentant le détecteur interne, couvre l'intervalle $1,37 < |\eta| < 1,52$ et est souvent exclue des analyses. Le calorimètre est formé de trois compartiments permettant une mesure précise des gerbes. Chacune possède une fonction précise :

Le premier compartiment a pour fonction principale de déterminer le début du développement des gerbes électromagnétiques et ainsi de permettre de séparer, en particulier, les photons individuels de ceux issus de la désintégration d'un pion π^0 en deux photons. Il est aussi utile pour corriger les signaux des problèmes de diaphonie. Il est caractérisé par une granularité très fine $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,003 \times 0,1$ radian et une profondeur de $4 X_0$. Il contient 57 216 cellules dans la région $|\eta| < 1,4$ et 1536 dans $1,4 < |\eta| < 1,475$.

Le deuxième compartiment est la partie principale du calorimètre et permet de collecter la majeure partie de l'énergie des électrons et des photons. Il est caractérisé par une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,025$ radian, moins fine que celle du premier compartiment, et une profondeur de 16 à $18 X_0$. Dans la région $|\eta| < 1,4$, il contient 28 672 cellules et 512 cellules dans la région $1,4 < |\eta| < 1,475$.

Le troisième compartiment permet de mesurer les queues des gerbes des électrons et des photons les plus énergétiques. Il est caractérisé par une granularité plus large de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,05 \times 0,025$ radian et une profondeur de $2 X_0$. Il se trouve dans la région $|\eta| < 1,35$ où il contient 13 824 cellules.

Le calorimètre à pré-échantillonnage [103] est une fine couche d'argon liquide installée entre le calorimètre électromagnétique et le détecteur interne, couvrant la région jusqu'à $|\eta| < 1,8$. Il permet de quantifier et de corriger les pertes d'énergie en amont dues aux interactions avec le milieu environnant (solénoïde et structure du détecteur).

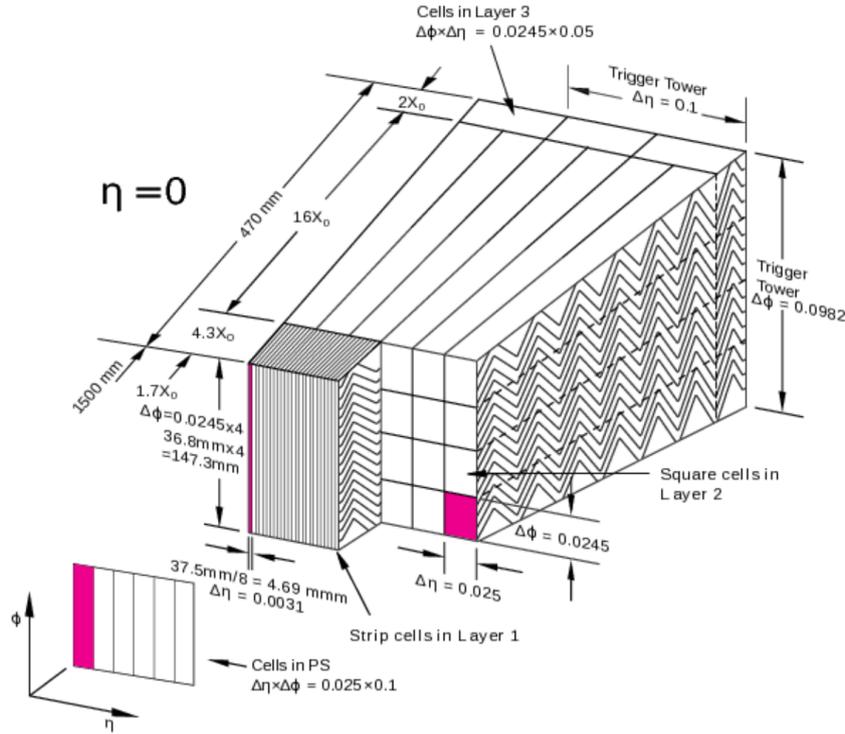


FIGURE 2.5 – Schéma représentant le calorimètre électromagnétique d'ATLAS [85].

2.2.4.2 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique est constitué de deux parties, le calorimètre à tuiles [104] montré sur la figure 2.6 et les bouchons hadroniques [85]. Il a pour but de compléter la mesure de la position et de l'énergie des jets. Ceux-ci déposent en effet environ deux tiers de leur énergie dans le calorimètre électromagnétique. Il est aussi utile pour la mesure de l'énergie transversale manquante.

Le calorimètre à tuiles (ou *Tile Calorimeter*, TileCal) : Ce calorimètre à échantillonnage est composé d'absorbeurs en acier et de tuiles en polystyrène dopé. Il consiste en 460 000 tuiles de scintillateurs avec 9852 voies de lecture, 5760 pour la partie tonneau et 4092 pour les parties avant. Les photons produits par l'excitation des molécules par les hadrons sont alors conduits grâce à un réseau de fibres optiques vers des photomultiplicateurs. Il enveloppe le calorimètre électromagnétique dans la partie tonneau qui s'étend jusqu'à $|\eta| < 1$ et comprend deux parties bouchons ($0,8 < |\eta| < 1,7$). Il est segmenté en trois couches ayant une épaisseur de 1,5, 4,1, et 1,8 longueur d'interactions λ_I pour le tonneau, et 1,5, 2,6, et 3,3 λ_I pour les bouchons. Les deux premières couches ont une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,1$ et de $0,1 \times 0,1$ radian pour la troisième couche.

Les bouchons hadroniques (ou *Hadronic Endcap Calorimeter*, HEC) sont situés dans la région $1,5 < |\eta| < 3,2$. Ce sont deux roues qui abritent des plans perpendiculaires au faisceau. Du cuivre est utilisé pour les absorbeurs et de l'argon liquide pour le milieu actif. Ils ont une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ ($0,2 \times 0,1$) radian dans la région $1,5 < |\eta| < 2,5$ ($2,5 < |\eta| < 3,2$).

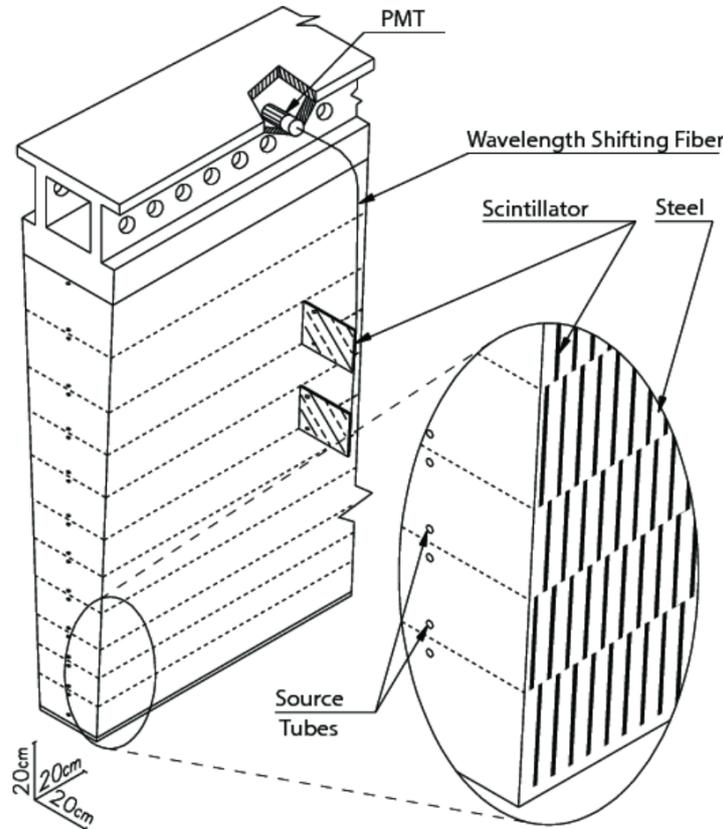


FIGURE 2.6 – Schéma représentant le calorimètre à tuiles d'ATLAS [104].

2.2.4.3 Les calorimètres à l'avant

Les calorimètres électromagnétiques très à l'avant ($3,1 < |\eta| < 4,9$) permettent d'acquérir une herméticité du détecteur. Ils sont formés de matrices de cuivre entrecoupées d'argon liquide. Ils possèdent une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ radian.

Le calorimètre hadronique à l'avant doit faire face à un flux très important de rayonnement. On y trouve donc deux types d'absorbeur en alternance, une couche en cuivre et deux couches en tungstène. Dans les deux cas, l'argon liquide constitue le milieu actif. Il est utilisé pour des analyses physiques qui reconstruisent des jets très à l'avant et permet aussi de peaufiner le calcul de l'énergie transversale manquante. Il possède une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$ radian.

2.2.4.4 Performances du système calorimétrique

Les exigences sur les résolutions des calorimètres sont données en terme de résolution en énergie. Celle-ci est décrite par la somme directe de trois termes. Le premier, le terme d'échantillonnage, comprend tous les effets liés aux fluctuations de la fraction d'énergie des gerbes. Le deuxième terme, le terme de bruit, prend en compte l'empilement et le bruit électronique. Enfin vient le troisième terme, le terme constant, qui est dû aux non uniformités, à la qualité de l'étalonnage et à la non-linéarité de la réponse en énergie.

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c. \quad (2.6)$$

Le calorimètre électromagnétique est caractérisé par une excellente résolution, où le terme d'échantillonnage dépendant de η varie de 0 à 20% avec une valeur de $a = 0,1 \text{ GeV}^{1/2}$ à $\eta = 0$. Le terme de bruit a une valeur moyenne de 0,3 GeV mais varie avec la luminosité instantanée [105]. Enfin, le dernier terme est de l'ordre de 0,7%. Ainsi, à $\eta = 0$, on a :

$$\frac{\sigma_E}{E \text{ (GeV)}} = \frac{10\%}{\sqrt{E \text{ (GeV)}}} \oplus \frac{0,3}{E \text{ (GeV)}} \oplus 0,7\% . \quad (2.7)$$

Pour le calorimètre hadronique la résolution en énergie dépend des technologies utilisées. Dans la partie tonneau, des scintillateurs sont utilisés et de l'argon liquide dans la partie bouchons. La résolution en énergie est donc de :

$$\frac{\sigma_{PT}}{PT} = \begin{cases} \frac{56\%}{\sqrt{E}} \oplus 5,5\%, & \text{pour la partie tonneau} \\ \frac{71\%}{\sqrt{E}} \oplus 5,8\%, & \text{pour la partie bouchons} \end{cases} \quad (2.8)$$

Enfin, la région à l'avant possède la plus faible résolution en énergie :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% . \quad (2.9)$$

2.2.5 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons [106] consiste en quatre types de chambres couvrant jusqu'à $|\eta| < 2,7$. Il a pour but la mesure de la trajectoire et de l'impulsion des muons qui traversent le détecteur sans avoir perdu beaucoup d'énergie jusque là. Il est immergé dans le champ magnétique toroïdal décrit précédemment. La figure 2.7 montre le système de chambres à muons. Quatre technologies de détection sont utilisées : les tubes à dérive, (*Monitoring Drift Tubes, MDT*) et les chambres à pistes cathodiques (*Cathode Strip Chambers, CSC*) couvrent une région allant jusque $|\eta| < 2,7$. Les chambres à plaques résistives (*Resistive Plate Chambers*) et à fentes minces (*Thin Gap Chambers*) forment un système de déclenchement autonome dans une région allant jusque $|\eta| < 2,4$.

Les tubes à dérive (ou *Monitoring Drift Tubes, MDT*) constitués de deux multi-couches de trois ou quatre couches d'un diamètre de 3 cm contenant un mélange gazeux porté à une pression de 3 bar. En tout, il existe près de 350 000 tubes. L'anode en tungstène soumise à une grande tension possède un diamètre de $50 \mu\text{m}$ et permet de collecter les électrons générés par les muons ionisant le mélange gazeux. La puissance du signal est proportionnelle à l'énergie incidente, à la pression du gaz et au potentiel électrique. Les 1088 chambres ont une résolution spatiale de $80 \mu\text{m}$ et un temps de dérive des particules de 700 ns.

Les chambres à pistes cathodiques (ou *Cathode Strip Chambers, CSC*) sont divisées en seize secteurs organisés en deux disques contenant chacun huit chambres. Ces dernières sont faites d'un ensemble de réseaux d'anodes chargées positivement et de cathodes en cuivre chargées négativement perpendiculaires aux anodes. Le passage d'un muon ionise le mélange gazeux dans lequel ce réseau baigne ce qui entraîne la création d'une paire électron-ion. L'électron dérive vers l'anode tandis que l'ion dérive vers la cathode. La disposition perpendiculaire permet ainsi d'avoir deux coordonnées avec une résolution spatiale de $40 \mu\text{m}$ dans la direction radiale et de 5 mm dans la direction longitudinale. La résolution temporelle est de 7 ns.

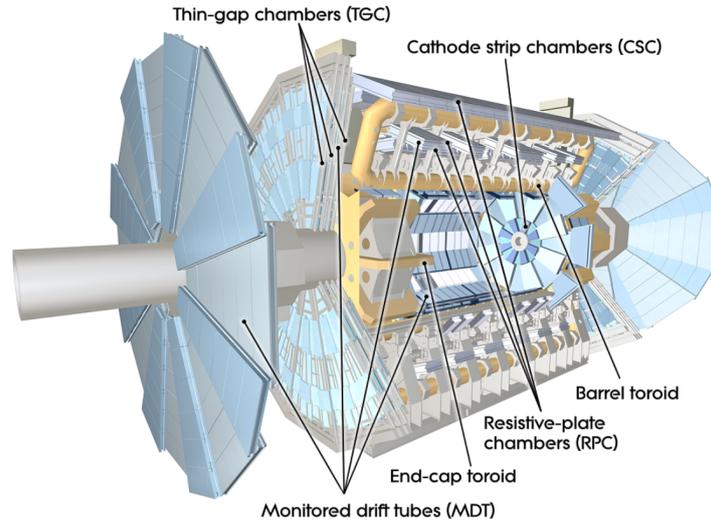


FIGURE 2.7 – Schéma représentant les différentes technologies utilisées dans le spectromètre à muons d'ATLAS [85].

Les plaques resistives (ou *Resistive Plate Chambers*, RPC) sont des détecteurs gazeux dont le principe de détection des particules repose aussi sur l'ionisation d'un gaz. Les plaques sont faites de bakélite d'une épaisseur de 2 mm soumises à un potentiel de 9.8 kV. Elles sont caractérisées par une résolution en temps de 1 ns qui leur permettent d'être utilisées comme système de déclenchement dans la région du tonneau. Deux séries de voies de lecture orthogonales s'y trouvent, parallèles (perpendiculaires) aux MDT suivant $\eta(\phi)$, offrant un système de coordonnées bi-dimensionnelle entraînant une bonne résolution spatiale.

Les chambres à fentes minces (ou *Thin Gap Chambers*, TGC) sont constituées de fils étroitement espacés soumis à une tension positive, encadrés par des cathodes reliées à la terre. Elles ont une résolution temporelle de 4 ns et sont utilisées comme système de déclenchement pour les muons dans la région des bouchons. Elles fournissent également une mesure des trajectoires des muons complémentaires à celles fournies par les chambres de précision, à savoir MDT et CSC.

2.2.5.1 Performances du spectromètre

La résolution de reconstruction des muons vient de la combinaison des données du spectromètre ainsi que des données du détecteur interne. Elle est dépendante de leur énergie et de leur position dans le détecteur. Ainsi, on a :

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \begin{cases} 10\%, & \text{si } p_T = 1 \text{ TeV} \\ 4\%, & \text{si } p_T = 50 \text{ GeV} \end{cases} \quad (2.10)$$

2.2.6 Les détecteurs à l'avant

Des détecteurs supplémentaires, plus spécialisés, sont situés très à l'avant. Ils ne sont opérationnels que dans des conditions de très basse luminosité et de faible empiement, étant donné qu'ils sont exposés à de très fortes radiations. Les deux premiers sont dédiés à la mesure de la luminosité instantanée (LUCID et ALFA), les deux suivants permettent, quant à eux, d'obtenir des informations supplémentaires à des fins d'analyses de physique.

LUCID, pour *LUminosity measurement using Cherenkov Integrating Detector* [85], est installé à ± 17 m du centre du détecteur couvrant les régions $5, 5 < |\eta| < 5, 9$. Il est crucial pour la vérification des conditions du faisceau et pour la détermination de la luminosité instantanée au cours de la prise des données à travers des calculs de sections efficaces inélastiques (scans de Van der Meer) [107].

ALFA, pour *Absolute Luminosity For ATLAS* [85], situé à ± 240 m du point d'interaction et est utilisé pour le calcul des sections efficaces élastiques à partir des protons déviés avec un petit angle.

ZDC, pour *Zero Degree Calorimeter* [85], comporte quatre modules formés de plaques de tungstène. Il est à ± 140 m du point d'interaction et permet la détection des particules neutres à très grande pseudo-rapacité ($|\eta| > 8, 3$) n'ayant pas été affectées par le champ magnétique d'ATLAS.

AFP, pour *ATLAS Forward Proton* [108], permet d'effectuer des études de diffraction à l'aide des protons à très bas angle $\sim 100\mu\text{rad}$.

2.3 La prise de données

2.3.1 Le système de déclenchement

La fréquence de croisement des faisceaux étant de 40 MHz et le taux d'empilement d'environ 25, c'est environ un milliard de collisions qui se produisent toutes les secondes. Si toutes les données brutes étaient gardées, le taux d'enregistrement serait de 60 To/s. Un système de déclenchement est alors essentiel afin de sélectionner les événements intéressants. La figure 2.8 montre un schéma résumant les différentes parties du déclencheur comme utilisé dans le Run 2 [109]. Il est monté en deux niveaux.

Le premier niveau (*Level-1 trigger, L1*) effectue une sélection des événements dans un laps de temps de $2,5 \mu\text{s}$ en recherchant des informations élémentaires dans le détecteur comme la présence de leptons, de photons, de jets à haut moment transverse, ainsi que de grandes valeurs d'énergie transverse manquante. Il réduit la fréquence d'enregistrement des données de 40 MHz à 100 kHz. Des régions d'intérêt, *Region of Interest* ou RoI, sont alors définies en η et ϕ où des objets d'intérêts ont été identifiés. Ce niveau sélectionne alors le croisement d'intérêt en se basant sur les informations des TGC du spectromètre à muons et le système calorimétrique. À ce niveau, plusieurs déclencheurs sont définis au préalable afin de sélectionner les événements et font partie du menu de déclenchement.

Les événements sélectionnés par le L1 passent ensuite à un deuxième niveau de déclenchement qui divise le taux d'enregistrement par un facteur 100. Le déclencheur HLT, *High-Level Trigger*, utilise toute la granularité et la précision du détecteur contrairement au niveau précédent. La latence de ce déclencheur est de 200 ms, durant lesquelles ce déclencheur vérifie si les objets demandés par le déclencheur sont bien présents dans l'évènement enregistré.

La nomenclature pour un type de déclenchement dans ATLAS se présente sous la forme suivante :

[NIVEAU]_[N]_[TYPE(S)]_[SEUIL]_[ISOLATION]_[QUALITÉ]

où [NIVEAU] désigne quel déclencheur est utilisée (L1 ou HLT), [N][TYPE(S)] désignent le type et la multiplicité des objets, [SEUIL] désigne le seuil du moment transversal pour une sélection du déclenchement, [ISOLATION] désigne le point de travail d'isolation *isolation working point*, [QUALITÉ] désigne la rigueur de l'exigence dans les algorithmes. Un exemple de déclencheur utilisé dans les analyses détaillées dans cette thèse est HLT_e140_lhloose_nod0 qui sélectionne des événements avec un électron avec un critère d'identification relâché (*loose*) ayant un $p_T > 140$ GeV.

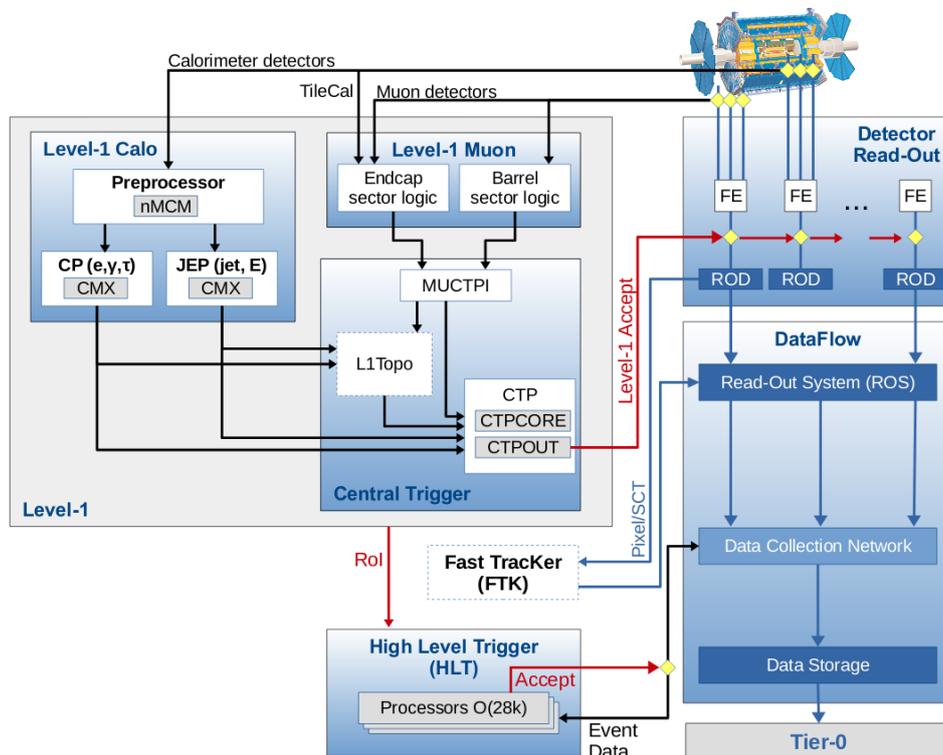


FIGURE 2.8 – Le système de déclenchement et une partie du système d’acquisition d’ATLAS durant le Run 2 [109].

2.3.2 L’acquisition et le suivi de la qualité des données

Le suivi du fonctionnement global du détecteur est fait par le système d’acquisition (ou DAQ pour *Data Acquisition system*). Ce système contrôle le bon fonctionnement du matériel, des systèmes de déclenchement et le bon enregistrement des données. Le DCS (*Detector Control System*) contrôle quant à lui chaque sous détecteur en temps réel. Le tout est piloté par le *run control* responsable du démarrage et de l’arrêt des sous détecteurs et donc de l’acquisition des données par ces derniers. Ces systèmes sont suivis en temps réel par des *shifters* dans la salle de contrôle.

Lors de la prise de données, des dysfonctionnements d’une partie du détecteur peuvent survenir au moment de l’acquisition des événements et affecter leur qualité. Les intervalles de prises de données impactées sont alors étiquetés soit lors de l’acquisition soit après, par d’autres *shifters* regardant la qualité des données sur les objets reconstruits et étalonnés, suivant des critères définis par les groupes de chaque sous-détecteur. La figure 2.9 montre le pourcentage de données étiquetées comme étant de bonnes qualités pour des analyses de physique pour les différents sous-détecteurs au cours du Run 2. Le niveau de fonctionnement de chaque sous-détecteur est supérieur à 99%, permettant d’obtenir 95,6% de données étiquetées comme de bonne qualité pour l’ensemble des détecteurs, soit 139 fb^{-1} de données collectées. Certaines analyses ont besoin de données de quelques sous-détecteurs et non pas du détecteur en entier. Des listes appelées *Good Run List*, *GRL* sont ainsi définies. Elles définissent des listes de blocs de luminosité remplissant les exigences des différentes analyses.

ATLAS pp Run-2: July 2015 – October 2018										
Inner Tracker			Calorimeters		Muon Spectrometer				Magnets	
Pixel	SCT	TRT	LAr	Tile	MDT	RPC	CSC	TGC	Solenoid	Toroid
99.5	99.9	99.7	99.6	99.7	99.8	99.6	100	100	99.8	98.8
Good for physics: 95.6% (139 fb⁻¹)										
Luminosity weighted relative detector uptime and good data quality efficiencies (in %) during stable beam in pp collision physics runs with 25 ns bunch-spacing at $\sqrt{s}=13$ TeV for the full Run-2 period (between July 2015 – October 2018), corresponding to a delivered integrated luminosity of 153 fb ⁻¹ and a recorded integrated luminosity of 146 fb ⁻¹ . Runs with specialized physics goals are not included. Dedicated luminosity calibration activities during LHC fills used 0.6% of recorded data in 2018 and are included in the inefficiency. Trigger-specific data quality problems (0.4% inefficiency at Level-1) are included in the overall inefficiency. When the stable beam flag is raised, the tracking detectors undergo a so-called "warm start", which includes a ramp of the high-voltage and turning on the pre-amplifiers for the Pixel system. The inefficiency due to this, as well as the DAQ inefficiency, are not included in the table above, but accounted for in the ATLAS data taking efficiency.										

FIGURE 2.9 – Performance du détecteur ATLAS pour l'ensemble du Run 2 avec une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 13$ TeV et un espacement entre les paquets de 25 ns [110].

2.4 Ressources informatiques

2.4.1 Environnement logiciel

L'environnement logiciel utilisé par la collaboration pour la reconstruction et l'analyse des données, pour la simulation ainsi que pour le traitement des bases de données relatives aux informations sur les conditions du détecteur est appelé ATHENA [111]. Il est constitué de bibliothèques logicielles programmées pour l'essentiel grâce au langage C++. Il est fortement couplé au logiciel ROOT [112]. Le langage python est utilisé pour la création des procédures de calcul utilisant ces bibliothèques. Le logiciel ATHENA est développé en plusieurs sous-projets plus spécifiques pour la simulation, la reconstruction, l'analyse ou les développements pour les mises à niveau futures du détecteur. Pour chacun des projets, des versions successives sont mises à disposition et sont accessibles sur les différents centres de calcul. Une version majeure d'ATHENA est produite environ tous les six mois, mais des versions intermédiaires existent, utilisées principalement par les développeurs du code : des versions de développement à un rythme approximatif d'une par mois et des versions quotidiennes, compilées chaque nuit. Les versions pour l'analyse, comme celles pour la physique du quark top, apparaissent presque toutes les semaines. Le système d'exploitation utilisé est une distribution GNU/linux (CentOS).

2.4.2 La mise en format et l'agencement des données

Les données acquises à la sortie des différents systèmes de déclenchements sont des données brutes, produites par les centaines de millions de voies électroniques du détecteur, et sont enregistrées dans un format appelé RAW. À l'issue du déclenchement chaque événement occupe environ 1,8 Mio d'espace

disque. Une année de prise de données nécessite ainsi plusieurs Pto d'espace disque. La reconstruction de ces données brutes, en données contenant des objets reconstruits tel que des électrons, photons, muons ou jets se fait en plusieurs étapes successives :

- tout d'abord, des algorithmes de recherches de formes sont appliqués aux données brutes, séparément dans chaque sous-détecteur. À l'issue de cette étape sont reconstruites des traces dans le trajectographe interne ou dans les spectromètres à muons, et des cellules ou amas de cellules dans les calorimètres ;
- ces informations, propres à chaque sous-détecteur, sont ensuite combinées afin d'obtenir une meilleure estimation des paramètres cinématiques des particules, et permettre ainsi de calculer les variables nécessaires à leur identification. Après ces deux étapes, un événement occupe environ 1 Mio. Ce format, anciennement appelé ESD (*Event Summary Data*) n'est plus sauvegardé depuis quelques années pour diminuer l'utilisation de l'espace disque ;
- les informations obtenues lors des deux premières étapes sont exploitées afin de créer des objets correspondant aux particules physiques et à l'impulsion transverse manquante. Cette étape permet de réduire la quantité d'informations associées à chaque événement, en éliminant des informations peu pertinentes pour les analyses de physique telles que la localisation de tous les points d'impacts dans le trajectographe ou des dépôts d'énergies dans chaque cellule des amas calorimétriques associés aux objets reconstruits. Le volume occupé par un événement à l'issue de cette dernière étape est fortement réduit et occupe environ 100 kio. Ce format de données, appelé AOD (*Analysis Object Data*), n'inclue ainsi que les informations utiles pour les analyses de physique.
- un format encore plus petit, environ 10 kio par événement, est alors créé spécifiquement pour la plupart des analyses. Ce format est appelé DAOD (*Derived Analysis Object Data*). Près d'une centaine de formats sont ainsi créés, chacun réduisant à la fois l'information disponible par événement mais aussi effectuant une préselection visant à réduire ce nombre d'événements. Ainsi, pour la physique du quark top 5 formats sont produits. Ceux qui nous intéressent dans le cadre de cette thèse sont les formats TOPQ1 et TOPQ5 qui seront décrits plus en détails au début du chapitre 5. Au final, la place prise par l'ensemble des DAODs est du même ordre que celle prise par les AODs.

2.4.3 Moyen de calcul et de stockage

Un ensemble de ressources de calcul et de stockage de données a été développé au sein du projet WLCG (World LHC Computing Grid [113]). Cet ensemble de ressources, appelé grille de calcul, est distribué à travers de nombreux sites de par le monde et est organisé selon une architecture en plusieurs niveaux appelés Tiers.

Le Tier-0, localisé au CERN, est dédié à la première reconstruction et au stockage des données enregistrées par le détecteur, avant que celles-ci ne soient transmises aux différents Tiers, localisés dans différents pays. Initialement très hiérarchisé, le modèle en Tiers s'est largement assoupli avec la montée en puissance et le bon fonctionnement des réseaux. Il y a une dizaine de Tier-1 et une centaine de Tier-2. Ils effectuent la reconstruction et l'analyse des événements, la simulation et le stockage des données. Les Tier-1 correspondent le plus souvent à des grands centres nationaux. Ainsi, le Centre de Calcul de

l'IN2P3 [114] situé à Villeurbanne est l'un des grands Tier-1 de la collaboration. Les Tier-2 sont en général localisés dans les laboratoires. En France, sept des huit laboratoires possède un tel centre de calcul. La différence majeure entre les Tier-1 et les Tier-2 reste la taille, les Tier-1 étant en général bien plus gros, et le système de stockage sur bandes est présent dans la majorité des Tier-1. C'est ainsi plus de 350 000 CPU et près de 500 Po de stockage qui sont accessibles à la collaboration. Cette dernière utilise aussi d'autres ressources de calcul, que ce soit des centres de calcul haute performance (HPC) dans des grands centres de calcul, des sites de *cloud computing*, et même des machines individuelles, dans le cadre du *volunteer computing*. Enfin, des ressources de calcul et de stockage sont disponibles « localement ».

Dans cette thèse, la production des données et des simulations, sous les différents formats (RAW à DAOD), a été effectuée de manière centralisée par la collaboration. Les analyses finales et le stockage de données, spécifiques à cette thèse, (sous forme de fichiers ROOT et d'histogrammes) ont été faites sur les ressources de la grille, du centre de calcul de Lyon et du LPNHE.

3 Études sur l'endommagement par rayonnement du détecteur à pixels

Vu sa proximité au tube à vide, le détecteur à pixels du trajectographe interne, décrit dans la section 2.2.3, est exposé à un rayonnement énergétique important causant la création de défauts au sein des capteurs qui nuisent à la reconstruction des objets. Jusque là, le code de reconstruction ATHENA (cf. section 2.4.1) ne prenait pas en compte ces effets d'endommagement. Un grand effort a été fait afin de développer un numériseur (ou *digitizer*) permettant de tenir compte de tous ces défauts. Dans ce chapitre est détaillé en premier lieu, dans la section 3.1, la création et le développement d'un signal dans un détecteur à silicium. En deuxième lieu, les effets des radiations sont donnés dans la section 3.2 et leurs implémentations dans le numériseur dans la section 3.3. Finalement la section 3.4 étaye les études faites sur les données permettant de voir les effets des pertes et les conséquences de leurs compensations.

Ce travail, dit d'intérêt général ou tâche de qualification, m'a permis de devenir auteur de la collaboration ATLAS. La présentation s'inspire largement des thèses de L. Rossini [115] et A. Ducourthial [116] et du papier sur les effets de l'endommagement par rayonnement dans ATLAS [117] qui explicite le code sur lequel j'ai travaillé et que j'ai utilisé pour l'obtention des résultats de cette partie.

3.1 Formation d'un signal dans des détecteurs à silicium

La détection dans le détecteur à pixels dans ATLAS se fait grâce à des capteurs en silicium basés sur le principe de jonction P-N [118]. Cette section introduit les bases du principe des détecteurs à silicium et suit le développement du signal créé dans ceux-ci.

3.1.1 Principe des détecteurs à silicium

À l'état naturel le silicium est en équilibre thermique et les porteurs de charges suivent une statistique de Fermi-Dirac. Des dopants sont ajoutés afin de changer ses propriétés électriques. D'une part, les dopants appartenant généralement au groupe V du tableau périodique des éléments (comme le phosphore) sont appelés des donneurs et permettent de produire un matériau dit dopé-n. Ils sont caractérisés par un électron additionnel dans leurs bandes de valence comparé à celles du silicium. Ces atomes à cinq électrons forment des liaisons covalentes avec les quatre électrons de valence des atomes de silicium. Les électrons restants contribuent donc à la conduction. D'autre part, les dopants appartenant généralement au groupe III du tableau périodique des éléments (comme le bore) sont appelés accepteurs et permettent de produire un matériau dopé-p. Les liaisons covalentes de ces atomes à trois électrons avec les atomes de silicium à quatre électrons résultent en des trous. Dans le cas de matériaux dopés il existe toujours une asymétrie vis-à-vis du nombre de trous et des électrons. Les porteurs ayant la plus grande concentration sont appelés « les porteurs majoritaires » tandis que ceux qui ont la moindre concentration, « les porteurs minoritaires ».

Une jonction P-N n'est donc que la juxtaposition de deux pièces en silicium, l'une dopée-n, l'autre dopée-p. Les porteurs de charge dans le matériau dopé-n migrent vers la région dopée-p et vice-versa comme montré sur la figure 3.1. Une fois cette migration effectuée, la zone entourant la jonction est vide de charges libres. Cette zone où les porteurs de charges sont dépourvus de leurs paires rend celle-ci électriquement chargée et est définie comme la zone de déplétion. Le champ électrique dans cette zone conduit d'une part à une tension V intrinsèque aux bornes de la jonction, et d'autre part à la dérive des porteurs de charges créés par les particules chargées traversant le milieu. De plus, la taille de la zone de déplétion dépend de la tension externe appliquée à la jonction P-N. Cette région rétrécit si la polarisation est appliquée à l'opposé de la tension V au sein de la jonction (polarisation directe) ou s'élargit si elle est appliquée dans le même sens que V (biais inverse). Dans les détecteurs de physique des hautes énergies, une large zone de déplétion est cruciale afin de profiter pleinement des capteurs en silicium. Après la déplétion, il existe une génération de porteurs de charges dans la zone de déplétion, induisant un flux de courant I_{leak} , appelé courant de fuite. La tension de déplétion est donc définie comme la tension permettant d'avoir une zone de déplétion égale à la largeur d de la jonction P-N. Par contre, cette tension devrait être inférieure à la tension critique déclenchant une avalanche de charges causant un bruit de fond très grand dans lequel se cache le signal. Ainsi, la tension de déplétion liée à la constante diélectrique (ϵ), à la permittivité du vide (ϵ_0) et à la concentration effective du dopage (N_{eff}) qui elle est liée à la fluence Φ reçue par le détecteur est donnée par :

$$|V_{\text{dep}}| = \frac{q|N_{\text{eff}}(\Phi)|d^2}{2\epsilon\epsilon_0}. \quad (3.1)$$

Le capteur peut être polarisé avec une tension plus élevée par rapport à la tension de déplétion, il est dit sur-déplété : le champ électrique à l'intérieur du capteur est assez grand pour que les porteurs de charges libres soient plus « rapides » réduisant ainsi le temps de collecte de charges. Néanmoins, la polarisation inverse est limitée par une tension critique déclenchant une avalanche de charges causant un bruit de fond très grand dans lequel se cache le signal.

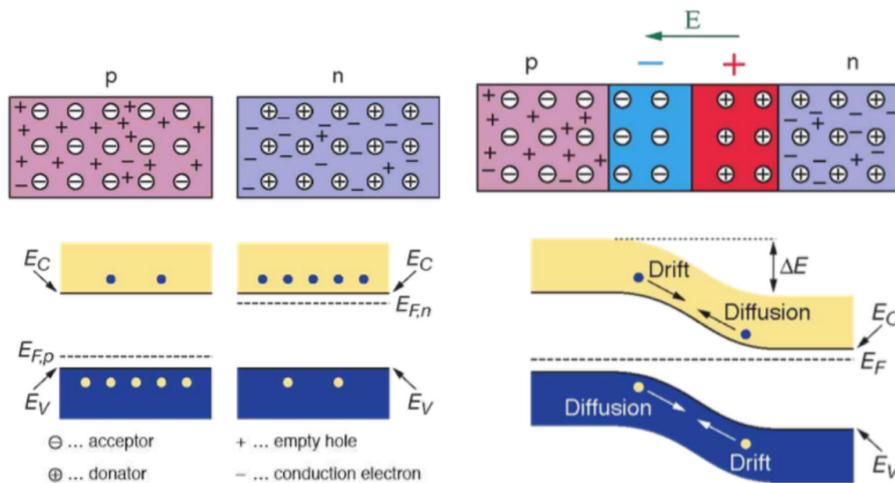


FIGURE 3.1 – À gauche, le silicium intrinsèque en équilibre thermique. À droite, une zone est créée permettant le transfert de particules chargées : jonction PN. Figure tirée de [119].

3.1.2 Développement du signal

Le passage d'une particule chargée au sein de la zone de déplétion ionise le milieu induisant une création de paires électrons-trous le long du trajet de la particule et qui dépend de l'énergie de celle-ci. Dans le cas d'un détecteur en silicium, l'énergie nécessaire qui permet de produire ces paires est de 3,6 eV. Au LHC, cette énergie est largement dépassée faisant des particules interagissant avec les capteurs des particules à ionisation minimale ou MIP [120].

Une fois que ces paires sont créées au sein de la zone de déplétion, elles vont dériver vers les électrodes collectrices en suivant le champ électrique \vec{E} avec une vitesse dépendante de la mobilité μ des charges : $\vec{v} = \mu\vec{E}$. Cette vitesse dépend donc de la tension de déplétion : plus la tension est grande, plus le capteur est déplété, plus la vitesse est grande, jusqu'à arriver à une valeur critique du champ électrique où la vitesse sature.

De plus, l'asymétrie existante entre les porteurs de charges dépend aussi du gradient de concentration de ceux-ci. Ils se déplacent de la zone de forte concentration vers celle de faible concentration jusqu'à arriver à une concentration uniforme. Cet effet dépend de la mobilité des porteurs de charges ainsi que de la température opérationnelle. On définit donc le paramètre de diffusion D [121] exprimé en $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ comme $D = k_B T \mu / q$, avec k_B la constante de Boltzman et q la charge électrique. De plus, de part la nature de ce phénomène, la diffusion conduit à une uniformité des concentrations de porteurs de charges tel les effets de recombinaison, assez fréquents à température ambiante, où un électron s'annihile avec un trou. Cet effet de diffusion peut alors être réduit en opérant le détecteur à basse température rendant l'étalement de la diffusion de quelques micromètres pour une épaisseur moyenne du capteur de 200 μm . La dispersion RMS due à la diffusion est de l'ordre de $\sqrt{2Dt}$, où t est le temps de dérive.

Enfin, les porteurs de charges sont aussi affectés par le champ magnétique de 2 T dans lequel les capteurs planaires du détecteurs à pixels se trouvent. Leurs trajectoires sont ainsi déviées d'un angle appelé l'angle de Lorentz. Il est lié à la mobilité des charges μ dépendante du champ électrique, au facteur de diffusion de Hall r , et à l'intensité du champ magnétique B . On a donc :

$$\tan \theta_L = r \cdot \mu(E) \cdot B. \quad (3.2)$$

Le schéma dans la figure 3.2 résume tous les effets auxquels ces porteurs de charges sont assujettis. Pour un pixel se trouvant dans la couche IBL, et avant toute irradiation, l'angle de Lorentz est de 220 mrad comme mesuré avec des données cosmiques [122]. Mes travaux se sont concentrés principalement sur l'étude de cet angle (cf. section 3.4.1).

3.2 Endommagement par rayonnement

Une particule énergétique interagissant avec les capteurs crée un endommagement à deux échelles différentes : d'une part, à l'échelle microscopique où les effets proviennent du changement de structure au sein du capteur et des endommagements à la surface de celui-ci, d'autre part, à l'échelle macroscopique où les quantités mesurables sont explicitement modifiées à cause des effets microscopiques.

3.2.1 Effet du rayonnement à l'échelle microscopique

Les effets de surface proviennent de la dose ionisante totale, qui est une accumulation de l'ionisation à la surface. Même si de pareils mécanismes d'endommagements au sein du capteur se produisent, ils

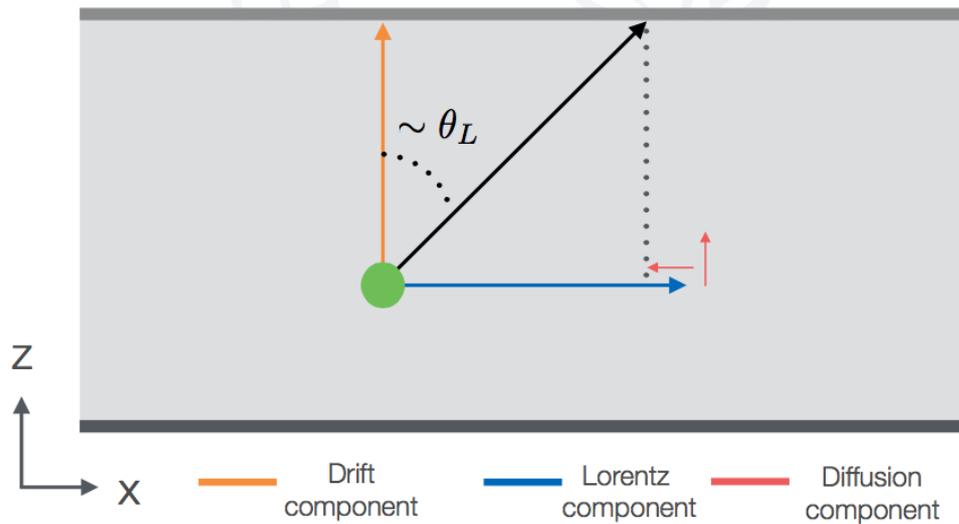


FIGURE 3.2 – Différents effets durant le développement d'un signal au sein d'un capteur : la dérive des particules en orange, l'effet de Lorentz en bleu et la diffusion en rouge. Figure tirée de [123].

n'affectent en revanche pas la surface autant que l'accumulation d'endommagement au sein du capteur. Les défauts présents dans le cristal des capteurs en silicium introduisent des niveaux d'énergie locaux changeant les caractéristiques électriques du détecteur. En effet, une particule ayant une énergie de l'ordre de 10 keV [124] traversant le capteur peut entrer en collision avec un atome de la maille, le déplaçant vers un endroit différent de la maille et rendant sa place vacante. Cette place vacante et le défaut interstitiel sont associés ensemble pour définir une paire de Frenkel. Plusieurs paires de Frenkel peuvent être ainsi produites et forment des amas de défauts [125]. Le premier atome affecté est appelé premier atome frappé, ou *Primary Knock on Atom*. Ces atomes interstitiels affectent la maille, en perdant de l'énergie par ionisation ou par des collisions nucléaires. Dans la bande gap du semi-conducteur, bande se trouvant entre la bande de conduction et la bande de valence, ces défauts interstitiels jouent le rôle d'états intermédiaires qui peuvent être chargés et donc affecter la concentration effective de dopage.

Le type de particule et son énergie influe sur la création de ces défauts. Les endommagements causés par une ionisation étant généralement récupérés, les endommagements par rayonnement non réversibles sont normalisés à une même échelle qui est la perte d'énergie non ionisante (NIEL) [126]. Cette dernière est exprimée en neutrons équivalent de 1 MeV. De cette façon, toute fluence physique d'une particule arbitraire peut être exprimée comme une fluence d'un neutron de 1 MeV. Le coefficient de proportionnalité est calculé pour chaque particule ayant une énergie spécifique [127]. La figure 3.3 montre la fonction de déplacement des endommagements pour différents types de particules dans une gamme d'énergie allant de 100 eV à 10 GeV.

Ces endommagements non réversibles peuvent se déplacer au sein du cristal provoquant l'apparition de défauts secondaires et/ou l'agglomération de plusieurs défauts. Ce processus est appelé recuit des défauts et dépend fortement de leur mobilité. Bien qu'un changement de température puisse atténuer la mobilité des charges, il introduit en revanche un comportement complexe de la mobilité des défauts secondaires, et donc un comportement complexe de recuit.

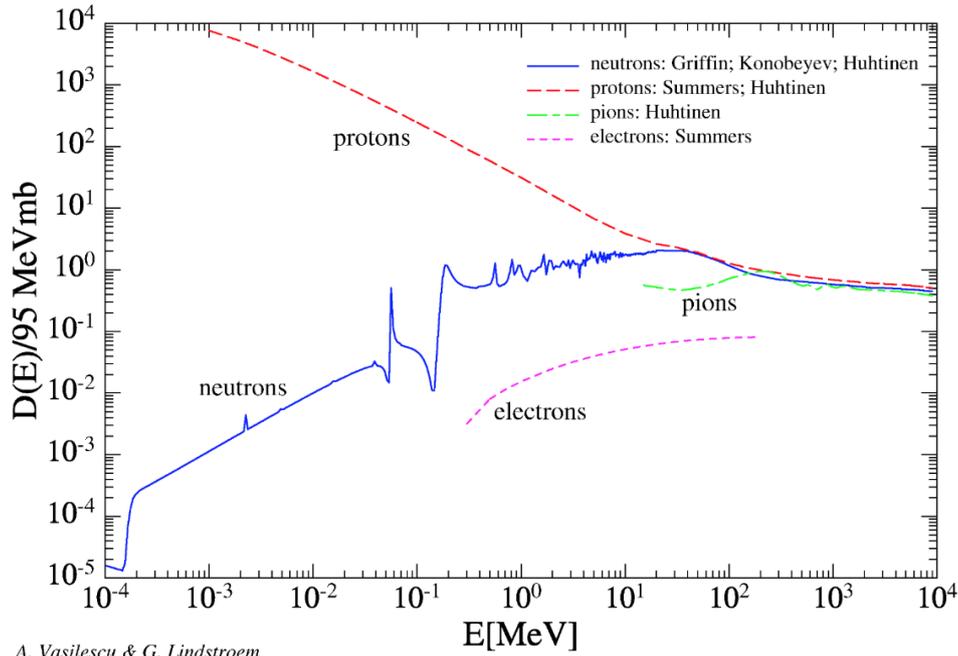


FIGURE 3.3 – Fonction de déplacement des endommagements pour les neutrons, protons, pions et électrons normalisé à 95 MeVmb qui correspond à la valeur de la fonction à 1 MeV n_{eq} [126].

3.2.2 Changements au niveau macroscopique

La modification de la structure du silicium entraîne des endommagements à un niveau macroscopique à savoir une augmentation du courant de fuite, un changement de la concentration effective de dopage causant un changement de la tension de polarisation et donc du champ électrique, et enfin un piégeage des porteurs de charges.

Courant de fuite

L'augmentation du courant de fuite est une caractéristique de l'endommagement par rayonnement. En effet, la création de défauts parfois chargés au sein du capteur permet la génération de paires électrons-trous rendant le bruit plus grand avec une augmentation de la température du capteur et de sa consommation énergétique. Afin de réduire cet effet, les capteurs sont opérés à une basse température ($<0^{\circ}\text{C}$). Le changement de courant de fuite ΔI dépend de la quantité de rayonnement interagissant avec le capteur, *i.e.* de la fluence [124]. On a donc : $\Delta I = \alpha V \Phi$ où le paramètre α représente le taux d'endommagement et est indépendant de la résistivité initiale du silicium ou de la méthode de production du capteur, V le volume déplété et Φ la fluence. Le courant de fuite dépend aussi du phénomène de recuit qui a un effet sur le paramètre α . La figure 3.4 montre l'évolution du paramètre α avec le temps pour différentes températures. Pour une température de 60°C et un temps de recuit de 80 minutes, le paramètre α possède une valeur typique de $4 \times 10^{-17} \text{ A/cm}$.

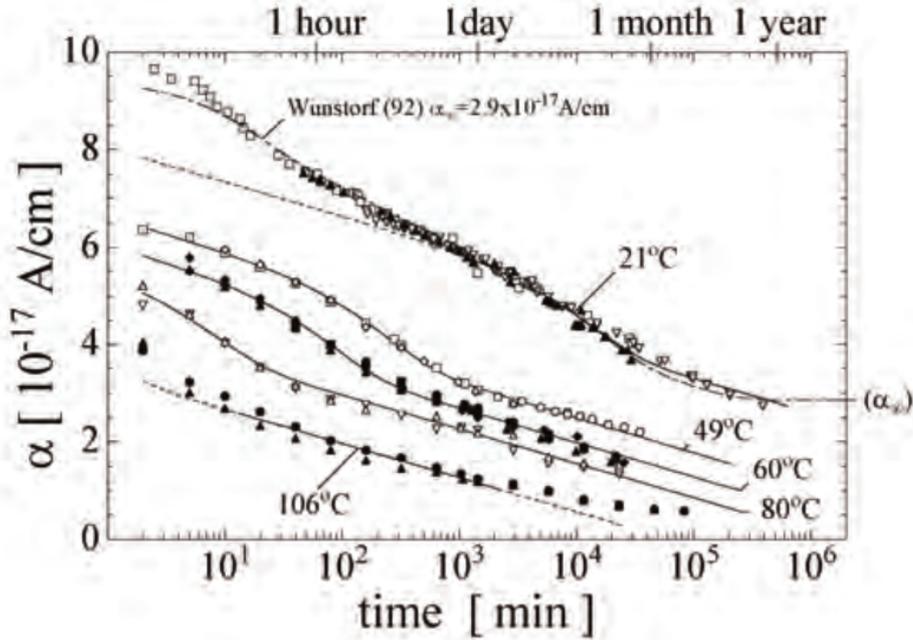


FIGURE 3.4 – Le facteur α en fonction du temps de recuit pour différentes valeurs de la température. Figure tirée de [124].

Concentration effective de dopage

Après irradiation, une manière pour estimer la tension de déplétion est de mesurer la charge collectée par le détecteur en fonction de la tension de polarisation. Un capteur est dit totalement déplété lorsque toutes les charges créées par une particule chargée ionisant le milieu sont collectées grâce au champ électrique au sein du capteur. La tension nécessaire afin de réaliser cela est appelée la tension de déplétion notée V_{dep} . La tension ainsi appliquée détermine la région du capteur dans laquelle les charges vont être collectées. Pour des tensions inférieures à la tension de déplétion, les charges sont recombinées avant de pouvoir atteindre l'électrode. Si la partie déplétée est du côté de l'électrode et est plus fine que l'épaisseur du capteur, ce dernier opère comme s'il était un capteur plus fin. La tension de déplétion est aussi intrinsèquement liée à la concentration effective de dopage N_{eff} . Celle-ci pouvant être positive ou négative suivant la concentration d'accepteurs ou de donneurs. Lorsqu'un capteur dopé-n est irradié, la concentration effective de dopage N_{eff} diminue pour arriver à un semi-conducteur intrinsèque. Ce même matériau voit ensuite N_{eff} augmenter étant dominé par des défauts de type accepteur avec un espace peuplé de charges négatives. Le matériau se comporte alors comme un matériau dopé-p [128]. Ce changement s'appelle inversion de type. Après cela, la zone de déplétion débute de la région où se trouvent les pixels et augmente vers l'arrière et vice versa. La couche IBL a subi ce changement en 2015. La figure 3.5 montre l'évolution de la tension de déplétion ainsi que la concentration effective de dopage N_{eff} en fonction de la fluence pour un capteur de 300 μm d'épaisseur. La tension de déplétion V_{dep} est donc liée à l'épaisseur d du capteur et à la concentration effective de dopage N_{eff} suivant la formule 3.1.

De plus, comme le montre l'équation précédente, N_{eff} change avec la fluence et cela est dû aux effets de mobilité des défauts. Le changement de N_{eff} est décrit empiriquement par le modèle de Hambourg :

$$N_{eff} = N_{eff, \Phi=0} - (N_c(\Phi) + N_a(\Phi, T_a, t) + N_Y(\Phi, T_a, t)), \quad (3.3)$$

avec N_c décrivant les endommagements stables qui ne dépendent pas du phénomène de recuit. Ce terme dépend linéairement de la fluence. Le terme N_a décrit le phénomène de recuit à court terme, possède une dépendance linéaire avec la fluence et décroît de façon exponentielle avec la température de recuit ($e^{-t/\tau_a(T_a)}$). Enfin, N_Y décrit le phénomène de recuit inverse qui représente l'augmentation de la tension de déplétion après quelques semaines lorsque le capteur est laissé à température ambiante.

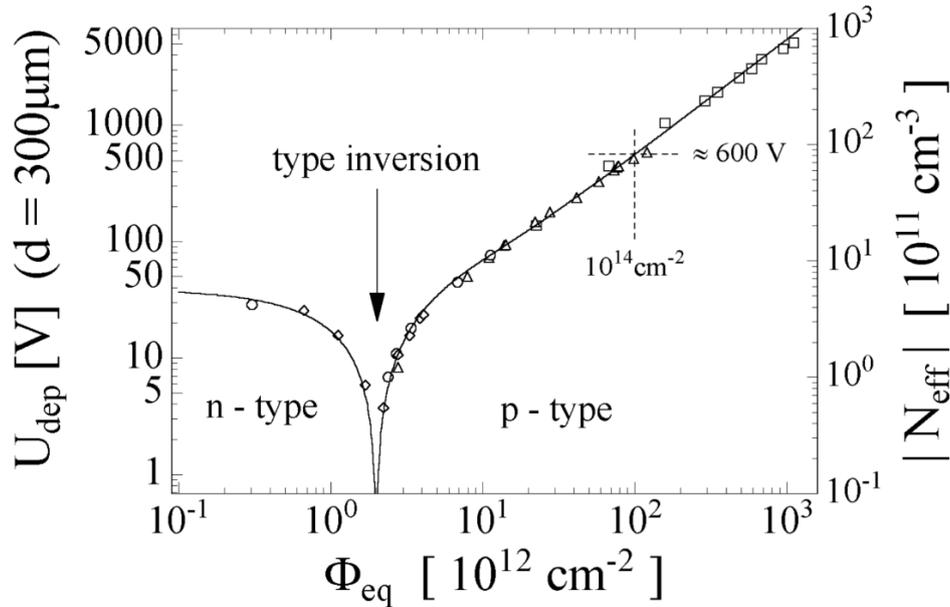


FIGURE 3.5 – Evolution de la tension de déplétion pour un capteur en silicium de $300\mu\text{m}$ en fonction de la fluence. L'inversion de type se produit pour une fluence de $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^2$. Figure tirée de [124].

Champ électrique

Le champ électrique est linéaire dans un détecteur en silicium non irradié. Pour un détecteur n-in-n, les électrons (trous) dérivent vers le côté n+ (p+) augmentant ainsi la probabilité d'avoir des défauts chargés négativement (positivement) de ce côté. Ceci induit un déséquilibre de charges affectant directement le profil du champ électrique. Plus la fluence augmente, plus le profil du champ électrique change. En effet, le profil typique est celui du double pic [129]. Ceci a une conséquence non négligeable : pour des valeurs élevées de la fluence, le champ électrique devient faible à des endroits, rendant donc difficile l'obtention d'un signal en raison d'une forte implication du piégeage de charges.

Piégeage

La création d'états intermédiaires au sein du capteur due aux radiations entraîne la possibilité pour les électrons et les trous d'être piégés dans ces centres de piégeage. Vu que le temps de ré-émission de la charge de ces centres est plus grand que le temps de collecte de ces charges par les électrodes, l'amplitude totale du signal est réduite. Cet effet est quantifié par le temps de piégeage τ_{trap} décrivant le temps moyen avant qu'un porteur de charge soit piégé et est inversement proportionnel à la fluence $\tau_{\text{trap}}^{-1} = \beta\Phi$. Le paramètre β correspond à la constante de piégeage dont la valeur est plus petite pour

les électrons ($\beta_e \sim 5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2 / \text{ns}$) que pour les trous ($\beta_h 7 \times 10^{-16} \text{ cm}^2 / \text{ns}$). Ceci implique que les trous sont plus susceptibles d'être piégés, par conséquent, les capteurs collectant les électrons sont ainsi plus utilisés. De plus, les valeurs des constantes β dépendent aussi du phénomène de recuit, comme indiqué dans la référence [130]. La figure 3.6 montre l'évolution de temps de piégeage et de la constante de piégeage en fonction du temps. Après un certain temps, β_e décroît de 35% après l'irradiation, alors que β_h augmente de 30%.

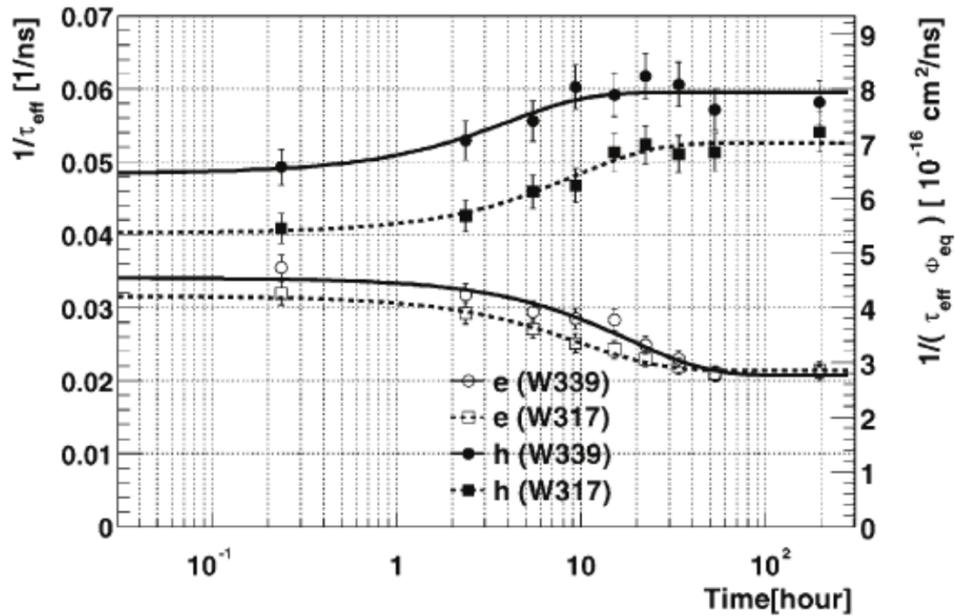


FIGURE 3.6 – Évolution du temps de piégeage et de la constante de piégeage en fonction du temps pour les électrons et les trous. Deux capteurs ont été considérés et ont été irradiés avec des neutrons. Figure tirée de [130].

3.3 Endommagement par rayonnement dans ATLAS

Du fait de sa proximité au tube à vide, le détecteur interne reçoit une dose de radiation assez importante. Bien qu'elle ait été ajoutée au début du Run 2, la première couche du détecteur à pixels, l'IBL (Insertable B-Layer), a enregistré une valeur de fluence sans précédent comme le montre la figure 3.7a qui représente la fluence équivalente à un neutron de 1 MeV en fonction du temps. Au bout du Run 2, l'IBL et la *b*-layer ont reçu des fluences intégrées d'environ $\Phi = 10 \times 10^{14}$ et $5 \times 10^{14} \text{ MeV } n_{eq}$, deux fois plus grandes que les fluences reçues par les couches externes. Ces radiations induisent des défauts au sein du détecteur comme montré dans la section précédente. Il est donc important de modéliser ces effets afin d'étudier les performances du détecteur et éventuellement de prendre en compte ces effets dans les analyses de physique.

L'estimation de la fluence repose premièrement sur la modélisation des particules secondaires produites lors des collisions, qui est faite en utilisant le générateur PYTHIA 8 [131][132] qui utilise la distribution de partons MSTW2008LO avec un ensemble de paramètres ajustés A2 [133]. Deuxièmement, cette estimation dépend de l'interaction de ces particules avec le détecteur qui est modélisée avec FLUKA [134], [135]. La figure 3.7b montre la fluence équivalente à 1 MeV neutron-équivalent par fb^{-1} . Elle dépend de la position *z* étant donné qu'il y a plus de particules dans la région centrale du détecteur

que dans les régions avant. En effet, dans le cas de l'IBL, on observe une valeur maximale de la fluence au centre du détecteur de 6.6×10^{12} MeV n_{eq} d'environ 10% plus élevée que dans la région avant. La contribution principale à ces effets provient de pions chargés [117].

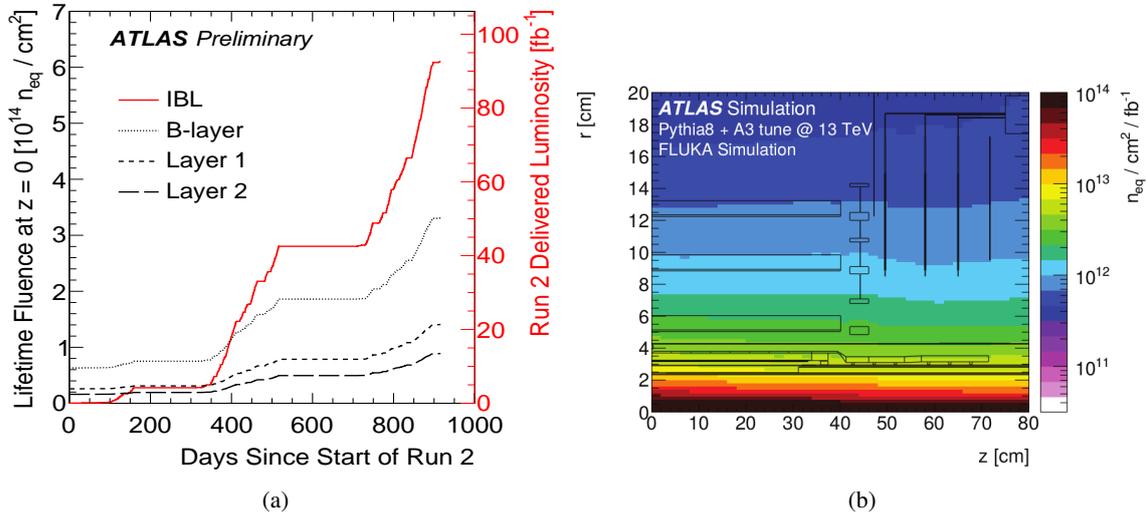


FIGURE 3.7 – Variation (a) de la fluence en fonction du temps depuis le début du Run2 (3 juin 2015) à $z = 0$ pour les quatre couches du détecteur à pixels de l'expérience ATLAS [136] et (b) d'une fluence de 1 MeV n_{eq} en fonction de la position longitudinale z et radiale r pour une tranche $z > 0$ au-dessus du tube à vide en utilisant FLUKA [137].

La connaissance de deux entrées aux simulations est importante pour une comparaison avec les données : la première entrée est l'association entre la luminosité intégrée des données collectées et la fluence à utiliser dans les simulations, et la deuxième entrée est la tension de déplétion qui avec le recuit devraient être sous contrôle.

Relation luminosité fluence

Afin de relier la luminosité à la fluence, cette dernière est mesurée à partir du courant de fuite. En effet, en utilisant l'évolution de la température mesurée au niveau des modules avec le temps, un facteur de conversion peut être déduit. Ces mesures ont été prises toutes les dix minutes. La figure 3.8a montre l'évolution du courant de fuite avec la luminosité intégrée pour les différents modules de l'IBL durant les deux premières années du Run 2. Après avoir mis le courant de fuite à l'échelle pour correspondre à une température de 20°C [138], un facteur de conversion constant est ajusté aux données par groupes de modules de 8 cm de long. Ces modules diffèrent l'un de l'autre par leur position par rapport au centre du détecteur. Les groupes M1, M2, M3 couvrent $|z| \in [0, 24]$ cm et sont composés de capteurs planaires alors que des capteurs 3D forment le groupe M4 qui couvre $|z| \in [24, 32]$. L'extraction de la fluence s'est effectuée dans un intervalle de temps après que l'IBL a été sous déplété et avant que la fréquence des mesures devienne plus petite (bande hachurée).

La figure 3.8b montre la variation des données ajustées au modèle de Hambourg en fonction de la position longitudinale z . Aucune variation de paramètres de PYTHIA (utilisation des paramètres A3 [133] au lieu des paramètres A2) ou même un modèle de géométrie et de transport alternatif différents (utilisation de GEANT4 [139]) peuvent expliquer la forte dépendance avec z . Les écarts entre les prévisions et les valeurs mesurées sont d'environ $1,5\sigma$ à $z = 0$ et deviennent plus grands à z élevé. La figure montre aussi

que les endommagements sont particulièrement causés par les pions chargés, protons et neutrons. Les barres d'erreurs sur Φ/L_{int} prennent en compte une incertitude conservatrice de 10% pour la différence entre le courant de fuite à la tension opérationnelle et le courant à la tension de déplétion totale. Le modèle de Hambourg suppose que le courant de fuite est constant pour des tensions supérieures à la tension de déplétion totale, alors que le courant de fuite augmente avec la tension de biais. La comparaison avec le modèle de Hambourg dépend donc fortement de la tension à laquelle on mesure le courant de fuite [140]. Les barres d'erreurs comprennent aussi des incertitudes liées au modèle de recuit (0,1%), à l'ajustement des données (0,5%), ainsi que des incertitudes liées aux facteurs de dureté du silicium [127] qui entrent à la fois dans les simulations GEANT4 et FLUKA.

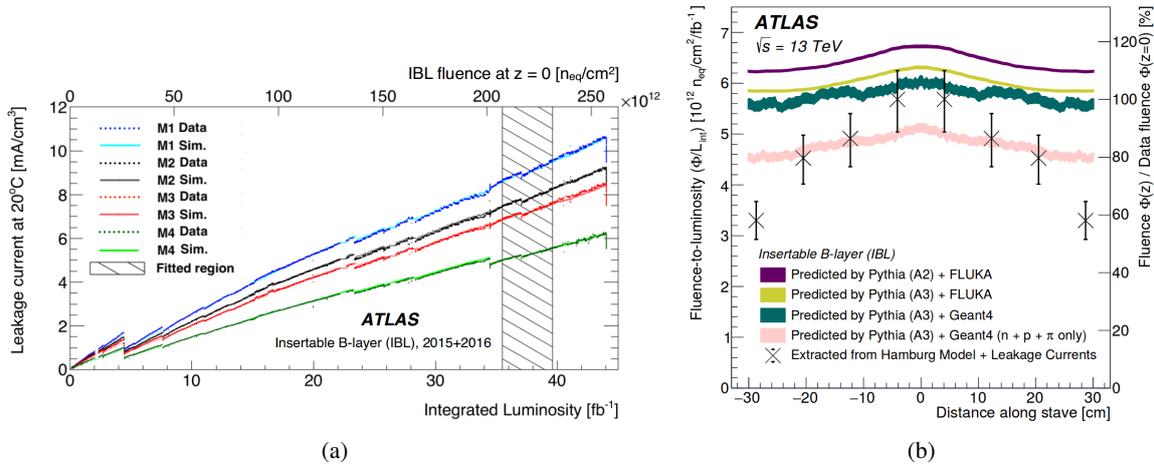


FIGURE 3.8 – (a) Le courant de fuite mesuré dans les données et prédit par le modèle de Hambourg en fonction de la luminosité intégrée depuis le début du Run 2. Les quatre modules de l'IBL sont considérés, M1, M2, M3 correspondent aux régions $z \in [-8, 8]$ cm, $|z| \in [8, 16]$ cm, $|z| \in [16, 24]$ cm respectivement et M4 ayant des capteurs 3D couvre $z \in [24, 32]$ cm. La bande hachurée correspond à la région où les facteurs de conversion ont été déterminés. Les chutes brutales correspondent aux périodes sans collisions [117]. (b) Les facteurs de conversion luminosité-fluence extraits des ajustements du courant de fuite en fonction de la position longitudinale z (dans le sens du tube à vide) comparés à différentes prédictions [117].

Recuit et tension de déplétion

La prédiction de la concentration effective de dopage avec le modèle de Hambourg prend en compte l'historique thermique et de l'irradiation comme montré dans l'équation 3.3. La variation de cette concentration avec la fluence induit une variation de la tension de déplétion suivant l'équation 3.1. Pour des valeurs modérées de la fluence, la région de déplétion est bien définie et est utilisée afin de calibrer les paramètres du modèle de Hambourg spécifiques pour les pixels d'ATLAS. Pour ces valeurs de fluence, la tension de déplétion est calculée à l'aide d'un balayage diaphonique. Cette méthode utilise la diaphonie entre les pixels adjacents. C'est un outil puissant mais n'est utilisable qu'avant l'inversion de l'espace de charge étant donné que quand cette inversion s'effectue, les pixels seront déjà isolés pour des tensions assez basses bien avant la déplétion totale. Quand la fluence devient plus importante, des régions au sein du capteur seront donc caractérisées par des champs assez faible rendant la notion de déplétion totale pas très bien définie (cf. section 3.3.1). La mesure de la tension de déplétion se fait alors grâce à un balayage de la tension de polarisation ou tension de biais (*bias voltage scan*). La tension opérationnelle est augmentée à chaque valeur de la charge collectée. La tension de déplétion correspond

au point d'intersection de deux ajustements de cette puissance : en puissance pour la partie montante et linéaire pour le plateau. La figure 3.9a montre la mesure de la tension de déplétion avec la méthode du balayage de la tension de biais. La figure 3.9b montre l'évolution de la tension de déplétion en fonction du temps pour l'IBL. Les points sont des données collectées avec les deux méthodes. Les prévisions proviennent de l'évolution de l'équation 3.3 avec le temps et la bande d'incertitude associée est calculée en faisant varier les paramètres d'entrée du modèle dans leurs incertitudes en plus d'une incertitude de 20% sur la concentration de dopage initiale.

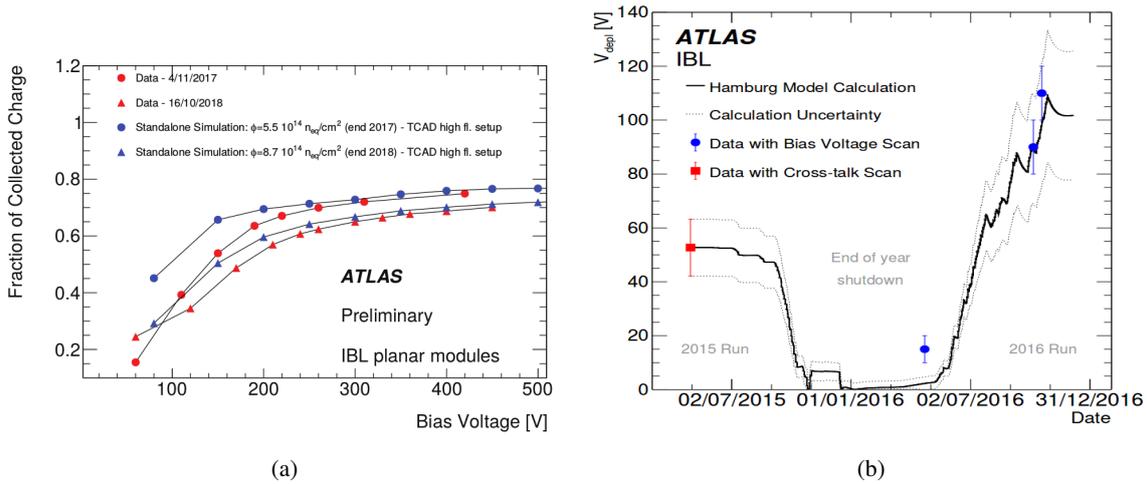


FIGURE 3.9 – (a) Fraction de charges collectées en fonction de la tension de biais (*bias voltage*) pour les modules IBL. Les points rouges correspondent aux données prises fin 2017 et fin 2018, les points bleus aux résultats des simulations en considérant des fluences équivalentes à celles calculées pour les mêmes périodes [141], (b) Tension de déplétion pour l'IBL pour les données et calculée avec le modèle de Hambourg en fonction du temps. Les points rouges correspondent à la mesure avec un balayage diaphonique, les points bleus avec un balayage de la tension de bias (*bias voltage*) [117].

3.3.1 Code de l'endommagement par rayonnement

Il est nécessaire d'avoir une description des effets de l'endommagement par rayonnement afin de prédire l'état du détecteur et d'avoir une bonne description des quantités physiques. Le but de ce code est de modéliser assez rapidement ces effets pour qu'ils fassent partie de l'étape de la simulation Monte Carlo d'ATLAS qui convertit les dépôts d'énergie des particules chargées en des signaux digitaux : cette étape s'appelle l'étape de la numérisation. Cette étape du logiciel se fait donc après la génération des événements et avant leur reconstruction [142]. La figure 3.10a décrit des capteurs planaires mais le même modèle de numérisation est utilisé pour les capteurs 3D. Une initialisation est d'abord faite afin de prendre en compte la géométrie du détecteur en termes d'épaisseur, de tailles de capteurs, nombres de pixels dans les différentes directions et leur inclinaison par rapport au tube à vide. Cette initialisation permet alors de générer les dépôts d'énergie grâce à GEANT4. Quant au numériseur (cf. figure 3.10b) son initialisation comprend la détermination de la fluence, le temps de piégeage des porteurs de charges, la température et la valeur du champ magnétique B . Pour des valeurs précises de fluence et de température, plusieurs cartes sont générées par avance et sont envoyées avec le code : cartes de potentiel Ramo, cartes de champ électrique, cartes de l'angle de Lorentz et cartes de position finale des porteurs de charges. Cette initialisation permet donc de lancer l'étape de numérisation qui prend les dépôts d'énergie de l'étape

précédente et les convertit en des paires électrons-trous. Afin d'optimiser le temps de calcul, ces dernières sont regroupées par groupe de dix. Le nombre de charges par groupe est choisi assez petit pour que les fluctuations ne soient pas surestimées. Pour chaque groupe, si le temps de dérive des charges est plus grand que le temps de piégeage, les particules sont alors considérées comme piégées et leurs positions de piégeage sont calculées. Une particule piégée provoque une charge induite dans les pixels voisins, ceci est estimé avec les cartes de Ramo. La charge induite totale est ensuite convertie par les outils de reconstruction d'amas et de traces en ToT (*Time-over-Threshold*), i.e. le temps pendant lequel le signal du pré-amplificateur est au-dessus d'un certain seuil.

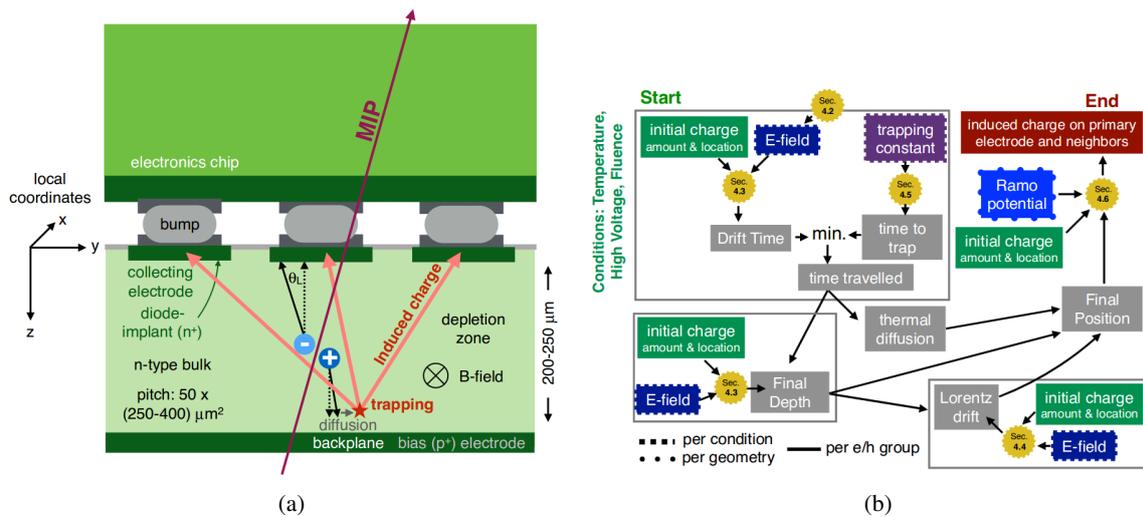


FIGURE 3.10 – La figure (a) montre un diagramme résumant la physique derrière le numériseur (*digitizer*) [117]. L'organigramme décrivant les différentes parties du numériseur est présenté sur la figure (b). Plusieurs étapes sont calculées par avance pour des conditions de fluence, tension de biais (*bias voltage*) et température. La sortie de ce code est une quantité de charge induite dans les pixels primaires et avoisinants qui est ensuite transformée en ToT par le logiciel déjà existant [117].

Dans cette section, des détails seront donnés sur les différentes parties qui constituent le numériseur à savoir, la simulation du champ électrique, le temps à l'électrode et la position du piège, l'angle de Lorentz, le piégeage de charge, le potentiel de Ramo et l'induction de charges.

Simulation du champ électrique

Les endommagements par rayonnement affectent la concentration des porteurs de charges au sein du capteur influant ainsi sur le profil du champ électrique. Ce dernier est en effet linéaire dans le cas de capteurs non irradiés avant de passer à un profil plus complexe pour des valeurs élevées de la fluence [129][143]. Les simulations TCAD (*Technology Computer Aided Design*) permettent de prédire le comportement du champ électrique à différents degrés de radiations et comprend le changement de concentration à l'intérieur du capteur, non présent dans le modèle de Hambourg qui lui ne prend en compte que le changement avec le temps et la température de la concentration effective de dopage. Ce changement dans la densité de l'espace de charges se fait par l'ajout de centres de piégeage dans la bande gap. Différents modèles TCAD sont utilisés pour les capteurs planaires et les capteurs 3D qui diffèrent par leurs technologies.

Les profils du champ électrique dans le cas de capteurs planaires ont été simulés à l'aide du modèle Chiochia [143]. Ce modèle présent dans l'outil Silvaco de TCAD [144][145] est un modèle mettant un centre de piégeage accepteur ayant une énergie $E_c - 0,525$ eV et un centre de piégeage donneur à une énergie $E_v + 0,48$ eV, où E_c et E_v représentent respectivement les niveaux d'énergie de la bande de conduction et de la bande de valence. Les simulations ont été faites avec une température de -10°C en utilisant une concentration effective de dopage de $1,6 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ correspondant à une tension de déplétion de 50 V pour des capteurs non irradiés [146]. La simulation est itérée avec des pas de $1\mu\text{m}$ dans les différentes directions. Ce modèle a été développé pour les pixels de CMS [147]-[150] qui possèdent le même matériau, la même technologie et la même concentration effective de dopage initiale que les capteurs du détecteur à pixels de l'expérience ATLAS. Le comportement du champ électrique en fonction de la profondeur z du capteur, moyenné sur les directions suivant ϕ et η est montré pour un tension de polarisation (tension de bias) de 80 V dans la figure 3.11a, et de 150 V dans la figure 3.11b. Comme prévu, pour les deux tensions, le comportement linéaire est présent pour de petites valeurs de la fluence. Après l'inversion de type, le champ électrique « s'inverse » pour arriver à une forme en double pics pour de grandes valeurs de fluence. Dans les régions où le champ électrique est faible, la collection de charge se détériore étant donné que les porteurs de charges ont une chance plus grande d'être piégés.

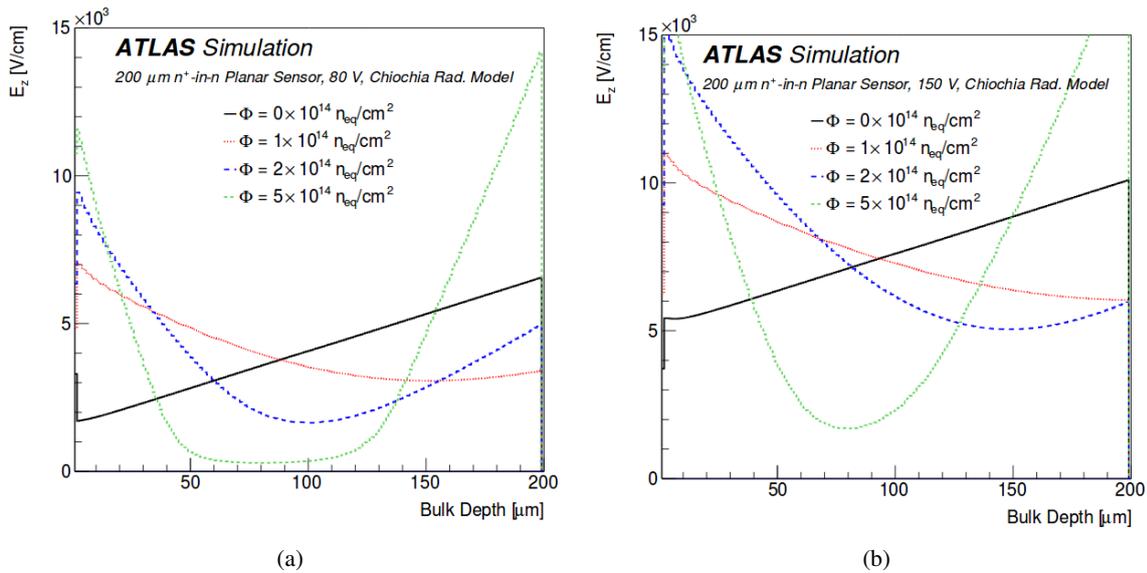


FIGURE 3.11 – Le profil du champ électrique en fonction de la profondeur z du capteur dans le cas des capteurs planaires de l'IBL dans le cas d'une fluence allant de $0 \times 10^{14} n_{eq}/\text{cm}^2$ (début du Run2) jusqu'à $5 \times 10^{14} n_{eq}/\text{cm}^2$ (2017). Deux tensions de biais (tension de polarisation) sont considérées : (a) 80 V et (b) 150 V [117].

Dans le cas des capteurs 3D, qui se trouvent de part et d'autre de l'IBL, les profils du champ électrique ont été simulés à l'aide du modèle Perugia [151] présent dans l'outil Synopsys de TCAD [152], le modèle de Chiochia ne pouvant pas être utilisé étant donné qu'il est conçu pour des capteurs de type n. Ce modèle suppose trois centres de piégeage dont deux centres de piégeage accepteur ayant des énergies $E_c - 0,42$ eV et $E_c - 0,46$ eV et un centre de piégeage donneur ayant une énergie $E_v + 0,36$ eV où E_c et E_v représentent respectivement les niveaux d'énergie de la bande de conduction et de la bande de valence. Malgré la présence des capteurs 3D dans la simulation, les résultats dans ce chapitre ne considèrent que les capteurs planaires sauf indication contraire.

Des incertitudes systématiques sur le profil du champ électrique sont calculées en faisant varier les paramètres du modèle de Chiochia : la section efficace de capture, la concentration de pièges et l'énergie de piégeage définie comme la différence entre le niveau d'énergie du piège et la bande de conduction si le piège est accepteur, ou la bande de valence si le piège est donneur. Les valeurs des incertitudes systématiques s'obtiennent en comparant les valeurs obtenues aux valeurs nominales. Chaque paramètre est varié de 10% à l'exception de la variation de l'énergie de piégeage qui est variée de 10% de l'énergie thermique $k_B T$ ce qui correspond à une variation de 0,4% du niveau d'énergie. Les figures 3.12a, 3.12b, 3.12c, 3.12d montrent ces différentes variations pour des pièges accepteurs qui entraînent des variations du champ électrique de 15% à 30%. Bien entendu, dans le cas des pièges donneurs, le comportement opposé au cas de pièges donneurs est observé. Toutes ces variations sont conformes aux prédictions [153].

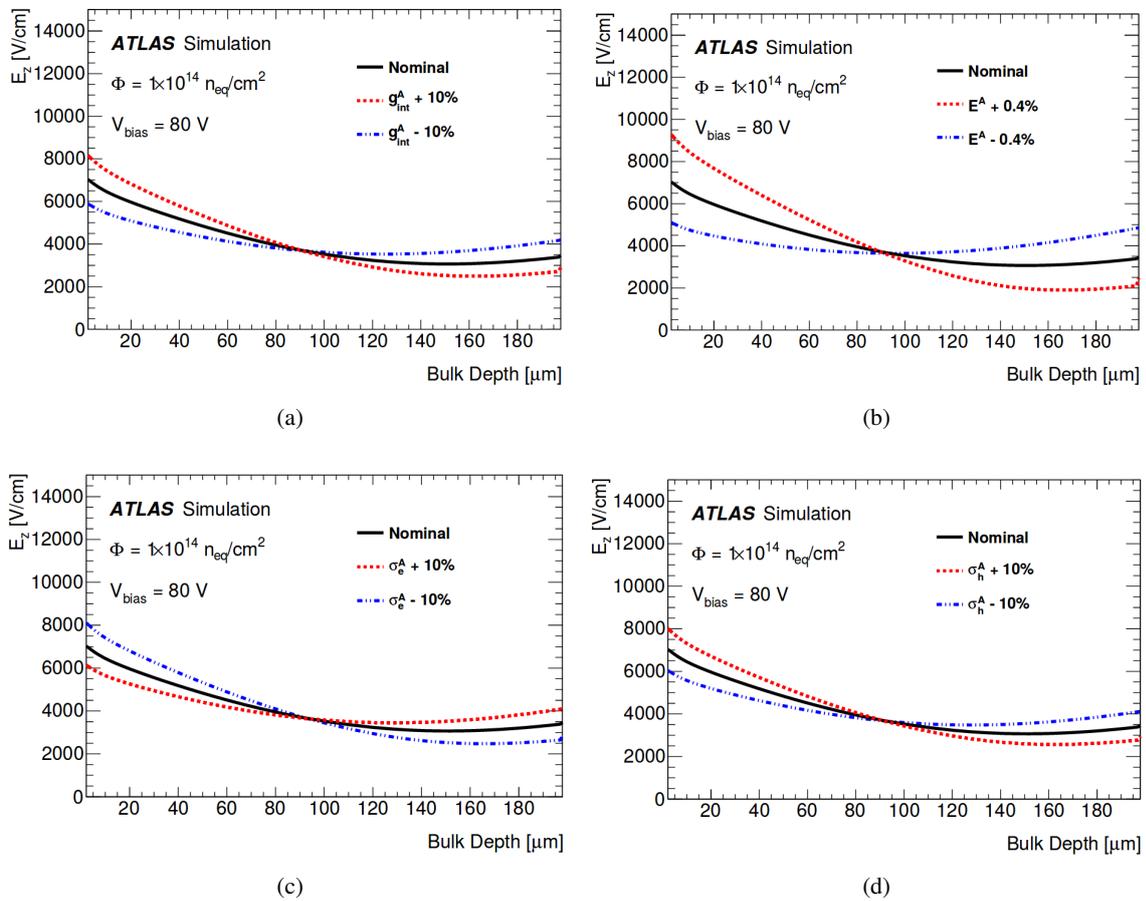


FIGURE 3.12 – Le profil du champ électrique en fonction de la profondeur z du capteur dans le cas des capteurs planaires de l'IBL pour une fluence de $1 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ à 80 V pour les différentes variations des paramètres de Chiochia, dans le cas des accepteurs : (a) variation de $\pm 10\%$ de la concentration de pièges (b) variation de 0,4% de l'énergie de piégeage (c) variation de la section efficace de capture des électrons et (d) des trous [117].

Finalement, il n'existe toujours pas de recette afin d'ajouter le recuit dans TCAD, ce phénomène n'est pris en compte que dans le modèle de Hambourg. L'ajout de ce phénomène est nécessaire surtout que la concentration de pièges varie avec le recuit affectant ainsi le profil du champ électrique. Néanmoins, l'ajout de ce phénomène dans TCAD n'est pas trivial. En effet, premièrement, les états d'énergie des pièges dans le modèle de Hambourg et TCAD ne sont pas en correspondance biunivoque, et deuxièmement, le

modèle de Hambourg est caractérisé par une densité de charge constante tout le long de la profondeur contrairement à TCAD (cf. figure 3.13a). Afin d'incorporer les effets du recuit dans les simulations TCAD, on égalise la densité moyenne de l'espace de charge de TCAD à la concentration effective de dopage calculée à partir du modèle de Hambourg qui prend implicitement en compte le recuit : $\langle \rho/e \rangle_{TCAD} = (N_{\text{eff}})_{\text{Hambourg}}$. La figure 3.13b montre la variation de l'espace de charge en fonction de la profondeur z pour des capteurs planaires de l'IBL dans le cas où on considère le modèle de Chiochia sans recuit, le modèle de Hambourg et TCAD avec recuit effectif et donc en considérant cette correspondance avec le modèle de Hambourg afin d'imiter les effets de recuit.

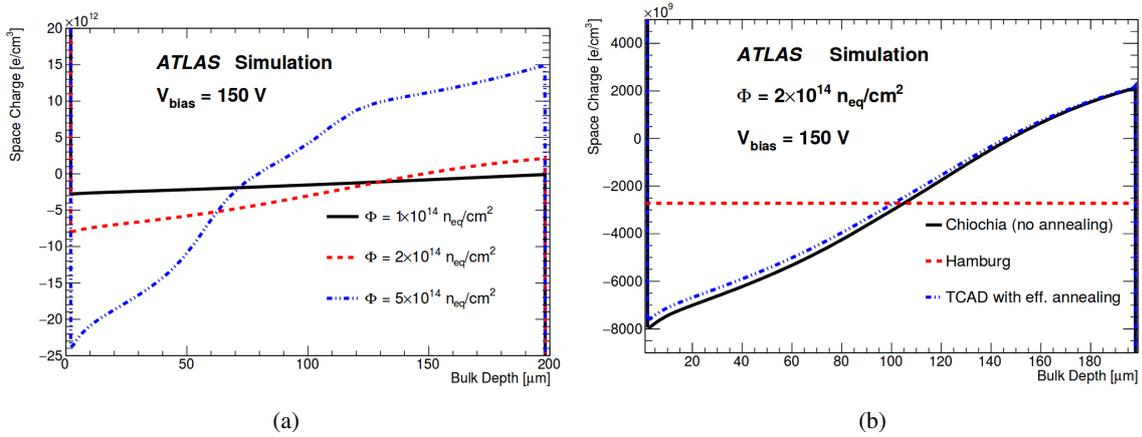


FIGURE 3.13 – La variation de l'espace de charge en fonction de la profondeur z pour des capteurs planaires de l'IBL (a) estimée avec le modèle de Chiochia pour des fluences différentes et (b) dans les cas où on considère le modèle de Chiochia sans recuit, le modèle de Hambourg et le TCAD avec recuit effectif afin d'imiter les effets de recuit [117].

Temps à l'électrode, position au piège

Il est important de caractériser le temps que prennent les charges pour arriver de part et d'autre du capteur et de savoir localiser les centres de piégeage. À partir de la vitesse de dérive des porteurs de charges qui est donnée par $\vec{v}(E) \sim r\mu(E)\vec{E}$ on définit le temps de collecte de charges :

$$t_{\text{collection}}(\vec{x}_{\text{initial}}) = \int_C \frac{ds}{r\mu(E)E}, \quad (3.4)$$

où C désigne le chemin de \vec{x}_{initial} vers \vec{x}_{final} , ce dernier terme dépend du type de porteurs de charges. Étant donné que dans le cas de capteurs planaires, le champ électrique est indépendant de x et y , le temps de collecte n'est donc dépendant que de z . La figure 3.14 montre le temps de collecte en fonction de la profondeur de départ pour des capteurs planaires de l'IBL. Le temps de collecte est de l'ordre de 1 à 10 ns pour une fluence $\Phi \leq 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ qui reste inférieure à l'horloge du LHC de 25 ns. Ce temps augmente avec la fluence étant donné que le champ électrique devient plus faible quand le capteur est assujéti à de fortes radiations. Dans ce cas, les porteurs de charges sont piégés avant d'arriver de part et d'autre du capteur. De plus, un facteur $\geq 3 - 5$ existe entre le temps de collecte des trous par rapport à celui des électrons, ceci étant dû à la mobilité plus faible des trous.

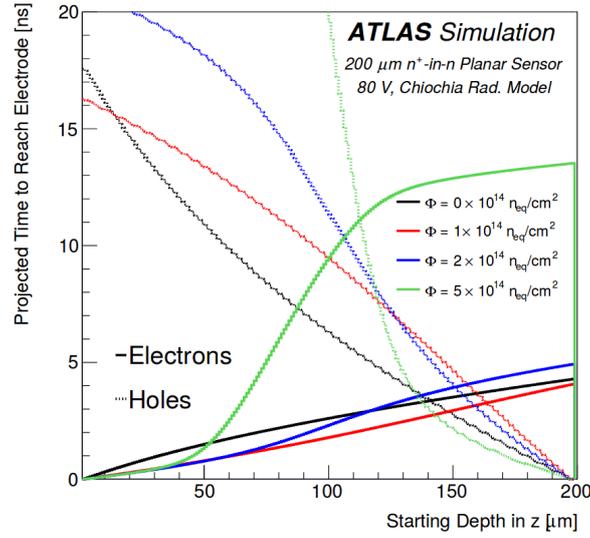


FIGURE 3.14 – Temps mis par les électrons et les trous en fonction de la profondeur de départ pour dériver vers l'électrode situé à $z = 0$ dans le cas des électrons ou vers l'arrière plan situé à $z = 200\mu\text{m}$ dans le cas des trous. Des capteurs planaires de l'IBL opérant à 80 V et différentes valeurs de la fluence ont été considérés. Figure tirée de [117].

De plus, la position du centre de piégeage se base sur le même principe que le calcul précédent. En effet, on peut écrire :

$$\vec{x}_{\text{trap}}(t_{\text{to trap}}) = \int_0^{t_{\text{to trap}}} r\mu(E)\vec{E}dt, \quad (3.5)$$

où $t_{\text{to trap}}$ est le temps de dérive si la charge n'est pas piégée ou un temps aléatoire défini par la constante de piégeage. Si le temps de traversée dans le capteur est plus grand que le temps de dérive, alors les électrons arrivent à l'électrode ($z = 0$) et les trous au plan arrière ($z = 200\mu\text{m}$).

La propagation des charges est coûteuse en calcul si on est amené à la faire à chaque fois, c'est pour cela que dans le code de l'endommagement par rayonnement, des cartes sont générées par avance pour différentes conditions de fluence, de tension, de température et de géométrie et sont ensuite utilisées lors de la reconstruction des événements.

Angle de Lorentz

L'angle de Lorentz (θ_L) est le résultat de l'équilibre des forces électrique, permettant la dérive des charges vers les électrodes, et magnétique déviant le trajet de charges au sein du capteur. Il est égal à l'angle d'incidence des particules entrant dans le capteur qui correspond à la plus petite valeur de la taille d'amas dans la direction transverse. Les endommagements par rayonnement changent le profil du champ électrique. Comme indiqué plus haut, le profil de l'angle de Lorentz dépend indirectement de celui du champ électrique par le biais de la mobilité μ (cf. équation 3.2). Quand le champ électrique diminue, la mobilité augmente, augmentant ainsi la valeur de l'angle de Lorentz comme prouvé dans la figure 3.15a montrant la variation de l'angle de Lorentz pour les électrons et les trous en fonction de la position de départ pour un capteur planaire de l'IBL opérant avec une tension de 80 V . L'angle de Lorentz possède des valeurs plus élevées pour les électrons que pour les trous à cause des grandes valeurs de la mobilité [154].

L'angle de Lorentz dépend ainsi du chemin parcouru par les charges. On peut donc écrire :

$$\tan \theta_L^{\text{intégrée}}(z_{\text{initial}}, z_{\text{final}}) = \frac{rB}{|z_{\text{final}} - z_{\text{initial}}|} \int_{z_{\text{initial}}}^{z_{\text{final}}} \mu(E(z)) dz, \quad (3.6)$$

où z_{initial} et z_{final} représentent respectivement les positions initiales et finales. La figure 3.15b montre la variation de l'angle de Lorentz pour les électrons en fonction de z_{initial} et z_{final} pour une fluence de $2 \times 10^{14} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ pour des capteurs planaires de l'IBL opérant avec une tension de 80 V. Dépendamment des positions z_{initial} et z_{final} , la valeur de l'angle de Lorentz se voit doubler dans les conditions de fluence et de tension données.

Dans le code de l'endommagement par rayonnement, les cartes sont générées par avance pour différentes conditions de fluence, de tension, de température et de géométrie et sont ensuite utilisées lors de la reconstruction des évènements.

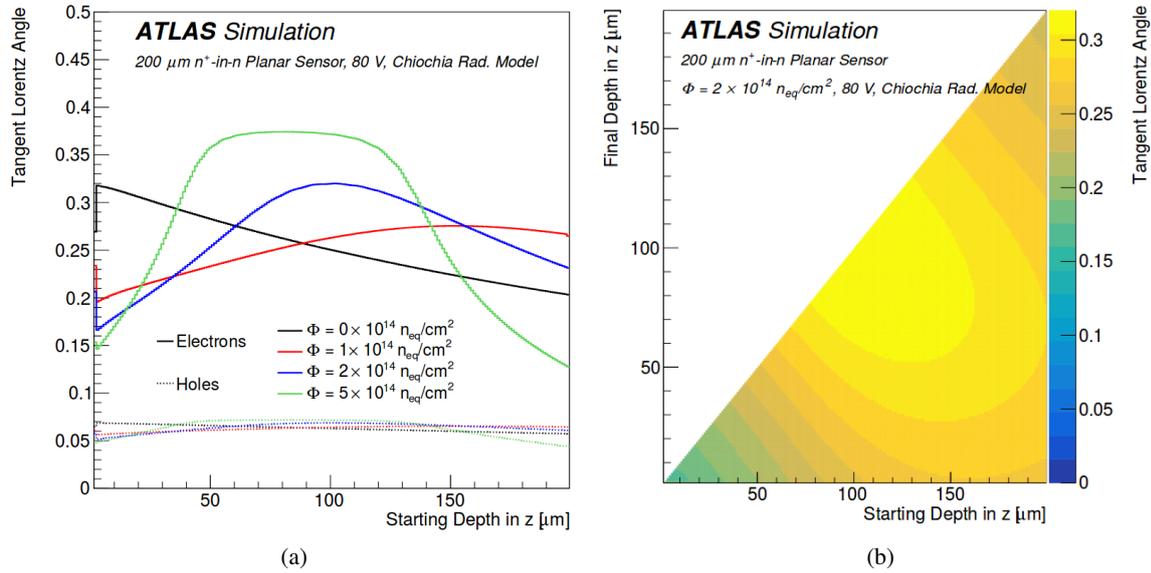


FIGURE 3.15 – (a) La dépendance en profondeur de l'angle de Lorentz pour quatre valeurs de fluence dans le cas de capteurs planaires de l'IBL opérant avec un tension de 80 V (b) La variation de l'angle de Lorentz pour les électrons en fonction des positions initiales et finales pour une fluence de $\Phi = 2 \times 10^{14} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$. L'électrode est placée à $z = 0$. Figure tirée de [117]

Piégeage de charge

Dans la simulation, si le temps que prennent les porteurs de charges pour arriver à l'électrode dépasse un temps aléatoire distribué de façon exponentielle avec une valeur moyenne de $1/(\beta\Phi)$, ils sont alors considérés comme piégés. Dans le code de l'endommagement par rayonnement, la constante de piégeage β est une valeur globale définie de la sorte :

$$\beta_e = (4,5 \pm 1,5) \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{ns} \text{ (pour les électrons)}, \quad (3.7)$$

$$\beta_h = (6,5 \pm 1,5) \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{ns} \text{ (pour les trous)}. \quad (3.8)$$

Ce choix de valeurs est fait en se basant sur les mesures précédentes effectuées avec différentes méthodes reportées dans la table 3.1 : en faisceau test pour les résultats de [155][156] et en se basant sur la technique de courant transitoire (TCT) pour les résultats de [130][157]. Ce choix prend également en compte les conditions d'irradiations des pixels de l'IBL au courant du Run2. Les incertitudes sur les valeurs sont choisies de sorte à couvrir les différences de chacune des mesures.

TABLE 3.1 – Différentes mesures de la constante de piégeage dans le cas des électrons et des trous avec deux méthode différentes : TCT et faisceau test. Pour les deux méthodes, l'effet du phénomène de recuit a été observés. Les valeurs sont normalisées à une température de 0°.

Irradiation	Recuit	β_e ($10^{-16}\text{cm}^2/\text{ns}$)	β_h ($10^{-16}\text{cm}^2/\text{ns}$)	Référence	Méthode
Neutrons	minimum V_{del}	$4,0 \pm 0,1$	$5,7 \pm 0,2$	[130]	TCT
Pions	minimum V_{del}	$5,5 \pm 0,2$	$7,3 \pm 0,2$	[130]	TCT
Protons	minimum V_{del}	$5,13 \pm 0,16$	$5,04 \pm 0,18$	[157]	TCT
Neutrons	>50 heures à 60°C	$2,6 \pm 0,1$	$7,0 \pm 0,2$	[130]	TCT
Protons	>10 heures à 60°C	$3,2 \pm 0,1$	$5,2 \pm 0,3$	[157]	TCT
Protons	minimum V_{del}	$4,0 \pm 1,4$	-	[155], [156]	Faisceau test
Protons	25 heures à 60°C	$2,2 \pm 0,4$	-	[155], [156]	Faisceau test

Les valeurs de la constante de piégeage β dépendent de plusieurs facteurs. Premièrement, le type d'irradiation influant les valeurs de β , il s'avère qu'une irradiation avec des neutrons donne des valeurs de β plus faibles. Deuxièmement, une paramétrisation de la dépendance de β avec la température a montré que β diminue significativement avec celle-ci [130]. Cette paramétrisation est donc utilisée afin de corriger les mesures à la valeur attendue à 0°C vu que ces mesures ont été faites à des températures comprises entre -10°C et 10°C. Dernièrement, les deux références [130][157] montrent que β diminue avec le phénomène de recuit pour les électrons et augmente dans le cas des trous, comme le montre aussi la figure 3.6.

Potentiel de Ramo et induction de charges

Le mouvement des porteurs de charges crée un signal perceptible par les électrodes. En utilisant le théorème de Shockley-Ramo [158], [159], on peut définir le courant instantané i induit par une charge q ayant une vitesse instantanée \vec{v} en fonction du champ électrique \vec{E}_w appelé champ de Ramo. Il couple la charge avec une électrode donnée. On a donc :

$$i = q\vec{E} \cdot \vec{v}, \quad (3.9)$$

qui provoque l'apparition de charges induites. Deux cas se présentent après la génération d'une paire électron-trou : (1) si les deux charges dérivent et arrivent aux côtés respectifs du capteur, alors la charge totale induite est nulle, (2) si une charge est piégée, alors la charge induite totale est non nulle et inférieure à q . Elle est évaluée en intégrant l'équation précédente sur le temps de dérive et en notant ϕ_w le potentiel de Ramo tel que $\vec{E} = \nabla\phi_w$. On a donc :

$$Q_{\text{induite}} = -q[\phi(\vec{x}_{\text{final}}) - \phi(\vec{x}_{\text{initial}})]. \quad (3.10)$$

Dans le code de l'endommagement par rayonnement, le potentiel de Ramo ne dépend que de la géométrie. Il est donc calculé avant la simulation en utilisant TCAD afin de résoudre l'équation de Poisson. Les cartes sont utilisées lorsqu'une charge est piégée afin d'estimer la charge induite dans une matrice 3x3

autour du pixel le plus proche de la position de piégeage. La figure 3.16 montre une tranche du capteur planaire de l'IBL au centre de l'électrode ($y = 0$). Bien qu'une dépendance dans le sens x et y existe et soit utilisée afin d'évaluer les charges induites dans les pixels voisins, les variations importantes se trouvent dans le sens de la profondeur z du pixel.

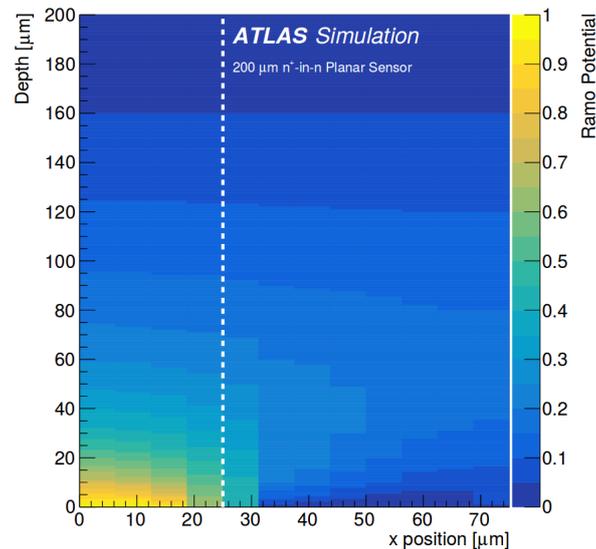


FIGURE 3.16 – Variation du potentiel de Ramo calculé avec TCAD dans le plan $z - x$ à $y = 0$ pour une tranche du capteur planaire de l'IBL. La ligne en pointillé indique la bordure du pixel considéré. Figure tirée de [117].

3.3.2 Validations et effets de l'endommagement

Afin de valider les résultats du numériseur, deux observables sensibles aux effets d'endommagement par rayonnement ont été choisies, à savoir l'efficacité de collection de charges et l'angle de Lorentz. Une mauvaise efficacité de collecte de charges conduit à une mauvaise performance du détecteur, et l'angle de Lorentz permet de sonder indirectement les endommagements par rayonnement par son lien à la mobilité des charges et le champ électrique au sein du capteur.

Les résultats ont été produits en utilisant le même code mais de deux façons différentes. La première méthode repose sur AllPix [160], un logiciel qui prend les données de GEANT4 et produit des signaux digitaux pour une particule arrivant à un module de pixels donné. La deuxième méthode repose sur le logiciel de reconstruction d'ATLAS, ATHENA qui prend en compte toute la géométrie de l'expérience. La méthode utilisant AllPix étant plus pratique et rapide, elle a été utilisée pour des tests préliminaires, avant que le code soit migré vers ATHENA.

Les validations avec ATHENA sont effectuées pour les 7 conditions suivantes : (0) capteurs non irradiés (numériseur désactivé) (1) début du Run 2 correspondant à une fluence nulle pour l'IBL, (2) mi-2016 (15fb^{-1}), (3) fin de l'année 2016 (36fb^{-1}) (4) même point que le précédent mais avec une tension de 150 V, (5) fin de l'année 2017, (6) fin de l'année 2018. Les caractéristiques de ces points en terme de fluence et de tension de polarisation (tension de biais) sont données dans la table 3.2.

TABLE 3.2 – Les valeurs de la fluence Φ et de la tension de polarisation (tension de biais) V pour les différents points de référence utilisés pour la validation du code de l'endommagement par rayonnement avec ATHENA.

Référence	0		1		2		3		4		5		6	
Φ (10^{14} n_{eq}/cm^2) V (V)	Φ	V												
IBL	0	80	0	80	1	80	2	80	2	150	5	350	8,7	400
B-Layer	0	150	0,7	150	1,2	150	1,7	150	1,7	350	3,1	350	4,6	400
Layer 1	0	150	0,3	150	0,5	150	0,7	150	0,7	250	1,3	250	2,1	250
Layer2	0	150	0,2	150	0,3	150	0,4	150	0,4	150	0,8	150	1,3	150

Efficacité de la collecte de charges

L'efficacité de la collecte de charges est définie comme la charge collectée à une fluence donnée divisée par la collecte de charge pour des capteurs non irradiés. Cette collecte de charge est la valeur la plus probable d'un ajustement par une distribution de Landau de la distribution de charges [161]. La figure 3.17a montre l'évolution de cette efficacité en fonction de la luminosité intégrée depuis le début du Run 2 pour les capteurs planaires de l'IBL. Cette efficacité diminue avec la luminosité (\propto fluence) ceci principalement étant dû au piégeage de charges et à la sous déplétion des capteurs. L'augmentation de la tension de polarisation de 80 V à 150 V puis à 350 V, et enfin à 400 V pour la fin du Run 2, permet de récupérer les pertes en collecte de charges. Des augmentations supplémentaires seront certainement nécessaires afin de récupérer de pertes futures.

Les barres d'erreurs horizontales sur les points représentant les données prennent en compte l'incertitude sur la mesure de la luminosité, alors que les verticales tiennent compte l'incertitude sur l'étalonnage du ToT. En reliant le ToT au nombre de charges produites de façon à avoir $8 \text{ ToT} = 16 \text{ ke}^-$, l'étalonnage du ToT est constamment corrigée pour prendre en compte la détérioration due aux effets d'endommagements par rayonnement. Une incertitude de 2% suivant l'axe x est aussi considérée prenant en compte l'incertitude sur la luminosité. Les bandes d'erreurs évaluées pour les simulations sont calculées en faisant varier les différentes systématiques affectant le champ électrique, à savoir la section efficace de capture, la concentration de pièges et l'énergie de piégeage (voir la section 3.3.1). Les valeurs de ces incertitudes varient entre 2 et 20% selon leur dépendance à la luminosité. Une incertitude de 15% venant de la conversion entre la luminosité et la fluence est considérée suivant l'axe x . Les simulations utilisant AllPix semblent reproduire les données dans la limite des erreurs à l'exception des deux derniers points pour lesquels les erreurs sont toujours en cours de validation. La même étude peut se faire aussi avec ATHENA (cf. figure 3.17b) en regardant la distribution dE/dx en fonction des différents points de référence. Cette validation reproduit le même comportement obtenu avec AllPix.

Angle de Lorentz

L'extraction de l'angle de Lorentz se fait grâce à un ajustement de la taille moyenne de l'amas transversal (suivant la direction ϕ de l'expérience ATLAS) en fonction de l'angle d'incidence associé à la trace. Cet ajustement se fait à partir de la fonction F suivante :

$$F(\alpha) = [a \times |\tan \alpha - \tan \theta_L| + b/\sqrt{\cos \alpha}] \otimes G(\alpha|\mu = 0, \sigma), \quad (3.11)$$

où α correspond à l'angle d'incidence par rapport à la direction normale du capteur dans le plan perpendiculaire au champ magnétique, θ_L est l'angle de Lorentz, G est une fonction gaussienne centrée

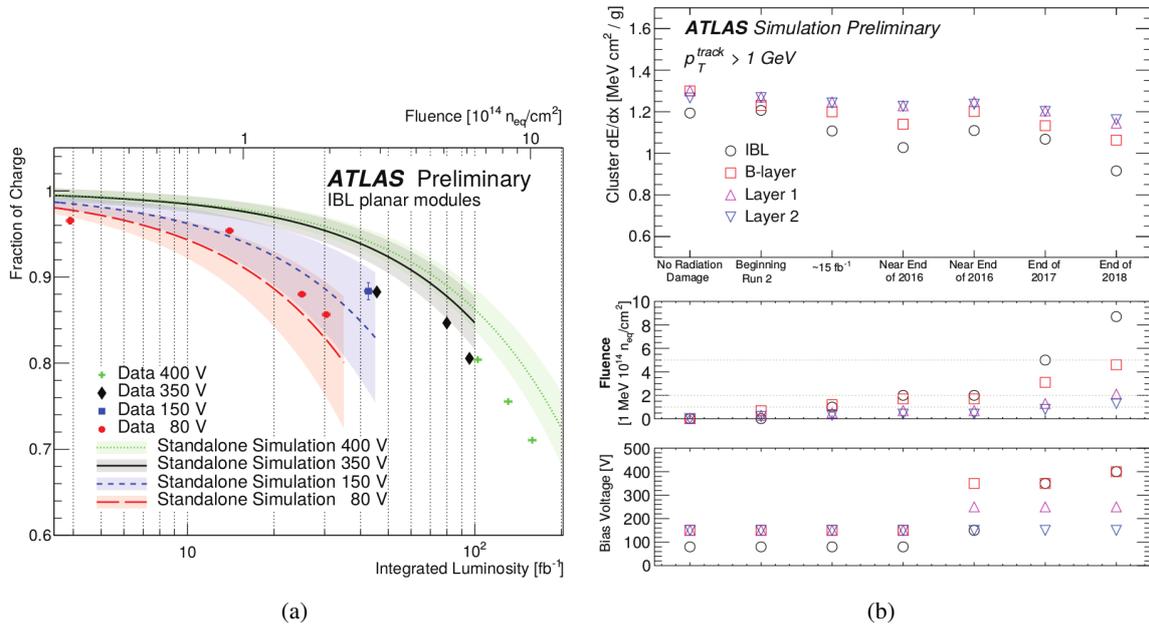


FIGURE 3.17 – Distributions de (a) l’efficacité de la collecte des charges [117] et de (b) dE/dx en fonction de plusieurs références [162].

en 0 d’écart type σ évaluée pour la valeur α . Les paramètres a et b sont issus de l’ajustement et dépendent respectivement de la profondeur de déplétion et de la taille minimale de l’amas. Un exemple d’un tel ajustement est fait en utilisant AllPix et est montré sur la figure 3.18a. La simulation ne reproduit pas entièrement les données surtout pour des angles d’incidence petits ou élevés et ceci est dû à la simplification de la géométrie de l’expérience dans AllPix. Par contre, les angles de Lorentz mesurés dans les données correspondent à ceux mesurés avec la simulation. Deux modèles de TCAD ont été considérés afin de voir leurs effets sur l’angle de Lorentz. La figure 3.18b montre la variation de l’angle de Lorentz en fonction de la luminosité intégrée dans le cas des données et en considérant le modèle de Chiochia et le modèle de Petasecca. Ce dernier ne reproduisant pas cette évolution, il apparaît donc que l’utilisation du modèle de Chiochia est le bon choix.

La figure 3.19 montre l’évolution de l’angle de Lorentz en utilisant ATHENA en fonction des points de références. Dans ce cas, toute la géométrie de l’expérience est prise en compte améliorant ainsi l’ajustement et l’accord entre données et simulations. Les incertitudes associées aux points de données et simulations viennent de l’incertitude sur l’angle de Lorentz extrait à partir de l’ajustement et donc ne sont liées qu’à la statistique du lot considéré. En considérant l’équation 3.2, la figure montre que pour les points de référence ayant une même valeur de tension de polarisation (tension de biais) (références 1 et 2), l’angle de Lorentz augmente avec la fluence. En effet, la mobilité des porteurs de charges augmente, et donc la valeur du champ électrique diminue. Pour les points de référence ayant la même valeur de la fluence (références 2 et 3), l’angle de Lorentz augmente avec la tension de polarisation (tension de biais). En effet, l’augmentation du champ électrique entraîne la diminution du champ magnétique.

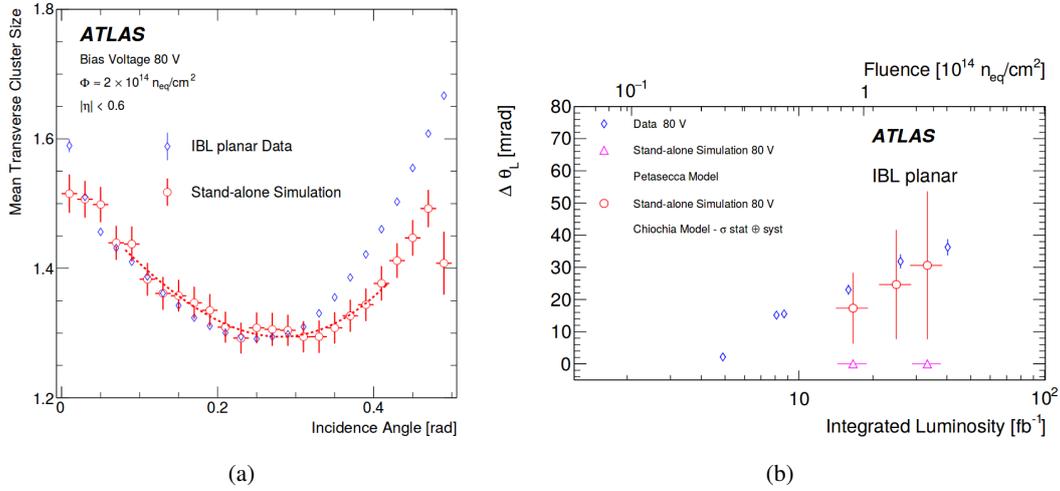


FIGURE 3.18 – Les distributions de (a) la taille moyenne de l’amas transversal (suivant la direction ϕ d’ATLAS) en fonction de l’angle d’incidence pour un *run* effectué à la fin de l’année 2016 et (b) l’angle de Lorentz en fonction de la luminosité intégrée pour les deux premières années du Run 2. Les deux modèles de TCAD, Chiochia et Petasecca, ont été considérés [117]. Le modèle Chiochia est retenu.

3.4 Études diverses

Dans cette section, des détails sont donnés sur les études de l’endommagement par rayonnement et les effets vus au niveau des données. Seules les incertitudes statistiques sont considérées. Les résultats ne prennent en compte que l’IBL sauf indication contraire.

3.4.1 Études sur l’angle de Lorentz

On peut extraire la dépendance de l’angle de Lorentz avec plusieurs paramètres : la fluence, des paramètres géométriques et la température. Chaque valeur de l’angle de Lorentz est extraite en faisant l’ajustement défini à l’équation 3.11 pour un *run* donné.

Fluence

Comme montré dans la section précédente, la valeur de l’angle de Lorentz augmente linéairement avec la fluence. La figure 3.7a montre aussi que la fluence reçue par les couches dépend de leur proximité au tube à vide : plus la couche est proche du tube, plus la fluence reçue est élevée, plus elle se détériore. Afin de voir l’effet de la fluence sur les différentes couches, on considère les mêmes données collectées en 2016 durant la période où la tension de polarisation appliquée aux couches IBL et *b*-Layer était la même et s’élevait à 80 V. L’évolution est ajustée avec une fonction linéaire. Dans le cas de l’IBL montré à la figure 3.20a, la pente est de 0,945 mrad/fb⁻¹ alors qu’elle décroît jusqu’à 0,201 mrad/fb⁻¹ dans le cas de la couche *b*-Layer montré sur la figure 3.20b. Ces pentes sont négligeables dans le cas des couches Layer1 et Layer2.

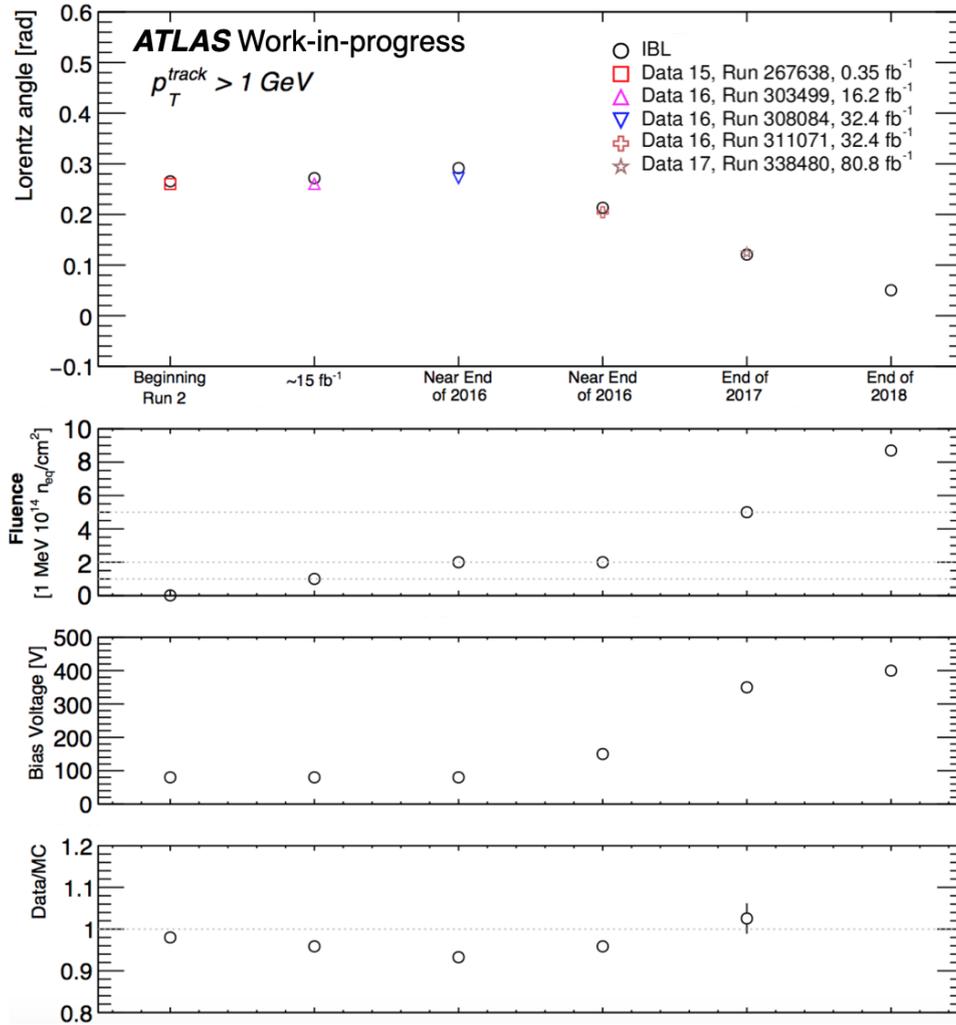


FIGURE 3.19 – Évolution de l’angle de Lorentz en fonction des différents points de référence en considérant les capteurs planaires de l’IBL.

Directions $|z|$ et $r-\phi$

Il est important de savoir si des observables autres que le courant de fuite dépendent de la direction longitudinale z le long du tube à vide. Le cas de l’angle de Lorentz a été étudié. Des régions en z ont été choisies en regroupant les données de plusieurs modules afin d’augmenter le nombre des événements et donc avoir un ajustement plus stable. On définit donc une région centrale, milieu et avant correspondants respectivement à $z \in [0; 4, 15]$ cm, $[4, 15; 12, 45]$ cm, $[12, 45; 24, 9]$ cm. La figure 3.21a montre la variation de l’angle de Lorentz en fonction de la luminosité intégrée du Run 2 moyennée sur des intervalles en z dans le cas de capteurs planaires de l’IBL. Les données utilisées ont été collectées en 2016 quand la température au niveau des capteurs était de 5°C et la tension de polarisation était de 80 V . Un ajustement linéaire est fait pour les différentes régions afin d’en extraire la pente et donc avoir une idée sur l’importance des endommagements. La pente de l’ajustement linéaire passe de $(1,42 \pm 0,12)$ mrad/fb $^{-1}$ dans la région centrale, à $(1,24 \pm 0,07)$ mrad/fb $^{-1}$ dans la région au milieu, pour atteindre $(0,99 \pm 0,058)$ mrad/fb $^{-1}$ pour la région avant. En considérant toute les régions en z on obtient une pente comprenant les effets de toutes les régions et ayant la valeur $(1,12 \pm 0,05)$ mrad/fb $^{-1}$. La figure 3.21b offre un autre moyen de voir

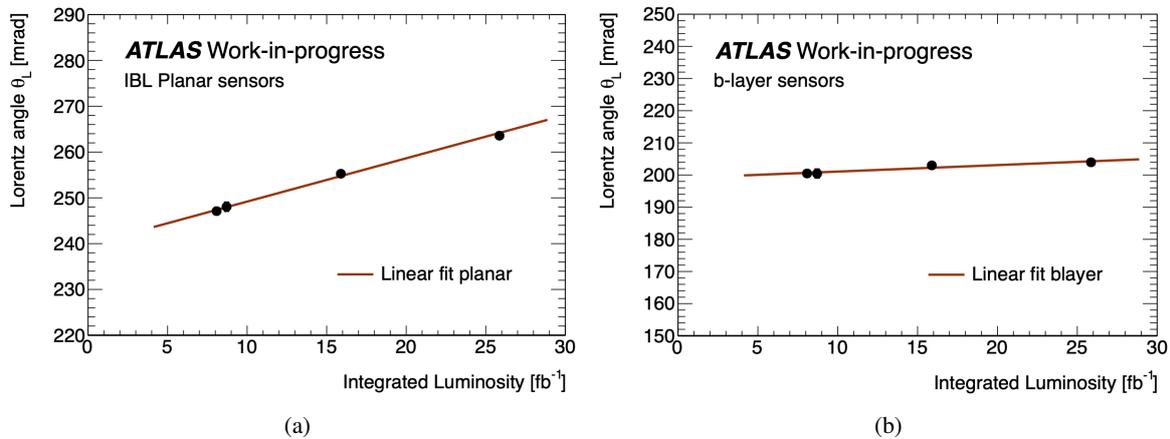


FIGURE 3.20 – Évolution de l’angle de Lorentz en fonction de la luminosité intégrée du Run 2 dans le cas : (a) des capteurs de la couche IBL (b) des capteurs de la couche *b*-Layer.

cette dépendance et est donc comparable directement au résultat sur le courant de fuite à la figure 3.8b. La figure montre la valeur de l’angle de Lorentz normalisée à la valeur au centre du détecteur en fonction de la position longitudinale z pour trois *runs*, un en 2015, un en 2016 et un en 2017 correspondant respectivement à une luminosité intégrée de $2,5\text{fb}^{-1}$, $15,8\text{fb}^{-1}$ et $93,1\text{fb}^{-1}$. Ces *runs* sont caractérisés par une température au niveau des capteurs de 15° en 2015 et 5°C en 2016, et une tension de polarisation de 80 V en 2015 et 2016 et 150 V en 2017. Les endommagements par rayonnement sont donc plus présents au centre du détecteur que dans les régions avant. Ce résultat avec celui sur le courant de fuite montre la dépendance longitudinale de la fluence du fait qu’on a plus de particules produites dans la partie centrale d’ATLAS que dans les parties avant.

De plus, les mêmes données utilisées pour faire la figure 3.21a sont considérées afin de voir si la fluence dépend de l’angle azimuthal ϕ . La figure 3.22 montre l’évolution de l’angle de Lorentz en fonction de la luminosité intégrée du Run 2 moyennée sur des intervalles en ϕ . Dans la limite des incertitudes statistiques, la valeur de l’angle de Lorentz ne semble pas être affectée par la position de la trace dans les différents quadrants. En effet, la distribution de l’angle azimuthal en considérant les événements dans ATLAS est bien constante.

Température

Afin d’atténuer et même de corriger des effets de l’endommagement par rayonnement, on est amené à changer la valeur de la température dans laquelle les capteurs se trouvent. Un changement de température affecte directement la mobilité des porteurs de charges μ . En effet, dans le cas de capteurs en silicium, la mobilité des charges est proportionnelle à $T^{-2,42}$ [154]. La figure 3.23 montre l’évolution de l’angle de Lorentz en fonction de la luminosité intégrée dans le cas des capteurs planaires pour des données collectées en 2016 quand la tension de polarisation était de 80 V . Une diminution de la température augmente la mobilité des porteurs de charges et donc un saut dans la valeur de l’angle de Lorentz apparaît.

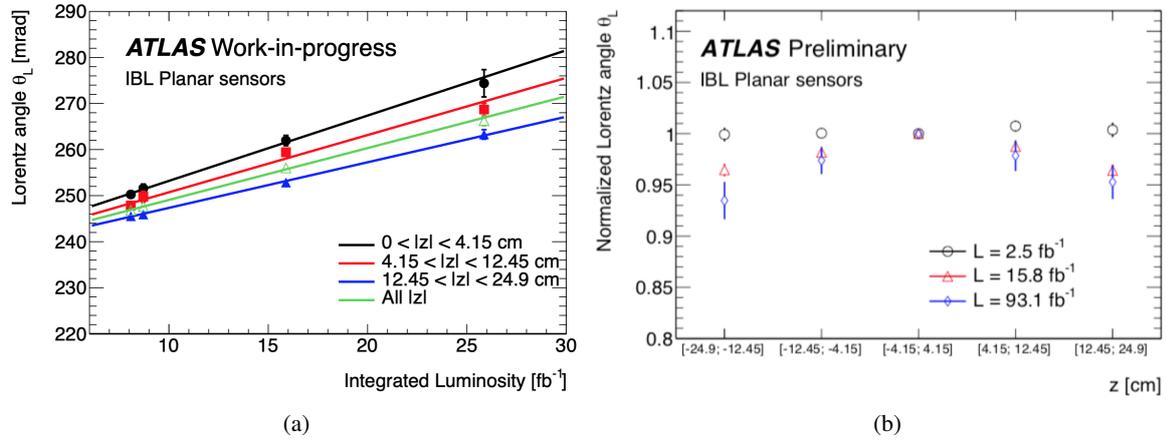


FIGURE 3.21 – Évolutions de (a) l’angle de Lorentz en fonction de la luminosité intégrée du Run 2 moyennée sur des intervalles en z dans le cas de capteurs planaires de l’IBL et de (b) la valeur normalisée de l’angle de Lorentz par rapport à la valeur au centre du détecteur pour des capteurs planaires de l’IBL [163].

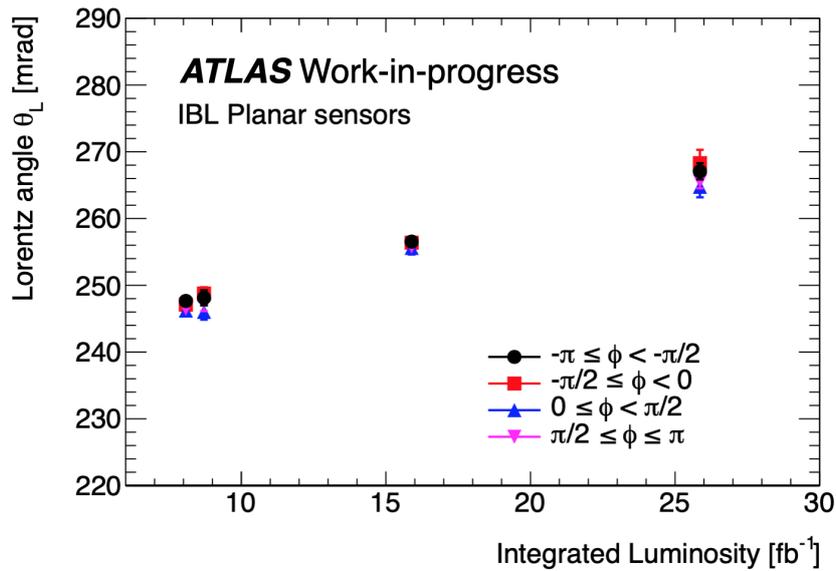


FIGURE 3.22 – Évolution de l’angle de Lorentz pour des capteurs planaires en fonction de la luminosité intégrée moyennée sur des intervalles en ϕ .

3.4.2 Etalonnage in-situ du champ électrique

Jusqu’à présent, il existe plusieurs procédures afin de valider les entrées comme la fluence, le recuit et la tension de déplétion mais aussi des observables comme l’efficacité de la collecte des charges et l’angle de Lorentz. Il n’existe en revanche aucune méthode qui pourrait valider une entrée très importante : le champ électrique. L’expérience CMS a suggéré que l’on pourrait faire cela en regardant la dépendance de l’angle de Lorentz avec la profondeur dans les capteurs [164]. En d’autres termes, se fier à la géométrie des amas et son lien à la mobilité des charges et donc à l’angle de Lorentz. Les avantages de cette méthode sont que le champ électrique est intrinsèquement lié à l’angle de Lorentz, elle est insensible aux effets d’alignement vu qu’elle est basée sur une variation des observables géométriques. Elle est de même

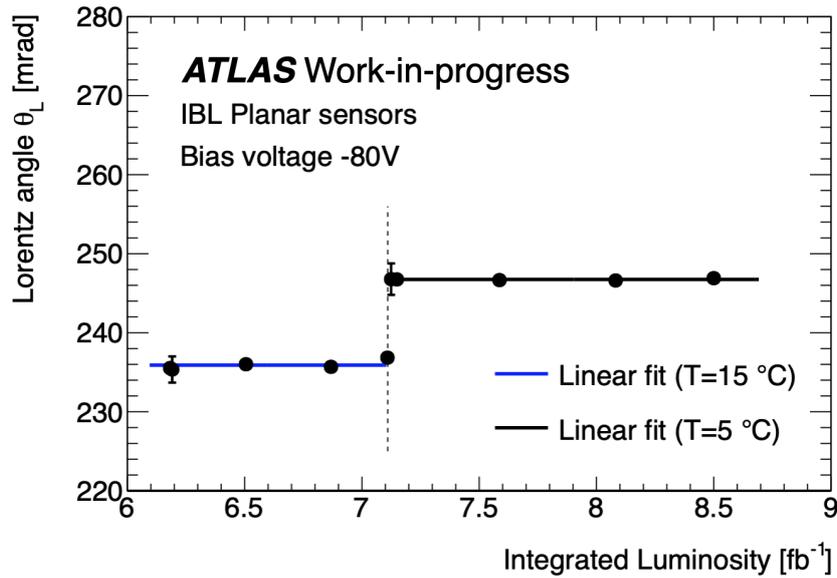


FIGURE 3.23 – Évolution de l'angle de Lorentz pour des capteurs planaires en fonction de la luminosité intégrée sur tout l'intervalle en z .

insensible à notre connaissance des seuils et au piégeage des porteurs de charges étant donné qu'on est amené à finement discrétiser la profondeur. On suit l'évolution de la trace en profondeur qui est évaluée au centre de chaque pixel suivant η comme le montre la figure 3.24a. Le cas sans endommagement par rayonnement est retenu. On considère des traces avec $\eta > 1$ et des amas de tailles longitudinales supérieures à 3 afin d'avoir des amas de longues tailles permettant de mieux sonder la profondeur. Soit y_0 la position du pixel d'entrée de la trace dans le capteur, y_i la position du pixel i , θ l'angle d'incidence, alors la profondeur est $d = |y_0 - y_i|/\tan \theta$. Pour chaque itération le long de l'amas permettant de calculer la profondeur, la dérive est calculée comme la taille de l'amas dans la direction ϕ .

La figure 3.24b montre la variation de la dérive des particules en fonction de la profondeur de la trace. Il existe un biais de $(168 \text{ pixels}) \times (50 \mu\text{m})$ pour les valeurs de la dérive, ceci venant de l'ordre donné aux pixels. Ce biais venant juste de « l'appellation » des pixels n'affecte en aucun cas les résultats finaux. La dérivée de cette variation est par construction égale à l'angle de Lorentz. Un ajustement linéaire de cette distribution permet d'extraire une pente qui est égale à 0,27, proche de la valeur de 0,2 de $\tan \theta_L$. Afin de voir l'évolution de l'angle de Lorentz avec la profondeur, un polynôme d'ordre élevé est choisi (la figure montre un polynôme d'ordre 4). Il faut noter que la *binning* de cette distribution devrait aussi prendre en compte les effets de résolution spatiale des pixels.

La dérivée de l'ajustement polynomial présent à la figure 3.24b permet d'extraire l'évolution de l'angle de Lorentz en fonction de la profondeur comme montré à la figure 3.25a. La courbe en bleu représentant cette évolution prédite avec cette méthode reproduit la décroissance de l'angle de Lorentz figurant dans les cartes utilisées dans le code de l'endommagement par rayonnement [117].

Le passage de l'angle de Lorentz au profil du champ électrique se fait en deux étapes : la première en se basant sur l'équation 3.2 afin d'en extraire le profil de la mobilité, la deuxième en utilisant l'équation

de Jacoboni-Canali [165] liant la mobilité au champ électrique qui se présente sous la forme :

$$\mu(T, E) = \mu_0(T) \left[1 + \left(\frac{E}{E_c(T)} \right)^\beta \right]^{-1/\beta} = \mu_0(T) \left[1 + \left(\frac{\mu_0(T)E}{v_s(T)} \right)^\beta \right]^{-1/\beta}, \quad (3.12)$$

où $T_n = T/300$ la température normalisée à 300 K, $v_s = 1,00 \cdot 10^7 \times T_n^{-0,87}$ la vitesse de saturation en cm/s, $E_c = 7 \cdot 10^3 \times T_n^{1,55}$ le champ électrique critique en V/cm, $\mu_0 = v_s/E_c = 1437,7 \times T_n^{-2,42}$ en $\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$, $\beta = 1,109 \times T_n^{0,66}$ et $r = 1,13 + 0,0008 \times (T - 273)$ facteur de Hall.

La figure 3.25b montre l'évolution du champ électrique en fonction de la profondeur. La tension de polarisation définie comme l'intégrale du champ électrique sur toute la profondeur est de 77 V en considérant cette méthode, proche de la tension de 80 V opérante durant cette période. Ces résultats semblent prometteurs dans le cas où le capteurs ne sont pas irradiés. Des tests sont en cours afin de développer cette méthode pour de grandes valeurs de la fluence. Non seulement cette méthode permettra d'évaluer l'impact de l'endommagement par rayonnement, elle pourrait aussi être un moyen de suivi de l'expérience en temps réel.

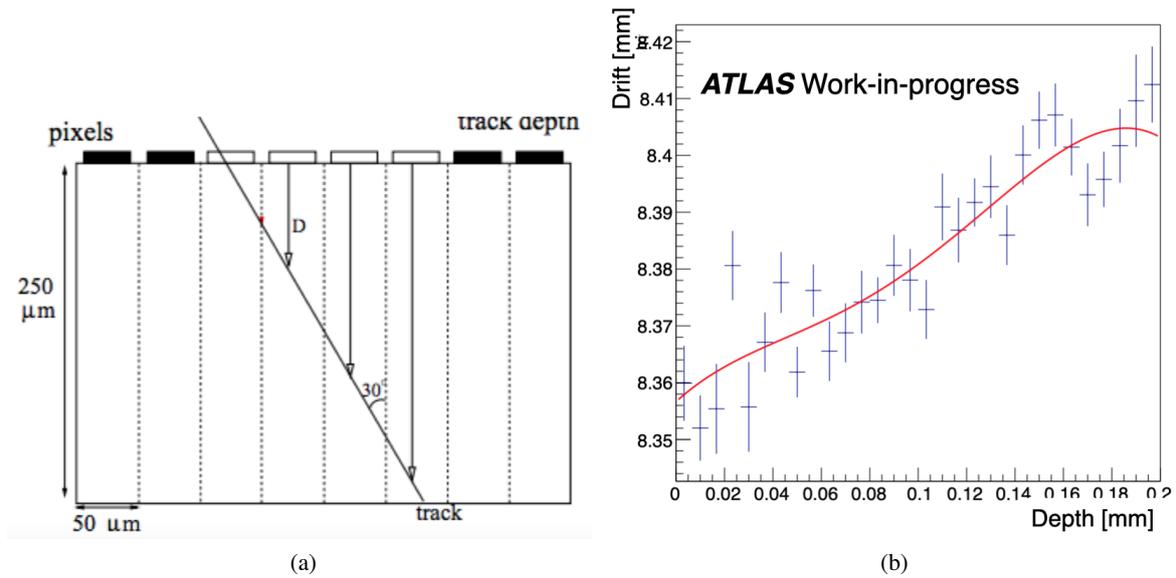


FIGURE 3.24 – (a) Schéma représentant la méthode pour calculer la profondeur de la trace dans le capteur (b) Dérive des particules en fonction de la profondeur de la trace dans le capteur.

3.4.3 Études de performances

Il est important de voir si les effets de l'endommagement par rayonnement affectent la reconstruction des événements physiques du Run 2. Trois *runs* en 2016 et un *run* en 2017 ont été considérés correspondant à différentes périodes du Run 2 et caractérisés par un couple $(\Phi \times 10^{14} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2; V (\text{V}))$ de (1 ; 80), (2 ; 80), (2 ; 150), (5 ; 350), mêmes caractéristiques que les points de référence (2), (3), (4) et (5) utilisés pour la validation du code de l'endommagement par rayonnement avec ATHENA. Une sélection d'événements contenant une paire de jets est appliquée. La figure 3.26a montre la distribution de l'impulsion transverse p_T de toutes les traces dans les événements et la figure 3.26b montre la fraction des impulsions des traces

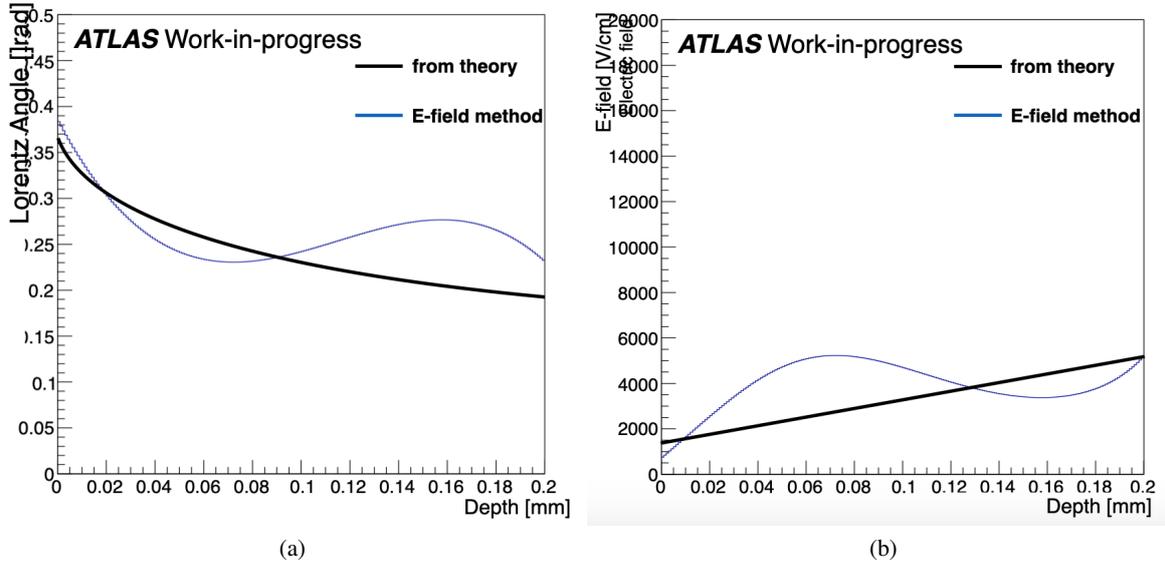


FIGURE 3.25 – Distributions de (a) l’angle de Lorentz en fonction de la profondeur de la trace dans le capteur et (b) champ électrique en fonction de la profondeur de la trace dans le capteur.

dans un jet en fonction de l’impulsion transverse p_T du jet de rayon $R = 0,4$. Pour des jets de bas p_T , 60% de l’impulsion transverse p_T du jet va aux traces le constituant, ce rapport diminue avec le p_T du jet. Ce rapport est inchangé pour les quatre *runs* considérés et donc aucun changement est observé dans la limite des incertitudes statistiques. Néanmoins, l’endommagement par rayonnement pourrait devenir une source d’incertitude systématique importante pour les futures collisions, à l’instar du Run3 durant lequel l’IBL ne sera pas retirée ou même durant la phase de haute luminosité HL-LHC [49].

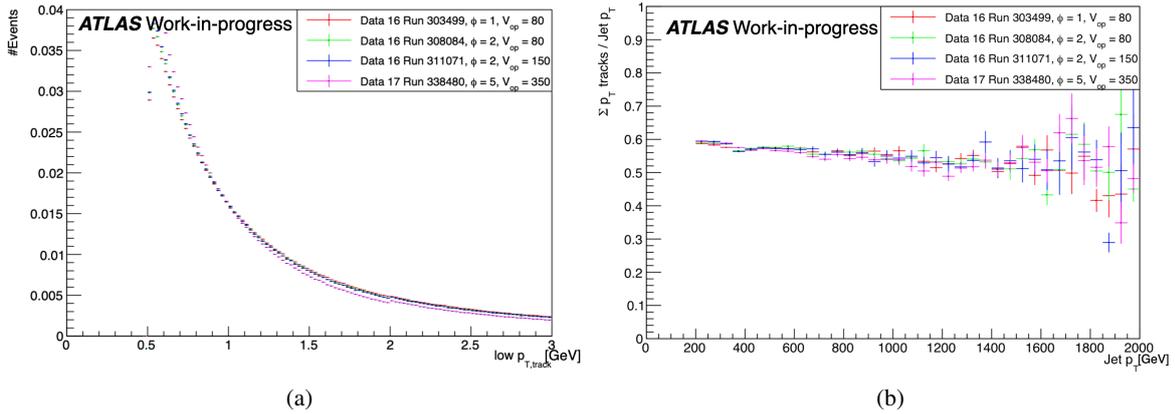


FIGURE 3.26 – Distribution de (a) l’impulsion transverse p_T des traces à bas p_T où la reconstruction peut être faussée à cause des endommagements par rayonnement (b) la somme des impulsions transverse p_T des traces sur l’impulsion transverse du jet.

4 Les événements $t\bar{t}$ dans les canaux leptoniques

La production d'événements $t\bar{t}$ constitue au LHC la première source de quarks top, bien devant la production de quarks top célibataires. Dans cette thèse sont présentées des mesures relatives au canal de désintégration d'une paire $t\bar{t}$ dans laquelle au moins l'un des deux quarks se désintègre par la voie leptonique : dans ce cas un lepton isolé est produit en association avec des jets et de l'énergie transverse manquante. La signature de ces événements est complexe, en raison de la diversité des objets reconstruits. C'est pourquoi il est nécessaire de définir des critères de sélections des objets (leptons, jets, etc) et plus généralement des événements, adaptés, afin d'avoir un rapport signal sur bruit le meilleur possible, et optimisés grâce à des données simulées. Par ailleurs, les incertitudes systématiques affectant aussi bien les observables que la mesure de la masse du quark top sont pour la plupart estimées à partir de ces données simulées. La simulation de tels événements constitue donc une étape importante de l'analyse.

Dans ce chapitre sont présentées tout d'abord dans la section 4.1 les données enregistrées par le détecteur ATLAS qui ont été utilisées. Puis dans la section 4.2, les données simulées à la fois le signal recherché et les bruits de fond qui lui sont associés sont présentées. Une description du processus de génération des événements simulés et présentés est faite et les différents générateurs utilisés sont détaillés. Ensuite dans la section 4.3, les critères d'identification des différents objets optimisés par la collaboration sont détaillés. La préselection des événements $t\bar{t}$ développée dans cette thèse est décrite dans la section 4.4. Enfin les sources d'incertitudes systématiques affectant cette analyse sont discutées dans la section 4.5.

4.1 Les données réelles

L'analyse est effectuée sur l'échantillon complet de données de collisions proton-proton (pp) enregistrées dans la période 2015-2018, à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 13$ TeV. Les données ont été collectées avec des conditions de faisceaux stables, avec tous les sous-détecteurs opérationnels et remplissant les critères de qualité standards, correspondant à la liste de bons *run* «AllGood» (cf. section 2.3.2 pour la définition des Good run lists). Lors de cette prise de données, le détecteur a enregistré une luminosité intégrée de $138,9 \text{ fb}^{-1}$, dont $3,2 \text{ fb}^{-1}$ en 2015, $33,0 \text{ fb}^{-1}$ en 2016, $44,3 \text{ fb}^{-1}$ en 2017 et $58,5 \text{ fb}^{-1}$ en 2018. L'incertitude associée à cette luminosité est de 1,7% [166], obtenue en utilisant le détecteur LUCID-2 [167] pour la mesure de la luminosité instantanée.

Les événements sélectionnés doivent passer les menus de déclenchements associés soit aux électrons célibataires soit aux muons célibataires, dont les seuils de déclenchement sont adaptés pour être totalement efficaces pour des analyses de physique requérant des leptons isolés dont l'impulsion transverse p_T est supérieure à 25 GeV. Ces menus sont adaptés à chaque période de prise de données de manière à maximiser leur acceptance. Le déclenchement de plus bas p_T et non «pré-échantillonné»¹ possède un critère d'isolation des objets qui fait perdre en efficacité à grand p_T . Ce menu est alors suppléé par un ou des menus à plus haut p_T n'ayant pas de critère d'isolation.

1. Si un menu conserve un trop grand nombre d'événements, alors celui-ci peut être réduit d'un certain facteur appelé pré-échantillonnage ou «prescale».

Pour les électrons, le déclenchement en 2015 doit provenir des trois chaînes de déclenchement dénotées

HLT_e24_lhmedium_L1EM20VH, HLT_e60_lhmedium, HLT_e120_lhloose, associées à des seuils en p_T de 24, 60 et 120 GeV et des critères d'identification satisfaisant les sélections basées sur des maxima de vraisemblance lhloose et lhmedium [168]. De 2016 à 2018, le déclenchement utilise les chaînes HLT_e26_lhtight_nod0_ivarloose, HLT_e60_lhmedium_nod0, HLT_e140_lhloose_nod0, correspondant à des seuils en p_T de 26, 60 et 140 GeV, et des critères d'identification respectivement lhtight, lhmedium et lhloose. Pour les muons, le déclenchement en 2015 doit provenir des deux chaînes de déclenchement HLT_mu20_iloose_L1MU et HLT_mu50, correspondant à des seuils en p_T de 20 et 50 GeV et des critères d'identification satisfaisant une identification loose pour le plus bas seuil [169]. Pour la période 2016 à 2018, le seuil de plus bas p_T est passé à 26 GeV. Les chaînes de déclenchement utilisées pour chaque année de prise de données sont résumées dans la table 4.1.

TABLE 4.1 – Les chaînes de déclenchement utilisées pour chaque année de prise de données pour les électrons et muons célibataires utilisées dans cette analyse. Le seuil en impulsion transverse (hors-ligne) requis est indiqué.

Année	Electron (OR)	$p_T(\text{elec})$ [GeV]	Muon (OR)	$p_T(\mu)$ [GeV]
2015	HLT_e24_lhmedium_L1EM20VH	25	HLT_mu20_iloose_L1MU	21
	HLT_e60_lhmedium	61	HLT_mu50	51
	HLT_e120_lhloose	121		
2016-2018	HLT_e26_lhtight_nod0_ivarloose	27	HLT_mu26_ivarmedium	27
	HLT_e60_lhmedium_nod0	61	HLT_mu50	51
	HLT_e140_lhloose_nod0	141		

4.2 Les données simulées

Après la sélection des événements, les processus de signal proviennent de la production de paires $t\bar{t}$ et de quarks top célibataires et les processus de bruit de fond principalement de bosons W - ou Z produits en association avec des jets, avec aussi une petite contribution provenant de processus de production de dibosons (WW , WZ , ZZ) et de $t\bar{t}V$. Les événements ne contenant pas de leptons prompts, c'est à dire issus de la désintégration semileptonique du boson W produit par le quark top, contribuent aussi aux bruits de fond à travers la mauvaise identification des jets ou de photons ainsi qu'avec la présence d'électrons ou de muons non-prompts passant les critères d'isolation des leptons. Cette contribution est appelée «leptons faux et non-prompts» dans la suite.

Tous les événements de signal et de bruits de fond sont modélisés grâce à des échantillons MC simulés, à l'exception du bruit de fond dû aux leptons faux et non prompts qui est estimé à l'aide d'une méthode basée sur les données (cf. section 4.4.4). Les lots simulés sont utilisés pour estimer les nombres d'événements attendus, vérifier la concordance des distributions attendues des observables avec les données de collision et estimer les incertitudes systématiques des analyses.

4.2.1 La chaîne de simulation d'événements Monte-Carlo

Au LHC, les particules entrant en collision sont des protons composés de trois quarks de valence (uud) et d'une mer de quarks et de gluons virtuels. Le processus de création de paires $t\bar{t}$ a lieu par interaction

forte et fait intervenir un parton de chaque proton entrant en collision. En raison de l'augmentation de la constante de couplage forte aux faibles énergies, un calcul perturbatif en théorie quantique des champs n'est pas possible pour l'ensemble du processus d'interaction des protons et de désintégration des particules produites. En effet, la série perturbative n'est pas convergente car la constante de couplage forte α_S augmente et devient supérieure à l'unité lorsque l'échelle d'énergie diminue. Néanmoins, grâce au théorème de factorisation [170], les calculs peuvent être séparés en une partie perturbative constituée par le processus dur d'interaction entre les partons provenant des deux protons et deux parties non perturbatives, la première donnant lieu à la modélisation des partons à l'intérieur des protons et la deuxième étant constituée du développement des gerbes partoniques (showering) et du processus d'hadronisation.

La figure 4.1 montre cette séparation en plusieurs étapes alors que la figure 4.2 montre une représentation simplifiée de la formation de jets dans un événement $t\bar{t}$ semileptonique.

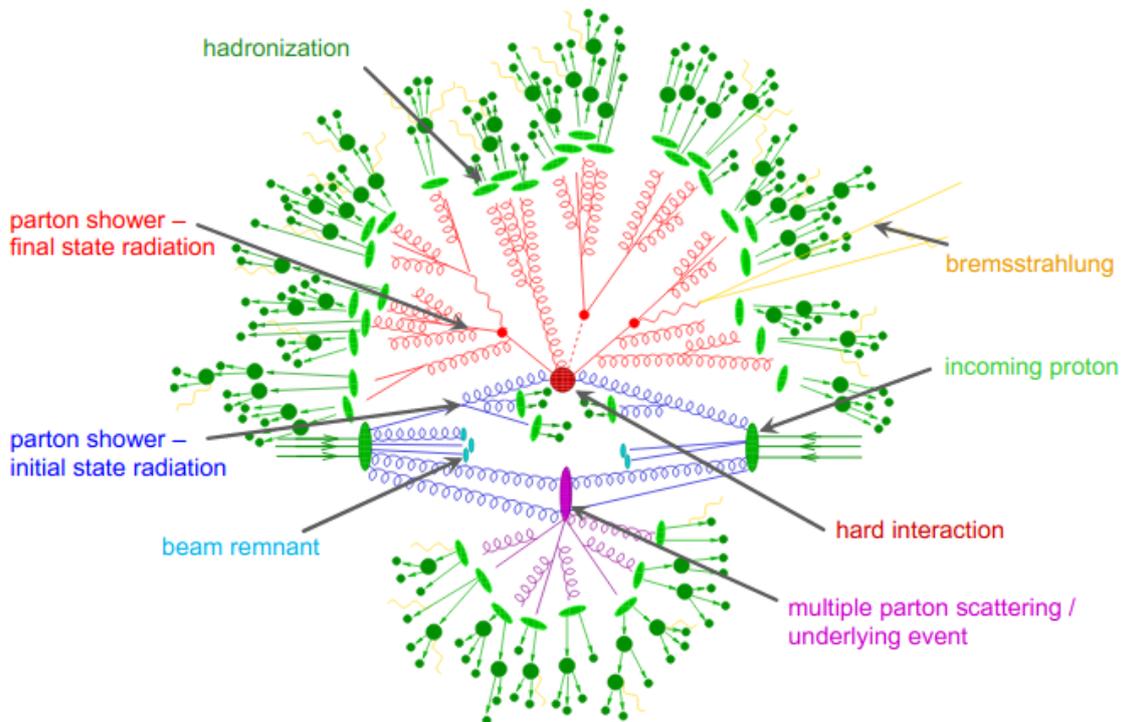


FIGURE 4.1 – Schéma d'une collision pp donnant lieu à une création de paire $t\bar{t}$ et illustrant la factorisation des différents processus. La partie en rouge au centre représente la collision dure, entourée par une structure en arbre représentant le Bremsstrahlung simulé par les douches partoniques. La partie mauve indique une deuxième diffusion dure dans l'événement. Les transitions des partons vers les hadrons sont représentées par la partie en vert clair, le vert foncé indiquant la désintégration des hadrons et les lignes jaunes les radiations de photons mous. Figure tirée des références [171], [172].

4.2.1.1 Fonctions de densité de partons

Le proton entrant en collision est modélisé comme un ensemble de partons (quarks et gluons) emportant chacun une fraction de l'impulsion longitudinale. Les densités de probabilités de trouver un parton d'un certain type avec une fraction d'impulsion longitudinale sont appelées fonctions de densité de

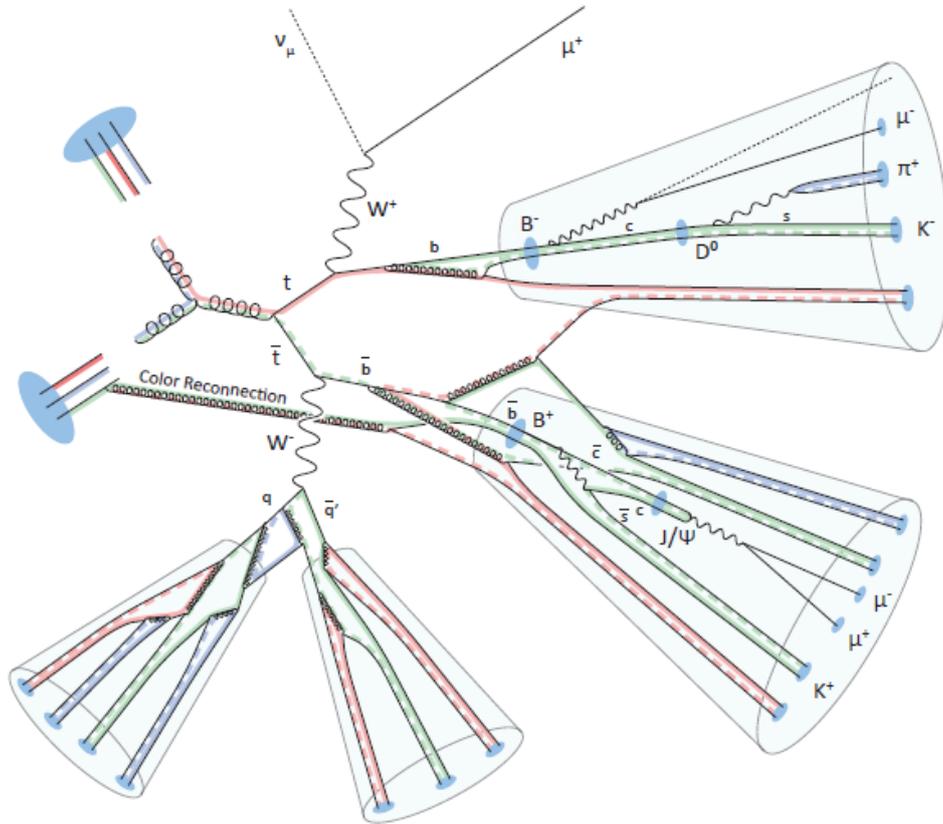


FIGURE 4.2 – Représentation simplifiée de la formation de jets dans un événement $t\bar{t}$ semileptonique. Des flux de couleur peuvent exister entre les partons de deux jets distincts ou avec des partons initiaux. Des combinaisons globalement neutres de couleur donnent ensuite naissance à des hadrons primaires, qui se désintègrent généralement en hadrons secondaires, souvent instables eux-mêmes. Sur cette figure, l'événement sous-jacent n'est pas représenté, mais contribuerait à compléxifier le schéma (figure tirée de la référence. [173]).

partons ou PDF (Parton Density Function). Les PDF sont déterminées à partir de données expérimentales, notamment à partir d'expériences de diffusion profondément inélastiques e^+p ou e^-p . La figure 1.10 représente la dernière évaluation des PDF extraites par la collaboration NNPDF3.0NLO [174].

4.2.1.2 Collision dure et élément de matrice

La première étape de la chaîne de simulation est la collision de deux protons lors d'une interaction profondément inélastique à laquelle est associée un important transfert d'impulsion. En pratique un parton de chaque proton intervient au sein d'un processus connu sous le nom d'«interaction dure» qui peut être calculé à l'aide de la théorie des perturbations. Cette collision diffuse à grand angle les deux partons, ou les produits de leur annihilation, en particules massives ou en résonances. Ces résonances ont une durée de vie courte et leurs produits de désintégration, tels que le quark top, sont considérés comme faisant partie de l'interaction dure. À ces échelles d'impulsions, les partons se comportent de manière asymptotiquement libres et peuvent donc être décrits selon la théorie des perturbations et à l'aide du

modèle partonique. La section efficace de production du processus peut être définie comme :

$$\sigma_{pp \rightarrow X} = \sum_{a,b} \int dx_1 dx_2 \int f_a(x_1, \mu_F^2) f_b(x_2, \mu_F^2) \frac{1}{2x_1 x_2 s} |\mathcal{M}_{q_a q_b \rightarrow X}|^2 (\Phi_X, \mu_R^2, \mu_F^2) d\Phi_X, \quad (4.1)$$

où x_1 et x_2 sont les fractions d'impulsions des protons portées par les deux partons incidents; μ_R et μ_F sont les échelles caractéristiques associées à l'échelle d'énergie Q^2 du processus, correspondant respectivement à l'échelle de renormalisation et à l'échelle de factorisation; $f_a(x_1, \mu_F^2)$ et $f_b(x_2, \mu_F^2)$ représentent les fonctions de distributions partoniques (PDF) décrivant la probabilité qu'un parton de saveur a (b) transporte une fraction x_1 (x_2) de l'impulsion totale du proton incident, à une échelle d'énergie μ_F^2 ; l'élément de matrice $\mathcal{M}_{q_a q_b \rightarrow X}$ correspond à la somme des diagrammes de Feynman associés au processus étudié; enfin Φ_X correspond à l'espace des phases de l'état final.

En principe cette équation peut être calculée à tous les ordres de la théorie des perturbations, mais en fonction du niveau de précision requis, le calcul de l'élément de matrice peut se limiter au premier ordre, appelé ordre dominant (ou «leading order» LO). Même si certains processus ont été calculés à des ordres supérieurs, les générateurs Monte-Carlo utilisés dans cette thèse ne dépassent pas l'ordre sous-dominant (ou «Next-to-Leading Order» NLO).

4.2.1.3 Les douches partoniques

Avant et après la collision dure, les partons émettent des gluons ou des paires de quark-antiquarks, produisant ce qui est appelé une douche partonique. Cette émission, parfois appelée «Bremsstrahlung QCD» est comparable au processus de radiations de photons issus de l'électrodynamique quantique (QED). Ces processus de radiation sont décrits à l'aide de la QCD perturbative. Par convention, les processus d'«Initial State Radiation» (ISR) font références aux gluons émis par les partons initiaux, quand les processus de «Final State Radiation» (FSR) correspondent à ceux provenant des partons créés lors de l'interaction dure; ces deux classes d'émissions de gluons font références au même processus physique. Les gluons ainsi créés peuvent émettre à leur tour d'autres gluons tout comme ils peuvent s'assembler en paires de quark-antiquark qui produisent in fine le développement de douches partoniques. Ces douches partoniques peuvent également être de deux sortes; selon qu'elles se développent à la suite d'un parton initial de l'interaction dure, auquel cas elles sont dénommées «Initial State Shower», ou à la suite d'un parton produit lors de l'interaction dure, dénommées alors «Final State Shower».

4.2.1.4 La combinaison des éléments de matrice et des douches partoniques

Les résultats obtenus à partir du calcul des éléments de matrice et de la modélisation des processus de douches partoniques sont ensuite combinés afin de bénéficier des avantages de ces deux approches et de pouvoir simuler efficacement les événements contenant plusieurs partons dans l'état final. Afin de prévenir tout double comptage, dans le cas où ces états finaux exclusifs auraient déjà été générés via la douche partonique, plusieurs méthodes ont été développées, en exploitant des approches différentes. Plusieurs de ces approches sont décrites dans la référence [62]. Celle utilisée en particulier dans les échantillons simulés exploités dans cette thèse est la correction aux éléments de matrice [175], [176]. Au lieu d'associer les éléments de matrice à ordre fixe avec les douches partoniques, cette nouvelle approche fait le chemin inverse: elle part des douches partoniques et améliore leur résultat en utilisant les éléments de matrice. Pour ce faire elle interprète tous les ordres associés à la douche partonique comme des «distributions d'essai» qu'elle corrige avec des éléments de matrice en appliquant un critère d'unitarité.

Cette méthode permet d'obtenir des résultats quasi-invariants de l'échelle d'énergie et respectant le principe d'unitarité. Surtout cette méthode ne génère pas d'événements à poids négatifs, et n'a pas besoin d'échelle d'association. Enfin en pratique elle nécessite un temps de calcul réduit. La librairie VINCIA [177], qui peut être associée au générateur Monte-Carlo PYTHIA 8 [178], [179] est fondée sur cette approche.

4.2.1.5 Hadronisation et fragmentation des quarks

Il n'existe pas de quarks ou de gluons libres du fait du confinement. Après la douche partonique, les partons ont une impulsion tellement basse que la constante de couplage forte est très grande et les partons commencent à créer des hadrons stables. Ce phénomène est appelé «hadronisation». À cette échelle en énergie, typiquement en dessous de 1 GeV, la théorie des perturbations est remplacée par une description non perturbative dans laquelle les partons sont liés au sein de hadrons de charge de couleur nulle. Beaucoup de ces hadrons sont de nature instable et se désintègrent en hadrons plus légers, des leptons, des photons. Ceux-ci ont une durée de vie suffisamment longue pour être considérés comme stables au sein du détecteur. Ces hadrons sont détectés sous la forme de gerbe de particules, appelées «jets». Deux modèles d'hadronisation sont communément utilisés dans les programmes de simulation, le modèle de cordes de Lund-Bowler [180] et le modèle en amas [181].

Le modèle de cordes de Lund, illustré dans la figure 4.3, implique des flux de couleurs appelés cordes, formés dans la partie perturbative de la fragmentation. Ces cordes lient les quarks d'une paire. Les gluons sont ajoutés en tant que noeuds aux cordes. La densité en énergie, ou la tension de la corde k , est constante le long de celle-ci et est de $k \sim 1\text{GeV/fm}$. Plus les quarks se séparent d'une distance d , plus cette corde s'étend en accumulant une énergie proportionnelle à d , $E(d) \sim k \cdot d$. Arrivée à une énergie suffisante, la corde donne une paire de $q\bar{q}$. Dans la limite où l'extension transverse des cordes est plus petite comparée à celle longitudinale, les quarks q et \bar{q} sont produits dos à dos, et donc $p_{t,q} = p_{t,\bar{q}} = p_T$. Ainsi, l'énergie minimale de création de paires est $E_{\min} = 2\sqrt{m_q^2 + p_T^2} = 2m_T$, avec m_T la masse transverse. Cette paire $q\bar{q}$ possède alors des charges de couleur imposées par la compensation locale des couleurs. Ce processus s'itère jusqu'à ce que l'énergie restante dans les cordes n'est plus suffisante pour transformer une paire virtuelle $q\bar{q}$ en une paire réelle. La distribution de la fraction d'énergie z emportée par la paire $q\bar{q}$ s'appelle la fonction de fragmentation communément appelé $f(z)$ dont les paramètres sont déterminés expérimentalement grâce à des ajustements de distributions sensibles à la fragmentation. Pour l'hadronisation des quarks lourds (b et c), l'extension de Bowler [182] lui fait prendre la forme suivante :

$$f(z) = \frac{(1-z)^a}{z^{1+br_b m_b^2}} \exp(-bm_T^2/z), \quad (4.2)$$

où a , b et r_b sont les paramètres de la fonction, m_b est la masse du quark b , m_T est la masse transverse du hadron B et z est la fraction d'énergie longitudinale du hadron B par rapport à celle du quark b .

Dans le cas du modèle en amas, illustré dans la figure 4.4, les gluons qui se retrouvent à la fin de la douche partonique se séparent en des paires de $q\bar{q}$, sous l'hypothèse d'une compensation locale de couleur selon les propriétés de la QCD perturbative. Des singulets de couleur sont alors formés. La désintégration des amas dans leur référentiel est supposée isotrope et dépend fortement de leurs masses. Ces amas donnent deux hadrons sauf si leur masse est grande, où dans ce cas les amas donnent deux autres amas de masses inférieures, ou si l'amas est déjà léger, il ne donnera donc qu'un seul hadron nécessitant un réarrangement d'énergie et d'impulsion avec les amas voisins. La fragmentation des amas a une description compacte avec peu de paramètres, en raison de la dominance de l'espace des phases dans la formation des hadrons.

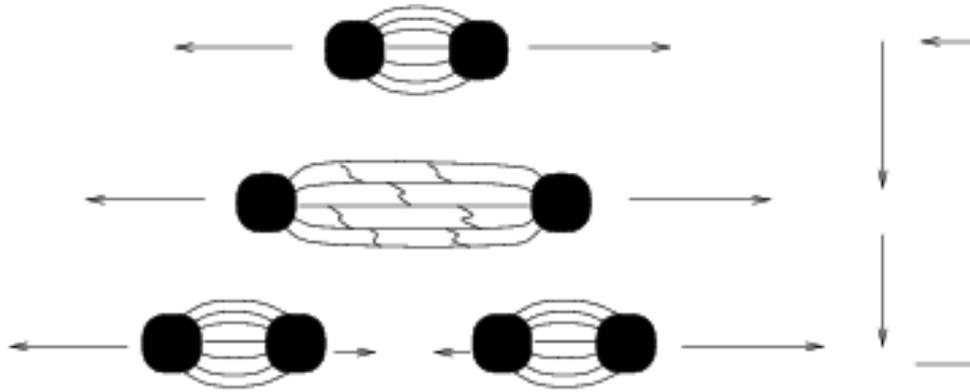


FIGURE 4.3 – Schéma représentatif de la fragmentation selon le modèle de Lund.

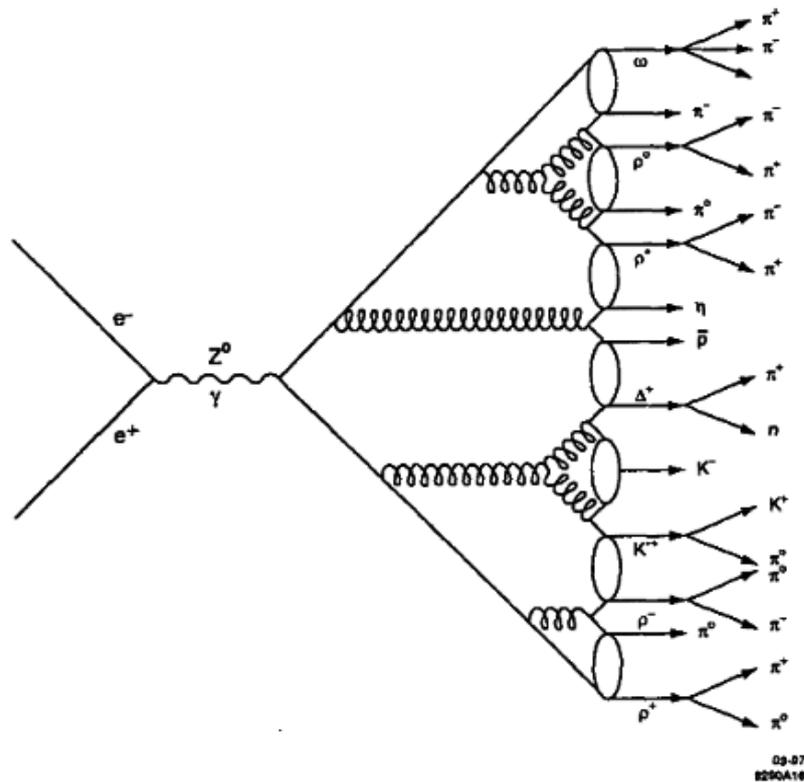


FIGURE 4.4 – Schéma représentatif de la fragmentation selon le modèle en amas.

Les générateurs d'événements Monte Carlo, comme les programmes PYTHIA 8 [178], [179] et HERWIG 7 [183], [184], décrivent cette transition en utilisant respectivement les modèles de cordes et en amas. PYTHIA 8 permet l'utilisation de plusieurs paramétrisations de la fonction de fragmentation du quark b alors que HERWIG 7 utilise un modèle non paramétrique qui gère l'évolution complète de la douche partonique. Les paramètres libres dans ces modèles sont ajustés aux mesures effectuées dans les collisionneurs e^+e^- . Dans cette analyse on estime que les propriétés de fragmentation du quark b à une échelle de référence q^2 sont les mêmes dans les collisions e^+e^- et pp .

4.2.1.6 Événements sous-jacents, reconnexion de couleur et empilement

Parmi les événements provenant de collisions pp , les événements sous-jacents représentent une activité additionnelle qui n'est pas associée à l'interaction dure. Les événements sous-jacents sont liés à des processus d'interactions molles, ce qui implique qu'il n'est pas possible de développer une approche perturbative pour les décrire et que des modèles phénoménologiques doivent être développés afin de les étudier et de pouvoir in fine les simuler. Ainsi les paramètres associés à chacun de ces modèles sont déterminés à partir de données issues d'expériences mettant en jeu des collisions de particules. Les événements sous-jacents ont un impact direct sur la façon dont les partons issus de l'interaction dure vont à la fois se développer en douche partonique et s'hadroniser. Ces événements peuvent également déposer une énergie supplémentaire dans des régions où se développent des jets provenant de l'interaction dure. C'est pourquoi une connaissance aussi précise que possible de ces événements est nécessaire afin de pouvoir mesurer correctement les propriétés des objets issus de l'interaction dure et de les corriger si besoin. Les événements sous-jacents proviennent principalement de quatre processus distincts.

Le premier processus correspond aux interactions partoniques multiples (MPI). Plusieurs paires de partons peuvent être amenées à générer des processus d'interaction dure ou «semi-dure» dans un même événement, créant de fait plusieurs jets. La caractéristique principale des jets provenant d'interactions partoniques multiples est qu'ils sont produits dos-à-dos et associés à une impulsion transverse faible.

Le deuxième processus correspond aux effets de reconnexion de couleur (CR) [185], [186]. Les événements produits lors d'interactions partoniques multiples sont par nature liés au reste de l'événement, aussi bien d'un point de vue cinématique que d'un point de vue des charges de couleur et des charge électromagnétiques. C'est pourquoi afin d'améliorer les modèles de simulation d'interactions partoniques multiples, des modèles de reconnexions de couleurs non-perturbatifs ont été développés. La structure en couleur des interactions partoniques multiples peut engendrer des changements non triviaux dans la topologie en couleur du système associé à la collision, ce qui peut avoir d'importantes conséquences sur la multiplicité des particules présentes dans l'état final. Le modèle d'hadronisation utilisé par le générateur joue aussi un rôle important lors des processus de reconnexion de couleur. Des approches adaptées ont été mises en place en fonction du générateur Monte-Carlo utilisé, l'idée générale étant de reconnecter en couleur les différents partons produits lors d'interactions partoniques multiples. Cette reconnexion a un impact direct sur la multiplicité de l'état final. La méthode la plus simple est d'imposer comme critère régissant la reconnexion de couleur la distance entre deux partons. Dans l'approche de Lund cela correspond à réduire la longueur de la cordelette, dans le modèle d'amas, cela correspond à réduire la longueur de couleur. Enfin ce critère de reconnexion de couleur a pour effet de réduire la multiplicité de l'événement final et de répartir ainsi plus d'énergie entre les particules produites .

Le troisième processus correspond aux restes de faisceaux. Chaque particule incidente peut laisser derrière elle des restes, c'est-à-dire dans le cas de collisions pp une partie du proton qui n'a pas été impliquée dans un processus d'interaction dure, d'ISR ou de MPI. Ces restes de faisceaux sont modélisés à l'aide de modèles phénoménologiques qui tentent de maintenir les lois de conservation propre à la physique hadronique, telles que la conservation de l'impulsion au sein de l'événement et le conservation de la charge de couleur entre les restes de faisceaux et le reste de l'événement.

Enfin, le dernier processus est lié aux effets d'empilement. À haute luminosité, plusieurs paires de protons peuvent interagir ensemble à chaque croisement de faisceaux, produisant ainsi plusieurs événements. Afin de simuler ces phénomènes d'empilement, n interactions semi-dures distinctes sont générées à des vertex de collision selon des distributions de Poisson de valeur moyenne centrée autour de $\langle n \rangle$. Une fois la simulation terminée, ces événements sont ajoutés à l'événement simulé correspondant à l'interaction dure, via des événements de biais minimum simulés grâce au générateur PYTHIA 8 (v8.230)

utilisant les PDFs MSTW2008LO [187] et le réglages de paramètres A3 [188]. La simulation prend également en compte l'empilement hors-temps correspondant à l'interaction des protons contenus dans les faisceaux avec le gaz présent dans le tube à vide (principalement du carbone, de l'hydrogène et de l'oxygène), aux interactions des protons avec les collimateurs de faisceaux et aux interactions générées par des particules de longues durées de vie présentes dans la caverne du détecteur. Le nombre moyen de collision d'empilement pour ces événements simulés a été optimisé, à l'aide de poids appliqués à chaque événement, pour correspondre à celui observé lors de la prise de données.

4.2.1.7 Les générateurs utilisés

Plusieurs générateurs d'événements simulés sont utilisés selon les processus physiques considérés. Seuls ceux utilisés dans cette thèse sont évoqués.

Les générateurs PYTHIA et HERWIG permettent de générer le processus dur, l'élément de matrice, avec des calculs réalisés à l'ordre LO. Pour modéliser l'évènement sous-jacent - i.e. les interactions des partons n'intervenant pas dans le processus dur - HERWIG est associé avec le générateur Jimmy, alors que cette modélisation est réalisée par PYTHIA lui-même. Les générateurs MADGRAPH5_aMC@NLO [189] et POWHEG-BOX [190]-[193] sont plus récents, opérant une génération du processus dur à l'ordre NLO. Le premier est appelé de manière simplifiée MG5_AMC par la suite.

Il n'existe pas de générateur pour le processus dur implémentant les corrections à l'ordre suivant NNLO. Néanmoins, les événements générés à partir des générateurs précédemment décrits sont normalisés à la section efficace calculée à l'ordre NNLO approché pour ce qui concerne les événements $t\bar{t}$ ou bien à l'ordre NNLO pour les événements W/Z +jets ou dibosons, pour lesquels les calculs complets à cet ordre sont disponibles. Un facteur de normalisation appelé facteur- K est appliqué aux événements simulés; il est défini comme le rapport de la section efficace totale calculée par ces calculs aux ordres supérieurs et de celle obtenue par les générateurs de plus bas ordre.

Les paramètres des générateurs ont été optimisés pour la situation expérimentale du LHC, en particulier le choix A14 [194] qui est utilisé pour les événements $t\bar{t}$.

4.2.2 La simulation du détecteur

La collaboration ATLAS a développé une description complète de la réponse du détecteur [142] à l'aide du logiciel GEANT4 [195], fondée sur une description précise de la géométrie et de la quantité de matière au sein du détecteur. Ainsi une fois les particules générées, celles-ci se propagent au sein du détecteur simulé et subissent des interactions avec la quantité de matière modélisée dans le détecteur. Les dépôts d'énergie produits par les particules au sein des parties actives du détecteur sont ensuite convertis en signal, dans le même format de données que le signal de sortie produit par le détecteur lors des prises de données. Ces signaux, provenant de la réponse simulée du détecteur, suivent ensuite la même étape de reconstruction que les signaux générés par les données, à l'aide des algorithmes de reconstruction qui seront détaillés par la suite. L'étalonnage des paramètres de GEANT4 a été réalisée à l'aide de résultats d'analyses sur les données provenant de faisceaux tests. La précision du modèle de géométrie du détecteur ainsi que la description des propriétés basiques des signaux provenant du détecteur sont obtenues à partir de plusieurs comparaisons de données enregistrées et simulées.

En utilisant la base de données liée aux conditions de fonctionnement du détecteur, certaines défaillances ou informations associées aux conditions des faisceaux peuvent être introduites au sein de

la simulation. Certaines de ces conditions ou défaillances varient d'un *run* à l'autre, ce qui permet à la simulation de correspondre aux conditions expérimentales connues au moment de la mise en place de la chaîne de simulation Monte-Carlo. Ainsi certaines corrections peuvent être appliquées aux simulations afin de réduire leur différences avec les données réelles. Des productions de simulations Monte-Carlo sont donc nécessaires à intervalles réguliers afin de pouvoir utiliser les dernières informations disponibles concernant les conditions de prises de données, qui permettent d'améliorer à la fois la description des processus de physique et la géométrie du détecteur et de ses conditions. Au cours du Run 2, les événements simulés ont été produits à l'aide de la campagne Monte-Carlo appelée mc16.

La modélisation complète du détecteur n'est pas l'unique géométrie pouvant être utilisée lors de simulation. En effet, certains échantillons Monte-Carlo, notamment dédiés à l'estimation des incertitudes systématiques, peuvent être simulés à l'aide d'une simulation simplifiée de la géométrie du détecteur, gérée par la librairie ATLASFAST2 (AF2) [196], et qui permet de réduire significativement le temps de calcul comparativement à la simulation complète. Ce gain de temps lors de la simulation est dû à une modélisation simplifiée de l'énergie déposée des calorimètres, qui est la seule différence de modélisation entre ces deux librairies. L'énergie dans les calorimètres est alors modélisée à partir de son profil longitudinal et latéral.

À l'issue de la simulation du détecteur, l'information «vérité» associée à chaque événement est complétée en conséquence, avec par exemple l'ajout de la liste des particules détectées ou non lors de la simulation du détecteur, ou l'historique des chaînes de désintégrations des particules. Sont également répertoriées pour certaines particules, les traces et les désintégrations au niveau vérité, c'est-à-dire telles qu'elles ont été générées et non telles qu'elles ont été reconstruites lors de la simulation du détecteur. Enfin l'information «vérité» est également transmise aux algorithmes de reconstruction dans le cas d'événements simulés, permettant in fine d'être utilisée lors de l'analyse de lots d'événements Monte-Carlo. Les informations «vérité» permettent par exemple de comparer des observables reconstruites à leur valeurs vraies.

4.2.3 La pondération des événements simulés

À l'issue de la phase de simulation du détecteur, certaines pondérations et corrections doivent être appliquées aux données simulées afin de correspondre au mieux aux données réelles.

La pondération la plus importante consiste à normaliser chaque échantillon Monte-Carlo à la section efficace théorique et au nombre d'événements attendus dans les données. En effet, le nombre d'événements générés est très important, typiquement cinq fois celui enregistré dans les données, afin de pouvoir s'assurer que différentes configurations cinématiques du processus physique simulé puissent être étudiées, et ne pas introduire de fluctuations statistiques additionnelles dans les comparaisons avec les données de collision. Pour obtenir la normalisation adéquate, un poids d'événement noté w est appliqué aux échantillons Monte-Carlo. Ce poids est défini comme :

$$w = \frac{\sigma \times k \times \mathcal{L}}{N_{\text{gen}}}, \quad (4.3)$$

où σ est la section efficace de production associée à l'échantillon MC, k est un facteur correctif qui permet de prendre en compte des corrections apportées par les calculs à des ordres supérieurs, \mathcal{L} est la luminosité intégrée lors de la prise de données et N_{gen} est le nombre d'événements Monte-Carlo générés.

Un second poids permet d'ajuster les événements Monte-Carlo aux profils de luminosité lors de la prise de données, c'est-à-dire le nombre d'événements simulés au nombre d'événements attendus en

fonction des conditions d'empilement et du nombre moyen de collisions par croisements de paquets, observées dans les données. Ces profils sont différents pour les années 2015-2016, 2017 et 2018. Les échantillons simulés sont ainsi répartis et produits en trois parties appelées respectivement MC16a, MC16d et MC16e.

Des poids sont aussi appliqués pour reproduire la largeur de la distribution du vertex primaire selon z observée dans les données. De plus des poids (ou facteurs d'échelles) sont également appliqués afin de reproduire correctement la reconstruction des différents objets, ainsi que l'efficacité associée aux différents menus de déclenchement ou à l'algorithme d'étiquetage de jets de b . D'autres poids peuvent ensuite être appliqués mais dépendent alors des analyses considérées. Deux exemples seront donnés par la suite.

4.2.4 Liste des échantillons

Les échantillons simulés sont processés avec des formats de données DAOD produits pour la physique du quark top, TOPQ1 et TOPQ5. Une grande partie de ces échantillons sont produits en utilisant la simulation complète du détecteur. La table 4.2 résume les caractéristiques des échantillons simulés de processus de signal. Ceux utilisés pour estimer les incertitudes systématiques sont décrits dans la section 4.5.

4.2.4.1 Les échantillons simulés de signal

Les échantillons $t\bar{t}$:

L'échantillon simulé d'événements $t\bar{t}$ utilisé de manière nominale est produit avec le générateur POWHEG-BOX v2 (r3026), mentionné dans la suite comme POWHEG, avec le choix de PDF NNPDF2.3LO et le réglage de paramètres A14 pour la douche partonique et la modélisation de l'hadronisation et des événements sous-jacents [194]. Dans le générateur POWHEG le paramètre h_{damp} , qui donne une échelle de coupure à la première émission de gluon, est fixé à $h_{\text{damp}} = \frac{3}{2}m_{\text{top}} = 258.75$ GeV. Les formes fonctionnelles des échelles de renormalisation (μ_R) et de factorisation (μ_F) sont fixées à $\mu_R = \mu_F = \sqrt{(m_{\text{top}}^2 + p_{T,t}^2)}$, où l'impulsion transverse $p_{T,t}$ du quark top est estimée avant la radiation [197]. Pour l'ensemble de cet échantillon (ayant un numéro d'identification DSID 410470), un filtre est appliqué pour enlever les événements pour lesquels les paires $t\bar{t}$ se désintègrent dans le canal complètement hadronique. Il contient donc les états finals avec au moins un lepton.

Les échantillons de quarks top célibataires :

Les échantillons simulés de quarks top célibataires produits dans les voies tW (DSID 410646-47), t (DSID 410658-59) et s (DSID 410644-45) sont modélisés en utilisant le générateur POWHEG, en utilisant un schéma à cinq saveurs, avec le choix de PDF NNPDF3.0NLO. La forme fonctionnelle de μ_R et μ_F est mise à l'échelle nominale $\sqrt{(m_{\text{top}}^2 + p_{T,t}^2)}$ pour la voie tW et $\sqrt{(m_b^2 + p_{T,b}^2)}$ pour les deux autres voies. Le schéma d'enlèvement de diagramme [198] est utilisé pour traiter l'interférence entre la production $t\bar{t}$ et la voie tW [199]. Pour tout ces processus, le générateur est interfacé avec PYTHIA 8 (v8.230) utilisant le réglage A14 et le choix de PDF NNPDF2.3LO.

TABLE 4.2 – Résumé des échantillons simulés de processus de signal utilisés par défaut dans l’analyse. Pour chacun, les informations suivantes sont données : le processus physique, le numéro d’identification DSID, le générateur d’élément de matrice (ME), le générateur de douche partonique (PS), le choix de PDF pour l’élément de matrice, le réglage et le choix de PDF pour la douche partonique, et des informations sur les schémas d’association et de fusion de l’élément de matrice et de la douche partonique.

Processus	DSID	générateur ME	générateur PS	PDF ME	Réglage PS PDF PS	Association (Fusion)
$t\bar{t}$ non-fully-hadronic	410470	POWHEG r3026 v2	PYTHIA v8.230	NNPDF3.0NLO	A14 NNPDF2.3LO	POWHEG ($h_{\text{damp}} = 1,5 \times m_{\text{top}}$)
single-top t -	410658-59	POWHEG r3026 v2	PYTHIA v8.230	NNPDF3.0NLO	A14 NNPDF2.3LO	
single-top s -	410644-45	POWHEG r3026 v2	PYTHIA v8.230	NNPDF3.0NLO	A14 NNPDF2.3LO	
single-top tW	410646-47	POWHEG r3026 v2	PYTHIA v8.230	NNPDF3.0NLO	A14 NNPDF2.3LO	

Les échantillons avec une variation de m_{top} :

Dans les échantillons ci-dessus, le paramètre du générateur décrivant la masse du quark top ($m_{\text{top}}^{\text{MC}}$) est fixé à 172,5 GeV. Des échantillons ont été générés avec d’autres valeurs de m_{top} , respectivement 169, 171, 172, 172,25, 172,75, 173, 174 et 176 GeV (cf tables 4.3 et 4.4). Ces échantillons sont simulés avec les mêmes paramètres que les lots utilisés par défaut, à l’aide de POWHEG et PYTHIA 8. En pratique, les échantillons $t\bar{t}$ avec au moins un lepton dans l’état final ont été scindés en deux avec un filtre pour les événements leptons+jets et un autre pour les événements dileptons. Les échantillons de quarks top célibataires dans les voies tW et t ont été scindés en deux avec un filtre pour la production de quarks top et un autre pour la production d’antiquark top.

Désintégration des hadrons de saveurs lourdes :

Les différents générateurs utilisés, principalement PYTHIA 8 et HERWIG 7, maintiennent chacun des tables différentes des propriétés des particules et de leurs désintégrations. Les durées de vie, les rapports d’embranchement et la multiplicité des produits de désintégrations pour les hadrons de saveurs lourdes peuvent être différents entre les générateurs. Ainsi la désintégration des quarks lourds est effectuée à nouveau en utilisant le programme EVTGEN (v1.6.0) [200], utilisant ainsi une description unifiée, sauf pour les processus modélisés à l’aide du générateur SHERPA [201]. Ces tables sont maintenues à jour d’une version à une autre mais peuvent tout de même différer des valeurs les plus à jours reportées dans le Particle Data Group (PDG [11]) issues du Heavy Flavour Averaging Group (HFLAV) [202]. Toutes ces différences peuvent être importantes pour cette analyse et ont été étudiées dans la référence [203].

Ainsi, pour tous les échantillons de signal, deux pondérations sont appliquées pour permettre d’assurer une uniformité de traitement entre les différents générateurs utilisés dans cette analyse. Les fractions de production de hadrons b et c se désintégrant par interaction faible, décrites dans ces événements par le programme EVTGEN, sont ramenées à leurs valeurs du PDG. De même il est nécessaire d’appliquer des facteurs d’échelles pour corriger les valeurs des rapports d’embranchement de désintégration, de manières directes ou indirectes, de ces hadrons en J/ψ ou en mésons D . Plus de détails sont donnés dans la section 4.5.1.4.

TABLE 4.3 – Liste des échantillons $t\bar{t}$ simulés avec différentes valeurs de m_{top} . Pour chacun, les informations suivantes sont données : valeur de m_{top} , le numéro d’identification DSID, le filtre appliqué pour sélectionner des événements lepton+jets ou dilepton dans l’état final, la section efficace (en pb) et le facteur K .

m_{top} [GeV]	DSID	Filtre	σ [pb]	facteur K
169,0	411044	lepton+jets	352,19	1,1404
	411052	dilepton	84,64	1,1407
171,0	411045	lepton+jets	333,324	1,1455
	411053	dilepton	80,107	1,1455
172,0	411046	lepton+jets	324,337	1,1416
	411054	dilepton	77,947	1,1416
172,25	411047	lepton+jets	322,14	1,1398
	411055	dilepton	77,42	1,1401
172,75	411048	lepton+jets	317,79	1,1397
	411056	dilepton	76,37	1,1401
173,0	411049	lepton+jets	315,625	1,1378
	411057	dilepton	75,856	1,1378
174,0	411050	lepton+jets	307,224	1,1340
	411058	dilepton	73,831	1,1340
176,0	411051	lepton+jetsp	291,21	1,1391
	411059	dilepton	69,97	1,1395

TABLE 4.4 – Liste des échantillons de quarks top célibataires, dans les voies t et tW , simulés avec différentes valeurs de m_{top} . Pour chacun, les informations suivantes sont données : valeur de m_{top} , le filtre appliqué, le numéro d’identification DSID, la section efficace (en pb) et le facteur K .

m_{top} [GeV]	Filtre	voie t			voie tW		
		DSID	σ [pb]	facteur K	DSID	σ [pb]	facteur K
169,0	lept_top	411091	37,86	1,1991	411107	40,05	1,0574
	lept_antitop	411092	22,82	1,1859	411108	40,02	1,0574
171,0	lept_top	411093	37,26	1,1992	411109	38,82	1,0576
	lept_antitop	411094	22,45	1,1855	411110	38,80	1,0576
172,0	lept_top	411095	36,98	1,1986	411111	38,23	1,0577
	lept_antitop	411096	22,27	1,1851	411112	38,20	1,0577
172,25	lept_top	411097	37,03	1,1946	411113	38,08	1,0578
	lept_antitop	411098	22,22	1,1852	411114	38,05	1,0578
172,75	lept_top	411099	36,79	1,1978	411115	37,79	1,0578
	lept_antitop	411100	22,13	1,1850	411116	37,76	1,0578
173,0	lept_top	411101	36,67	1,1993	411117	37,65	1,0579
	lept_antitop	411102	22,08	1,1850	411118	37,62	1,0579
174,0	lept_top	411103	36,40	1,1988	411119	37,07	1,0580
	lept_antitop	411104	21,90	1,1850	411120	37,04	1,0580
176,0	lept_top	411105	35,82	1,1992	411121	35,96	1,0582
	lept_antitop	411106	21,54	1,1845	411122	35,93	1,0582

Les échantillons $t\bar{t}$ filtrés avec un $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$:

Des lots d'événements $t\bar{t}$ filtrés pour ne garder que des états finals contenant un $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ issu de la désintégration d'un quark b ont été produits, pour les mêmes valeurs de m_{top} que précédemment et avec les mêmes choix de générateur et de différents réglages. Les échantillons ont été scindés en deux, forçant soit le quark b ou l'anti-quark \bar{b} à produire le $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ (cf. table 4.5).

TABLE 4.5 – Liste des échantillons $t\bar{t}$ simulés avec différentes valeurs de m_{top} et ayant un filtre pour ne garder que des états finals contenant un $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ issu de la désintégration d'un quark b . Pour chacun les informations suivantes sont données : valeur de m_{top} , le numéro d'identification DSID, le filtre appliqué pour sélectionner des événements lepton+jets ou dilepton dans l'état final, la section efficace (en pb).

m_{top} [GeV]	DSID	Filtre	σ [pb]
169,0	411143	AntiB2Jpsimumu	0,442389
	411144	B2Jpsimumu	
171,0	411145	AntiB2Jpsimumu	0,420543
	411146	B2Jpsimumu	
172,0	411147	AntiB2Jpsimumu	0,407811
	411148	B2Jpsimumu	
172,25	411149	AntiB2Jpsimumu	0,404432
	411150	B2Jpsimumu	
172,50	411151	AntiB2Jpsimumu	0,401688
	411152	B2Jpsimumu	
172,75	411153	AntiB2Jpsimumu	0,398938
	411154	B2Jpsimumu	
173,0	411155	AntiB2Jpsimumu	0,395539
	411156	B2Jpsimumu	
174,0	411157	AntiB2Jpsimumu	0,383719
	411158	B2Jpsimumu	
176,0	411159	AntiB2Jpsimumu	0,365365
	411060	B2Jpsimumu	

4.2.4.2 Les échantillons simulés de bruits de fond

Les échantillons d'événements simulés de processus de bruit de fond incluent la production de paires $t\bar{t}$ produites en association avec des bosons ($t\bar{t}V$), la production de paires de bosons (WW , ZZ , WZ) ainsi que la production de bosons W/Z en association avec des jets.

La production d'événements $t\bar{t}V$ est modélisée en utilisant le générateur MG5_AMC (v2.3.3) avec le choix de PDF NNPDF3.0NLO. Il est interfacé avec PYTHIA 8 (v8.210) et utilise le réglage de paramètres A14 et le choix de PDF NNPDF2.3LO [204].

Les échantillons de diboson (VV) sont simulés avec le générateur SHERPA (v2.2.1 et v2.2.2) et un choix de PDF NNPDF3.0NNLO. La version v2.2.2 est utilisée pour les lots contenant deux et trois leptons. Ces simulations sont à l'ordre sous dominant (NLO) pour jusque un parton additionnel et à l'ordre dominant (LO) jusqu'à l'émission de trois partons additionnels.

La production d'événements simulés W +jets et Drell-Yan Z/γ^* +jets utilise le générateur SHERPA v2.2.1 [201]. Pour ces processus, SHERPA calcule les éléments de matrice à l'ordre NLO jusqu'à l'émission de deux partons et à l'ordre LO jusqu'à quatre partons, en utilisant les générateurs d'éléments de matrice Open-Loops [205] et Comix [206].

4.2.4.3 Valeurs des sections efficaces

La section efficace de production de paires $t\bar{t}$ est issue de la la prédiction du programme Top++2.0 [207] à l'ordre sous-sous dominant (NNLO), incluant la resommation des termes des gluons mous [40]-[43], [208] au niveau sous-sous dominant logarithmique (NNLL). Ceci donne une valeur de $831, 8^{+40,2}_{-45,6}$ pb pour une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 13$ TeV, en supposant une masse du quark top $m_{\text{top}} = 172, 5$ GeV, correspondant à une précision relative de $^{+4,8}_{-5,5}\%$.

Les sections efficaces de production des quarks top célibataires sont normalisées aux valeurs NLO+NNLL [209], [210]. La production dans la voie t a une valeur de section efficace de $216, 99^{+9,04}_{-7,71}$ pb, la voie tW de $71, 7 \pm 3, 8$ pb et la voie s de $10, 32^{+0,40}_{-0,36}$ pb.

Les sections efficaces totales des autres processus sont normalisées aux prédictions NNLO [211], [212].

4.2.4.4 Taille des échantillons simulés

Les nombres d'événements $t\bar{t}$ générés dans les échantillons nominaux, aussi bien en simulation complète que rapide, sont respectivement de 120, 150 et 200×10^6 pour les périodes MC16a, MC16d et MC16e. Ceci correspond à une luminosité équivalent de 1000 fb^{-1} , presque huit fois plus importante que le nombre d'événements dans les données.

Toutefois une partie des échantillons utilisés pour estimer les incertitudes liées à la modélisation de la production de paires $t\bar{t}$ et de quarks top célibataires, sont plus petits, jusqu'à peine le même nombre d'événements que dans les données. Les échantillons $t\bar{t}$ produits avec d'autres valeurs du paramètre m_{top} sont typiquement trois fois plus petits que l'échantillon nominal.

Etant donné le rapport d'embranchement très faible du processus $\mathcal{B}(b \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+ \mu^-) + X)$, cela implique que le nombre d'événements effectivement utiles pour l'analyse J/ψ est en fait plus petit d'un facteur environ mille. Le lot $t\bar{t}$ filtré nominal a respectivement 0, 17, 0, 21 et $0, 28 \times 10^6$ événements pour les périodes MC16a, MC16d et MC16e. Ceci ne correspond en fait qu'à environ 15% d'événements en plus par rapport à l'échantillon nominal ; la raison principale étant que celui-ci a été largement augmenté après la production du lot filtré. Le gain est plus manifeste pour les échantillons simulés à d'autres valeurs du paramètre m_{top} .

4.3 Reconstruction et identification des objets physiques

Cette section décrit les objets physiques présents dans les états finals ainsi que la procédure de reconstruction des événements. Les analyses utilisent des traces de particules chargées, des leptons (électrons et muons), des jets de particules, y compris des jets issus de la fragmentation de quarks b , ainsi que de l'impulsion transverse manquante. Toutes les définitions des objets suivent les recommandations

du groupe de travail ATLAS sur la physique du quark top pour les analyses à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 13$ TeV en utilisant la version de logiciel AnalysisTop-21.2.90.

4.3.1 Traces de particules chargées

Le code de reconstruction des traces de particules chargées utilise des triplets de coups dans les détecteurs à pixels et SCT comme graines de départ. En ajoutant des points de mesure le long des trajectoires, les traces des candidats sont ajustées et peuvent être extrapolées jusqu'au TRT. Cet algorithme met des contraintes sur les paramètres d'impacts transverses et longitudinaux (respectivement d_0 et z_0) des traces candidates par rapport au vertex primaire. Seules les traces «tight» sont considérées dans la suite, ayant une impulsion transverse $p_T > 1$ GeV, ayant au moins un coup dans l'une des couches de pixel IBL ou b -layer, 7 coups dans les couches du détecteur SCT et 9 (11) coups dans les couches de silicium (pixel+SCT) pour des valeurs de pseudorapidité $|\eta| \leq 1,65$ ($|\eta| > 1,65$). Des exigences supplémentaires impliquent d'avoir moins de deux coups dans le détecteur silicium partagés avec une autre trace et moins de deux trous parmi les coups dans le détecteur en silicium, dont aucun dans le détecteur à pixels. Les traces sont associées au jet le plus proche en exploitant une séparation angulaire $\Delta R < 0,5$ avec l'axe du jet, à travers une procédure appelée « association fantôme ».

4.3.2 Vertex primaires

Les vertex primaires d'un événement sont formés à partir des traces reconstruites de telles manières qu'elles soient compatibles avec la région du point d'interaction. Le vertex primaire de la collision dure (PV) est choisi comme étant le vertex avec la plus grande $\sum p_T^2$, où la somme s'étend sur toutes les traces ayant un $p_T > 0,5$ GeV [213]. Au moins quatre traces sont requises.

4.3.3 Électrons

Les candidats électrons sont reconstruits à l'aide de dépôts d'énergie (amas) dans le calorimètre électromagnétique (EM) associés aux traces reconstruites dans le trajectographe interne. Ils sont reconstruits dans la région centrale du détecteur $|\eta| < 2,47$, à l'exclusion de ceux de la zone de transition entre les parties tonneaux et bouchons $1,37 < |\eta| < 1,52$ qui ne sont pas considérés dans cette analyse. L'analyse considère des électrons ayant une impulsion transverse $p_T > 25$ GeV (26 GeV pour 2016-2018).

Les amas dans le calorimètre électromagnétique sont reconstruits en utilisant une technique de fenêtre glissante [214] effectuant une somme sur les dépôts d'énergie des cellules du calorimètre dans une fenêtre de 3×5 tours d'une taille de $0,025 \times 0,025$ dans la région $\eta \times \phi$, correspondant à la granularité du calorimètre électromagnétique. Des amas candidats, d'énergie transverse supérieure à 2,5 GeV, sont alors associés à des traces dans une fenêtre plus grande, de taille $0,05 \times 0,10$ afin de prendre en compte des pertes d'énergies dues au rayonnement de freinage et impose que l'impulsion transverse de la trace soit compatible avec le dépôt d'énergie. La taille de l'amas est redéfinie à 3×7 (ou 5×5) en unités de cellules du second compartiment du calorimètre électromagnétique, afin de pouvoir mesurer son énergie. Finalement le quadri-vecteur de l'électron est calculé à partir de l'énergie extraite de l'amas calorimétrique et sa direction est reconstruite à l'aide des paramètres associés à sa trace. L'énergie de l'amas est étalonnée à partir de corrections provenant d'études Monte-Carlo et de tests en faisceaux afin de prendre compte des pertes d'énergies dues à la quantité de matière passive du détecteur.

L'identification des électrons est fondée sur l'utilisation de variables caractérisant leur passage dans le détecteur interne et le développement de gerbes électromagnétiques dans les calorimètres. Elle exploite une technique d'analyse multivariée de maximum de vraisemblance. Les électrons sont vus comme des objets étroits dans le calorimètre électromagnétique, ne déposant au mieux qu'une faible fraction de leur énergie dans le calorimètre hadronique. Au contraire, les jets tendent à avoir un profil plus large, et ne déposent qu'une fraction de leur énergie dans la partie électromagnétique. Ainsi la forme des gerbes peut être utilisée pour rejeter les jets. Par ailleurs, les critères visent également au rejet des électrons issus de conversion de photons. Les électrons sont sélectionnés à partir d'une sélection lhtight [168]. Leur provenance doit aussi être compatible avec le vertex primaire de l'événement, en imposant que la signification du paramètre d'impact² de la trace par rapport au vertex primaire dans le plan transverse satisfasse $|d_0^{\text{sig}}| < 5$ et dans le plan longitudinal $|\Delta z_0 \sin \theta| < 0,5$ mm.

Les électrons doivent être isolés pour supprimer les contributions des électrons faux et non-prompts originaires des désintégrations semileptoniques des quarks lourds, des photons de conversion et des hadrons. Une isolation calorimétrique (variable «ETCone20») est estimée à partir de la somme de l'énergie transverse déposée dans les cellules du calorimètre contenue dans un cône $\Delta R = 0,2$ centré autour de l'électron, une fois l'énergie contenue dans la région $\Delta \eta \times \Delta \phi = 0,125 \times 0,175$ et centrée autour du barycentre de l'amas exclu. Une isolation liée aux traces (variable «pTvarCone20») est définie en sommant scalairement l'impulsion transverse des traces d'impulsion transverse supérieure à 0,4 GeV et contenues dans un cône $\Delta R = 0,2$ centré autour de l'électron, tout en excluant la trace de l'électron. Le critère d'isolation requis est appelé «Gradient» [215] et impose une sélection sur les variables ETCone20 et pTvarCone20 dépendant de p_T sur les deux critères d'isolation pour obtenir une efficacité de sélection de 90% pour des électrons de p_T de 25 GeV issus de la désintégration $Z \rightarrow e^+e^-$, pour atteindre une efficacité de 99% à 60 GeV.

4.3.4 Muons

Les candidats muons sont reconstruits à partir de segments de traces dans les différentes couches du spectromètre à muons qui sont ensuite associés aux traces trouvées dans le détecteur interne. Les paramètres des traces des candidats muons sont alors à nouveau ajustés en utilisant les informations des deux détecteurs. Ils doivent satisfaire $p_T > 25$ GeV (27 GeV pour 2016-2018) et $|\eta| < 2,5$ [216]. Ils doivent avoir une signification du paramètre d'impact transverse $|d_0^{\text{sig}}| < 3$ et un paramètre d'impact longitudinal $|\Delta z_0 \sin \theta| < 0,5$ mm. Les candidats muons sont identifiés en utilisant le point de travail Medium [169]. Pour réduire le bruit de fond provenant de la désintégration des quarks de saveur lourdes à l'intérieur des jets, les muons doivent satisfaire un critère d'isolation «FCTight_FixedRad», effectuant une sélection dépendant du p_T sur des variables «ETCone30» et «pTvarCone30» pour atteindre le même niveau d'efficacité sur des muons issus de simulation de $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ comme discuté pour les électrons.

Les muons mous sont sélectionnés à partir de la même collection de candidats que ceux formant les muons isolés, mais avec un seuil plus bas sur l'impulsion transverse $p_T > 3,5$ GeV (2,5 GeV) dans le tonneau avec $|\eta| \leq 1,3$ (et dans les bouchons avec $|\eta| > 1,3$). Ces candidats sont sélectionnés à partir du point de fonctionnement LowPt [217] qui permet de garder une bonne efficacité de reconstruction des muons jusque environ 3 GeV, tout en contrôlant le taux de faux muons. Ces muons sont associés au jet le plus proche en requérant une séparation angulaire $\Delta R < 0,5$ avec l'axe du jet. Enfin, ces muons ne doivent pas faire partie de la liste des muons isolés déjà établie.

2. La signification du paramètre d'impact est définie comme $d_0^{\text{sig}} = d_0/\sigma_{d_0}$, où σ_{d_0} est l'incertitude sur le paramètre d'impact d_0 .

4.3.5 Jets

Les candidats jets sont reconstruits dans les calorimètres à l'aide de l'algorithme anti- k_t [218], [219] implémenté dans le logiciel FastJet [220]. La taille caractéristique du jet correspond à un rayon $R = 0,4$ permettant d'obtenir une bonne résolution des jets et de restreindre la présence de sous-jets à l'intérieur d'un jet reconstruit. Ils sont reconstruits à partir d'amas de cellules topologiques correspondant à un amas dont la forme tridimensionnelle respecte la forme globale du dépôt d'énergie [214]. Les jets sont dans un premier temps reconstruits à partir d'amas de cellules qui sont étalonnés à l'échelle électromagnétique (EM), c'est-à-dire à l'échelle des signaux bruts provenant des calorimètres, échelle qui permet d'estimer l'énergie déposée par une particule dans le calorimètre électromagnétique. Cette échelle a été étalonnée à l'aide de faisceaux tests [221]. La quadri-impulsion des jets est alors corrigée des effets d'empilement en utilisant la méthode des aires de jets [222]. Les jets sont sélectionnés s'ils ont une impulsion transverse $p_T > 25$ GeV et $|\eta| < 2,5$. Pour réduire la contribution provenant de jets d'empilement, les jets ayant une impulsion transverse $p_T < 60$ GeV et $|\eta| < 2,4$ doivent satisfaire le critère Jet Vertex Fraction $JVT > 0,59$. Cette variable estime dans un jet la fraction de traces issues d'un vertex donné par rapport à l'ensemble des traces associées à ce jet [223], [224].

De part leur masse élevée, les mésons B peuvent se déplacer de quelques dizaines de millimètres dans le détecteur interne avant de se désintégrer, générant ainsi la présence d'un vertex secondaire. Ces propriétés leur permettent d'être distingués des jets issus de l'hadronisation de quarks c ou des jets légers, c'est-à-dire des jets issus de quarks u, d, s , ou de gluons. Dans cette analyse les jets sont identifiés (ou étiquetés) comme provenant de l'hadronisation d'un quark b (« b -tagged») grâce à une technique d'analyse multivariée. En pratique l'algorithme mv2c10 [225] est utilisé, qui combine des informations liées aux paramètres d'impact des traces, leur multiplicité et des propriétés topologiques des vertex secondaires. L'algorithme est entraîné sur des événements $t\bar{t}$ simulés pour différencier les jets de b du bruit de fond venant des jets de c et des jets légers. Cet algorithme est utilisé à un point de fonctionnement adapté pour fournir une efficacité d'étiquetage des jets de b de 77%, associée à un facteur de rejet des autres jets de près de 150.

4.3.6 Impulsion transverse manquante

Les états finaux considérés contiennent des bosons W se désintégrant leptoniquement, dont la signature est un lepton et un neutrino. La mesure de la quantité d'énergie (ou impulsion) transverse manquante qui n'a pas été détectée par les différents sous-détecteurs est ainsi la signature typique d'un neutrino. Cette quantité est par construction très sensible à la qualité de la reconstruction et de l'identification des différents objets présents dans chaque événement et est également sensible aux bruits et inefficacités pouvant les affecter. On définit l'impulsion transverse manquante, \vec{E}_T^{miss} comme la somme vectorielle négative du p_T de toutes les particules sélectionnées et étalonnées dans l'événement [226] :

$$\vec{E}_T^{miss} = - \sum_{i=1}^n p_{T,i}^{\vec{}} , \quad (4.4)$$

où $p_{T,i}^{\vec{}}$ l'impulsion transversale de chaque particule dans l'état final. À cela s'ajoute un terme supplémentaire prenant en compte l'énergie «molle» de l'événement qui n'est pas associée à un objet physique. Ce terme est calculé à partir des traces de particules chargées dans le détecteur interne associées au vertex primaire. La valeur de l'impulsion transverse manquante correspond à la magnitude du vecteur \vec{E}_T^{miss} ainsi corrigé.

4.3.7 Enlèvement des doublons

Pour éviter du double comptage de l'énergie des amas ou des traces associées à différents types d'objets, une procédure de nettoyage des doublons est appliquée. Tout d'abord, les candidats électrons qui partagent une trace avec un candidat muon sont éliminés. Puis, si la distance angulaire entre l'électron et un jet est plus petite que $\Delta R < 0,2$, alors le jet est éliminé. Si plusieurs jets sont trouvés être dans ce cas, seul le plus proche est éliminé. Ensuite, si la distance angulaire entre l'électron et un jet est $0,2 < \Delta R < 0,4$, alors c'est l'électron qui est éliminé pour s'assurer d'une séparation suffisante avec toute activité de jet proche. Si la distance entre un candidat muon et un jet est $\Delta R < 0,4$, le muon est éliminé à condition que le jet ait plus de deux traces associées, sinon c'est le jet qui est rejeté. Ceci permet d'éviter une perte d'énergie pour des muons de haute énergie qui peuvent perdre une partie de leur énergie dans les calorimètres.

4.4 Préselection des événements $t\bar{t}$

4.4.1 Critères appliqués

Les critères qui régissent cette présélection sont listés ci-dessous :

- tout d'abord le lot d'événements doit être de bonne qualité, correspondant à une prise de données utilisant la liste de bons runs comme mentionné dans la section 4.1.
- l'événement doit contenir un vertex primaire.
- l'acquisition doit être réalisée grâce à un menu de déclenchement sur un électron ou muon.
- l'événement ne doit contenir qu'un seul lepton associé à l'objet qui a déclenché l'acquisition.
- l'événement ne doit pas contenir de jets de mauvaise qualité.
- l'événement doit contenir au moins quatre jets.

Cette présélection est appelée «pretag» et est utilisée en particulier pour l'analyse $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Deux autres critères peuvent être ajoutés :

- l'impulsion transverse manquante doit être $E_T^{\text{miss}} > 20$ GeV et la masse transverse manquante $m_T(\ell, E_T^{\text{miss}}) > 40$ GeV.
- il doit y avoir au moins un jet étiqueté b .

Cette présélection est appelée «btag» et est utilisée pour l'analyse des mésons D .

La table 4.6 indique le nombre d'événements sélectionnés par chaque critère dans les données de collision, pour chaque canal e +jets et μ +jets ainsi que pour leur somme. Un total d'environ 20 millions d'événements est ainsi sélectionné au niveau pretag, correspondant à environ 0,5% du nombre initial d'événements. Au niveau btag, c'est 8,5 millions d'événements qui sont sélectionnés, soit environ 0,2%

TABLE 4.6 – Nombre d'événements sélectionnés après chaque critère de sélection dans les données, dans les canaux e +jets et μ +jets et le total. Les premiers niveaux de sélection correspondent au niveau pretag, les suivants, après la ligne horizontale, correspondent au niveau btag.

Critère	e +jets	μ +jets	ℓ +jets
Initial		4 335 990 784	
Vertex primaire		4 335 963 136	
Déclenchement		3 166 825 472	
≥ 1 lepton	931 045 760	1 055 735 552	1 986 781 312
Exactement un lepton	885 751 936	1 055 735 552	1 941 487 488
Association au déclenchement	883 665 280	1 038 901 888	1 922 567 168
Absence de mauvais jet	883 561 216	1 038 785 664	1 922 346 880
≥ 1 jets	343 534 880	305 242 912	648 777 792
≥ 2 jets	105 154 912	90 532 784	195 687 712
≥ 3 jets	34 179 384	29 651 802	63 831 188
≥ 4 jets	12 185 831	10 854 176	23 040 008
$E_T^{\text{miss}} > 20$ GeV	10 452 191	9 603 108	20 055 300
$m_T(\ell, E_T^{\text{miss}}) > 40$ GeV	7 901 961	7 438 523	15 340 484
≥ 1 b-jet	4 339 555	4 216 488	8 556 043

du nombre initial. La table 4.7 indique le nombre d'événements sélectionnés après chaque critère dans les échantillons simulés de paires $t\bar{t}$ et de quarks top célibataires. Un total de 13,9% (2,9%) des événements $t\bar{t}$ (quarks top célibataires) est gardé au niveau pretag, tandis que respectivement 9% et 1,7% sont gardés au niveau b -tag. Les critères les plus stricts sont relatifs au déclenchement et à l'exigence d'avoir exactement un lepton. Ils gardent respectivement 79,3% et 43,8% des événements restants aux niveaux précédents. Pour ce deuxième critère, on doit toutefois se rappeler que l'échantillon $t\bar{t}$ contient aussi des événements dileptons, pour près de 17%, qui sont largement rejetés. La sélection d'un quatrième jet ne garde que 63% (42%) des événements $t\bar{t}$ (quarks top célibataires) restants, principalement lié à la coupure en p_T d'au moins 25 GeV. Comparé au niveau pretag, les critères liés au niveau b -tag, sur la E_T^{miss} , $m_T(\ell, E_T^{\text{miss}})$ et le nombre de jets étiquetés comme b , gardent 65% (60%) des événements $t\bar{t}$ (quarks top célibataires).

Les figures 4.5 à 4.6 montrent les distributions de l'impulsion transverse manquante E_T^{miss} , la masse transverse du boson W $m_T(\ell, E_T^{\text{miss}})$, les nombres de jets et de b -jets ainsi que la cinématique (p_T et η) du jet de plus haut p_T et du lepton isolé. Les données sont comparées aux prédictions provenant des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, quarks top célibataires, $t\bar{t}V$, W +jets, Z +jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt (mentionné comme 'NP & Fake Lep.'). Les prédictions sont normalisées à la même luminosité que les données en utilisant les section efficaces de productions décrites dans la section 4.2.4.3. Les données sont bien reproduites par les prédictions, en prenant en compte les incertitudes systématiques, sauf pour les hautes valeurs de $m_T(\ell, E_T^{\text{miss}})$ (probablement à cause d'une sous-estimation du bruit de fond dû aux faux leptons dans cette région) et les très hautes multiplicités en jets de b .

TABLE 4.7 – Nombre d'événements sélectionnés et efficacité (en %) de chaque critère dans les échantillons simulés de paires $t\bar{t}$ et de quarks top célibataires. Les premiers niveaux de sélection correspondent au niveau pretag, les suivants, après la ligne horizontale, correspondent au niveau btag.

Critère	$t\bar{t}$	ϵ [%]	quarks top célibataires	ϵ [%]
Initial	79 219 216	-	25 453 708	-
Vertex primaire	79 219 216	100,0	25 453 708	100,0
Déclenchement	54 584 856	68,9	11 918 694	46,8
≥ 1 lepton	23 711 484	43,4	5 076 081	42,6
exactement un lepton	23 328 252	98,4	5 039 080	99,3
association au déclenchement	23 151 636	99,2	5 008 752	99,4
absence de mauvais jet	23 148 270	99,9	5 008 202	99,9
≥ 1 jets	22 990 150	99,3	4 736 054	94,6
≥ 2 jets	21 667 590	94,3	3 365 628	71,1
≥ 3 jets	17 481 536	80,7	1 770 461	52,6
≥ 4 jets	11 023 665	63,1	739 574	41,8
$E_T^{\text{miss}} > 20$ GeV	10 128 497	91,9	675 608	91,4
$m_T(\ell, E_T^{\text{miss}}) > 40$ GeV	7 893 880	77,9	523 836	77,5
≥ 1 b-jet	7 135 594	90,4	444 985	85,0

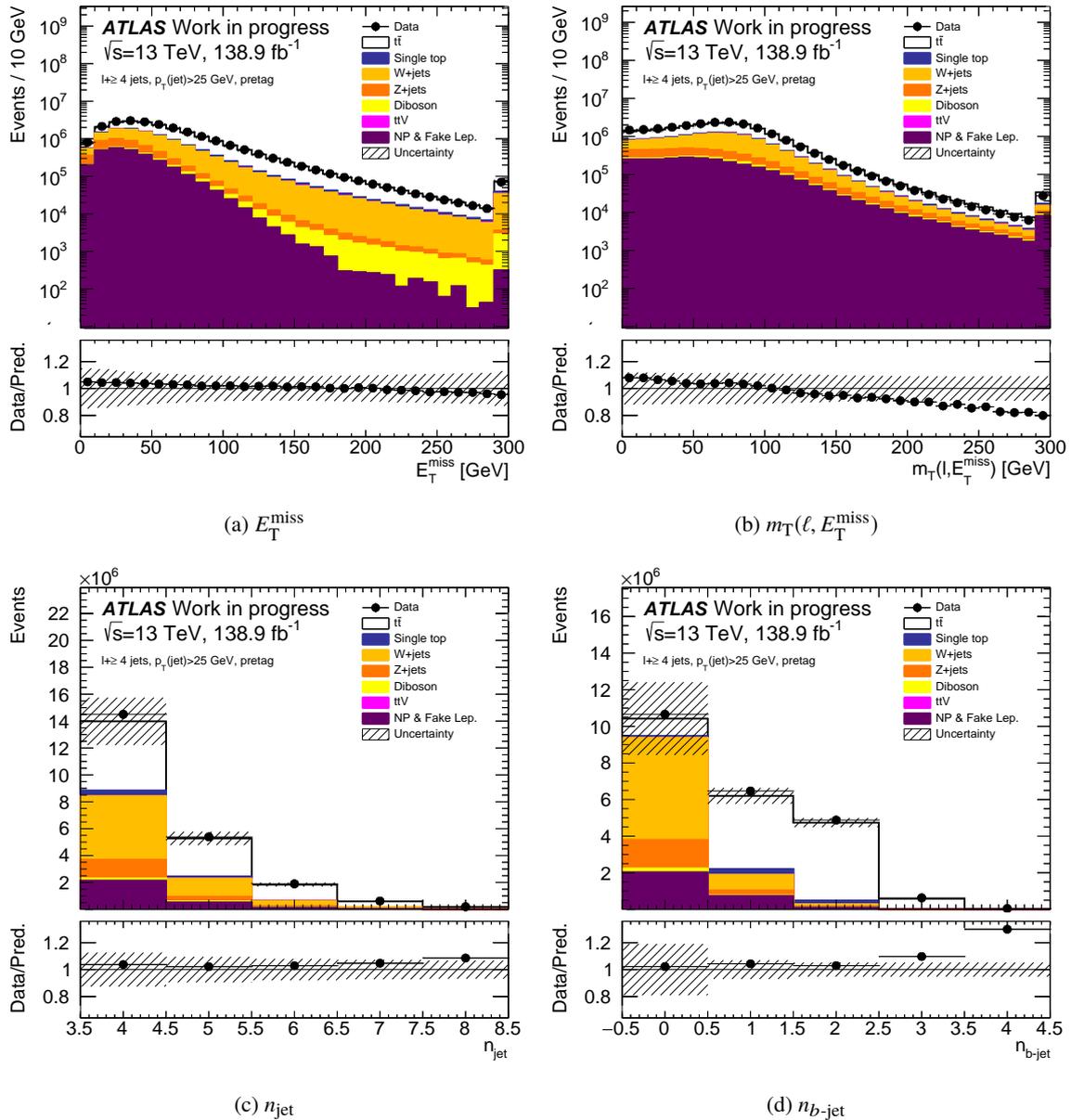


FIGURE 4.5 – Distributions de l’impulsion transverse manquante E_T^{miss} (a), de la masse transverse du boson W $m_T(\ell, E_T^{\text{miss}})$ (b), du nombre de jets (c) et de b -jets (d) après la préselection. Les données sont comparées aux prédictions provenant des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, quarks top célibataires, $t\bar{t}V$, W +jets, Z +jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt (mentionné comme ‘NP & Fake Lep.’). Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec leurs incertitude statistique. Les prédictions sont représentées comme des histogrammes colorés et normalisés à la même luminosité que les données. La surface hachurée représente la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques provenant des incertitudes sur les sections efficaces des échantillons simulés. L’intervalle le plus à droite comprend toutes les entrées pour les valeurs situées au-delà de la limite de l’histogramme. La partie en bas des figures montre le rapport entre les données et les prédictions.

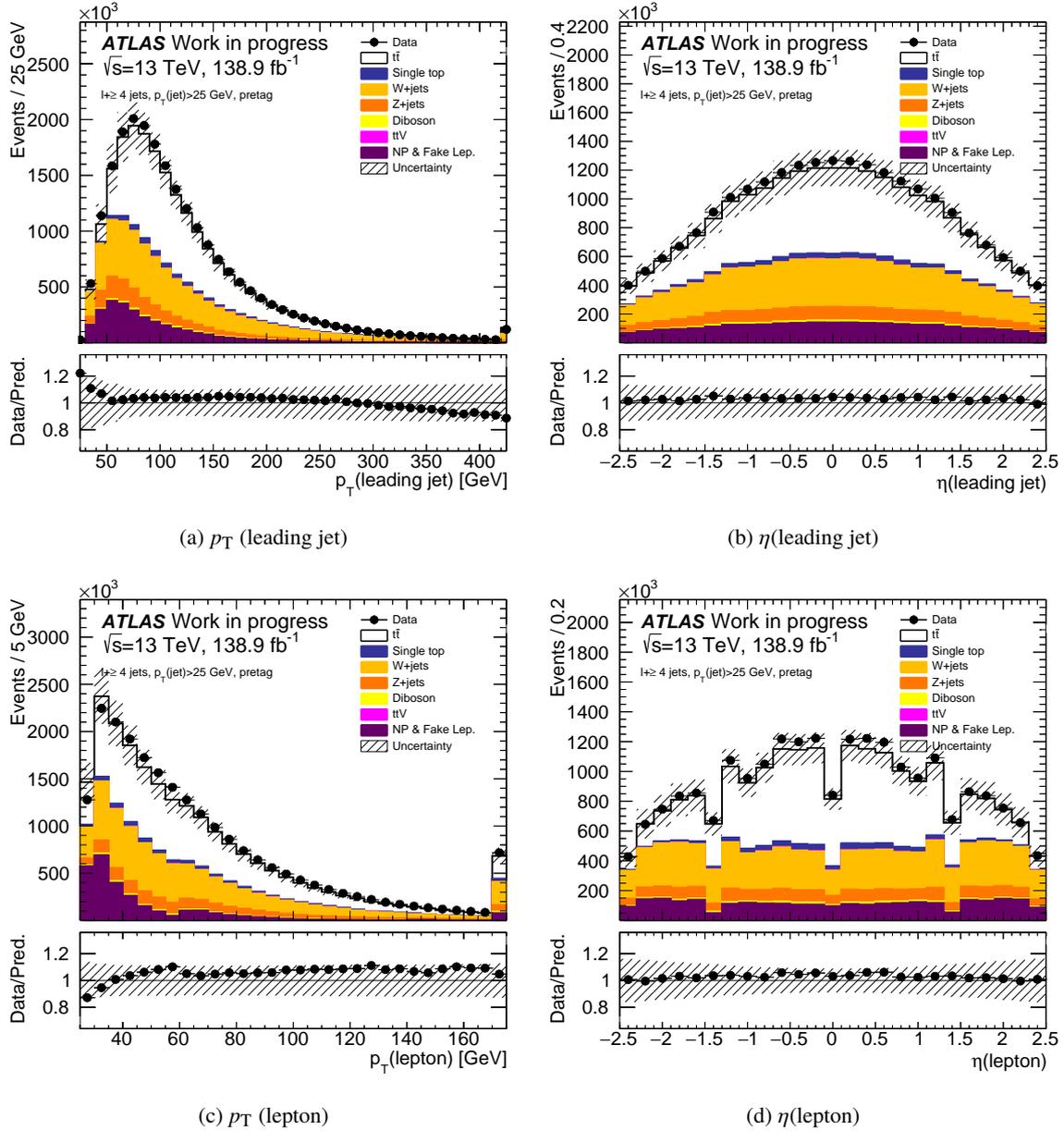


FIGURE 4.6 – Distributions de l’impulsion transverse p_T (a,c) et de la pseudorapidité η (b,d) du jet de plus haut p_T (a,b) et du lepton isolé (c,d) dans les événements avec un lepton et au moins quatre jets après la préselection. Les données sont comparées aux prédictions provenant des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, quarks top célibataires, $t\bar{t}V$, W +jets, Z +jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt (mentionné comme ‘NP & Fake Lep.’). Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec leurs incertitude statistique. Les prédictions sont représentées comme des histogrammes colorés et normalisés à la même luminosité que les données. La surface hachurée représente la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques provenant des incertitudes sur les sections efficaces des échantillons simulés. L’intervalle le plus à droite comprend toutes les entrées pour les valeurs situées au-delà de la limite de l’histogramme. La partie en bas des figures montre le rapport entre les données et les prédictions.

4.4.2 Préselection des muons mous

Les muons mous, définis dans la section 4.3.4, sont utilisés dans deux des trois canaux de l'analyse. Les candidats J/ψ sont reconstruits en utilisant toutes les paires de muons mous de charges de signes opposés. Les mésons charmés neutres D^0 , étant produits dans la majorité des désintégrations des hadrons B , de manière à réduire le bruit de fond combinatoire, sont sélectionnés avec un muon mou originaire du même quark b . La figure 4.7 montre les distributions de l'impulsion transverse p_T , la pseudorapidité

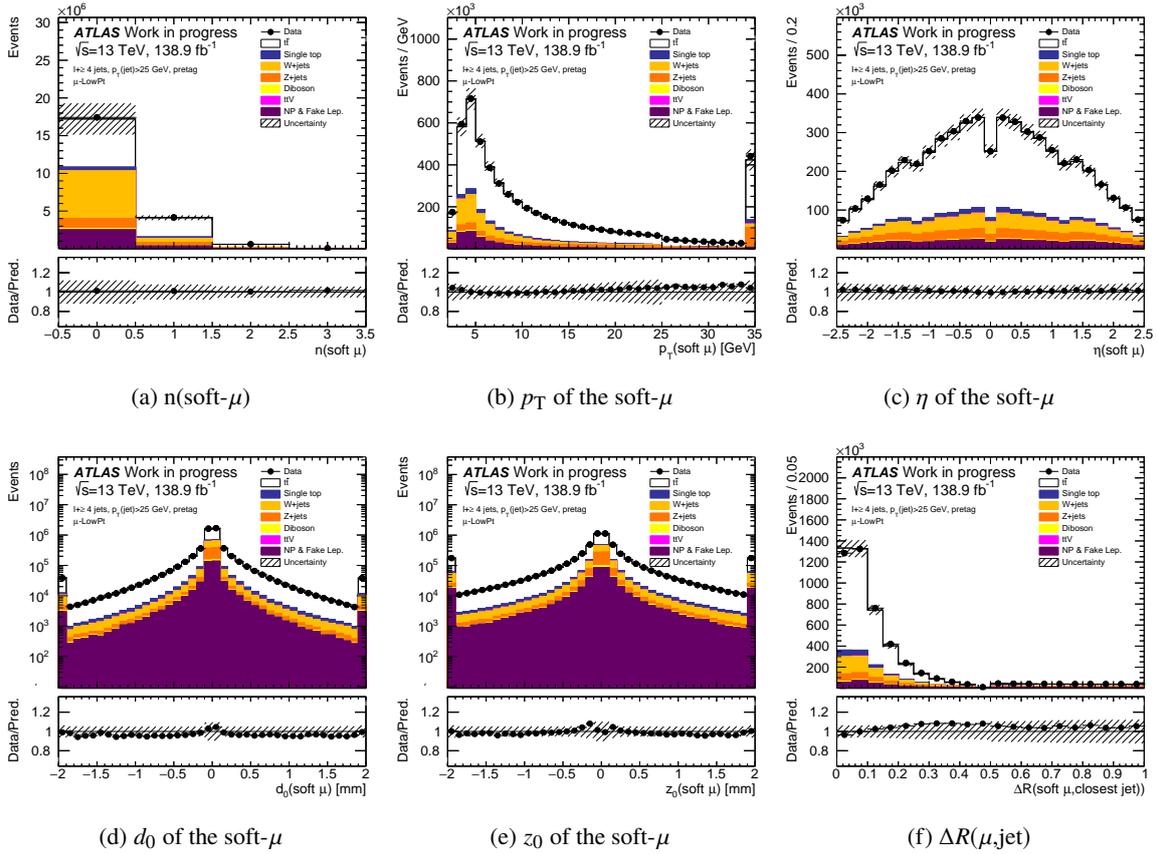


FIGURE 4.7 – Distributions, après la préselection, de la multiplicité (a), l'impulsion transverse p_T (b), la pseudorapidité η (c), le paramètre d'impact transverse d_0 (d) et longitudinal z_0 (e) et la distance angulaire $\Delta R(\mu, \text{jet})$ au jet le plus proche (e) des muons mous. Les données sont comparées aux prédictions provenant des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, quarks top célibataires, $t\bar{t}V$, W + jets, Z + jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt (mentionné comme 'NP & Fake Lep.'). Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec leurs incertitude statistique. Les prédictions sont représentées comme des histogrammes colorés et normalisés à la même luminosité que les données. La surface hachurée représente la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques provenant des incertitudes sur les sections efficaces des échantillons simulés. L'intervalle le plus à droite comprend toutes les entrées pour les valeurs situées au-delà de la limite de l'histogramme. La partie en bas des figures montre le rapport entre les données et les prédictions.

η , le paramètre d'impact transverse d_0 et longitudinal z_0 et la distance angulaire $\Delta R(\mu, \text{jet})$ au jet le plus proche des muons mous. Les données sont en général bien reproduites par les prédictions, en prenant en compte les incertitudes systématiques. Seules les distributions de d_0 et z_0 montrent un excès aux valeurs proches de 0, qui représentent toutefois la majeure partie des données, mais cependant couvert par les différentes incertitudes.

4.4.3 Préselection des traces dans les jets

Les traces de particules chargées dans le détecteur interne, à l'intérieur des jets, définies dans la section 4.3.1, sont utilisées pour reconstruire les mésons D . Dans le cas des mésons D^0 , ces traces doivent aussi être proches du muon mou, à une distance angulaire $\Delta R(\mu, \text{jet}) < 0,5$. La figure 4.8 montre la multiplicité, l'impulsion transverse p_T , la pseudorapidité η de ces traces. Les données ne sont pas toujours bien décrites par les prédictions, tout particulièrement les traces ayant un p_T en dessous de 3 GeV. Des études sont toujours en cours pour comprendre l'origine de ces différences. La même figure montre les nombres de coups dans l'IBL, la b -layer et dans tout le détecteur silicium pour les traces ayant un $p_T > 3$ GeV.

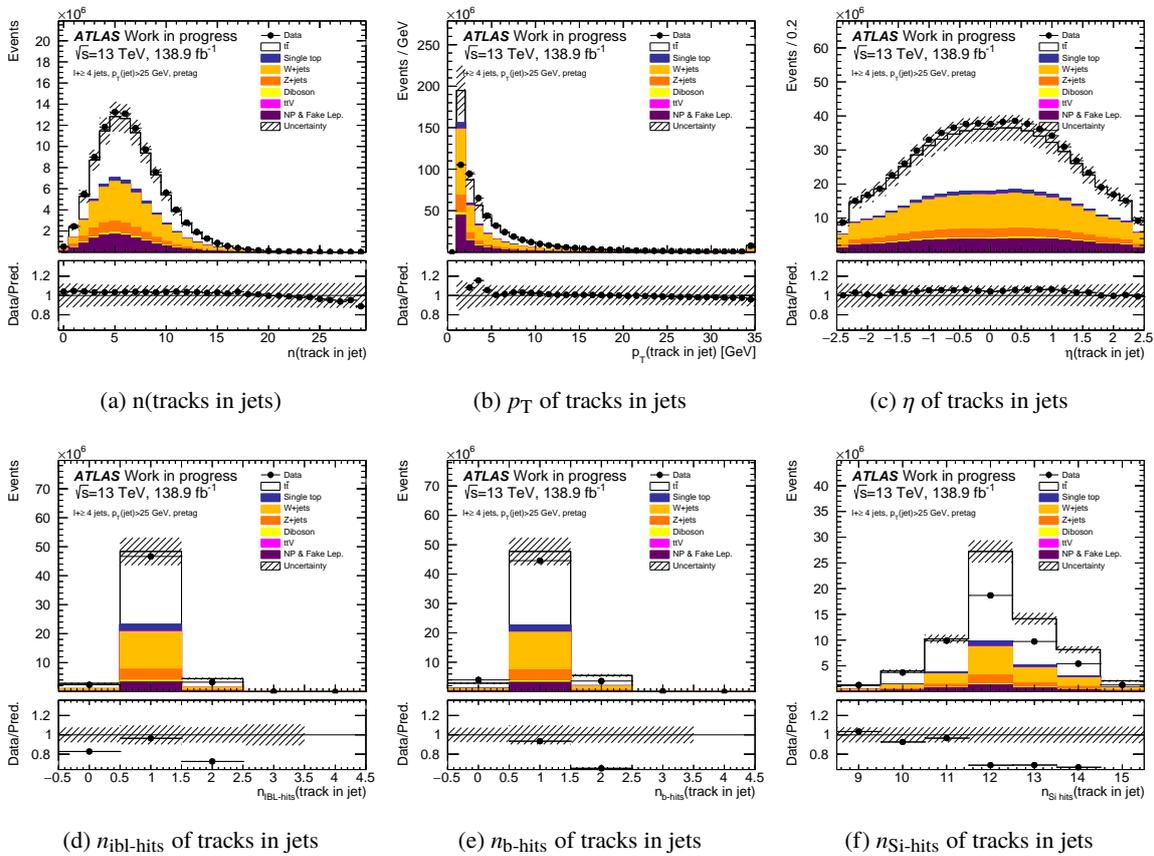


FIGURE 4.8 – Distributions, après la préselection, de la multiplicité (a), l'impulsion transverse (b), la pseudorapidité η (c), des traces de particules chargées dans les jets. Les nombres de coups dans la b -layer (d), l'IBL (e) et tout le détecteur silicium (f) pour les traces ayant un $p_T > 3$ GeV sont aussi montrés. Les données sont comparées aux prédictions provenant des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, quarks top célibataires, $t\bar{t}V$, W + jets, Z + jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt (mentionné comme 'NP & Fake Lep.'). Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec leurs incertitudes statistiques. Les prédictions sont représentées comme des histogrammes colorés et normalisés à la même luminosité que les données. La surface hachurée représente la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques provenant des incertitudes sur les sections efficaces des échantillons simulés. L'intervalle le plus à droite comprend toutes les entrées pour les valeurs situées au-delà de la limite de l'histogramme. La partie au bas des figures montre le rapport entre les données et les prédictions.

4.4.4 Estimation des bruits de fond

Plusieurs types d'événements de bruit de fond contiennent des mésons charmés dans l'état final, tout en étant attendus à rester peu nombreux du fait des critères sélectionnant des événements ressemblant à un état final $t\bar{t}$. Ainsi pour la sélection en J/ψ on trouve :

- qu'il est possible pour le $t\bar{t}$ et le méson charmé d'être originaire de deux interactions partoniques différentes dans la même collision pp , dans un processus de double diffusion de partons [227], [228].
- la production associée de bosons vecteurs avec un b -jet.
- des événements $Wb\bar{b}$ et $Zb\bar{b}$.
- la production $b\bar{b}$.

Des événements avec des mésons charmés prompts peuvent être produits par production directe ou en association avec un boson W ou Z . Ces contributions sont attendues faibles [227], [229].

4.4.4.1 W + jets

Le bruit de fond W +jets représente le plus grand bruit de fond au niveau de la préselection. L'estimation de ce bruit de fond est effectuée en utilisant une combinaison d'échantillons simulés et de techniques utilisant les données. Les échantillons SHERPA W +jets sont utilisés comme point de départ alors que la normalisation, qui est affectée de grandes incertitudes théoriques, est déterminée par les données à l'aide d'une sélection d'événements avec au moins 4 jets au niveau pretag. La méthode exploite l'asymétrie de charge attendue dans la production de bosons W^+ et W^- dans les collisions pp [230]. Les processus dans les échantillons $t\bar{t}$ sont eux symétriques, excepté une petite contribution provenant des quarks top célibataires, et des événements $t\bar{t}V$ et WZ , qui sont soustraits aux prédictions provenant de la simulation. Le nombre total d'événements W +jets chargés positivement et négativement ($N_{W^+} + N_{W^-}$) dans l'échantillon peut être ainsi estimé à partir de l'équation :

$$N_{W^+} + N_{W^-} = \frac{N_{W^+}^{\text{MC}} + N_{W^-}^{\text{MC}}}{N_{W^+}^{\text{MC}} - N_{W^-}^{\text{MC}}} (D^+ - D^-) = \left(\frac{r_{\text{MC}} + 1}{r_{\text{MC}} - 1} \right) (D^+ - D^-), \quad (4.5)$$

où r_{MC} est le rapport, dans la simulation, entre le nombre d'événements avec des leptons chargés positivement sur le nombre d'événements avec des leptons chargés négativement, et D^+ et D^- sont les nombres d'événements avec des leptons chargés positivement et négativement dans les données, corrigés de la contribution symétrique en charge en utilisant la simulation.

Des facteurs d'échelle de normalisation du processus W +jets peuvent ainsi être mesurés comme :

$$SF_{\text{CA}} = \frac{\left(\frac{r_{\text{MC}} + 1}{r_{\text{MC}} - 1} \right) (D^+ - D^-)}{N_{W^+}^{\text{MC}} + N_{W^-}^{\text{MC}}}. \quad (4.6)$$

Ils sont donnés dans la table 4.8 séparément pour les canaux e +jets et μ +jets. Ils permettent de corriger de quelques pourcents les prédictions issues de la simulation.

TABLE 4.8 – Facteurs d’échelle SF_{CA} et leurs incertitudes à appliquer à la normalisation des échantillons simulés W +jets suivant le canal considéré.

n_{jet}	e +jets	μ +jets
≥ 4 jets	$0,9625 \pm 0,0092$	$0,9952 \pm 0,0067$

4.4.4.2 Autres bruits de fond évalués par la simulation

D’autres événements de bruit de fond proviennent de la production de $t\bar{t}V$, dibosons et Z +jets. Ils sont estimés directement à partir des échantillons simulés et normalisés aux prédictions théoriques les plus précises sur leur section efficace (cf. section 4.2.4.2).

4.4.4.3 Bruit de fond dû aux leptons non-prompts et aux faux leptons

Les processus de production multijet ont une grande section efficace et peuvent imiter la signature lepton+jets du fait de jets mal identifiés comme des leptons prompts (faux leptons), d’électrons de conversion dans les jets ou des désintégrations semileptoniques de hadrons lourds (vrais leptons non-prompts). Ce bruit de fond est estimé directement dans les données en utilisant une méthode dite de la matrice [231]. Le nombre d’événements de bruit de fond dans la région de signal est évalué en appliquant des efficacités (estimées sur des leptons réels et des faux leptons) aux événements ayant le lepton passant une sélection stricte (correspondant à la sélection utilisée dans l’analyse) ou relâchée (typiquement sans critère d’isolation). Les efficacités de sélection des vrais leptons sont estimées dans les données par une méthode de tag-and-probe sur des leptons issus de désintégrations de bosons Z , et corrigées grâce à la simulation de possibles différences d’isolation avec des leptons issus de paires $t\bar{t}$. Les efficacités de sélection des faux leptons sont elles mesurées en utilisant les données dans des régions enrichies en bruit de fond multijets (typiquement à basses valeurs de la E_T^{miss}), en enlevant grâce à la simulation la contamination provenant des vrais leptons.

4.4.4.4 Les faux muons mous

Il y a deux sources de faux muons. Il y a tout d’abord les muons issus de désintégrations en vol provenant de la désintégration de pions et de kaons chargés. La petite différence de masse entre les hadrons et les muons qui en sont issus peut résulter en une petite inflexion de la trace au niveau du vertex de désintégration. Alors, les différentes traces peuvent être confondues comme provenant d’une seule particule qui peut alors être considérée comme étant un muon. Des candidats muons peuvent aussi être reconstruits quand des hadrons chargés laissent des traces dans le détecteur interne et des particules chargées se désintégrant dans le calorimètre hadronique laissent des traces dans le spectromètre à muons.

En pratique, ce bruit de fond est estimé à partir des échantillons simulés de paires $t\bar{t}$ et de quarks top célibataires. L’information contenant la vérité dans la simulation est utilisée pour identifier l’origine des muons mous, c’est à dire le suivi des ancêtres qui ont produits en fin de chaîne ce muon. Ils correspondent aux muons qui sont produits par les désintégrations de hadrons légers ou qui n’ont tout simplement pas d’information de vérité associée (obtenue au niveau de la simulation du détecteur pour par exemple les

pions et les kaons) ou du bruit de fond détecteur. Suivant la référence [80] sur les muons mous dans les jets, un facteur de normalisation $SF = 1,096 \pm 0,140$ est appliqué à ces faux muons mous.

4.5 Les incertitudes systématiques

Les distributions de contrôle, montrant les comparaisons entre les données et les prédictions, ainsi que toutes les mesures effectuées sont affectées par différentes sources d’incertitudes systématiques, incluant en particulier la modélisation du signal et du bruit de fond, les incertitudes expérimentales et celles liées au nombre limité d’événements simulés. La table 4.9 résume les différentes sources d’incertitudes considérées.

4.5.1 Modélisation du signal

Différents échantillons MC sont utilisés pour estimer l’effet de la modélisation du signal. Pour ceux-ci la simulation du détecteur est effectuée à l’aide de la simulation rapide AF2.

4.5.1.1 Echantillons et réglages utilisés par défaut

Comme déjà détaillé dans la section 4.2.4.1, l’échantillon de paires $t\bar{t}$ utilisé dans cette analyse (DSID 410470) utilise le générateur NLO POWHEG, les douches partoniques et l’hadronisation étant modélisées par PYTHIA 8 utilisant le réglage A14. Les radiations dans les désintégrations du quark top sont entièrement gérées par le générateur de douche partonique qui implémente des corrections à l’élément de matrice avec une précision équivalente au niveau NLO. Le paramètre h_{damp} , qui contrôle le p_T de la première émission additionnelle au-delà de la configuration de Born, est mis à 1,5 fois la masse du quark top $m_{\text{top}} = 172,5 \text{ GeV}$.

Le réglage A14 est basé sur le réglage MONASH effectué sur les données du LEP et du Tevatron [232] et hérite en particulier de ses paramètres de fragmentation et d’hadronisation. Il contraint de plus les douches partoniques, les interactions entre plusieurs partons et les paramètres de reconnexion de couleur, à partir d’une combinaison de mesures de la collaboration ATLAS à 7 TeV des événements sous-jacents, de la production de jets, de boson Z et de quarks top. Comme détaillé dans la référence [80], le réglage A14 trouve une valeur de la constante de couplage forte dans les radiations dans l’état initial α_S^{ISR} , plus faible que celle de MONASH (0,127 contre 0,1365), améliorant la description de la distribution de p_T du boson Z et de la multiplicité des jets dans la production de paires de quarks top. Il trouve également une valeur plus faible de la constante de couplage forte dans les radiations dans l’état final, α_S^{FSR} . Ceci est en tension avec les déterminations dans les collisions e^+e^- , la description des observables de la forme des événements et des taux de jets par le réglage A14 étant assez mauvaise. Des comparaisons avec les données LHC ne montrent pas une meilleure description par cette basse valeur de α_S^{FSR} sans être toutefois en tension avec elles.

L’analyse présentée dans cette thèse est particulièrement sensible à la modélisation du transfert d’impulsion entre le quark b et le hadron B , et par voie de conséquence de la description de la fonction de fragmentation du quark b . La description de la fragmentation tel que mesurée dans les collisionneurs e^+e^- par le réglage A14 est assez mauvaise. Une analyse de mesure de masse du quark top utilisant des désintégrations semileptoniques du quark b en muons [80] a utilisé les données des événements $Z \rightarrow b\bar{b}$ du LEP (expériences DELPHI, ALEPH et OPAL) et SLD pour contraindre la description

TABLE 4.9 – Résumé des différentes sources d’incertitudes incluses dans cette analyse. Pour chacune, le nombre de sous-composantes prises en compte est indiqué.

Source de l’incertitude	Nombre de composantes
Statistique et échantillons	
Statistique	1
Méthode	1
Luminosité	1
Modélisation des processus de signal	
Générateur NLO	1
Douche partonique et hadronisation	1
Fragmentation du quark b r_b	1
Fractions de production de hadrons b	4
BR des désintégrations de hadrons b	3
Réglage A14	1
Réglage h_{damp}	1
Radiation dans l’état initial	3
Radiation dans l’état final	1
Reconnexion de couleur	1
Choix de PDF	30
Modélisation des processus de bruit de fond	
Diboson	1
Z + jets	2
W + jets	2
Faux leptons	1
Faux muons mous	1
Réponse du détecteur	
Électrons	6
Muons	14
Échelle d’énergie des jets légers	29
Échelle d’énergie des jets de b	1
Résolution en énergie des jets	8
Fraction de vertex des jets	1
Étiquetage de la saveur des jets	27
Impulsion transverse manquante	2
Empilement	1

de la fragmentation du quark b dans des événements $t\bar{t}$. L’un des paramètres utilisés dans PYTHIA 8 (STRINGZ :RFACTB), appelé dans la suite r_b a été contraint. La valeur de ce paramètre dans l’échantillon $t\bar{t}$ utilisé par défaut, utilisant le réglage A14, a une valeur de 0,855. Le réglage effectué dans la référence [80] obtient une valeur $r_b = 1,05$. Un échantillon d’événement $t\bar{t}$ (DSID 411290) a été produit avec ce réglage, appelé par la suite A14 – r_b , mais avec une statistique réduite par rapport à l’échantillon nominal.

Dans la suite, l'échantillon nominal, avec le réglage A14 est utilisé en général. Pour l'estimation des incertitudes systématiques relatives à l'hadronisation ou la fragmentation du quark b , l'échantillon A14 – r_b est privilégié.

4.5.1.2 Générateur NLO

Pour évaluer l'incertitude liée au choix du générateur d'élément de matrice NLO les résultats obtenus à partir de deux échantillons MC simulés avec les programmes POWHEG et MG5_AMC sont comparés. Différentes implémentations de ces programmes et de leur association avec le générateur de douches partoniques sont comparées et résumées dans la table 4.10.

TABLE 4.10 – Résumé des échantillons simulés de processus de signal utilisés pour estimer l'incertitude liée au choix du générateur NLO. Pour chaque échantillon les informations suivantes sont données : le processus physique, le numéro d'identification DSID, le générateur d'élément de matrice (ME), le générateur de douche partonique (PS), le choix de PDF pour l'élément de matrice, le réglage et le choix de PDF pour la douche partonique, et des informations sur les schémas d'association et de fusion de l'élément de matrice et de la douche partonique.

Modélisation	DSID	générateur ME	générateur PS	PDF ME	Réglage PS PDF PS	Association (Fusion)
$t\bar{t}$ MCGen_MECgRec	411288	POWHEG r3026 (v2)	PYTHIA v8.230	NNPDF3.0NLO	A14 NNPDF2.3LO	POWHEG ($h_{\text{damp}} = 1,5 \times m_{\text{top}}$)
	410464-5	MG5_AMC 2.3.3	PYTHIA v8.230	NNPDF3.0NLO	A14 NNPDF2.3LO	MG5_AMC ($\mu_q = H_T/2$)
$t\bar{t}$ MCGen_PoaMCNLOPY8	410470	POWHEG r3026 (v2)	PYTHIA v8.230	NNPDF3.0NLO	A14 NNPDF2.3LO	POWHEG ($h_{\text{damp}} = 1,5 \times m_{\text{top}}$)
	410464-5	MG5_AMC 2.3.3	PYTHIA v8.230	NNPDF3.0NLO	A14 NNPDF2.3LO	MC@NLO ($\mu_q = H_T/2$)
$t\bar{t}$ MCGen_PoaMCNLOH713	411233-4	POWHEG r3026 (v2)	HERWIG v7.1.3	NNPDF3.0NLO	H7-UE-MMHT MMHT2014LO	POWHEG ($h_{\text{damp}} 1,5 \times m_{\text{top}}$)
	412116-7	MG5_AMC 2.6.0	HERWIG v7.1.3	NNPDF3.0NLO	H7-UE-MMHT MMHT2014LO	MG5_AMC ($\mu_q = H_T/2$)
single-top t -	410658-59	POWHEG r3026 v2	PYTHIA v8.230	NNPDF3.0NLO	A14 NNPDF2.3LO	
single-top s -	410644-45	POWHEG r3026 v2	PYTHIA v8.230	NNPDF3.0NLO	A14 NNPDF2.3LO	
single-top tW	410646-47	POWHEG r3026 v2	PYTHIA v8.230	NNPDF3.0NLO	A14 NNPDF2.3LO	
single-top t -	412004	MG5_AMC 2.6.2	PYTHIA v8.230	NNPDF3.0NLO	A14 NNPDF2.3LO	
single-top s -	412005	MG5_AMC 2.6.2	PYTHIA v8.230	NNPDF3.0NLO	A14 NNPDF2.3LO	
single-top tW	412002	MG5_AMC 2.6.2	PYTHIA v8.230	NNPDF3.0NLO	A14 NNPDF2.3LO	

L'association du programme MG5_AMC au générateur de douche partonique PYTHIA 8 nécessite des réglages spécifiques pour conserver la précision NLO, les corrections à l'élément de matrice (cf. section 4.2.1.4) n'étant pas appliquées à la fois pour les radiations dans l'état initial et final, et les paramètres de recul global sont utilisés pour les émissions dans l'état final. Ces réglages sont différents de ceux de PYTHIA 8 utilisé en association avec le programme POWHEG dans l'échantillon nominal. La comparaison des deux générateurs NLO peut alors introduire une grande incertitude de manière artificielle, non liée à l'émission NLO, de part la description incohérente des radiations dans l'état final des deux implémentations.

Dans la première comparaison, appelée par la suite «MECgRec», les deux échantillons suivants sont utilisés. Le premier échantillon (DSID 411359, 411288) correspond au générateur PowHEG, le second (DSID 410464-5) correspond au générateur MG5_AMC (v2.3.3) avec le choix de PDF NNPDF3.0NLO. Les deux générateurs sont interfacés à PYTHIA 8 avec la même configuration, celle utilisée par MG5_AMC. Ceci fournit un traitement cohérent de la radiation émise par le quark b , permettant d'évaluer les différences issues du choix du générateur NLO et de son association à l'émission de radiation du quark top. Cet échantillon PowHEG +PYTHIA 8 n'est devenu disponible qu'à la toute fin de cette thèse et est encore en cours de validation au moment de la rédaction. D'autres comparaisons ont été utilisées lors de la majeure partie des études et doivent être mentionnées.

Dans la seconde comparaison, appelée «PoaMCNLOPY8», les deux échantillons $t\bar{t}$ suivant sont comparés. Le premier correspond à l'échantillon nominal avec le générateur PowHEG (v2 r3026) et les PDFs NNPDF3.0. Le deuxième (DSID 410464-5) correspond au générateur MG5_AMC (v2.3.3) et les PDFs NNPDF3.0NLO. Les échelles de renormalisation et de factorisation sont mises à la valeur $\mu_q = H_T/2$ où H_T est défini comme la somme scalaire des p_T des partons sortants [233]. Les deux générateurs sont interfacés avec PYTHIA 8 (v8.230), utilisant le réglage A14 et les PDFs NNPDF2.3LO. Étant donné la mauvaise description de la distribution du p_T des paires $t\bar{t}$ par MG5_AMC +PYTHIA 8, contrairement à celle obtenue avec PowHEG +PYTHIA 8, les événements MG5_AMC +PYTHIA 8 sont repondérés pour que la distribution soit identique à celle de PowHEG +PYTHIA 8 (cf. figure 4.9). Comme il sera montré plus loin, après cette pondération, l'incertitude systématique associée sur m_{top} est alors un peu réduite (d'environ 200 MeV).

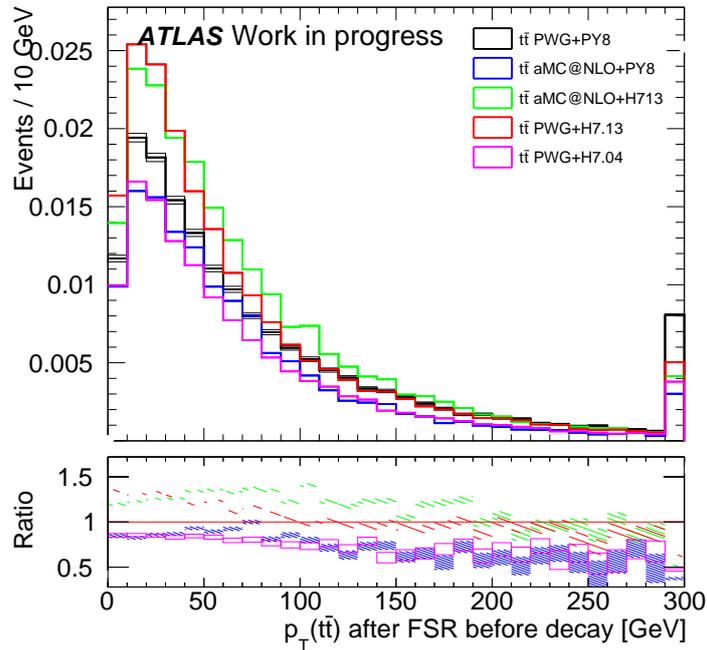


FIGURE 4.9 – Distribution du p_T du système $t\bar{t}$, après les radiations FSR et avant désintégration, obtenue pour différents échantillons $t\bar{t}$.

Dans la troisième comparaison, appelée «PoaMCNLOH713», les deux échantillons $t\bar{t}$ suivant sont comparés. Le premier (DSID 411233-4) correspond au générateur nominal PowHEG (v2 r3026). Le deuxième (DSID 412116-7) correspond au générateur MG5_AMC (v2.6.0) et le choix de PDF

NNPDF3.0NLO. Les échelles de renormalisation et de factorisation sont mises à la valeur de la masse transverse $\mu = \sqrt{(m_{\text{top}}^2 + 0,5 \times (p_{T,t}^2 + p_{T,\bar{t}}^2))}$. Les deux générateurs sont interfacés avec HERWIG7 (v7.1.3) [183], [184], utilisant les paramètres de réglage H7-UE [234] et les PDFs MMHT2014LO [189].

Pour estimer l’incertitude correspondante sur les échantillons de quarks top célibataires, les échantillons nominaux (DSID 410658-59, 410644-45, 410646-47) sont comparés à des échantillons (DSID 412004-5-2) produits avec le générateur NLO MG5_AMC (v2.6.2) interfacé avec PYTHIA 8 (v8.230), utilisant le réglage A14.

4.5.1.3 Modélisation de l’hadronisation et des gerbes partoniques

L’impact de la modélisation de l’hadronisation et des douches partoniques (PS) est évalué en utilisant, ici aussi, différentes comparaisons, chacune comparant deux échantillons simulés (cf. table 4.11).

TABLE 4.11 – Résumé des échantillons simulés de processus de signal utilisés pour estimer l’incertitude liée au choix du générateur de douches partoniques et d’hadronisation. Pour chaque échantillon les informations suivantes sont données : le processus physique, le numéro d’identification DSID, le générateur d’élément de matrice (ME), le générateur de douche partonique (PS), le choix de PDF pour l’élément de matrice, le réglage et le choix de PDF pour la douche partonique, et des informations sur les schémas d’association et de fusion de l’élément de matrice et de la douche partonique.

Modélisation	DSID	générateur ME	générateur PS	PDF ME PDF PS	Réglage PS (Fusion)	Association
$t\bar{t}$ MCHad_PYrbH713	411290	POWHEG r3026 (v2)	PYTHIA v8.230	NNPDF3.0NLO	A14 NP2F2.3LO	POWHEG ($h_{\text{damp}} = 1,5 \times m_{\text{top}}$)
	411233-4	POWHEG r3026 (v2)	HERWIG v7.1.3	NNPDF3.0NLO	H7-UE-MMHT MMHT2014LO	($h_{\text{damp}} 1,5 \times m_{\text{top}}$)
$t\bar{t}$ MCHad_PYH713	410470	POWHEG r3026 (v2)	PYTHIA v8.230	NNPDF3.0NLO	A14 NP2F2.3LO	POWHEG ($h_{\text{damp}} = 1,5 \times m_{\text{top}}$)
	411233-4	POWHEG r3026 (v2)	HERWIG v7.1.3	NNPDF3.0NLO	H7-UE-MMHT MMHT2014LO	($h_{\text{damp}} 1,5 \times m_{\text{top}}$)
$t\bar{t}$ MCHad_PYH704	410470	POWHEG r3026 (v2)	PYTHIA v8.230	NNPDF3.0NLO	A14 NNPDF2.3LO	POWHEG ($h_{\text{damp}} = 1,5 \times m_{\text{top}}$)
	410557-8	POWHEG r3026 (v2)	HERWIG v7.0.4	NNPDF3.0NLO	H7-UE-MMHT MMHT2014LO	($h_{\text{damp}} = m_{\text{top}}$)
single-top t -	410658-59					
single-top s -	410644-45	POWHEG r3026 v2	PYTHIA v8.230	NNPDF3.0NLO	A14 NNPDF2.3LO	
single-top tW	410646-47					
single-top t -	411032-3					
single-top s -	411034-5	POWHEG r3026 v2	HERWIG v7.0.4	NNPDF3.0NLO	H7-UE-MMHT MMHT2014LO	
single-top tW	411036-7					

Dans la première comparaison, appelée «PYrbH713», les deux échantillons suivant sont comparés. Le premier est l’échantillon nominal produit avec le réglage A14 – r_b (DSID 411290). Le second (DSID 411233-4) correspond au générateur POWHEG (v2 r3026) interfacé à HERWIG7 (v7.1.3), déjà évoqué

ci-dessus. Dans la deuxième comparaison, appelée «PYH713», l'échantillon nominal produit avec le réglage A14 (DSID 410470) est comparé à l'échantillon POWHEG +HERWIG7 (DSID 411233-4). Dans la troisième comparaison, appelée «PYH704», l'échantillon nominal est comparé à un échantillon (DSID 410557-8) utilisant POWHEG (v2 r3026) interfacé à HERWIG7 (v7.0.4), utilisant le réglage H7-UE [234] et les PDFs [189].

Pour estimer l'incertitude correspondante sur les échantillons de quarks top célibataires, les échantillons nominaux sont comparés à des échantillons (DSID 411032-3, 411034-5, 411036-7) produits avec POWHEG interfacé avec HERWIG (v7.04).

4.5.1.4 Fragmentation des quarks lourds, production et désintégration des hadrons B

Fragmentation du quark b r_b :

La modélisation du transfert d'impulsion entre le quark b et le hadron b est un aspect important de cette analyse. Comme décrit ci-dessus, un échantillon $t\bar{t}$ (dataset DSID 411290) a été produit récemment

TABLE 4.12 – Résumé des échantillons simulés de processus de signal utilisés pour estimer l'incertitude liée au choix du paramètre r_b de fragmentation du quark b . Pour chaque échantillon les informations suivantes sont données : le processus physique, le numéro d'identification DSID, le générateur d'élément de matrice (ME), le générateur de douche partonique (PS), le choix de PDF pour l'élément de matrice, le réglage et le choix de PDF pour la douche partonique, et des informations sur les schémas d'association et de fusion de l'élément de matrice et de la douche partonique.

Modélisation	DSID	générateur ME	générateur PS	PDF ME PDF PS	Réglage PS (Fusion)	Association
$t\bar{t}$ MCbFrag	410470	POWHEG r3026 (v2)	PYTHIA v8.230	NNPDF3.0NLO	A14 NNPDF2.3LO	POWHEG ($h_{\text{damp}} = 1,5 \times m_{\text{top}}$)
	411290	POWHEG r3026 (v2)	PYTHIA v8.230	NNPDF3.0NLO	A14 NPDF2.3LO	POWHEG ($h_{\text{damp}} = 1,5 \times m_{\text{top}}$)

avec le réglage A14 – r_b utilisant une valeur $r_b = 1,05$. Pour avoir une estimation de l'incertitude systématique sur la fragmentation du quark b il faut comparer la mesure de m_{top} obtenue à partir de cet échantillon avec celle obtenue avec un autre échantillon ayant une autre valeur que $r_b = 1,05$. Dans la mesure de m_{top} utilisant des muons issus de la désintégration semileptonique de quarks b dans des événements $t\bar{t}$ [80] deux autres échantillons ont été utilisés, avec des valeurs de r_b de 1,029 et 1,071 entourant la valeur centrale de $r_b = 1,05$. Cette étude n'a cependant été effectuée qu'avec des lots au niveau de la vérité MC, utilisant des fonctions de transferts pour obtenir des informations au niveau de la reconstruction; les échantillons n'ont été aussi produits que pour les années 2015 et 2016. Des travaux sont en cours dans la collaboration pour poursuivre ces études, obtenir peut être des gammes de valeurs de r_b sensiblement différentes, et pour avoir ces échantillons entièrement reconstruits. Ainsi dans cette analyse on compare à l'échantillon nominal, basé sur le réglage A14, correspondant à une valeur $r_b = 0,855$, assez éloignée de la valeur centrale du réglage A14 – r_b .

Concernant les échantillons $t\bar{t}$ POWHEG +HERWIG, ils sont été produits avec les réglages par défaut de HERWIG qui sont en meilleur accord avec les données du LEP. Par contre il n'y a pas d'échantillons alternatifs permettant une mesure de l'incertitude associée à la fragmentation du quark b .

Fraction de production des hadrons b :

Les incertitudes associées à la production des hadrons b proviennent des incertitudes sur les fractions de production des différents types de hadrons b qui vont affecter la cinématique des mésons produits en bout de chaîne. Ces fractions sont calculées à partir des valeurs les plus précises des durées de vie, des paramètres de mélange, etc., telles que décrites dans le PDG[11] et montrées dans la table 4.13.

TABLE 4.13 – Fractions de production pour les hadrons b se désintégrant par interaction faible telle que dans le PDG [11].

Hadron	Fraction de production
B^0	$0,404 \pm 0,006$
B^+	$0,404 \pm 0,006$
B_s^0	$0,103 \pm 0,006$
B -baryon	$0,088 \pm 0,012$

Ces fractions sont mesurées dans les différents échantillons MC utilisés et peuvent être sensiblement différentes de la valeur du PDG, comme déjà décrit dans la section 4.2.4.1. Le rapport de la valeur du PDG sur celle mesurée dans l'échantillon MC donne un facteur d'échelle. Les fractions de production et les facteurs d'échelle observés dans les échantillons POWHEG +PYTHIA 8 et POWHEG +HERWIG sont donnés dans la table 4.14. Il a été vérifié que ces facteurs d'échelles s'appliquent à tous les échantillons utilisant le même générateur de douche partonique, et ne diffèrent qu'entre PYTHIA 8, HERWIG (v7.0.4) et HERWIG (v7.1.3). Ces facteurs d'échelles sont appliqués événement par événement suivant le type de hadron b . Les incertitudes sur ces fractions proviennent entièrement des valeurs du PDG. L'hypothèse

TABLE 4.14 – Les fractions de production des hadrons b mesurées dans chaque échantillon MC et les facteurs d'échelle correspondant.

Hadron	PDG	POWHEG +PYTHIA 8		POWHEG +HERWIG (v7.0.4)		POWHEG +HERWIG (v7.1.3)	
		MC	SF	MC	SF	MC	SF
B^0	$0,404 \pm 0,006$	0,429	0,941	0,387	1,046	0,368	1,098
B^+	$0,404 \pm 0,006$	0,429	0,942	0,387	1,046	0,368	1,098
B_s^0	$0,103 \pm 0,006$	0,095	1,088	0,078	1,320	0,060	1,711
B -baryon	$0,088 \pm 0,012$	0,057	1,874	0,147	0,598	0,204	0,432

est que ces fractions sont les mêmes dans toutes les expériences et que leur somme est bien l'unité. Des coefficients de corrélation entre ces fractions de production sont aussi donnés :

$$\begin{aligned}
 \text{cor}(B_s^0, b\text{-baryon}) &= -0,260, \\
 \text{cor}(B_s^0, B^\pm = B^0) &= -0,136, \\
 \text{cor}(b\text{-baryon}, B^\pm = B^0) &= -0,922.
 \end{aligned}
 \tag{4.7}$$

En prenant en compte ces corrélations, les variations maximales sont montrées dans la table 4.15. Ces incertitudes sont propagées dans l'analyse. L'incertitude totale est alors obtenue en effectuant la somme quadratique des quatre variations détaillées dans cette table.

TABLE 4.15 – Les fractions de production des hadrons b et leurs variations, en prenant en compte les corrélations entre ces productions, comme obtenues du PDG [11].

Hadron	PDG	$B^{\pm 0}$ up	$B^{\pm 0}$ down	B_s^0 up	B_s^0 down	b -baryon up	b -baryon down
B^0	$0,404 \pm 0,006$	0,410	0,398	0,403	0,405	0,398	0,410
B^+	$0,404 \pm 0,006$	0,410	0,398	0,403	0,405	0,398	0,410
B_s^0	$0,103 \pm 0,006$	0,102	0,108	0,108	0,098	0,102	0,104
B -baryon	$0,088 \pm 0,012$	0,077	0,099	0,085	0,091	0,100	0,076

Rapport d'embranchement des désintégrations des hadrons b, c :

Les incertitudes associées à la désintégration des hadrons b proviennent des incertitudes sur les rapports d'embranchement des différents mésons produits en bout de chaîne. Suivant le PDG, le rapport d'embranchement inclusif du quark b en J/ψ est $\mathcal{BR}(b \rightarrow J/\psi + X) = (1,16 \pm 0,1)\%$. La production directe de J/ψ inclut des mésons B chargés et neutres ($B^+, B^-, B_c^+, B_c^-, B_d^0, \bar{B}_d^0, B_s^0, \bar{B}_s^0$) et des baryons B ($\Lambda_b^0, \chi_b^0, \chi_b^+, \chi_b^-, \Omega_b^-$). Le rapport d'embranchement direct est alors de $\mathcal{BR}(b \rightarrow J/\psi(\text{direct}) + X) = (7,8 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$. La production indirecte s'effectue à travers des états excités de mésons et de baryons qui se désexcitent avec l'émission de photons qui se désintègrent alors en J/ψ . Les principaux processus sont la production de $\psi(2S)$ et de $\chi_{c1}(1P)$ avec des rapports d'embranchement respectivement de $(1,76 \pm 0,19) \cdot 10^{-3}$ et $(4,8 \pm 1,5) \cdot 10^{-3}$. Le rapport d'embranchement indirect est alors de $\mathcal{BR}(b \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+ \mu^-) + X) \sim 6,9 \times 10^{-4}$. La table 4.16 détaille ces processus.

TABLE 4.16 – Production de J/ψ et de mésons D provenant de la désintégration de hadrons b et les rapports d'embranchement correspondants comme dans le PDG [11].

Processus	PDG _{subprocess}	PDG _{process}
$b \rightarrow J/\psi$	-	$(1,16 \pm 0,10)\%$
direct $b \rightarrow J/\psi$	-	$(7,8 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$
$\psi(2S) \rightarrow J/\psi$	$\text{BR}(B \rightarrow \psi(2S)) = (2,86 \pm 0,28) \cdot 10^{-3}$ $\text{BR}(\psi(2S) \rightarrow J/\psi) = (61,4 \pm 0,6)\%$	$(1,76 \pm 0,19) \cdot 10^{-3}$
$\chi_{c1}(1P) \rightarrow J/\psi$	$\text{BR}(B \rightarrow \chi_{c1}(1P)) = (1,4 \pm 0,4)\%$ $\text{BR}(\chi_{c1}(1P) \rightarrow J/\psi) = (34,3 \pm 1,0)\%$	$(4,8 \pm 1,5) \cdot 10^{-3}$
$B \rightarrow \bar{D}^0 \mu^+ \nu_\mu X$	-	$(6,84 \pm 0,35)\%$
D^0	-	$(59,8 \pm 2,9)\%$
$D^*(2007)^0 \rightarrow D^0$	$\text{BR}(B \rightarrow D^*(2007)^0) = (26,0 \pm 2,7)\%$ $\text{BR}(D^*(2007)^0 \rightarrow D^0) = 100\%$	$(26,0 \pm 2,7)\%$
$D^*(2010)^+ \rightarrow D^0$	$\text{BR}(B \rightarrow D^*(2010)^+) = (17,3 \pm 2,0)\%$ $\text{BR}(D^*(2010)^+ \rightarrow D^0) = (67,7 \pm 0,5)\%$	$(12 \pm 2)\%$
$B \rightarrow D^*(2010)^+ X$	-	$(17,3 \pm 2,0)\%$

Les incertitudes proviennent entièrement des valeurs du PDG. Ces incertitudes sont propagées dans l'analyse. L'incertitude totale est alors obtenue en effectuant la somme quadratique des différentes variations détaillées dans cette table.

La table 4.17 montre les rapports d'embranchement des désintégrations de J/ψ et des mésons D pour les canaux considérés dans cette analyse. Les incertitudes correspondantes ne sont cependant pas considérées dans la suite.

TABLE 4.17 – les rapports d'embranchement des désintégrations de J/ψ et des mésons D pour les canaux considérés dans cette analyse comme dans le PDG [11].

Process	PDG _{sub-process}	PDG _{process}
$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$		$(5,96 \pm 0,03)\%$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$		$(3,89 \pm 0,04)\%$
$D^*(2010)^+ \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+$		$(2,63 \pm 0,05)\%$
	$D^*(2010)^+ \rightarrow D^0 \pi^+$	$(67,7 \pm 0,5)\%$
	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$(3,89 \pm 0,04)\%$

Ces rapports d'embranchement sont mesurés dans les différents échantillons MC et peuvent être sensiblement différents de la valeur du PDG, comme déjà décrit dans la section 4.2.4.1. Le rapport de la valeur du PDG sur celle mesurée dans l'échantillon MC donne un facteur d'échelle. Les rapports d'embranchement et les facteurs d'échelle observés sont donnés dans la table 4.18. Ces facteurs d'échelles sont appliqués événement par événement suivant le type de chaîne de production du J/ψ ou du méson D .

TABLE 4.18 – Les fractions de désintégration des hadrons b mesurées dans les MC.

Hadron	PDG	MC	SF
$B \rightarrow J/\psi$ (inclusif)	$0,0116 \pm 0,0010$	0,01269	0,9143
$B \rightarrow D^0$ (direct)	$0,00265 \pm 0,0011$	0,00257	1,033
$B \rightarrow D^*(2010)^+ \rightarrow D^0$	$0,00454 \pm 0,0007$	0,00331	1,372
$B^+ D^*(2007)^0 \rightarrow D^0$	$0,01009 \pm 0,0019$	0,00856	1,176
$B \rightarrow D^*(2010)^+$	$0,00454 \pm 0,0005$	0,00409	1,110

4.5.1.5 Modélisation des radiations

L'impact du choix du paramètre h_{damp} , qui contrôle le p_T de la première émission additionnelle au-delà de la configuration de Born, est évalué en comparant deux échantillons (cf. table 4.19). Le premier est le nominal pour lequel ce paramètre est mis à 1,5 fois la masse du quark top soit $h_{\text{damp}} = \frac{3}{2} m_{\text{top}} = 258.75 \text{ GeV}$. Le second (DSID 410480-2) est un échantillon $t\bar{t}$ avec le paramètre h_{damp} mis à une valeur de $3m_{\text{top}}$ [197], [233].

L'impact de la modélisation des radiations dans l'état initial (ISR) est évalué en utilisant l'échantillon $t\bar{t}$ nominal, en faisant varier des poids à chaque événement. Trois variations sont prises en compte. Une variation du paramètre α_S^{ISR} est obtenue en utilisant les poids Var3cUp et Var3cDown. Pour simuler plus ou moins de radiations de partons, les paramètres μ_F et μ_R sont variés d'un facteur deux, en utilisant les

réglages A14 Var3c. Pour la variation μ_R , le paramètre est varié d'un facteur 0,5 à 2 tout en gardant constant $\mu_F = 1$. Pour la variation μ_F , le paramètre est varié d'un facteur 0,5 à 2 tout en gardant constant $\mu_R = 1$.

L'impact des radiations dans l'état final (FSR) est évalué en faisant varier des poids au niveau de douches partoniques, événement par événement, en utilisant le réglage A14 Var2 avec une échelle de factorisation μ_F modifiée d'un facteur 0,5 ou 2 par rapport à sa valeur nominale, tout en conservant constant le paramètre μ_R .

TABLE 4.19 – Résumé des échantillons simulés de processus de signal utilisés pour estimer l'incertitude liée au choix de la valeur de h_{damp} . Pour chaque échantillon les informations suivantes sont données : le processus physique, le numéro d'identification DSID, le générateur d'élément de matrice (ME), le générateur de douche partonique (PS), le choix de PDF pour l'élément de matrice, le réglage et le choix de PDF pour la douche partonique, et des informations sur les schémas d'association et de fusion de l'élément de matrice et de la douche partonique.

Modélisation	DSID	générateur ME	générateur PS	PDF ME PDF PS	Réglage PS (Fusion)	Association
h_{damp}	410470	POWHEG r3026 (v2)	PYTHIA v8.230	NNPDF3.0NLO NNPDF2.3LO	A14	POWHEG ($h_{\text{damp}} = 1,5 \times m_{\text{top}}$)
	410480	POWHEG	PYTHIA	NNPDF3.0NLO	A14	POWHEG
	410482	r3026 (v2)	v8.230	NNPDF2.3LO		($h_{\text{damp}} = 3 \times m_{\text{top}}$)

4.5.1.6 Effets de reconnexion de couleur

Les événements sous-jacents et les effets de reconnexion de couleurs peuvent affecter la quantité de radiation émise par le quark b issu du quark top, mais aussi modifier la cinématique du hadron b et ainsi indirectement affecter la distribution de masse invariante $m(\ell \text{ meson})$ utilisée pour mesurer m_{top} .

La modélisation des interactions partoniques multiples (MPI) et des effets de reconnexion de couleur (CR), évoqués dans la section 4.2.1.6, est étudiée à travers trois échantillons de paires $t\bar{t}$ basés sur le réglage nominal POWHEG (r3026 v2)+PYTHIA 8 (v8.230) (cf. la table 4.20) et détaillés dans la référence [235]. Le premier échantillon, appelé CR0 (DSID 411000-1), utilise un modèle de reconnexion de couleur basé sur MPI et est attendu à donner des résultats proches de l'échantillon nominal. Le second, CR1 (DSID 411002-3), utilise un modèle basé sur la QCD avec des reconnexions qui limitent uniquement la taille des cordes. Le troisième, CR2 (DSID 411002-3), utilise un modèle de déplacement de gluon.

4.5.1.7 Choix des fonctions de densité partonique

L'incertitude systématique liée au choix des fonctions de distribution partonique (PDFs) est évaluée en utilisant le réglage PDF4LHC15 [236] appliqué aux échantillons nominaux de paires $t\bar{t}$ et de quarks top célibataires, en utilisant une repondération de chaque événement utilisant 30 versions différentes de ces PDFs. La valeur de m_{top} est extraite pour chacun de ces 30 cas et l'incertitude totale est obtenue comme étant la somme quadratique de ces variations.

TABLE 4.20 – Résumé des échantillons simulés de processus de signal utilisés pour estimer l’incertitude liée aux effets de reconnexion de couleurs. Pour chaque échantillon les informations suivantes sont données : le processus physique, le numéro d’identification DSID, le générateur d’élément de matrice (ME), le générateur de douche partonique (PS), le choix de PDF pour l’élément de matrice, le réglage et le choix de PDF pour la douche partonique, et des informations sur les schémas d’association et de fusion de l’élément de matrice et de la douche partonique.

Modélisation	DSID	générateur ME	générateur PS	PDF ME PDF PS	Réglage PS (Fusion)	Association
CR0	411000-1	POWHEG r3026 (v2)	PYTHIA v8.230	NNPDF3.0NLO	A14 NNPDF2.3LO	POWHEG ($h_{\text{damp}} = 1,5 \times m_{\text{top}}$)
CR1	411002-3	POWHEG r3026 (v2)	PYTHIA v8.230	NNPDF3.0NLO	A14 NNPDF2.3LO	POWHEG ($h_{\text{damp}} = 1,5 \times m_{\text{top}}$)
CR2	411004-5	POWHEG r3026 (v2)	PYTHIA v8.230	NNPDF3.0NLO	A14 NNPDF2.3LO	POWHEG ($h_{\text{damp}} = 1,5 \times m_{\text{top}}$)

4.5.2 Modélisation du bruit de fond

Les incertitudes sur les processus physiques prennent en compte soit les incertitudes sur les sections efficaces de production, soit, dans le cas des estimations basées sur les données, des incertitudes associées à la méthode. Elles sont résumées dans la table 4.21.

TABLE 4.21 – Résumé des incertitudes sur les productions des différents processus et incertitude relative (en %).

Source d’incertitude	σ [%]
$t\bar{t}$	5,7
Quarks top célibataires	5,3
$t\bar{t}V$	1,0
$WW/ZZ/WZ$	5
Normalisation Z/γ^* +jets	5,0
Forme Z/γ^* +jets	dépendant de $n_{\text{jet}} \sim 55$
SF_{CA} W +jets	< 1
Normalisation W +jets	5
Forme W +jets	30
NP. et faux leptons	30
Muons mous	13

Pour les bruits de fond $t\bar{t}V$ et diboson, une incertitude sur la normalisation de respectivement 13 et 50% est utilisée, prenant en compte les incertitudes sur la section efficace de production [237].

Pour le processus W +jets, une incertitude de 5% est considérée sur la section efficace de production, une erreur inférieure au pourcent sur le facteur d’échelle SF_{CA} (cf. table 4.8) et de plus une incertitude de 30% supplémentaire pour prendre en compte de possibles différences entre les données et les simulations provenant de la composition en saveur des jets.

Pour le processus Z +jets, une incertitude de 5% est considérée sur la section efficace de production ainsi qu’une incertitude additionnelle basée sur la multiplicité des jets prenant en compte les variations de PDF, d’échelles et de valeurs de α_S [212] qui est donnée dans la table 4.22.

TABLE 4.22 – Incertitude relative (en %) sur la production de Z + jets suivant la multiplicité en jets [212].

Multiplicité en jets	σ [%]
0	1,2
1	2,3
2	16,9
3	40,5
4	53,0
5	56,8
6	57,2
≥ 7	56,1

Pour l'estimation du bruit de fond provenant des leptons non-prompts et des faux leptons, une incertitude systématique de 30% est prise en compte, permettant de couvrir des différences entre les données et les prédictions observées dans des régions de contrôle enrichies avec des événements multijets.

L'incertitude liée aux muons mous concerne les analyses $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ et D^0 mais pas l'analyse $D^*(2010)^+$. Comme décrit dans la section 4.4.4.4, un facteur d'échelle $SF = 1,096 \pm 0,140$ est obtenu dans des régions de contrôle [80], soit une incertitude relative de 13%.

4.5.3 Réponse du détecteur

4.5.3.1 Leptons

Les incertitudes associées aux leptons proviennent du déclenchement, de la reconstruction, de l'identification, de l'isolation ainsi que de la résolution et de l'échelle d'énergie ou d'impulsion des leptons. Pour chacun de ces effets des facteurs d'échelles permettent de corriger des différences entre les données et les simulations. Ces facteurs d'échelles, et leurs incertitudes, sont propagés dans l'analyse sous la forme de produits de poids, appliqués événement par événement. La table 4.23 résume ces différentes sources.

Les facteurs d'échelle sur les efficacités sont obtenus par des techniques de tag-and-probe sur des données $Z \rightarrow \ell\ell$ et sur des lots simulés. L'incertitude totale pour des leptons de haut p_T est inférieure à 0,5 % pour les muons dans toute la gamme du spectre en p_T [169] et pour les électrons ayant un $p_T > 30$ GeV, alors qu'elle peut excéder 1% pour des électrons de bas p_T [238].

D'autres sources d'incertitudes proviennent des corrections appliquées pour corriger les effets de résolution et d'échelle d'énergie et d'impulsion des leptons. Elles utilisent des distributions de masse $Z \rightarrow \ell\ell$ et $J/\psi \rightarrow \ell\ell$, ainsi que de E/p dans des événements $W \rightarrow \ell\nu$, où E et p sont respectivement l'énergie de l'électron mesuré dans le calorimètre et l'impulsion mesurée dans le trajectographe [169], [239]. Pour évaluer les incertitudes sur l'échelle d'impulsion la sélection des événements est effectuée en faisant varier de $\pm 1\sigma$ cette impulsion. Pour évaluer les incertitudes sur la résolution, la sélection est effectuée en appliquant un étalement de l'impulsion des leptons.

Les incertitudes spécifiques sur les muons mous sont documentées dans la référence [240] et les valeurs trouvées sont adéquates aussi pour les muons produits dans des jets.

TABLE 4.23 – Résumé des incertitudes systématiques liées aux leptons.

Source de l'incertitude	Nom	Type	Commentaire
Electron échelle et résolution en énergie	EG_SCALE_ALL	up/down	
	EG_RESOLUTION_ALL	up/down	
Electron efficacité	leptonSF_EL_SF_Trigger	up/down	
	leptonSF_EL_SF_Reco	up/down	
	leptonSF_EL_SF_ID	up/down	
	leptonSF_EL_SF_Isol	up/down	
Muon échelle et résolution en impulsion	MUON_SCALE	up/down	
	MUON_ID	up/down	
	MUON_SAGITTA_RESBIAS	up/down	
	MUON_SAGITTA_RHO	up/down	
Muon efficacité de reconstruction	leptonSF_MU_SF_ID_STAT	up/down	high- p_T et muons mous
	leptonSF_MU_SF_ID_SYST	up/down	high- p_T et muons mous
	leptonSF_MU_SF_ID_LOWPT_STAT	up/down	muons mous
	leptonSF_MU_SF_ID_LOWPT_SYST	up/down	muons mous
Muon déclenchement, efficacité isolation, TTVA	leptonSF_MU_SF_Trigger_STAT	up/down	high- p_T muons
	leptonSF_MU_SF_Trigger_SYST	up/down	high- p_T muons
	leptonSF_MU_SF_Isol_STAT	up/down	high- p_T muons
	leptonSF_MU_SF_Isol_SYST	up/down	high- p_T muons
	leptonSF_MU_SF_STAT_STAT	up/down	high- p_T muons
	leptonSF_MU_SF_STAT_SYST	up/down	high- p_T muons

4.5.3.2 Jets

Les incertitudes associées aux jets proviennent de l'efficacité de la reconstruction et de l'identification des jets basée sur la variable JVT, ainsi que sur l'échelle d'énergie (JES) et la résolution en énergie (JER) des jets, et sont résumées dans la table 4.24.

L'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets est estimée en combinant les informations de données prises durant des tests en faisceau, dans des collisions au LHC et dans les simulations [241]. Une décomposition des effets en 29 sous-contributions décorréliées est utilisée (cf. table 4.24) : effets d'empilement, de composition en saveur, de réponse à des particules uniques et de «punch-through». L'incertitude est d'environ 5,5% pour des jets avec $p_T = 25$ GeV et décroît rapidement avec l'augmentation du p_T des jets [242]. Elle est inférieure à 1,5% pour des jets centraux avec un p_T dans la gamme $\simeq 100$ GeV–1,5 TeV. Elle représente la principale source d'incertitude associée à la reconstruction des objets, affectant les normalisations relatives du signal et du bruit de fond dans les différents intervalles en multiplicité en jets.

L'incertitude sur la résolution en énergie des jets a été mesurée à près de 10% avec les données du Run 1 et de la simulation en fonction du p_T et de la rapidité des jets en utilisant des événements dijets [243]. Des incertitudes supplémentaires ont été estimées pour extrapoler ces résultats aux conditions du Run 2 [241]. L'incertitude combinée est propagée en étalant le p_T des jets dans la simulation [242]. Elle est déterminée par une décomposition en un ensemble de 8 sous-composantes prenant en compte les différents effets mis en évidence lors de la comparaison entre les données et la simulation.

L'incertitude sur la fraction de vertex des jets (JVT) inclut celle sur la contamination résiduelles des jets d'empilement après la suppression de l'empilement ainsi qu'une incertitude estimée en comparant différents générateurs MC avec des simulations d'événements $Z \rightarrow \mu\mu$ et $t\bar{t}$ [223].

TABLE 4.24 – Résumé des incertitudes systématiques liées aux jets.

Source de l'incertitude	Nom	Type
JES EffectiveNuP Detector	JES_EffectiveNuP_Detector1	Up/down
	JES_EffectiveNuP_Detector2	Up/down
JES EffectiveNuP Mixed	JES_EffectiveNuP_Mixed1	Up/down
	JES_EffectiveNuP_Mixed2	Up/down
	JES_EffectiveNuP_Mixed3	Up/down
JES EffectiveNuP Modelling	JES_EffectiveNuP_Modelling1	Up/down
	JES_EffectiveNuP_Modelling2	Up/down
	JES_EffectiveNuP_Modelling3	Up/down
	JES_EffectiveNuP_Modelling4	Up/down
JES EffectiveNuP Statistical	JES_EffectiveNuP_Statistical1	Up/down
	JES_EffectiveNuP_Statistical2	Up/down
	JES_EffectiveNuP_Statistical3	Up/down
	JES_EffectiveNuP_Statistical4	Up/down
	JES_EffectiveNuP_Statistical5	Up/down
	JES_EffectiveNuP_Statistical6	Up/down
	JES_EffectiveNuP_Statistical7	Up/down
JES EtaIntercalibration	JES_EtaIntercalibration_TotalStat	Up/down
	JES_EtaIntercalibration_Modelling	Up/down
	JES_EtaIntercalibration_NonClosure	Up/down
JES Pileup	JES_Pileup_OffsetMu	Up/down
	JES_Pileup_OffsetNPV	Up/down
	JES_Pileup_pT	Up/down
	JES_Pileup_Rho	Up/down
JES Flavour	JES_Flavour_comp	Up/down
	JES_Flavour_response	Up/down
JES HighPt	JES_SingleParticle	Up/down
JES Punchthrough	JES_Punchthrough	Up/down
JES <i>b</i> -jet response	<i>b</i> -JES	Up/down
JER DataVsMC	JES_JER_DataVsMC	Up/down
	JES_JER_EffectiveNP_1	Up/down
JER _EffectiveNP	JES_JER_EffectiveNP_2	Up/down
	JES_JER_EffectiveNP_3	Up/down
	JES_JER_EffectiveNP_4	Up/down
	JES_JER_EffectiveNP_5	Up/down
	JES_JER_EffectiveNP_6	Up/down
	JES_JER_EffectiveNP_7	Up/down
	JVT	JVT

4.5.3.3 Etiquetage de la saveur des jets

Les incertitudes associées à l'étiquetage de la saveur des jets sont déterminées séparément pour les jets de b , les jets de c et les jets légers, et comprennent respectivement huit, trois et trois variations aux efficacités d'étiquetage [244]-[246]. De plus, il y a deux variations pour l'extrapolation des efficacités à haut p_T pour les jets de b et de c .

4.5.3.4 Impulsion transverse manquante

L'incertitude liée à la reconstruction de l'impulsion transverse manquante E_T^{miss} est divisée en deux composantes (cf. table 4.25). Celle-ci est affectée par les incertitudes associées à la résolution et aux échelles d'énergie des leptons et des jets qui sont propagées lors du calcul de la E_T^{miss} . D'autres petites incertitudes associées sont prises en compte, liées à la modélisation de l'événement sous-jacent, en particulier l'impact de l'échelle en p_T et la résolution de l'énergie qui n'est pas sous forme d'un amas.

TABLE 4.25 – Résumé des incertitudes systématiques liées à l'impulsion transverse manquante.

Catégorie	Source d'incertitude	Type
E_T^{miss}	MET_RES	Up/down
	MET_SCALE	Up/down

4.5.3.5 Effet d'empilement

L'incertitude sur la procédure de pondération des événements pour corriger le profil d'empilement des échantillons simulés à celui des données est basée sur la différence entre la luminosité instantanée dans les données et la simulation [247].

4.5.4 Autres incertitudes

L'incertitude combinée sur la luminosité intégrée sur la période 2015–2018 est de 1,7% [166], obtenue avec le détecteur LUCID2 [167] sur les mesures primaires de luminosité.

Les deux composantes indiquées dans la table 6.1 se réfèrent à l'impact du nombre fini d'événements simulés sur l'estimation des bruits de fond et sur la méthode d'étalonnage utilisée pour mesurer m_{top} .

5 Sélection de mésons J/ψ , D^0 et $D^*(2010)^+$ dans des événements $t\bar{t}$

Dans ce chapitre, la reconstruction des J/ψ et des mésons D^0 et $D^*(2010)^+$ dans des événements $t\bar{t}$ lepton+jets est présentée. Elle suit en particulier les références [82], [248]-[250]. Elle s'effectue à l'aide de deux formats de données au niveau DAOD :

- le format TOPQ1 qui est adapté aux analyses utilisant des événements $t\bar{t}$ dans les canaux leptoniques. Tous les événements sélectionnés doivent avoir au moins un électron ou un muon d'impulsion transverse $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2,5$. Ce format a été utilisé dans le chapitre précédent pour étudier la présélection des événements. Il est utilisé ici pour la reconstruction des mésons D . Toutefois il n'y a pas d'ajustement des traces à un même vertex de production, les informations nécessaires n'étant pas disponibles dans le format TOPQ1.
- le format TOPQ5 qui est construit à partir du format TOPQ1 mais qui en plus exige la présence d'une paire de muons de charges opposées, ajustées à un même vertex de production, avec une masse invariante inférieure à 20 GeV. Il est utilisé ici pour la reconstruction des mésons J/ψ .

Dans la section 5.1 la présélection des $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, D^0 et $D^*(2010)^+$ est détaillée. Dans la section 5.2 les critères de séparation des mésons prompts et non prompts sont donnés. Les propriétés cinématiques des mésons sont présentées dans la section 5.3. Le nombre de candidats finalement sélectionnés et la composition de ces événements sont donnés dans la section 5.4. Finalement, en utilisant les candidats $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ des observables sont définies permettant l'étude de la fragmentation des quarks b dans la section 5.5.

5.1 Présélection des $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, D^0 et $D^*(2010)^+$

5.1.1 Présélection des candidats $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$

Les candidats J/ψ sont recherchés à travers leurs désintégrations en paires $\mu^+\mu^-$ en utilisant la collection de muons mous décrits dans la section 4.3.4. Les paires de muons doivent provenir d'un même vertex de production en réajustant les paramètres des traces dans le détecteur interne, avec un critère de $\chi^2 < 20$ pour l'ajustement. Les propriétés du système de dimuons, comme la masse invariante, l'impulsion transverse ou la pseudorapidité proviennent aussi du résultat de cet ajustement. De telles paires de dimuons ne sont accessibles que dans le format TOPQ5. Comme décrit dans la table 4.6, au niveau pretag il y a 23 040 008 événements dans les données. De même, comme décrit dans la table 4.7, 11 763 239 événements sont attendus provenant de paires $t\bar{t}$ et de quarks top célibataires, parmi lesquels 15 074 ont un $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ provenant de la désintégration d'un quark b ($b \rightarrow J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$).

Comme indiqué plus haut, l'analyse utilise des données sous le format TOPQ5 qui implique qu'il y ait au moins un candidat dimuon ayant une masse invariante plus petite que 20 GeV. Il reste alors 4 069 719 événements dans les données, soit 17,7% des événements du format TOPQ1 passant cette présélection. De même, 10 392 événements sont attendus provenant de paires $t\bar{t}$ et de quarks top célibataires ayant un $b \rightarrow J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, soit 69% de ceux présents en utilisant le format TOPQ1. Ces nombres sont détaillés dans la table 5.1.

TABLE 5.1 – Nombre d'événements restants dans l'analyse $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ entre la présélection et la sélection des muons mous dans les données et dans les événements de signal $t\bar{t}$ et quarks top célibataires ayant un $b \rightarrow J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. L'efficacité de chaque critère est donnée par rapport au critère précédent.

Sélection	Données		$t\bar{t}$ et top célibataires ($b \rightarrow J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$)	
	n(événements)	ϵ [%]	n(événements)	ϵ [%]
Présélection (pretag)	23 040 008	-	15 074	-
TOPQ5	4 069 719	17,7	10 392	68,9
$2 < m < 3,6$ GeV	347 464	8,5	10 183	98,0
muons mous LowPt	35 591	10,2	8725	85,7

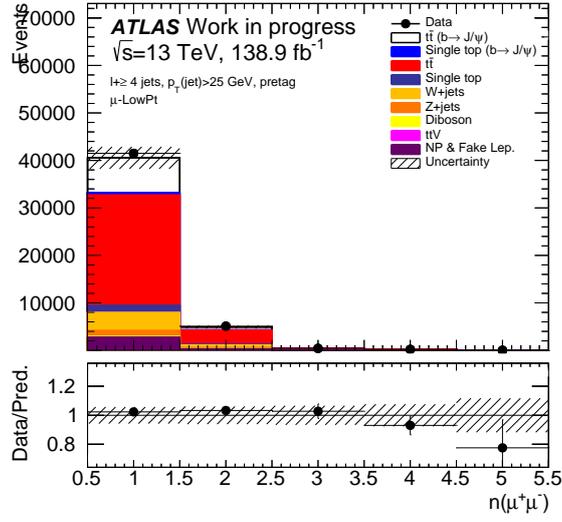
De plus, la sélection effectuée sur la grille de calcul a un critère plus strict, pour accélérer la production, réduire la taille des fichiers de sortie, en ne gardant que les événements qui ont au moins un candidat dimuon ayant une masse invariante comprise entre 2 et 3,6 GeV. C'est un total de 347 464 événements qui reste dans les données, soit 8,5% du niveau précédent. La contribution attendue provenant de paires $t\bar{t}$ et de quarks top célibataires ayant un $b \rightarrow J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ est de 10 183 événements soit 98% du niveau précédent. Seule une petite partie de ces événements ont les deux muons mous satisfaisant le critère d'identification LowPt défini dans la section 4.3.4 : 35 591 événements dans les données (10,2% du niveau précédent) avec une contribution attendue provenant de paires $t\bar{t}$ et de quarks top célibataires ayant un $b \rightarrow J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ de 8725 événements, soit 85,7% du niveau précédent.

La figure 5.1a montre la distribution du nombre de candidats dimuons pour ces événements. Près de 3/4 d'entre eux n'ont qu'un seul candidat. Le nombre correspondant de candidats $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ est donné dans la table 5.2 : 35 865 dans les données, 8772 dans les paires $t\bar{t}$ et les quarks top célibataires ayant un $b \rightarrow J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. La figure 5.2a montre la distribution de masse invariante des candidats $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ après la présélection et la sélection des muons mous. Le pic autour de la masse du J/ψ est clairement visible. La distribution des données est bien reproduite par les prévisions issues de la simulation et des différents bruits de fond.

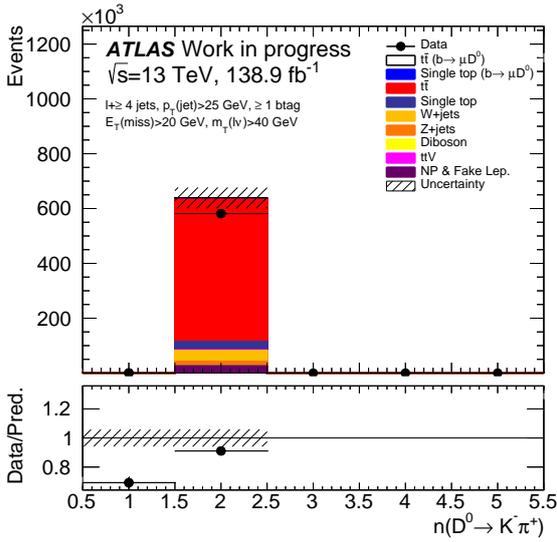
Dans la suite, seuls les événements ayant des candidats dans la gamme de masse [2,9;3,3] GeV sont gardés, donnant ainsi 12 440 candidats J/ψ dans les données et 8269 dans les paires $t\bar{t}$ et les quarks top célibataires ayant un $b \rightarrow J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

5.1.2 Présélection des candidats D^0

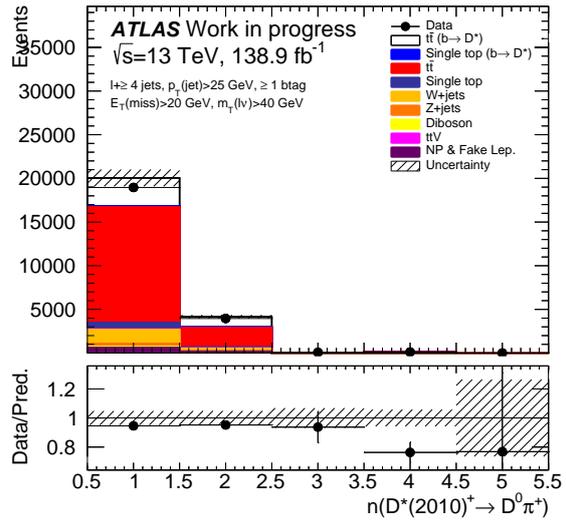
Les mésons charmés neutres D^0 sont produits dans la grande majorité des désintégrations de hadrons b et sont reconstruits à travers leurs désintégrations en K^- et π^+ . Pour réduire le bruit de fond d'origine combinatoire, il sont de plus sélectionnés en association avec un muon mou issu de la désintégration semileptonique d'un hadron b , dont la charge permet par ailleurs de déterminer les charges respectives



(a) $n(\mu^+ \mu^-)$

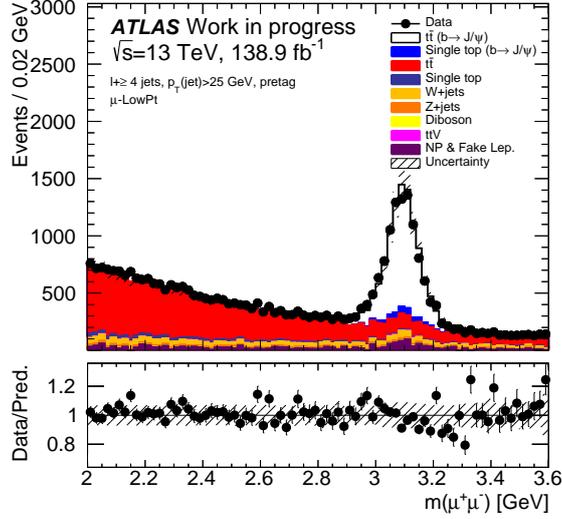


(b) $n(D^0)$

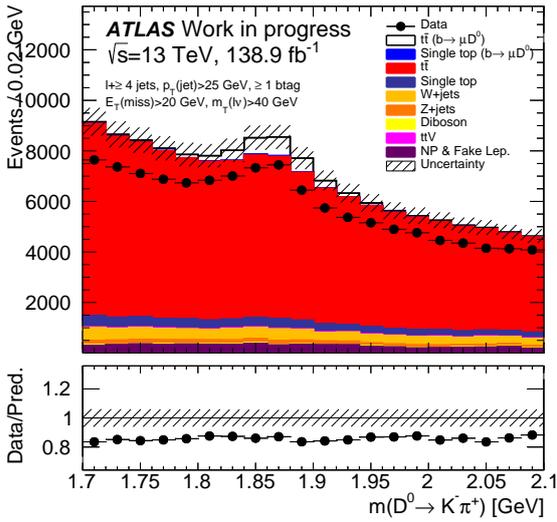


(c) $n(D^*(2010)^+)$

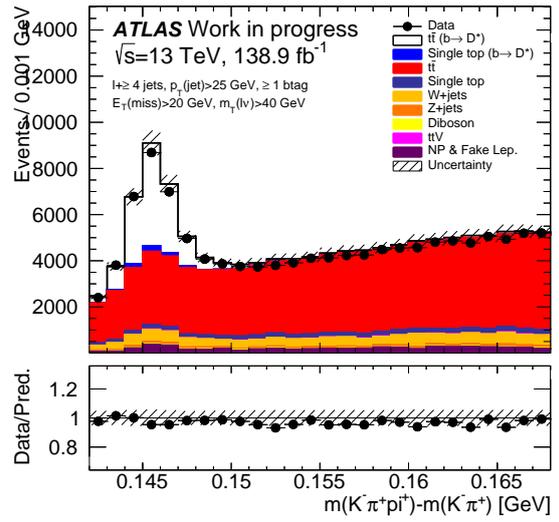
FIGURE 5.1 – Distributions du nombre de candidats J/ψ (a), D^0 (b) et $D^*(2010)^+$ (c), après la préselection, la sélection des muons mous et des traces dans les jets. Les données sont comparées aux prédictions des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, quarks top célibataires, $t\bar{t}V$, W +jets, Z +jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt (mentionné comme ‘NP & Fake Lep.’). Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec leur incertitude statistique. Les prédictions sont représentées comme des histogrammes colorés et normalisés à la même luminosité que les données. La surface hachurée représente la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques provenant des incertitudes sur les sections efficaces des échantillons simulés et sur les incertitudes liées au détecteur pour les événements $t\bar{t}$ et quarks top célibataires, comme décrit dans la section 4.5. L’intervalle le plus à droite comprend toutes les entrées pour les valeurs situées au-delà de la limite de l’histogramme. La partie basse des figures montre le rapport entre les données et les prédictions.



(a) $m(\mu^+\mu^-)$



(b) $m(D^0)$



(c) $\Delta m(D^*(2010)^+ - D^0)$

FIGURE 5.2 – Distributions de la masse invariante des candidats J/ψ (a), D^0 (b) et $D^*(2010)^+$ (c), après la présélection, la sélection des muons mous et des traces dans les jets. Dans le cas du $D^*(2010)^+$, la différence entre la masse reconstruite du $D^*(2010)^+$ et du D^0 est montrée. Les données sont comparées aux prédictions des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, quarks top célibataires, $t\bar{t}V$, W +jets, Z +jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt (mentionné comme ‘NP & Fake Lep.’). Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec leur incertitude statistique. Les prédictions sont représentées comme des histogrammes colorés et normalisés à la même luminosité que les données. La surface hachurée représente la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques provenant des incertitudes sur les sections efficaces des échantillons simulés et sur les incertitudes liées au détecteur pour les événements $t\bar{t}$ et quarks top célibataires, comme décrit dans la section 4.5. L’intervalle le plus à droite comprend toutes les entrées pour les valeurs situées au-delà de la limite de l’histogramme. La partie basse des figures montre le rapport entre les données et les prédictions.

TABLE 5.2 – Nombre de candidats J/ψ restants après les derniers critères de sélection dans les données, dans les événements de signal $t\bar{t}$ et quarks top célibataires ayant un $b \rightarrow J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et dans les autres processus. L'efficacité de chaque critère est donnée par rapport au critère précédent.

Sélection	Données	$t\bar{t}$ et quarks top célibataires ($b \rightarrow J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$)		Autres processus	
	n(candidats)	n(candidats)	ϵ [%]	n(candidats)	ϵ [%]
$2 < m < 3,6$ GeV	35 865	8772	-	27 547	-
$2,9 < m < 3,3$ GeV	12 440	8269	94,3	4590	16,7
cinématique	10 584	7829	94,7	3121	68,0
à l'intérieur d'un jet	8988	6973	89,1	2316	74,2
$\tau_0 > 0$ ps	8290	6878	98,6	1859	80,3

des deux traces issues du hadron. Toutes les permutations de charges de signes opposés des trois traces de plus haut p_T constituant le jet sont considérées pour construire les candidats K et π .

Comme décrit dans la table 4.6, au niveau b -tag, il y a 8 556 043 événements dans les données. De même, comme décrit dans la table 4.7, 7 580 579 événements sont attendus provenant de paires $t\bar{t}$ et de quarks top célibataires, parmi lesquels 218 986 ont un D^0 provenant de la désintégration d'un quark b produit en association avec un muon mou ($b \rightarrow \mu D^0$). De plus, la sélection effectuée sur la grille de calcul a un critère plus strict, tout comme pour l'analyse J/ψ , en ne gardant que les événements qui ont au moins un candidat D^0 ayant une masse invariante comprise entre 1,6 et 2,2 GeV. C'est un total de 3 688 240 événements qui reste dans les données, soit 43,1% du niveau précédent. Seule une partie de ces événements ont les deux traces ayant $p_T > 3$ GeV et le muon mou satisfaisant le critère d'identification LowPt. Un total de 581 883 événements reste dans les données (15,8% du niveau précédent) avec une contribution attendue provenant de paires $t\bar{t}$ et de quarks top célibataires ayant un $b \rightarrow \mu D^0$ de 6400 événements, soit 10,5% du niveau précédent. Tous ces nombres sont détaillés dans la table 5.3.

La figure 5.1b montre la distribution du nombre de candidats D^0 pour ces événements. La plupart ont deux candidats par événement, la sélection étant encore très peu contraignante, en particulier en ce qui concerne la gamme de masse invariante. Le nombre correspondant de candidats D^0 est donné dans la table 5.4 : 1 163 410 dans les données, 41 560 dans les paires $t\bar{t}$ et les quarks top célibataires ayant un $b \rightarrow \mu D^0$. La figure 5.2b montre la distribution de masse invariante des candidats D^0 après la préselection, la sélection des muons mous et la sélection des traces dans les jets. Le pic autour de la masse du D^0 est clairement visible. La distribution des données est mal reproduite par les prévisions issues de la simulation et des différents bruits de fond, étant globalement inférieures de 20%, la forme de la distribution est cependant bien reproduite. Des études sont toujours en cours pour comprendre cet effet.

Dans la suite, seuls les événements ayant des candidats dans la gamme de masse [1,74;1,98] GeV sont gardés, donnant ainsi 76 948 candidats D^0 dans les données et 3738 dans les paires $t\bar{t}$ et les quarks top célibataires ayant un $b \rightarrow \mu D^0$.

5.1.3 Présélection des candidats $D^*(2010)^+$

Les mésons $D^*(2010)^+$ sont reconstruits à travers leurs désintégrations $D^*(2010)^+ \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+$. Le pion issu de la désintégration $D^*(2010)^+ \rightarrow D^0 \pi^+$ est dénommé pion mou car son

TABLE 5.3 – Nombre d'événements restants dans l'analyse D^0 entre la présélection, la sélection des traces et la sélection des muons mous dans les données et dans les événements de signal $t\bar{t}$ et quarks top célibataires ayant un $b \rightarrow D^0$. L'efficacité de chaque critère est donnée par rapport au critère précédent.

Sélection	Données		$t\bar{t}$ et quarks top célibataires ($b \rightarrow \mu D^0$)	
	n(événements)	ϵ [%]	n(événements)	ϵ [%]
Présélection (b -tag)	8 556 043	-	218 986	-
$1,6 < m < 2,2$ GeV	3 688 240	43,1	61 179	27,9
muons mous LowPt	581 883	15,8	6400	10,5

TABLE 5.4 – Nombre de candidats D^0 restants après les derniers critères de sélection dans les données, dans les événements de signal $t\bar{t}$ et quarks top célibataires ayant un $b \rightarrow D^0$ et dans les autres processus. L'efficacité de chaque critère est donnée par rapport au critère précédent.

Sélection	Données	$t\bar{t}$ et top célibataires ($b \rightarrow \mu D^0$)		Autres processus	
	n(candidats)	n(candidats)	ϵ [%]	n(candidats)	ϵ [%]
$1,6 < m < 2,2$ GeV	1 163 410	12 794	-	1 265 396	-
$1,74 < m < 1,98$ GeV	76 948	3738	29,2	85 991	6,8
cinématique	65 863	3516	94,1	74 132	86,2
à l'intérieur d'un jet	57 684	3371	95,9	65 572	88,5
$\tau_0 > 0$ ps	40 987	3169	94,0	46 559	71,0

impulsion est limitée par la faible différence de masse Δm entre le $D^*(2010)^+$ et le D^0 . Les mésons D^0 sont reconstruits parmi les trois traces de plus haut p_T du jet, comme décrit dans la section précédente, et sont sélectionnés dans une gamme de masse de 50 MeV par rapport à la masse nominale du D^0 , correspondant à environ deux fois la résolution en masse obtenue. Une troisième trace est ajoutée, de même charge que le candidat π issu de la désintégration du D^0 . Comme observable, plutôt que la masse du $D^*(2010)^+$, on considère la différence de masse entre les systèmes à trois ($K\pi\pi$) et deux ($K\pi$) traces. Ainsi les candidats doivent former un pic dans la distribution de Δm près de 145,4 MeV, alors que le bruit de fond combinatoire doit former un continuum démarrant à la valeur de la masse du pion.

Comme décrit dans la table 4.6, au niveau b -tag, il y a 8 556 043 événements dans les données. De même, comme décrit dans la table 4.7, 7 580 579 événements sont attendus provenant de paires $t\bar{t}$ et de quarks top célibataires, parmi lesquels 59 586 ont un $D^*(2010)^+$ provenant de la désintégration d'un quark b ($b \rightarrow D^*(2010)^+$). La sélection effectuée sur la grille de calcul a elle aussi un critère plus strict, ne gardant que les événements qui ont au moins un candidat $D^*(2010)^+$ ayant une différence de masse invariante Δm comprise entre 0,14 et 0,17 GeV. C'est un total de 780 500 événements qui reste dans les données, soit 9,1% du niveau précédent. La contribution attendue provenant de paires $t\bar{t}$ et de quarks top célibataires ayant un $b \rightarrow D^*(2010)^+$ est de 13 378 événements soit 22,5% du niveau précédent. Tous ces nombres sont détaillés dans la table 5.5.

La figure 5.1c montre la distribution du nombre de candidats $D^*(2010)^+$ pour ces événements. Le nombre correspondant de candidats $D^*(2010)^+$ est donné dans la table 5.6 : 1 842 410 dans les données, 97 726 dans les paires $t\bar{t}$ et les quarks top célibataires ayant un $b \rightarrow D^*(2010)^+$. La figure 5.2c montre

la distribution de différence de masse dm après la présélection et la sélection des traces dans les jets. Le pic autour de 145,4 MeV est clairement visible. La distribution des données est bien reproduite par les prévisions issues de la simulation du signal et des différents bruits de fond.

Dans la suite, seuls les événements ayant des candidats dans la gamme de différence de masse $[0,14;0,152]$ GeV sont gardés, donnant ainsi 52 857 candidats $D^*(2010)^+$ dans les données et 15 210 dans les paires $t\bar{t}$ et les quarks top célibataires ayant un $b \rightarrow D^*(2010)^+$.

TABLE 5.5 – Nombre d'événements restants dans l'analyse D^0 entre la présélection, la sélection des traces et la sélection des muons mous dans les données et dans les événements de signal $t\bar{t}$ et quarks top célibataires ayant un $b \rightarrow D^*(2010)^+$. L'efficacité de chaque critère est donnée par rapport au critère précédent.

Sélection	Données		$t\bar{t}$ et quarks top célibataires ($b \rightarrow D^*(2010)^+$)	
	n(événements)	ϵ [%]	n(événements)	ϵ [%]
Présélection (b -tag)	8 556 043	-	59 586	-
$0, 14 < \Delta m < 0, 17$ GeV	780 500	9,1	13 378	22,5

TABLE 5.6 – Nombre de candidats $D^*(2010)^+$ restants après les derniers critères de sélection dans les données, dans les événements de signal $t\bar{t}$ et quarks top célibataires ayant un $b \rightarrow D^*(2010)^+$ et dans les autres processus. La différence de masse est définie comme $\Delta m = m(K^- \pi^+ \pi^+) - m(K^- \pi^+)$. L'efficacité de chaque critère est donnée par rapport au critère précédent.

Sélection	Données		$t\bar{t}$ et top célibataires ($b \rightarrow D^*(2010)^+$)		Autres processus	
	n(candidats)	ϵ [%]	n(candidats)	ϵ [%]	n(candidats)	ϵ [%]
$0, 14 < \Delta m < 0, 17$ GeV	1 842 410	-	97 726	-	2 239 900	-
$p_T(\text{tracks}) > 3$ GeV	137 779	17,3	16 974	17,3	125 085	5,6
$0, 14 < \Delta m < 0, 152$ GeV	52 857	89,5	15 210	89,5	38 941	31,1
cinématique	49 780	97,2	14 783	97,2	36 256	93,1
à l'intérieur d'un jet	48 586	98,9	14 623	98,9	35 301	97,4

5.2 Séparation des mésons prompts et non-prompts

Les candidats mésons consistent en de véritables désintégrations promptes, c'est à dire issues du vertex primaire et non-prompts, c'est à dire issues de vertex secondaires, des désintégrations de bruit de fond produites par différentes combinaisons de vrais et faux muons (ou traces) ainsi que de véritables paires de muons (ou traces) contribuant au continuum de la distribution de masse invariante sous le pic du méson. La séparation entre ces composantes a été étudiée dans les données à 13 TeV par exemple dans la référence [251]. Les différentes composantes peuvent être séparées en utilisant la pseudo-durée de vie propre τ_0 des candidats mésons définie comme :

$$\tau_0 = \frac{L_{xy} \times m_{\text{meson}}^{\text{PDG}}}{p_T^{\text{meson}}}, \quad (5.1)$$

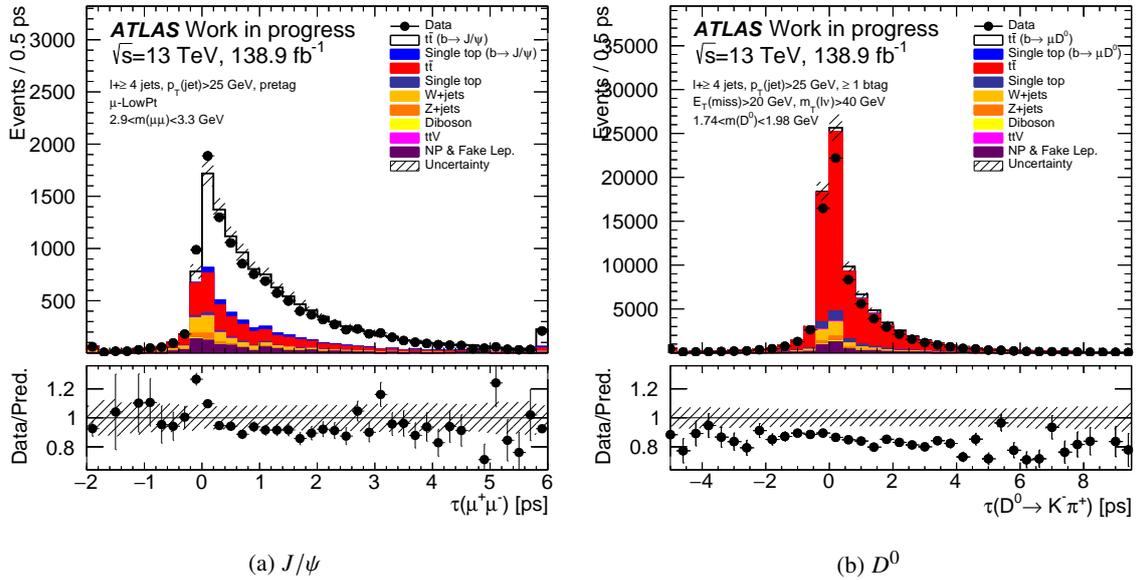


FIGURE 5.3 – Distributions de la pseudo-durée de vie propre τ_0 des candidats J/ψ (a) et D^0 (b) sélectionnés dans leur gamme de masse finale. Les données sont comparées aux prédictions des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, quarks top célibataires, $t\bar{t}V$, W + jets, Z + jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt (mentionné comme ‘NP & Fake Lep.’). Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec leur incertitude statistique. Les prédictions sont représentées comme des histogrammes colorés et normalisés à la même luminosité que les données. La surface hachurée représente la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques provenant des incertitudes sur les sections efficaces des échantillons simulés et sur les incertitudes liées au détecteur pour les événements $t\bar{t}$ et quarks top célibataires, comme décrit dans la section 4.5. L’intervalle le plus à droite comprend toutes les entrées pour les valeurs situées au-delà de la limite de l’histogramme. La partie basse des figures montre le rapport entre les données et les prédictions.

avec la distance transverse de désintégration L_{xy} définie comme $L_{xy} = \frac{\vec{L} \vec{p}_T}{p_T}$, où \vec{L} est le vecteur de la distance entre le vertex primaire et le vertex extrapolé commun aux deux muons (ou traces) dans le plan transverse, $m_{\text{meson}}^{\text{PDG}}$ est la masse du méson du PDG et \vec{p}_T est le vecteur d’impulsion transverse reconstruite du candidat méson. La valeur de la masse $m_{\text{meson}}^{\text{PDG}}$ est utilisée plutôt que celle reconstruite de manière à garder les informations de masse et de durée de vie décorréées. Les désintégrations issues de mésons prompts ont une pseudo-durée de vie propre compatible avec zéro et la résolution. Les désintégrations issues de mésons non-prompts ont un vertex déplacé par rapport au vertex primaire et ont une pseudo durée de vie propre en moyenne positive, aux effets de résolution près. La figure 5.3 montre la distribution de τ_0 pour les candidats J/ψ et D^0 . Elle n’est pas calculée pour le système à trois corps qu’est le $D^*(2010)^+$.

5.3 Propriétés cinématiques

Les figures 5.4 à 5.6 montrent les distributions cinématiques de p_T et rapidité \mathcal{Y} des candidats mésons ainsi que la distance angulaire ΔR au jet le plus proche et la distance angulaire des objets (muons mous ou traces) qui les forment. On peut remarquer que pour le J/ψ (resp. D^0 et $D^*(2010)^+$) qu’en dessous de 8 GeV (resp. 10 et 12 GeV), il n’y a pas d’événements de signal. La distance angulaire entre le

méson reconstruit et le jet le plus proche n'excède jamais 0,4. De même, la distance angulaire séparant les objets (muons mous ou traces) constituant les mésons n'excède jamais 0,8 pour le J/ψ , 0,6 pour le D^0 et 0,4 pour le $D^*(2010)^+$.

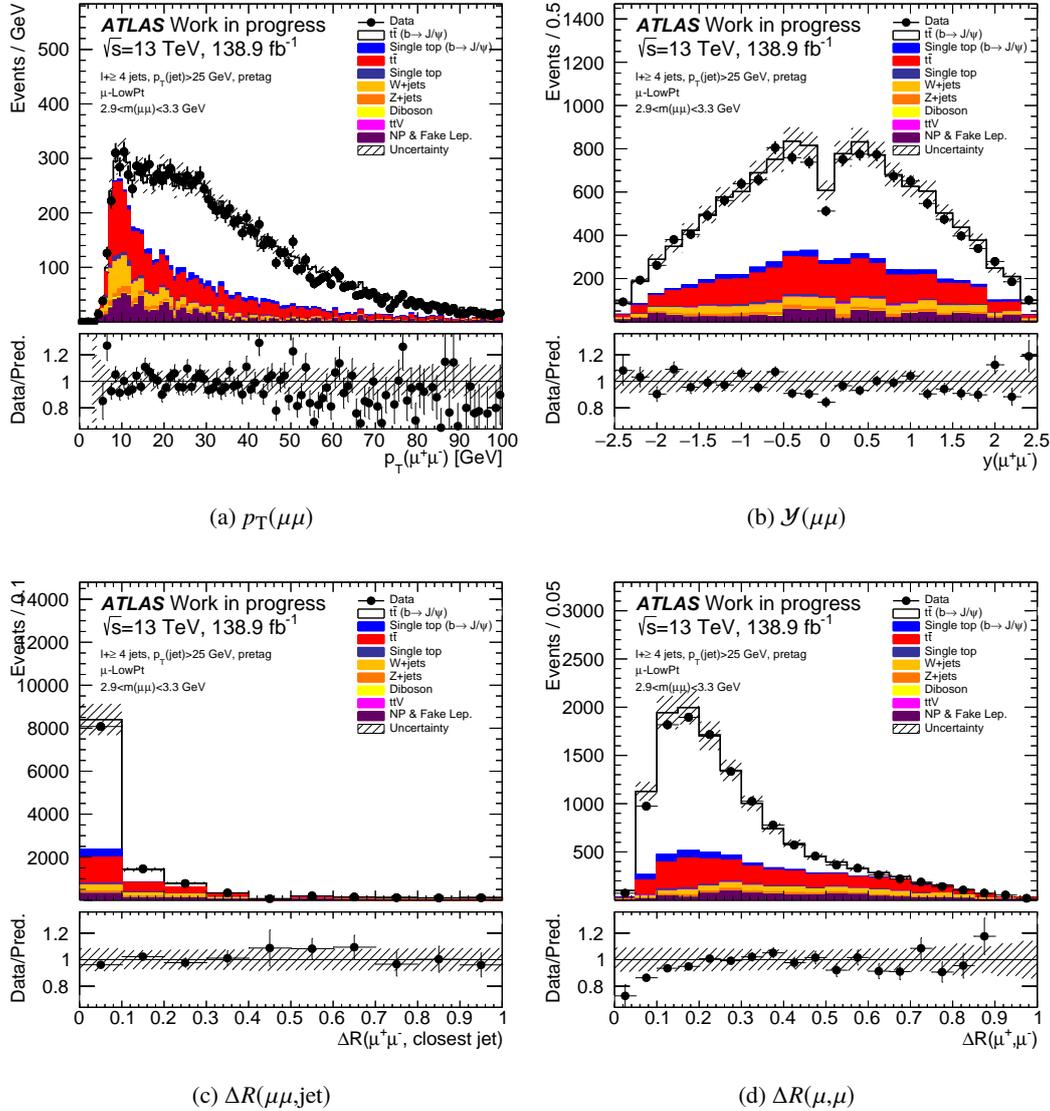


FIGURE 5.4 – Distributions de l'impulsion transverse p_T (a), de la rapidité \mathcal{Y} (b) des candidats J/ψ , de leur distance angulaire $\Delta R(\mu\mu, \text{jet})$ au jet le plus proche (c) et de la distance angulaire $\Delta R(\mu, \mu)$ entre les deux muons mous (d) après la sélection des candidats dans leur gamme de masse. Les données sont comparées aux prédictions des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, quarks top célibataires, $t\bar{t}V$, W +jets, Z +jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt (mentionné comme 'NP & Fake Lep.'). Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec leurs incertitude statistique. Les prédictions sont représentées comme des histogrammes colorés et normalisés à la même luminosité que les données. La surface hachurée représente la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques provenant des incertitudes sur les sections efficaces des échantillons simulés et sur les incertitudes liées au détecteur pour les événements $t\bar{t}$ et quarks top célibataires, comme décrit dans la section 4.5. L'intervalle le plus à droite comprend toutes les entrées pour les valeurs situées au-delà de la limite de l'histogramme. La partie en bas des figures montre le rapport entre les données et les prédictions.

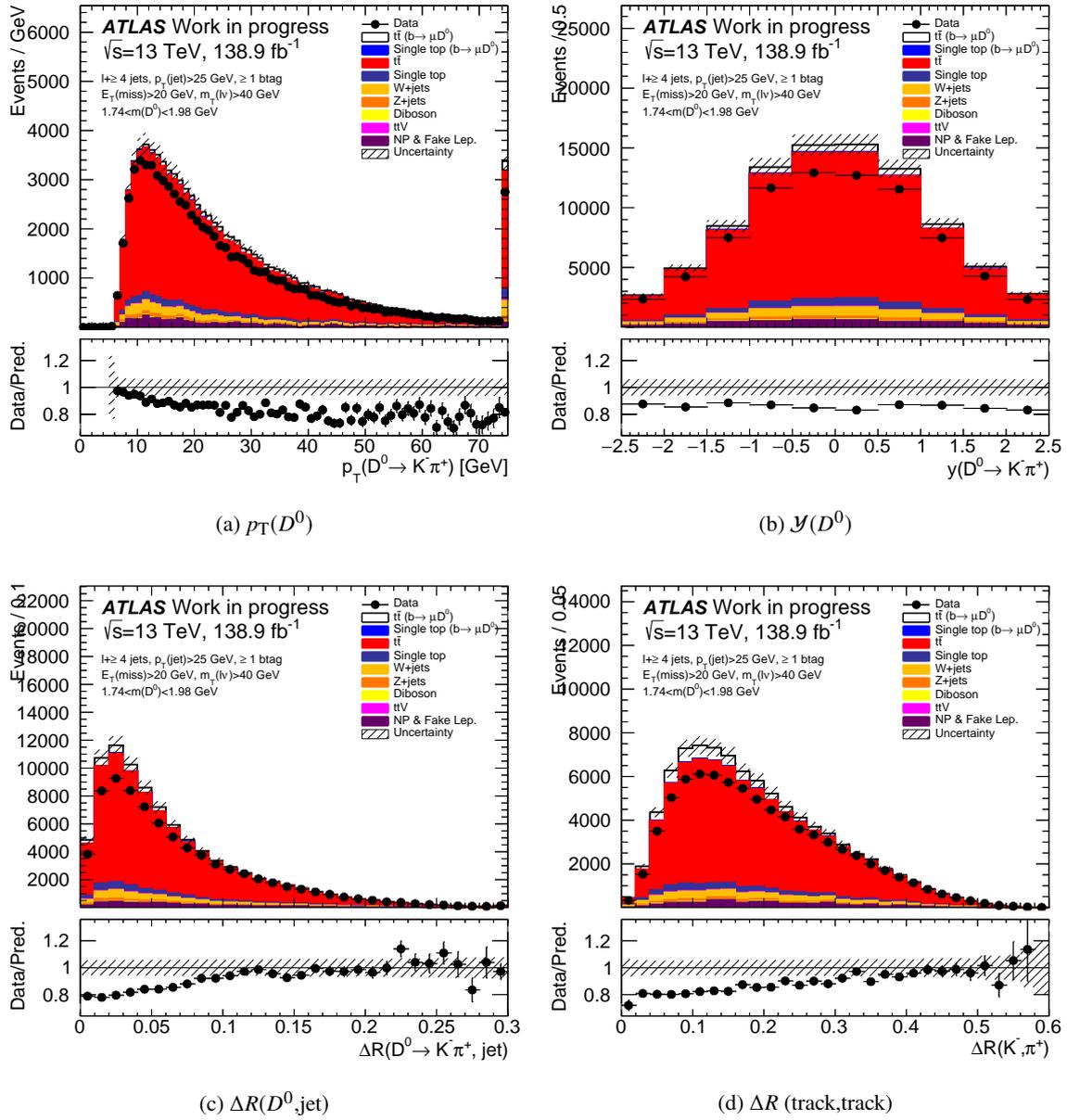


FIGURE 5.5 – Distributions de l’impulsion transverse p_{T} (a), la rapidité \mathcal{Y} (b) des candidats D^0 , leur distance angulaire $\Delta R(D^0, \text{jet})$ au jet le plus proche (c) et la distance angulaire ΔR entre les deux traces formant le D^0 (d), après la sélection des candidats dans leur gamme de masse. Les données sont comparées aux prédictions des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, quarks top célibataires, $t\bar{t}V$, W +jets, Z +jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt (mentionné comme ‘NP & Fake Lep.’). Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec leurs incertitude statistique. Les prédictions sont représentées comme des histogrammes colorés et normalisés à la même luminosité que les données. La surface hachurée représente la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques provenant des incertitudes sur les sections efficaces des échantillons simulés et sur les incertitudes liées au détecteur pour les événements $t\bar{t}$ et quarks top célibataires, comme décrit dans la section 4.5. L’intervalle le plus à droite comprend toutes les entrées pour les valeurs situées au-delà de la limite de l’histogramme. La partie en bas des figures montre le rapport entre les données et les prédictions.

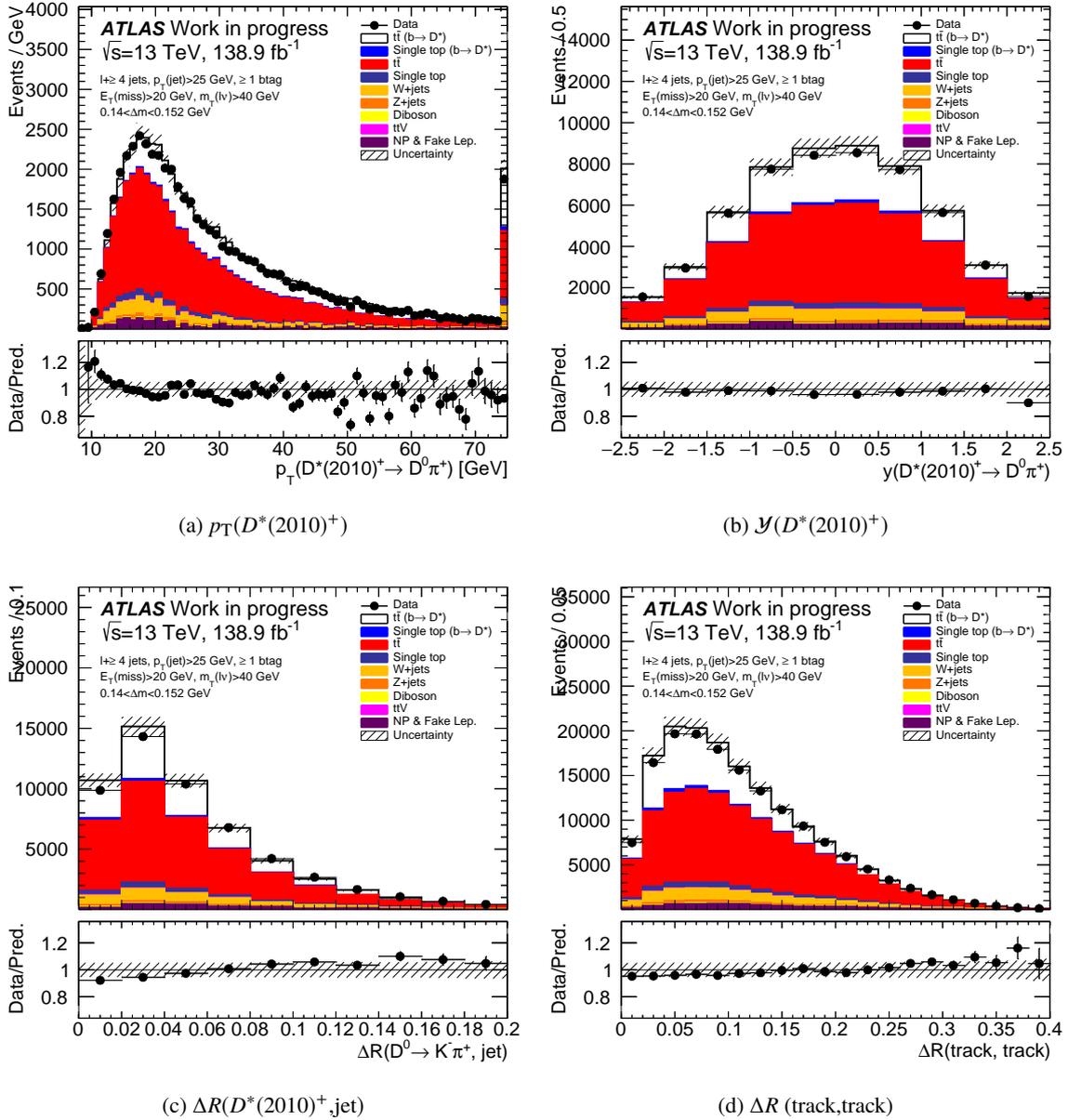


FIGURE 5.6 – Distributions de l'impulsion transverse p_T (a), la rapidité \mathcal{Y} (b) des candidats $D^*(2010)^+$, leur distance angulaire $\Delta R(D^*(2010)^+, \text{jet})$ au jet le plus proche (c) et la distance angulaire ΔR entre les différentes traces (d), après la sélection des candidats dans leur gamme de masse. Les données sont comparées aux prédictions des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, quarks top célibataires, $t\bar{t}V$, W +jets, Z +jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt (mentionné comme 'NP & Fake Lep.'). Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec leurs incertitude statistique. Les prédictions sont représentées comme des histogrammes colorés et normalisés à la même luminosité que les données. La surface hachurée représente la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques provenant des incertitudes sur les sections efficaces des échantillons simulés et sur les incertitudes liées au détecteur pour les événements $t\bar{t}$ et quarks top célibataires, comme décrit dans la section 4.5. L'intervalle le plus à droite comprend toutes les entrées pour les valeurs situées au-delà de la limite de l'histogramme. La partie en bas des figures montre le rapport entre les données et les prédictions.

5.4 Nombre de candidats et composition

5.4.1 $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$

D'autres critères sont appliqués pour sélectionner les candidats J/ψ et sont détaillés dans la table 5.2 :

- le candidat J/ψ a une impulsion transverse $p_T > 8$ GeV et une rapidité $|\mathcal{Y}| < 2,1$. Après ce critère, un total de 10 584 candidats reste dans les données.
- la distance angulaire entre les deux muons mous est $\Delta R(\mu, \mu) < 0,6$ et la distance angulaire entre chaque muon mou et le jet le plus proche est $\Delta R(\mu, \text{jet}) < 0,4$. Un total de 8988 candidats reste dans les données.
- le candidat J/ψ a une pseudo durée de vie propre $\tau_0 > 0$ ps. Finalement, 8290 candidats J/ψ restent dans les données.

Le critère le plus strict est l'exigence d'avoir les deux muons mous proches l'un de l'autre et à l'intérieur d'un jet, qui ne garde que 89% des candidats de signal. Les autres critères ont une efficacité sur les candidats de signal allant de ~95 à 99% tout en rejetant jusqu'à 20-25% des candidats de bruit de fond, comme la sélection sur τ_0 .

La figure 5.7a montre la distribution de la masse invariante des candidats $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ après la sélection finale. Là aussi, la distribution des données est bien reproduite par les prévisions issues de la simulation et des différents bruits de fond. Les nombres de candidats observés dans les données et prédits de signal et de bruit de fond sont donnés dans la table 5.7 et sont en bon accord. Les incertitudes systématiques sur les nombres attendus proviennent des incertitudes sur les sections efficaces des processus, sur le rapport d'embranchement de $b \rightarrow J/\psi$ détaillé dans la table 4.16 et sur celles sur la reconstruction du détecteur pour un total de 5,4%. La table 5.8 détaille les incertitudes liées à la reconstruction du détecteur pour les événements $t\bar{t}$ et quarks top célibataires, pour un total respectivement de 5,1% et 6,2% dominées par celles sur l'échelle d'énergie des jets légers. Les incertitudes liées au détecteur n'ont pas été estimées pour les bruits de fond, requérant un (trop) grand temps de calcul. L'échantillon sélectionné consiste en environ 85% de paires $t\bar{t}$ et 5% de quarks top célibataires. Le bruit de fond principal est d'origine combinatoire dans ces mêmes événements issus de paires $t\bar{t}$ et de quarks top célibataires mais ne comprenant pas de vrai J/ψ dans l'état final, et ce pour près de 25% de ces événements. La contribution des autres bruits de fond, en particulier provenant des bosons W et Z en association avec des jets et des faux leptons et leptons non-prompts n'est pas négligeable, environ 10%. Ainsi l'échantillon de candidats issus des paires $t\bar{t}$ peut être divisé selon les cas suivants :

- les deux muons issus de la désintégration d'un J/ψ originaire de la désintégration d'un hadron b qui provient d'un quark b produit par la désintégration $t \rightarrow Wb$. Le hadron b et le quark b sont associés spatialement si leur distance angulaire est $\Delta R < 0,4$. Ces événements sont appelés $t\bar{t}$ J/ψ événements de signal.
- les deux muons sont originaires de la désintégration de J/ψ produits par la production directe. Cette composante, dénommée J/ψ -prompt, donne un pic à de basses valeurs de pseudo durée de vie propre et est déjà largement supprimée par la sélection $\tau_0 > 0$ ps.

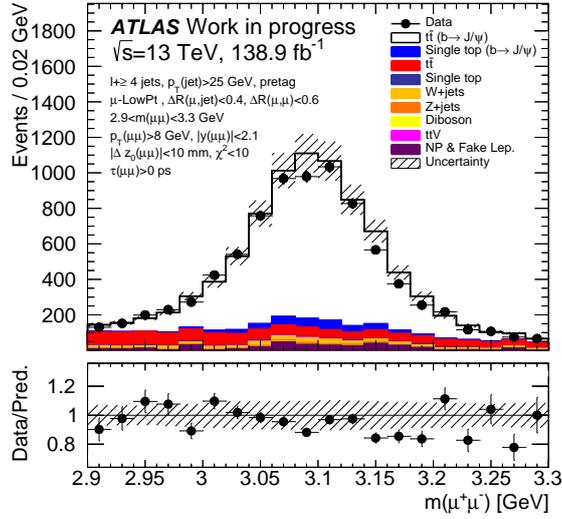
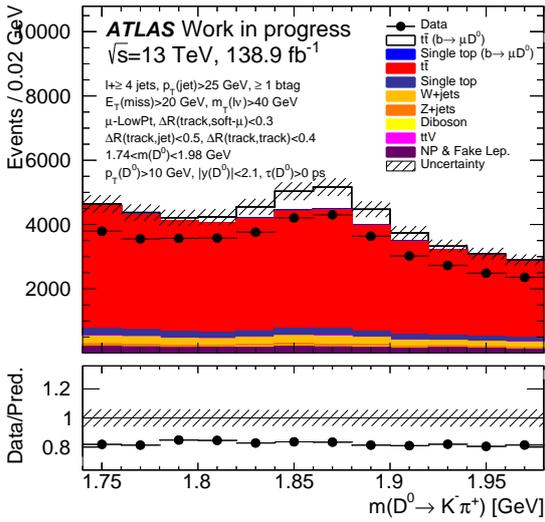
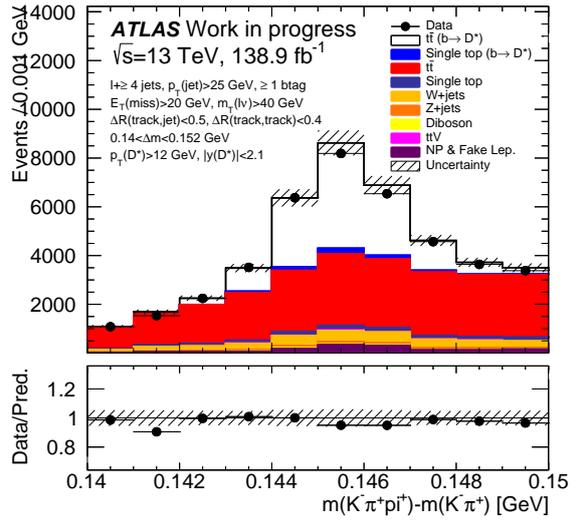
(a) J/ψ (b) D^0 (c) $D^*(2010)^+$

FIGURE 5.7 – Distributions de la masse invariante des candidats J/ψ (a), D^0 (b), et $D^*(2010)^+$ (c) après la sélection finale, dans les gammes de masse $[2,9;3,3]$ GeV pour le J/ψ , $[1,74;1,98]$ GeV pour le D^0 et $\Delta m = m(K^-\pi^+\pi^+) - m(K^-\pi^+)$ dans la gamme $[0,14;0,152]$ GeV pour le $D^*(2010)^+$. Les données sont comparées aux prédictions des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, quarks top célibataires, $t\bar{t}V$, W + jets, Z + jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt (mentionné comme ‘NP & Fake Lep.’). Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec leurs incertitude statistique. Les prédictions sont représentées comme des histogrammes colorés et normalisés à la même luminosité que les données. La surface hachurée représente la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques provenant des incertitudes sur les sections efficaces des échantillons simulés et sur les incertitudes liées au détecteur pour les événements $t\bar{t}$ et quarks top célibataires, comme décrit dans la section 4.5. L’intervalle le plus à droite comprend toutes les entrées pour les valeurs situées au-delà de la limite de l’histogramme. La partie en bas des figures montre le rapport entre les données et les prédictions.

TABLE 5.7 – Nombre de candidats J/ψ passant la sélection finale dans les données et dans les prédictions des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, quarks top célibataires, $t\bar{t}V$, W + jets, Z + jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt (mentionné comme ‘NP & Fake Lep.’). Les contributions de signal $t\bar{t}$ et quarks top célibataires sont elles-mêmes séparées entre celles contenant un méson ($b \rightarrow J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$) et celles n’en contenant pas (sans légende). La première incertitude est statistique, la seconde est celle associée à l’incertitude sur la section efficace et la troisième est l’incertitude systématique liée à la reconstruction du détecteur. Les incertitudes liées au détecteur n’ont pas été estimées pour les bruits de fond.

$t\bar{t} (b \rightarrow J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)$	6510	± 81	(stat) ± 672	(xsec) ± 327	(syst)
quarks top célibataires ($b \rightarrow J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$)	369	± 19	(stat) ± 37	(xsec) ± 23	(syst)
$t\bar{t}$	1087	± 33	(stat) ± 62	(xsec) ± 60	(syst)
quarks top célibataires	61	± 8	(stat) ± 3	(xsec) ± 4	(syst)
$t\bar{t}V$	29	± 6	(stat) ± 4	(xsec) \pm	(syst)
W + jets	268	± 16	(stat) ± 82	(xsec) \pm	(syst)
Z + jets	99	± 10	(stat) ± 53	(xsec) \pm	(syst)
diboson	10	± 3	(stat) ± 5	(xsec) \pm	(syst)
NP & Fake Leptons	304	± 17	(stat) \pm	(xsec) ± 92	(syst)
Signal+Bruit de fond	8738	± 93	(stat) ± 683	(xsec) ± 346	(syst)
Données			8290		

TABLE 5.8 – Effet des incertitudes systématiques liées au détecteur sur le nombre d’événements dans les paires $t\bar{t}$ et les quarks top célibataires, après la sélection finale des $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Pour chaque composante l’incertitude est donnée en valeur absolue (ΔN) et en valeur relative $\Delta N/N$ (en %).

Nom de la composante	$t\bar{t}$		quarks top célibataires	
	ΔN	$\Delta N/N$ [%]	ΔN	$\Delta N/N$ [%]
Total	386	5,1	27	6,2
Résolution en énergie des jets	0	0,0	0	0,0
Échelle d’énergie des jets légers	370	4,9	26	6,0
Échelle d’énergie des jets de b	100	1,3	6	1,4
Fraction de vertex des jets	77	1,0	5	1,0
Électron	30	0,4	2	0,4
Muon	28	0,4	2	0,4
Empilement	14	0,2	0	0,1

- l’un des muons n’est pas originaire d’un J/ψ , dans un hadron b qui ne provient pas de la désintégration d’un quark top, c’est à dire qu’il provient d’un quark b produit par radiation ISR/FSR de gluons. Il peut aussi provenir d’un hadron- c associé à un quark c qui ne provient pas de la chaîne de désintégration $t \rightarrow b$, soit par la fragmentation d’un gluon, ou par exemple de la désintégration $W \rightarrow cs$ issu de la désintégration hadronique d’un boson W issu du quark top. Ces muons sont produits dans la désintégration de pions chargés et de kaons. Ces événements sont appelés $t\bar{t} J/\psi$ -bkg.
- l’un des muons n’a pas d’information «vérité» associée : ce sont typiquement des faux muons, c’est à dire des muons issus de la désintégration de hadrons légers (ce qui en pratique est

effectué au niveau de la simulation du détecteur et donc n'ont pas d'information de vérité MC associée) ou de bruit de fond originaire du détecteur.

Dans la mesure présentée dans cette analyse, seuls les événements $t\bar{t} J/\psi$ -signal sont effectivement du signal, contenant la totalité de l'information sur la masse m_{top} . La table 5.9 donne la fraction des événements passant l'ensemble de la sélection, tombant dans chacune de ces catégories, comme mesuré dans les événements simulés POWHEG +PYTHIA 8.

TABLE 5.9 – Fraction de type d'événements MC $t\bar{t}$ events après l'ensemble des sélections.

Type d'événements	Fraction [%]
$t\bar{t} J/\psi$ -signal	80.4
$t\bar{t} J/\psi$ -bkg	19.5
Faux muons	0.1

5.4.2 D^0

D'autres critères sont appliqués pour sélectionner les candidats D^0 et sont détaillés dans la table 5.4 :

- le candidat D^0 a une impulsion transverse $p_T > 10$ GeV et une rapidité $|\mathcal{Y}| < 2, 1$. Après ce critère, un total de 65 863 candidats reste dans les données.
- la distance angulaire entre les traces est $\Delta R < 0, 4$, entre les traces et le muon mou est $\Delta R < 0, 5$ et la distance angulaire entre chaque trace et le jet le plus proche est $\Delta R < 0, 3$. Un total de 57 684 candidats reste dans les données.
- le candidat D^0 a une pseudo durée de vie propre $\tau_0 > 0$ ps. Finalement, 40 987 candidats D^0 restent dans les données.

Hormis la sélection dans la fenêtre de masse, les critères sélectionnent chacun environ 94-95% des événements de signal tout en rejetant de 15 à 30% des événements de bruit de fond.

La figure 5.7b montre la distribution de la masse invariante des candidats D^0 après la sélection finale. Comme vu précédemment, la forme de la distribution des données est bien reproduite par les prédictions mais un excès d'environ 20% de celles-ci est obtenu. Les nombres de candidats observés dans les données et prédits de signal et de bruit de fond sont donnés dans la table 5.10. Les incertitudes systématiques sur les nombres attendus proviennent des incertitudes sur les sections efficaces des processus, sur le rapport d'embranchement de $B \rightarrow D^0 \mu \nu X$ détaillé dans la table 4.16 et sur celles sur la reconstruction du détecteur pour un total de 5,6%. La table 5.11 détaille les incertitudes liées à la reconstruction du détecteur pour les événements $t\bar{t}$ et quarks top célibataires, pour un total respectivement de 3,7% et 5,1% dominées par celles sur l'échelle d'énergie des jets légers. L'échantillon sélectionné consiste en environ 72% de paires $t\bar{t}$ et 4% de quarks top célibataires. Dans seulement 10% des événements, le candidat méson est en effet originaire de la désintégration d'un quark b . La contribution des autres bruits de fond, en particulier provenant des bosons W et Z en association avec des jets et des faux leptons et leptons

non-prompts n'est pas négligeable, environ 23%. Le nombre de mésons réels sélectionné est plus faible que celui de l'analyse J/ψ (3169 contre 6879) et le nombre d'événements de bruit de fond est bien plus grand.

TABLE 5.10 – Nombre de candidats D^0 passant la sélection finale dans les données et dans les prédictions des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, quarks top célibataires, $t\bar{t}V$, W +jets, Z +jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt (mentionné comme 'NP & Fake Lep.'). Les contributions de signal $t\bar{t}$ et quarks top célibataires sont elles-mêmes séparées entre celles contenant un méson ($b \rightarrow \mu D^0$) et celles n'en contenant pas (sans légende). La première incertitude est statistique, la seconde est celle associée à l'incertitude sur la section efficace et la troisième est l'incertitude systématique liée à la reconstruction du détecteur. Les incertitudes liées au détecteur n'ont pas été estimées pour les bruits de fond.

$t\bar{t} (b \rightarrow \mu D^0)$	3000	± 55	(stat) ± 232	(xsec) ± 124	(syst)
quarks top célibataires ($b \rightarrow \mu D^0$)	169	± 13	(stat) ± 13	(xsec) ± 8	(syst)
$t\bar{t}$	38 848	± 197	(stat) ± 2214	(xsec) ± 1410	(syst)
quarks top célibataires	2224	± 47	(stat) ± 118	(xsec) ± 119	(syst)
$t\bar{t}V$	188	± 14	(stat) ± 24	(xsec) \pm	(syst)
W +jets	2457	± 50	(stat) ± 747	(xsec) \pm	(syst)
Z +jets	739	± 27	(stat) ± 393	(xsec) \pm	(syst)
diboson	115	± 11	(stat) ± 58	(xsec) \pm	(syst)
NP & Fake Leptons	1988	± 45	(stat) \pm	(xsec) ± 596	(syst)
Signal+Bruit de fond	49 728	± 223	(stat) ± 2384	(xsec) ± 1540	(syst)
Données			40987		

TABLE 5.11 – Effet des incertitudes systématiques liées au détecteur sur le nombre d'événements dans les paires $t\bar{t}$ et les quarks top célibataires, après la sélection finale des D^0 . Pour chaque composante l'incertitude est donnée en valeur absolue (ΔN) et en valeur relative $\Delta N/N$ (en %).

Nom de la composante	$t\bar{t}$		quarks top célibataires	
	ΔN	$\Delta N/N$ [%]	ΔN	$\Delta N/N$ [%]
Total	1533	3,7	127	5,1
Résolution en énergie des jets	1	0,0	0	0,0
Échelle d'énergie des jets légers	1482	3,5	122	4,9
Échelle d'énergie des jets de b	164	0,4	12	0,5
Fraction de vertex des jets	386	0,9	23	0,9
E_T^{miss}	54	0,1	3	0,1
b -tagging	209	0,5	15	0,6
c -tagging	27	0,1	2	0,1
Mistagging	46	0,1	5	0,2
Électron	217	0,5	15	0,6
Muon	144	0,3	9	0,4
Empilement	196	0,5	12	0,5

5.4.3 $D^*(2010)^+$

D'autres critères sont appliqués pour sélectionner les candidats $D^*(2010)^+$ et sont détaillés dans la table 5.6 :

- le candidat $D^*(2010)^+$ a une impulsion transverse $p_T > 12$ GeV et une rapidité $|\mathcal{Y}| < 2,1$. Un total de 49 780 candidats reste dans les données.
- la distance angulaire entre les traces est $\Delta R < 0,4$ et la distance entre chaque trace et le jet le plus proche est $\Delta R < 0,3$. Finalement, 48 586 candidats $D^*(2010)^+$ restent dans les données.

Hormis la sélection dans la fenêtre de masse, les critères sélectionnent chacun environ 97-99% des événements de signal tout en rejetant de 3-7% des événements de bruit de fond.

La figure 5.7c montre les distributions de la masse invariante des candidats $D^*(2010)^+$ après la sélection finale. Comme vu précédemment, la distribution des données est bien reproduite par les prévisions issues de la simulation et des différents bruits de fond. Les nombres de candidats observés dans les données et prédits de signal et de bruit de fond sont donnés dans la table 5.12. Les incertitudes systématiques sur les nombres attendus proviennent des incertitudes sur les sections efficaces des processus, sur le rapport d'embranchement de $B \rightarrow D^*(2010)^+ X$ détaillé dans la table 4.16 et sur celles sur la reconstruction du détecteur pour un total de 5,5%. La table 5.13 détaille les incertitudes liées à la reconstruction du détecteur pour les événements $t\bar{t}$ et quarks top célibataires, pour un total respectivement de 3,5% et 5,8% dominées par celles sur l'échelle d'énergie des jets légers. L'échantillon sélectionné consiste en environ 59% de paires $t\bar{t}$ et 3% de quarks top célibataires. Dans seulement 45% des événements, le candidat méson est en effet originaire de la désintégration d'un quark b . La contribution des autres bruits de fond, en particulier provenant des bosons W et Z en association avec des jets et des faux leptons et leptons non-prompts n'est pas négligeable, environ 37%. Le nombre de mésons réels sélectionné est bien plus grand à ceux des analyses J/ψ et D^0 (14 623 contre respectivement 6879 et 3169) mais le nombre d'événements de bruit de fond est similaire à celui de l'analyse D^0 .

5.4.4 Ajustement des distributions de masse invariante

La figure 5.8 montre les distributions de masse invariante des trois mésons obtenus avec les données de collision. Pour les candidats J/ψ et D^0 , les données sont ajustées par un modèle qui décrit le signal par une fonction gaussienne et le bruit de fond par une fonction exponentielle décroissante. Les valeurs ajustées sont estimées dans la gamme de masse [2,9;3,3] GeV pour le J/ψ et [1,74;1,98] GeV pour le D^0 . Pour les candidats $D^*(2010)^+$, la distribution de différence de masse $\Delta m = m(K^- \pi^+ \pi^+) - m(K^- \pi^+)$ est ajustée par la somme d'une fonction gaussienne modifiée décrivant le signal et d'une fonction à seuil décrivant le bruit de fond non-résonant [248]. La fonction gaussienne modifiée est définie comme :

$$\text{Gauss}^{\text{mod}} \propto \exp \left[-0,5 \times x^{1+1/(1+0,5x)} \right],$$

où $x = |(\Delta m - m_0)/\sigma|$. Cette forme fonctionnelle, introduite pour prendre en compte les queues non gaussiennes du signal résonant, décrit correctement à la fois le signal dans les données et dans les prédictions. La position du pic du signal, m_0 , et la largeur, σ , sont des paramètres libres de l'ajustement. La fonction seuil a la forme $A \times (\Delta m - m_{\pi^+})^B \times \exp(C(\Delta m - m_{\pi^+}))$, où m_{π^+} est la masse du pion et A, B, C sont des paramètres libres. Les valeurs ajustées sont estimées dans la gamme de différence de masse

TABLE 5.12 – Nombre de candidats $D^*(2010)^+$ passant la sélection finale dans les données et dans les prédictions des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, quarks top célibataires, $t\bar{t}V$, W + jets, Z + jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt (mentionné comme ‘NP & Fake Lep.’). Les contributions de signal $t\bar{t}$ et quarks top célibataires sont elles-mêmes séparées entre celles contenant un méson ($b \rightarrow D^*(2010)^+$) et celles n’en contenant pas (sans légende). La première incertitude est statistique, la seconde est celle associée à l’incertitude sur la section efficace et la troisième est l’incertitude systématique liée à la reconstruction du détecteur. Les incertitudes liées au détecteur n’ont pas été estimées pour les bruits de fond.

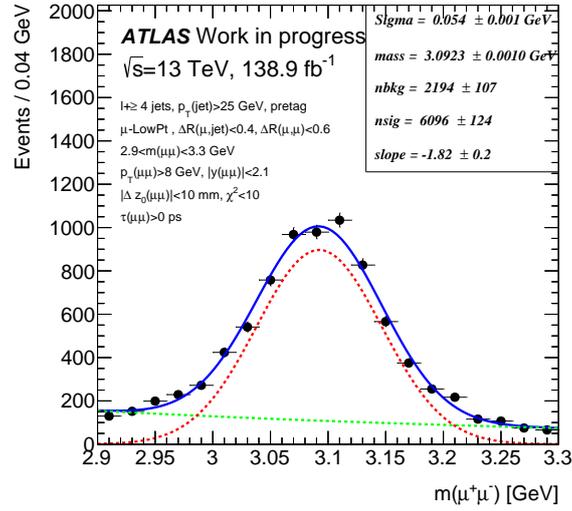
$t\bar{t} (b \rightarrow D^*(2010)^+)$	13 871	± 118	(stat) ± 1806	(xsec) ± 532	(syst)
quarks top célibataires ($b \rightarrow D^*(2010)^+$)	752	± 27	(stat) ± 96	(xsec) ± 47	(syst)
$t\bar{t}$	27 371	± 165	(stat) ± 1560	(xsec) ± 926	(syst)
quarks top célibataires	1563	± 40	(stat) ± 83	(xsec) ± 90	(syst)
$t\bar{t}V$	169	± 13	(stat) ± 22	(xsec) \pm	(syst)
W + jets	3550	± 60	(stat) ± 1080	(xsec) \pm	(syst)
Z + jets	767	± 28	(stat) ± 408	(xsec) \pm	(syst)
diboson	169	± 13	(stat) ± 85	(xsec) \pm	(syst)
NP & Fake Leptons	1712	± 41	(stat) \pm	(xsec) ± 514	(syst)
Signal+Bruit de fond	49 924	± 223	(stat) ± 2655	(xsec) ± 1190	(syst)
Données			48586		

TABLE 5.13 – Effet des incertitudes systématiques liées au détecteur sur le nombre d’événements dans les paires $t\bar{t}$ et les quarks top célibataires, après la sélection finale des $D^*(2010)^+$. Pour chaque composante l’incertitude est donnée en valeur absolue (ΔN) et en valeur relative $\Delta N/N$ (en %).

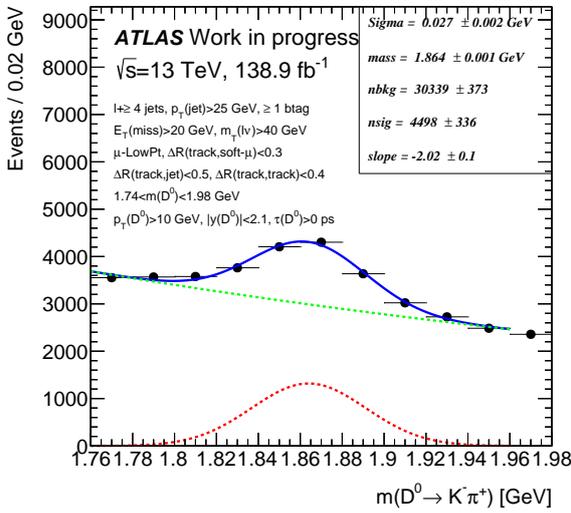
Nom de la composante	$t\bar{t}$		single-top	
	ΔN	$\Delta N/N$ [%]	ΔN	$\Delta N/N$ [%]
Total	1450	3,5	135	5,8
Résolution en énergie des jets	30	0,1	0	0,0
Échelle d’énergie des jets légers	1396	3,4	133	5,7
Échelle d’énergie des jets de b	203	0,5	13	0,6
Fraction de vertex des jets	399	1,0	22	0,9
E_T^{miss}	38	0,1	1	0,1
b -tagging	214	0,5	15	0,6
c -tagging	58	0,1	4	0,2
Mistagging	58	0,1	6	0,2
Électron	168	0,4	10	0,4
Muon	158	0,4	9	0,4
Empilement	85	0,2	3	0,1

[0,14;0,17] GeV et sont données dans la table 5.14. Un total de 6096 ± 124 candidats J/ψ est estimé avec 2194 ± 107 événements de bruit de fond, en bon accord avec les prédictions de la table 5.7. Un total de 4498 ± 336 candidats D^0 est estimé avec $30\,339 \pm 373$ événements de bruit de fond, soit notablement plus de signal que les prédictions de la table 5.10. Finalement, un total de $21\,103 \pm 190$ candidats $D^*(2010)^+$ est estimé avec $26\,477 \pm 199$ événements de bruit de fond, soit là aussi notablement plus de signal que les prédictions de la table 5.12.

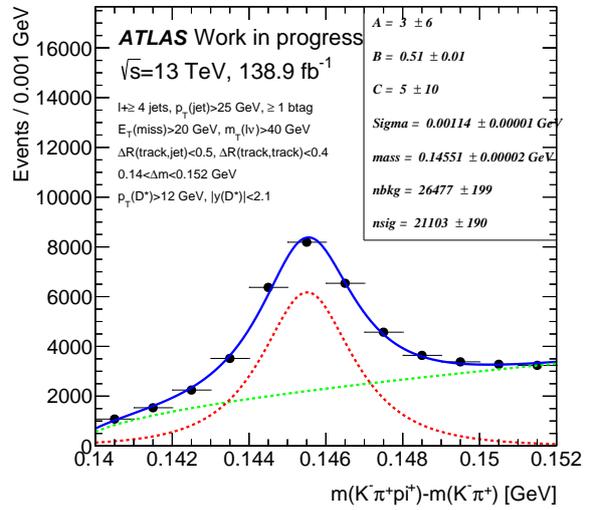
La position ajustée des pics de masse - reconstruit seulement avec les traces du détecteur interne pour les mésons D - est en accord avec les masses des mésons, à environ 0,2% près pour les D^0 et $D^*(2010)^+$, indiquant que les échelles d'impulsion des pions et des kaons sont bien estimées. La masse ajustée du J/ψ , reconstruite avec des muons dans des jets, est en accord avec la valeur attendue [11] à 0,2% près, en accord avec l'incertitude sur l'échelle d'impulsion des muons.



(a) J/ψ



(b) D^0



(c) $D^*(2010)^+$

FIGURE 5.8 – Distributions de la masse invariante des trois mésons (a) J/ψ , (b) D^0 et (c) $D^*(2010)^+$ dans les données, après toute la sélection. Le résultat de l'ajustement d'un modèle utilisant une fonction gaussienne pour le signal (ligne rouge hachurée) et d'une exponentielle décroissante pour le bruit de fond (ligne verte hachurée) est superposée. Dans le cas du $D^*(2010)^+$, la distribution Δm est montrée ainsi que l'ajustement d'un modèle utilisant une fonction gaussienne modifiée pour le signal (ligne rouge hachurée) et d'une fonction à seuil pour le bruit de fond (ligne verte hachurée). La ligne bleue pleine représente la somme des deux contributions.

TABLE 5.14 – Résultat de l’ajustement sur les données des trois mésons J/ψ , D^0 et $D^*(2010)^+$: nombre d’événements de signal (n_{signal}) et de bruit de fond (n_{bkg}), moyenne et largeur de la fonction gaussienne.

	J/ψ	D^0	$D^*(2010)^+$
n_{signal}	6096 ± 124	4498 ± 336	$21\,103 \pm 190$
n_{bkg}	2194 ± 107	$30\,339 \pm 373$	$26\,477 \pm 199$
m or Δm [GeV]	$3,092 \pm 0,001$	$1,864 \pm 0,001$	$0,1455 \pm 0,0001$
σ [GeV]	$0,054 \pm 0,001$	$0,027 \pm 0,002$	$0,0011 \pm 0,0001$

5.5 Étude de la fragmentation des quarks b

Une grande partie du développement de la QCD a été menée dans le cadre du paradigme consistant à séparer les effets de l’état initial et final partiellement non perturbatifs du processus de diffusion dure perturbatif [252], [253]. La première étape de cette séparation utilise une fonction de structure non perturbative représentant les partons dans l’état initial, la seconde contient le processus dur perturbatif et la dernière étape consiste à faire correspondre les partons du processus dur à l’état final avec les hadrons et les jets à l’aide d’une fonction de fragmentation non perturbative. Cette image a été affinée ces dernières années grâce à une modélisation des événements Monte-Carlo qui utilise une resommation analytique (*analytic resummation*) perturbative où des algorithmes markoviens de douches partoniques qui vont au-delà de l’ordre fixe dans le couplage QCD pour tenir compte des effets accrus des multiples émissions caractéristiques de la QCD [254].

La fragmentation des quarks est un effet important de la QCD et est étudiée théoriquement de manière intensive [255]-[257]. De plus, la connaissance des propriétés de fragmentation du quark b est d’une grande importance expérimentale pour plusieurs raisons :

- le comportement d’un quark lourd est un test fondamental de la QCD perturbative et du formalisme de la douche partonique puisque sa masse joue un rôle important dans les fonctions de séparation (*splitting functions*).
- parce que les vertex déplacés rendent possible une connexion expérimentale non ambiguë entre les hadrons observés et les quarks initiant les jets. Le traitement actuel dans les générateurs Monte-Carlo est ajusté aux résultats du LEP (cf. section 4.5.1.1) où les événements sont dans un échantillon « propre », dans lequel il y a production de quarks $b\bar{b}$ dos à dos, singulet de couleur, aucun événement sous-jacent, ou reconnexion de couleur au faisceau. Cependant, l’environnement du LHC est bien plus complexe, ce qui rend plus compliqué la projection et portabilité des résultats du LEP aux collisionneurs de hadrons [258].
- de nombreuses études en physique des hautes énergies sont directement concernées, notamment les analyses du boson de Higgs et de la masse du quark top. Dans ce dernier cas, l’incertitude liée au modèle de fragmentation est dominante (cf. la référence [259]).

Dans la collaboration ATLAS, l’impact de la modélisation de la fragmentation sur l’énergie des jets et la mesure de la masse du quark top a été étudié avec des données simulées dans la référence [259]. De plus, des études ont été faites avec des données de simulations pour des événements $t\bar{t}$ [203] ainsi qu’avec des données collectées par l’expérience pour des lots de jets inclusifs à 7 TeV [260] et à 13 TeV [261].

Une étude inclusive est aussi en cours et utilise la désintégration $B \rightarrow J/\psi K$. Une étude exclusive est en cours utilisant des événements $t\bar{t}$ dans le canal dileptonique en reconstruisant les vertex déplacés. Dans cette section l'échantillon de J/ψ défini précédemment est utilisé. Il correspond à des J/ψ issus de la désintégration de quarks b provenant de la désintégration de paires $t\bar{t}$.

5.5.1 Observables utilisées

On compare des observables des J/ψ reconstruits à celles des jets dans lesquels ils se trouvent, de manière à caractériser l'évolution de l'impulsion du quark b . Dans les expériences e^+e^- , où le processus dominant est $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$, aucun doute ne se présente concernant l'énergie des quarks b résultants. En effet, en se plaçant dans le référentiel du laboratoire et après les corrections de radiation de l'état initial, chaque quark b doit avoir l'énergie d'un des faisceaux initiaux (e^+ ou e^-). Ainsi, afin d'étudier les fonctions de fragmentation, une fonction simple était considérée : $x_B = E_B/E_{\text{faisceau}}$, qui représente la fraction de l'énergie prise du faisceau par le hadron B . Cela ne peut pas être fait au LHC car l'énergie dans le centre de masse du parton est inconnu. Toutefois, des observables similaires à x_B peuvent être définies. Dans le cas des événements sélectionnés, avec un J/ψ , le choix du jet qui le contient est trivial puisque les algorithmes de jet s'assurent qu'un jet est un proxy bien défini pour le quark b qui l'a initié, et comme montré sur la figure 5.2a, tous ces jets contiennent un J/ψ provenant d'un quark b . On définit ainsi les deux observables suivantes :

$$z_T(\mu^+\mu^-) = \frac{p_T(\mu^+\mu^-)}{p_T(\text{jet})} \quad , \quad z_L(\mu^+\mu^-) = \frac{\vec{p}(\mu^+\mu^-) \cdot \vec{p}(\text{jet})}{|p(\text{jet})|^2} \quad , \quad (5.2)$$

où $z_T(\mu^+\mu^-)$ est l'analogue de x_B , qui utilise les impulsions transverses des objets au lieu des énergies et $z_L(\mu^+\mu^-)$ représente la fonction de fragmentation longitudinale définie avec les 3-impulsions des objets, en se basant sur des études de sous-structure de jets faites par ATLAS [262], [263]. La figure 5.9 montre un schéma représentant les observables $z_T(\mu^+\mu^-)$, $z_L(\mu^+\mu^-)$ considérés. En plus de ces deux observables, on considère aussi l'impulsion transverse p_T du J/ψ . D'autres variables ont été aussi étudiées et sont détaillées dans l'annexe A comme $z_{\text{rel}}(\mu^+\mu^-)$ (illustrée dans la figure) et celles liées à la cinématique du J/ψ vues dans la section 5.3.

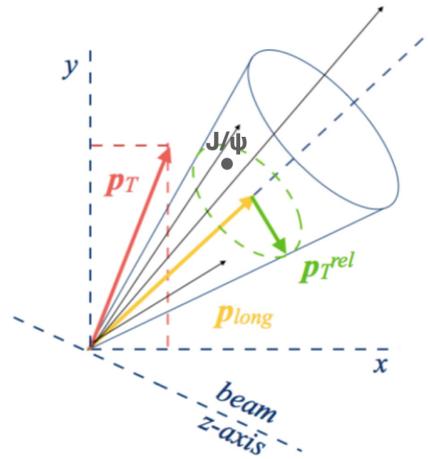


FIGURE 5.9 – Schéma représentant pour un jet donné (figuré par un cône bleu), les impulsions associées au J/ψ et entrant dans les définitions des observables, l'impulsion transverse p_T (en rouge) pour $z_T(\mu^+\mu^-)$, p_{long} (en jaune) pour $z_L(\mu^+\mu^-)$, et p_T^{rel} (en vert) pour $z_{\text{rel}}(\mu^+\mu^-)$, cette dernière étant définie dans l'annexe A.

La figure 5.10 montre les distributions de ces trois observables avec des histogrammes utilisant des intervalles (bins) soit fins comme utilisé précédemment pour les comparaisons entre les données et les prédictions, soit en utilisant des intervalles plus grossiers, plus adaptés à cette étude. Là aussi, la distribution des données est bien reproduite par les prévisions issues de la simulation et des différents bruits de fond. Ce changement d'intervalles est fait afin de permettre la bonne fermeture du dépliement (cf. section 5.5.2.2). Étant donné que le J/ψ est parmi les produits les plus lourds dans la désintégration de méson B , il porte donc une grande partie de l'impulsion du jet le contenant, aux alentours de 40%.

Les trois observables sont définies aussi bien au niveau des variables reconstruites, appelé « niveau détecteur », qu'au « niveau particule ». Celui-ci permet de corriger les données simulées des effets du détecteurs, comme les inefficacités et les effets de résolution. Il est construit à partir de la liste des particules stables présentes dans les échantillons simulés (vérité Monte-Carlo). La sélection est similaire à celle faite au niveau détecteur. Ce niveau particule requiert au moins 4 jets de $p_T > 25$ GeV et $|\eta| < 2,5$, un lepton isolé ayant une même coupure sur le p_T et un méson J/ψ tel que sa distance angulaire au jet le plus proche soit $\Delta R(\mu^+ \mu^-, \text{jet}) < 0,2$.

La figure 5.11 représente les différentes observables considérées dans cette étude où les prédictions des événements $t\bar{t}$ utilisent différents échantillons Monte-Carlo, à savoir : POWHEG +PYTHIA 8, POWHEG +HERWIG 7.1.3, MG5_AMC +PYTHIA 8 et MG5_AMC +HERWIG 7.1.3. Les distributions des trois observables sont bien décrites par les deux modèles d'hadronisation. Une différence de 15% existe entre les deux modèles de fragmentation dans la zone du pic de $z_T(\mu^+ \mu^-)$ et $z_L(\mu^+ \mu^-)$ et de 8% dans le cas de $p_T(\mu^+ \mu^-)$ similaire pour les deux générateurs. De plus, pour un même modèle de fragmentation, une différence plus légère existe hors des pics des distributions et est de 3% en utilisant PYTHIA 8 et de 2% en utilisant HERWIG 7.1.3.

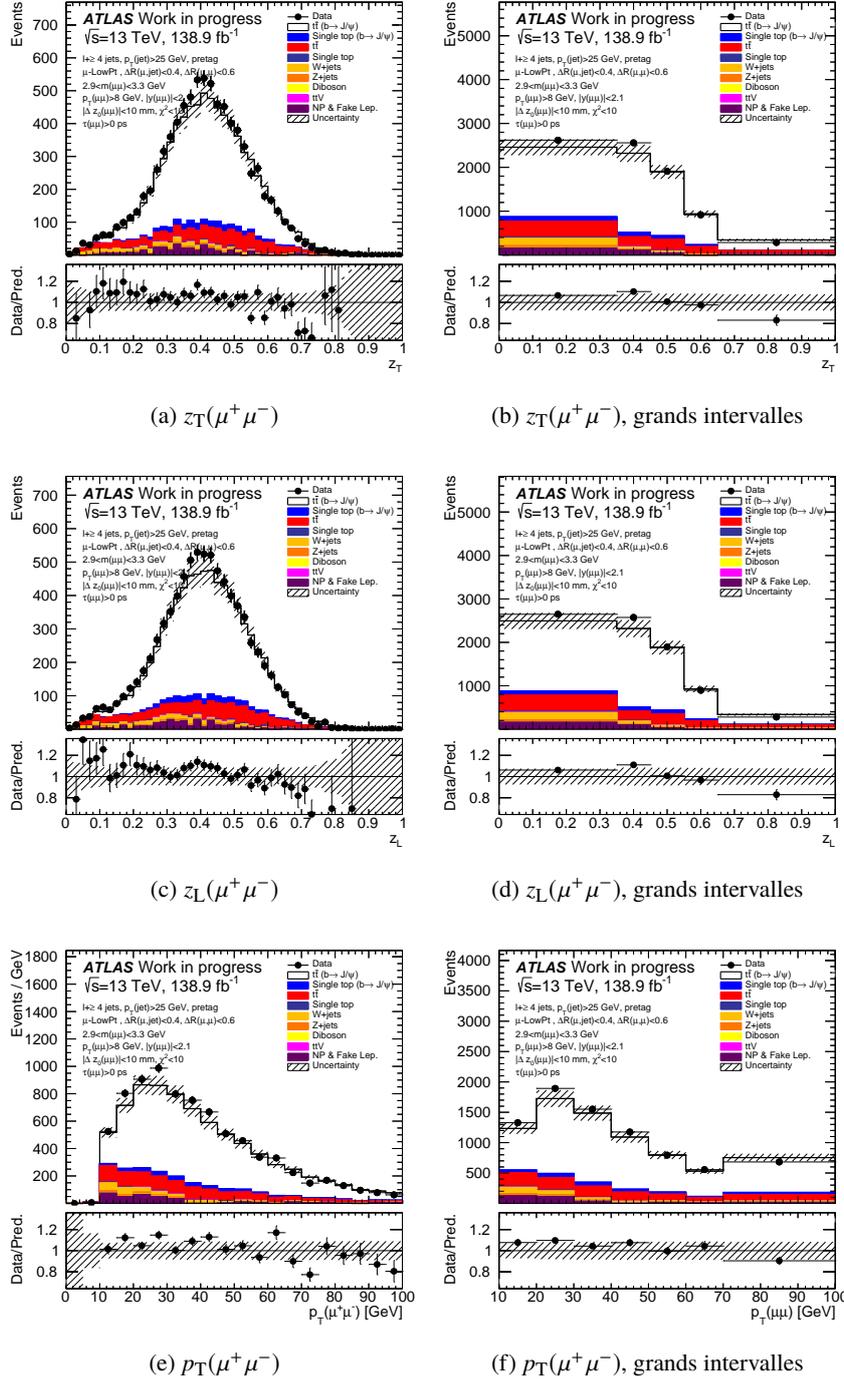


FIGURE 5.10 – Distributions des observables $z_T(\mu^+\mu^-)$ (a,b), $z_L(\mu^+\mu^-)$ (c,d) et $p_T(\mu^+\mu^-)$ (e,f), après la sélection finale, dans la gamme de masse $[2,9;3,3]$ GeV pour le J/ψ , avec (a,c,e) des intervalles d’histogrammes fins et (b,d,f) des intervalles plus grands utilisés pour l’étude sur la fragmentation des quarks b . Les données sont comparées aux prédictions des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, quarks top célibataires, $t\bar{t}V$, W +jets, Z +jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt (mentionné comme ‘NP & Fake Lep.’). Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec leur incertitude statistique. Les prédictions sont représentées comme des histogrammes colorés et normalisés à la même luminosité que les données. La surface hachurée représente la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques provenant des incertitudes sur les sections efficaces des échantillons simulés et sur les incertitudes liées au détecteur pour les événements $t\bar{t}$ et quarks top célibataires, comme décrit dans la section 4.5. La partie basse des figures montre le rapport entre les données et les prédictions.

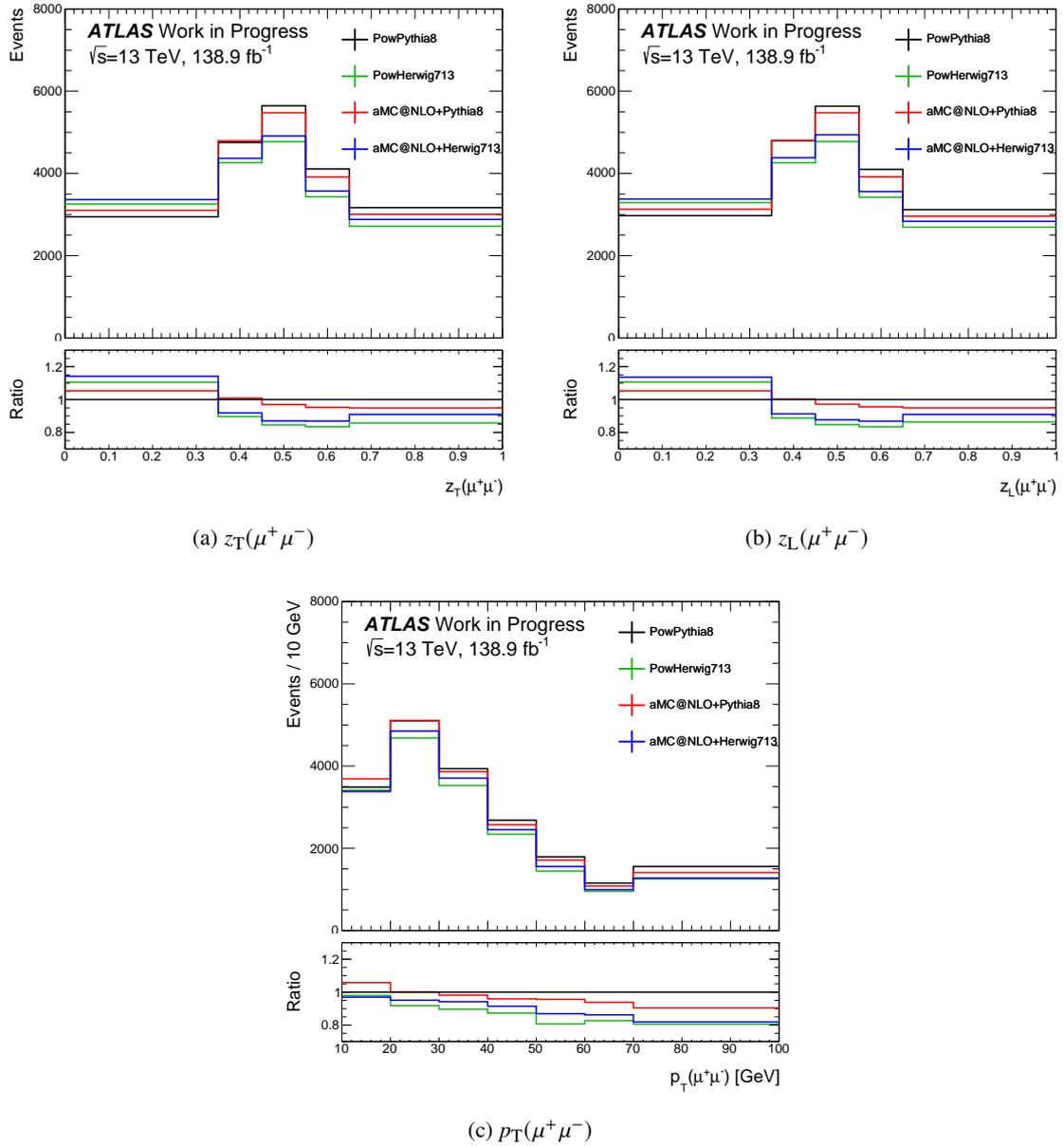


FIGURE 5.11 – Distributions au niveau particule en utilisant des événements $t\bar{t}$ pour les trois observables considérées $z_T(\mu^+\mu^-)$ (a), $z_L(\mu^+\mu^-)$ (b) et $p_T(\mu^+\mu^-)$ (c). La partie en bas des figures montre le rapport des distributions entre les différentes simulations Monte-Carlo et POWHEG + PYTHIA 8, utilisé comme prédiction nominale dans cette analyse. Les échantillons diffèrent par le choix du générateur, POWHEG ou MG5_AMC, et par le modèle de fragmentation, PYTHIA 8 ou HERWIG 7.1.3.

5.5.2 Déplieement des variables

Les distributions de la cinématique des mésons et de la fragmentation des quarks b sont étalées à cause de la résolution des détecteurs. Les distributions au niveau particule sont estimées à partir des données en utilisant une procédure de déplieement entièrement bayésienne (*Fully Bayesian Unfolding*, ou FBU) [264].

En considérant les données observées \mathbf{D} , et une matrice de réponse \mathcal{M} qui modélise la réponse du détecteur permettant de passer du niveau particule au niveau détecteur, une distribution au niveau particule pour les données peut être estimée. En effet, en utilisant le théorème de Bayes, on définit une distribution de probabilité postérieure telle que :

$$P(\mathbf{T}|\mathbf{D}, \mathcal{M}) \propto \mathcal{L}(\mathbf{D}|\mathbf{T}, \mathcal{M}) \times \pi(\mathbf{T}), \quad (5.3)$$

où $P(\mathbf{T}|\mathbf{D}, \mathcal{M})$ est la probabilité postérieure de la distribution au niveau particule \mathbf{T} . $\mathcal{L}(\mathbf{D}|\mathbf{T}, \mathcal{M})$ représente la fonction de vraisemblance sous les conditions données par \mathbf{D} et \mathbf{T} basé sur l'hypothèse que les données suivent la statistique de Poisson. Enfin, $\pi(\mathbf{T})$, la densité de probabilité du prior pour la distribution au niveau particule \mathbf{T} , doit être basée sur la connaissance sur \mathbf{T} avant que la mesure ne soit effectuée. Dans cette analyse, le prior choisi est une distribution uniforme bornée, de valeur égale à 1 dans l'intervalle d'intérêt et 0 ailleurs, permettant ainsi d'exclure les valeurs en dehors de l'intervalle d'intérêt.

Les incertitudes systématiques sont prises en compte en étendant la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(\mathbf{D}|\mathbf{T})$ avec des paramètres de nuisance θ et des priors associés $\pi(\theta)$ définis comme des distributions gaussiennes de valeur moyenne nulle, et d'écart-type 1. La vraisemblance marginale est définie comme :

$$\mathcal{L}(\mathbf{D}|\mathbf{T}) = \int \mathcal{L}(\mathbf{D}|\mathbf{T}, \theta)\pi(\theta)d\theta. \quad (5.4)$$

Les paramètres de nuisance considérés sont divisés en deux catégories : la première, θ_b , comprend les erreurs sur la normalisation du bruit de fond \mathbf{B} , la deuxième, θ_s comprend les incertitudes de modélisation et celles liées au détecteur affectant le signal \mathbf{S} . La valeur attendue du signal et de bruit de fond est donc :

$$\begin{aligned} r_i(\mathbf{T}, \mathcal{M}; \theta_s) &= r_i(\mathbf{T}, \mathcal{M}; 0) \left(1 + \sum_k \theta_s^k \Delta r_i^k \right), \\ b_i(\theta_b) &= b_i(0)(1 + \theta_b \Delta b), \end{aligned} \quad (5.5)$$

où $r_i(\mathbf{T}, \mathcal{M}; 0)$ et $b_i(0)$ correspondent respectivement aux nombres d'évènements attendus pour le signal et le bruit de fond dans le bin i dans le cas où aucun paramètre de nuisance est pris en compte. Δr_i^k représente la variation relative des erreurs systématiques pour le nombre d'évènements de signal en considérant le bin i et le k -ième paramètre de nuisance θ_s^k , et Δb l'incertitude relative sur la normalisation du bruit de fond. Ainsi, la fonction de vraisemblance marginale correspond à la convolution de la fonction de vraisemblance avec les priors gaussiens qui modélisent les paramètres de nuisance :

$$\mathcal{L}(\mathbf{D}|\mathbf{T}) = \int \mathcal{L}(\mathbf{D}|R(\mathbf{T}; \theta_s), B(\theta_b))G(\theta_s)G(\theta_b)d\theta_s d\theta_b. \quad (5.6)$$

La densité de probabilité postérieure marginale pour la distribution au niveau particule \mathbf{T} , est déterminée en évaluant la fonction de vraisemblance pour chaque point d'un échantillonnage dans l'espace des paramètres de dimensions $N_t + N_{np}$, avec N_t le nombre de bins de la distribution au niveau particule et N_{np} le nombre de paramètres de nuisance. La méthode basée sur des chaînes de Markov est utilisée [265], avec 40000 pas. En général, cette densité de probabilité postérieure est gaussienne. La moyenne et la

variance de la distribution marginale postérieure correspondent au pull et à la contrainte du paramètre de nuisance marginalisé. La figure 5.12 montre un tel échantillonnage pour le premier bin de l’histogramme de l’observable $z_T(\mu^+ \mu^-)$. Une convergence est atteinte donnant une distribution de probabilité postérieure montrée dans les figures du haut. Du fait du faible nombre d’évènements sélectionnés, les distributions de probabilité ne sont pas toujours gaussiennes. Un changement de méthode est donc en cours d’étude, où l’utilisation de la moyenne des distributions de probabilité postérieure sera substituée par l’utilisation des modes des distributions, avec des incertitudes indiquant une plage de quantiles de 16%-84% pour chaque paramètre de nuisance. De plus, afin de factoriser les effets des sections efficaces, l’utilisation du nombre d’évènements sera remplacée par les sections efficaces normalisées (par exemple $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\Omega}$

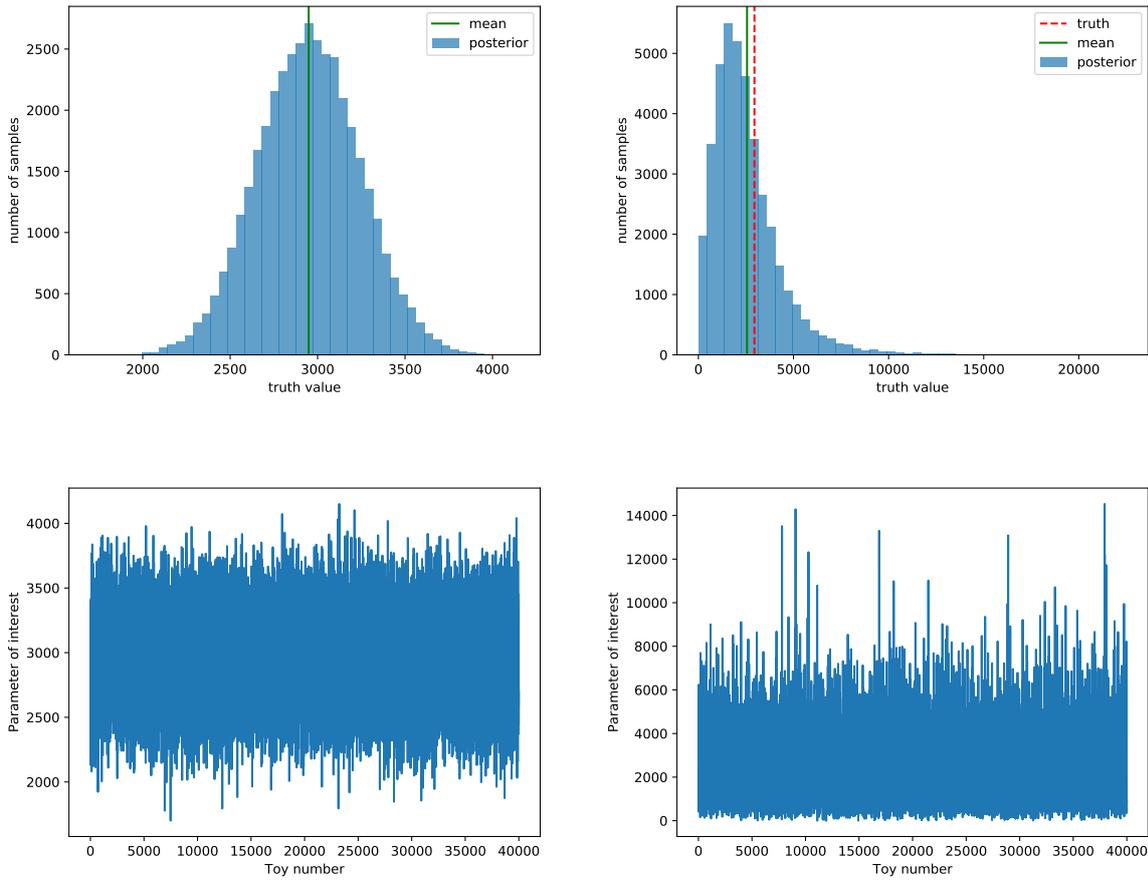


FIGURE 5.12 – Distributions de probabilité postérieure pour le premier bin de $z_T(\mu^+ \mu^-)$ obtenue à partir d’un échantillonnage utilisant 4 chaînes de Markov en parallèle dans le cas où le résultat est gaussien (colonne à gauche) ou pas (colonne à droite). La ligne verticale verte correspond à la moyenne de la distribution de probabilité postérieure déduite à partir de l’échantillonnage et la ligne rouge pointillée correspond à la valeur du paramètre au niveau particule.

5.5.2.1 Matrices de réponse

Les évènements $t\bar{t}$ qui passent les sélections au niveau détecteur et au niveau particule sont utilisés pour construire une matrice de réponse pour chaque observable. Chaque composante de la matrice de réponse, M_{ij} , correspond au nombre d'évènements pour qu'une observable au niveau particule dans un intervalle j corresponde à cette observable au niveau détecteur dans un intervalle i .

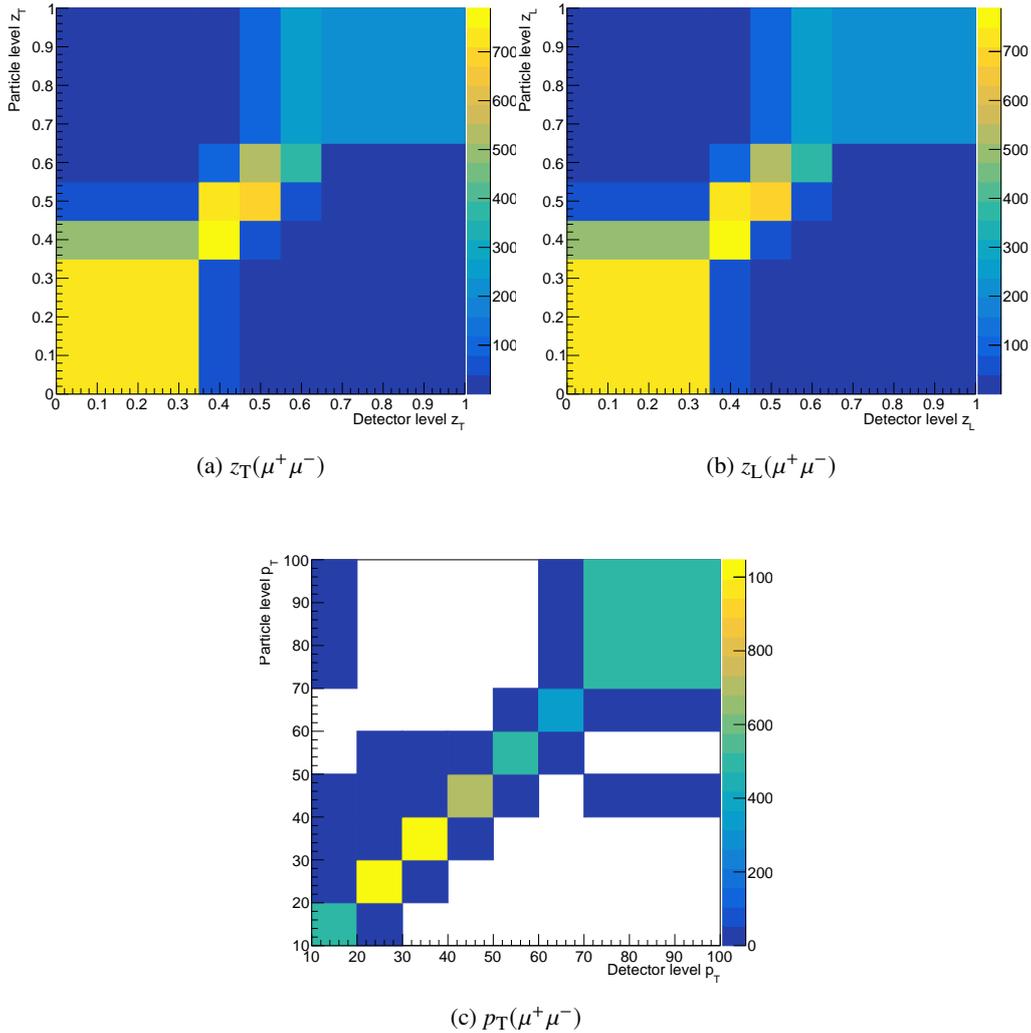


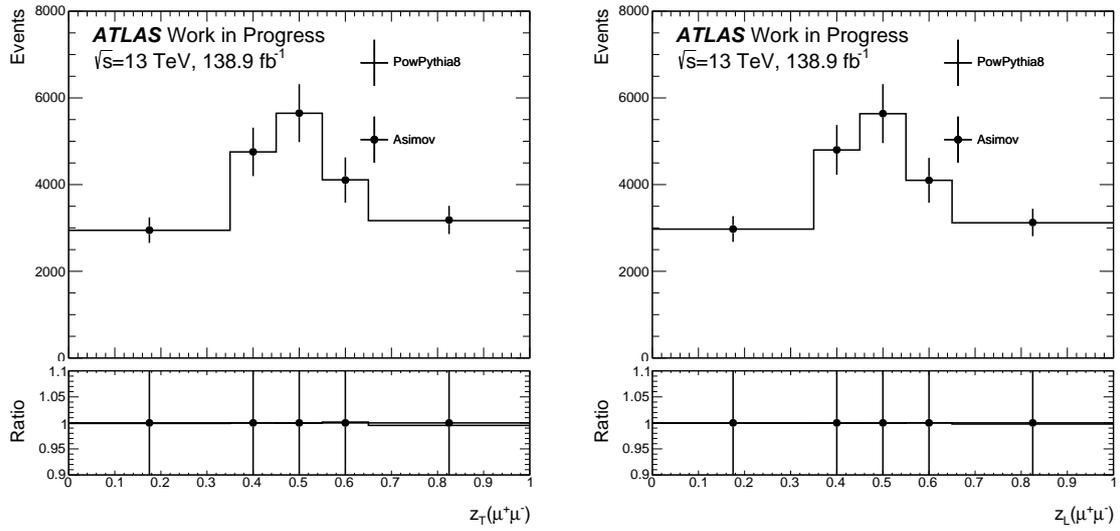
FIGURE 5.13 – Les matrices de réponse nominales pour les trois observables considérées, $z_T(\mu^+\mu^-)$ (a), $z_L(\mu^+\mu^-)$ (b) et $p_T(\mu^+\mu^-)$ (c). L'axe z représente le nombre d'évènements qu'une observable dans un intervalle au niveau « particule » soit reconstruite dans un intervalle quelconque au niveau détecteur. POWHEG +PYTHIA 8 est utilisé comme prédiction nominale dans cette analyse et est donc utilisé pour la construction des matrices de réponse.

La figure 5.13 montre les différentes matrices de réponse nominales construites pour chaque observable étudiée à partir des évènements de l'échantillon $t\bar{t}$ nominal POWHEG +PYTHIA 8. Les matrices sont relativement bien diagonales. La matrice de réponse pour $p_T(\mu^+\mu^-)$ n'utilise que des informations basées sur des muons dont les traces ont une bonne résolution en p_T , ainsi les bins hors diagonale sont

peu peuplés. La matrice de réponse pour $z_T(\mu^+\mu^-)$ et $z_L(\mu^+\mu^-)$ ajoute les informations provenant du jet ayant une résolution moindre en p_T , ce qui explique que les bins hors diagonale soient plus peuplés.

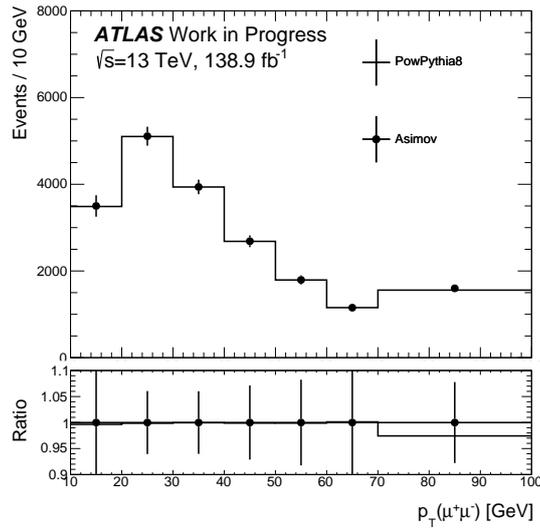
5.5.2.2 Test de fermeture

La première étape du dépliement est l'évaluation de la fermeture de celui-ci. Ceci est fait par la récupération de la distribution des observables au niveau particule à partir des distributions reconstruites correspondantes.



(a) $z_T(\mu^+\mu^-)$

(b) $z_L(\mu^+\mu^-)$



(c) $p_T(\mu^+\mu^-)$

FIGURE 5.14 – Comparaison des observables $z_T(\mu^+\mu^-)$ (a), $z_L(\mu^+\mu^-)$ (b) et $p_T(\mu^+\mu^-)$ (c), au niveau particule entre la simulation et les prédictions dépliées de POWHEG +PYTHIA 8.

Les observables dépliées sont montrées sur la figure 5.14. L'échantillon $t\bar{t}$ nominal POWHEG+PYTHIA 8 est utilisé comme données Asimov, définies comme l'ensemble des données pour lesquelles les quantités observées sont supposées être égales aux valeurs attendues après le dépliement. Les points Asimov correspondent à la moyenne des postérieurs obtenue pour chaque intervalle et les incertitudes représentent l'écart-type de cette même distribution. Les données dépliées (points noirs) se confondent, aux incertitudes près, avec la prédiction nominale (ligne noire continue), correspondant à une bonne fermeture du test. Ainsi, aucune incertitude supplémentaire liée à la non fermeture du test n'est à prendre en compte.

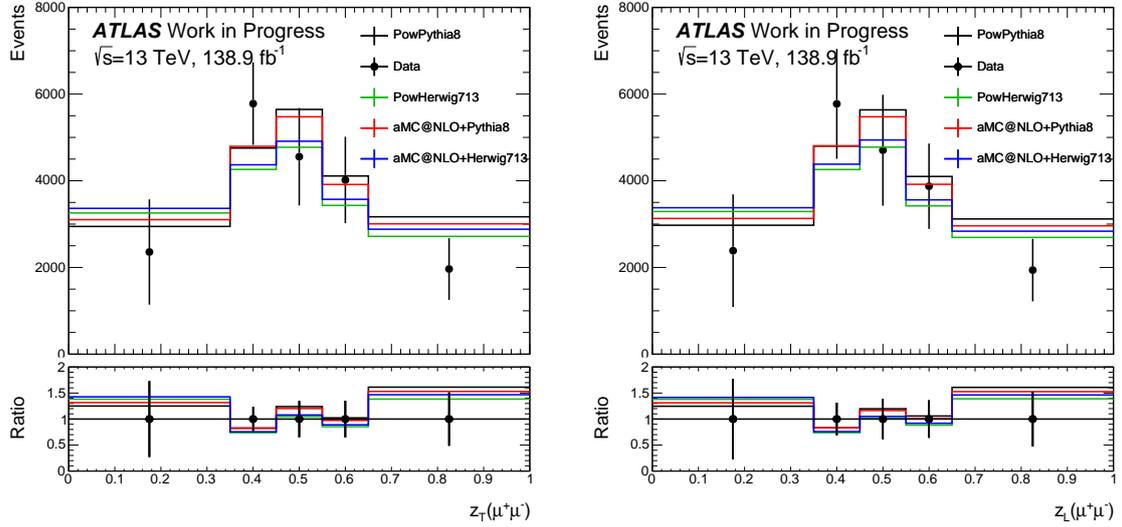
5.5.3 Résultats

Les distributions postérieures au niveau particule sont extraites en utilisant les distributions au niveau détecteur, les matrices de réponse et les bruits de fond prédits au niveau détecteur. La figure 5.15 montre les distributions dépliées des observables $z_T(\mu^+\mu^-)$, $z_L(\mu^+\mu^-)$ et $p_T(\mu^+\mu^-)$ et la table 5.15 donne le détail du nombre d'évènements obtenus après dépliement pour chaque bin et les incertitudes relatives associées. La figure 5.16 représente un résumé des distribution de probabilité postérieure pour les paramètres de nuisance inclus dans le modèle de dépliement pour $z_T(\mu^+\mu^-)$. Les figures correspondantes des autres variables sont dans l'annexe A. Les principales incertitudes systématiques de modélisation du signal sont prises en compte. L'implémentation des autres incertitudes (modélisation et effets du détecteur) sont en cours. Les distributions dépliées sont bien décrites par les prédictions utilisant différents modèles de d'hadronisation (PYTHIA 8 ou HERWIG 7.1.3) ou de générateur (POWHEG ou MG5_AMC). Comme vu précédemment, les différence entre les prédictions sont de l'ordre de 10–15% dans le pic de la distribution de $z_T(\mu^+\mu^-)$ et de 8% dans le pic de la distribution de $p_T(\mu^+\mu^-)$. Les différences dans les distributions de $z_T(\mu^+\mu^-)$ sont bien plus petites que les incertitudes sur le nombre d'évènements dans le pic ($\sim 25\%$ dans le 3^{ème} bin) et du même ordre pour le 1^{er} bin de la distribution de $p_T(\mu^+\mu^-)$.

La variable $p_T(\mu^+\mu^-)$ est plus précise du fait de l'utilisation d'informations leptoniques mais n'est pas très sensible à la fragmentation. Au contraire, les variables $z_T(\mu^+\mu^-)$ et $z_L(\mu^+\mu^-)$ sont sensibles à la modélisation de la fragmentation mais peu précises. Une amélioration importante de l'analyse consisterait à ne pas utiliser l'information calorimétrique p_T (jet) mais la somme des p_T des traces chargées dans ce jet. Des études sont en cours pour étudier la sensibilité au modèle d'hadronisation avec un réglage du paramètre $r_b = 1,05$ tel que défini dans la section 4.5.1.4.

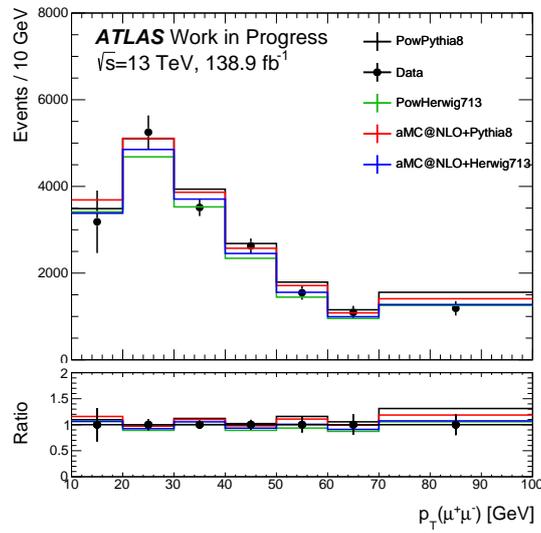
TABLE 5.15 – Nombre d'évènements observés au niveau particule pour les trois observables considérées en utilisant les données collectées par l'expérience ATLAS durant le Run 2.

observable	bin 1	bin 2	bin 3	bin 4	bin 5	bin 6	bin 7
$z_T(\mu^+\mu^-)$	$2356 \pm 52\%$	$5779 \pm 16\%$	$4554 \pm 25\%$	$4018 \pm 24\%$	$1963 \pm 36\%$	–	–
$z_L(\mu^+\mu^-)$	$2386 \pm 54\%$	$5774 \pm 22\%$	$4704 \pm 27\%$	$3873 \pm 25\%$	$1938 \pm 37\%$	–	–
$p_T(\mu^+\mu^-)$	$3183 \pm 23\%$	$5249 \pm 7\%$	$3513 \pm 5\%$	$2626 \pm 7\%$	$1545 \pm 11\%$	$1093 \pm 14\%$	$1187 \pm 14\%$



(a) $z_T(\mu^+\mu^-)$

(b) $z_L(\mu^+\mu^-)$



(c) $p_T(\mu^+\mu^-)$

FIGURE 5.15 – Comparaison des observables $z_T(\mu^+\mu^-)$ (a), $z_L(\mu^+\mu^-)$ (b) et $p_T(\mu^+\mu^-)$ (c) au niveau particule entre les différentes prédictions Monte-Carlo avec des données collectées par l'expérience ATLAS dépliées. Les données correspondent au maximum de la vraisemblance pour le nombre d'évènements. Les incertitudes représentent les écart-types des distributions des probabilités postérieures.

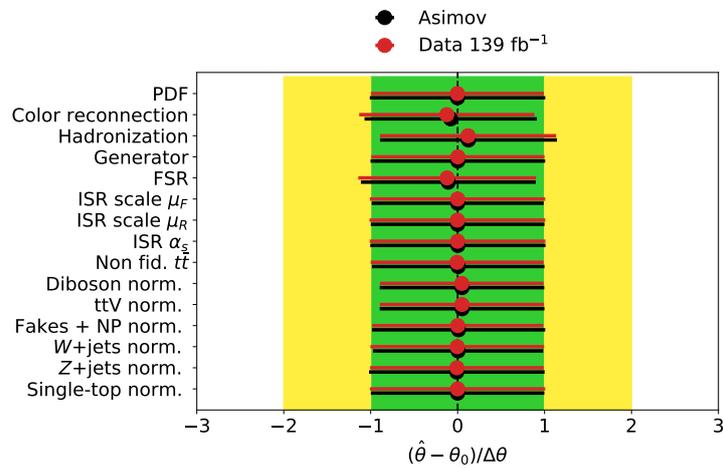


FIGURE 5.16 – Résumé des distributions de probabilité postérieure pour les paramètres de nuisance inclus dans les modèles de dépliement pour l’observable z_T . Les points correspondent aux valeurs moyennes de la distribution de probabilité postérieure et les bandes d’incertitudes associées sont évaluées à 1σ . Les valeurs en noir représentent les résultats obtenus avec les données Asimov, et en rouge, les résultats obtenus avec les données collectées par l’expérience ATLAS durant le Run 2.

6 Mesure de la masse du quark top

Ce chapitre présente la mesure de la masse du quark top m_{top} avec des événements $t\bar{t}$, dans le canal lepton+jets, avec des mésons contenant du charme ($J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, D^0 et $D^*(2010)^+$) dans l'état final. La masse du quark top peut être mesurée en utilisant la sensibilité à m_{top} de la masse invariante du système formé par le méson et le lepton isolé. Ce système et cette sensibilité sont étudiés tout d'abord dans la section 6.1. Ensuite cette observable est utilisée comme un patron obtenu à partir d'échantillons simulés à différentes valeurs de m_{top} . Cette méthode de mesure de m_{top} est décrite dans la section 6.2. La mesure de m_{top} dans les données et le détail des incertitudes sont donnés dans la section 6.3. Les trois mesures obtenues sont combinées dans la section 6.4. Enfin, dans la section 6.5 les perspectives de la mesure à long terme, lors de la phase de haute luminosité, sont données.

6.1 Le système lepton-méson

6.1.1 Le système lepton- J/ψ

La figure 6.1 montre les distributions de la masse invariante $m(\ell \mu^+ \mu^-)$ et de l'impulsion transverse $p_T(\ell \mu^+ \mu^-)$ du système formé par le candidat $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et le lepton isolé, après toute la sélection, dans la gamme de masse invariante du J/ψ de $[2,9;3,3]$ GeV. Les données sont bien reproduites par les prédictions issues de la simulation et des différents bruits de fond, sauf à petites valeurs de $m(\ell \mu^+ \mu^-)$ ce qui pourrait être dû à une surestimation du bruit de fond dû aux faux leptons.

Elle montre aussi la distance angulaire $\Delta R(\ell, \mu^+ \mu^-)$ et la distance azimuthale $\Delta\phi(\ell, \mu^+ \mu^-)$ entre le candidat $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et le lepton isolé. Les distributions sont plus ou moins plates, signifiant que, dans une large mesure, le candidat $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et le lepton isolé sont dos-à-dos, correspondant à un mauvais appariement. En effet, en sélectionnant un J/ψ produit par l'hadronisation d'un quark b et un lepton chargé issu de la désintégration semileptonique d'un boson W dans un événement $t\bar{t}$, il y a statistiquement seulement 50% de chances que les deux soient originaires du même quark top. Ceci correspond à la désintégration $t\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b} + (W^+ \rightarrow l^+ \nu_l)(b \rightarrow J/\psi + X)$ représentée dans la figure 6.2a. Cette combinaison d'un J/ψ et d'un lepton chargé est considérée comme un «bon appariement». Dans le cas de la désintégration $t\bar{t} \rightarrow (W^- \rightarrow l^- \nu_l) \bar{b} + W^+(b \rightarrow J/\psi + X)$, représentée dans la figure 6.2b, le J/ψ et le lepton chargé ne sont pas originaires du même quark top et cette combinaison est un «mauvais appariement». Avec les critères définis pour la sélection finale, l'échantillon sélectionné contient 48% de bons appariements. La figure 6.3 montre les distributions, dans des événements $t\bar{t}$, de la masse invariante $m(\ell \mu^+ \mu^-)$, de la distance angulaire $\Delta R(\ell, \mu^+ \mu^-)$ et de la distance azimuthale $\Delta\phi(\ell, \mu^+ \mu^-)$ entre le candidat J/ψ et le lepton isolé, en séparant les contributions des bons et mauvais appariements.

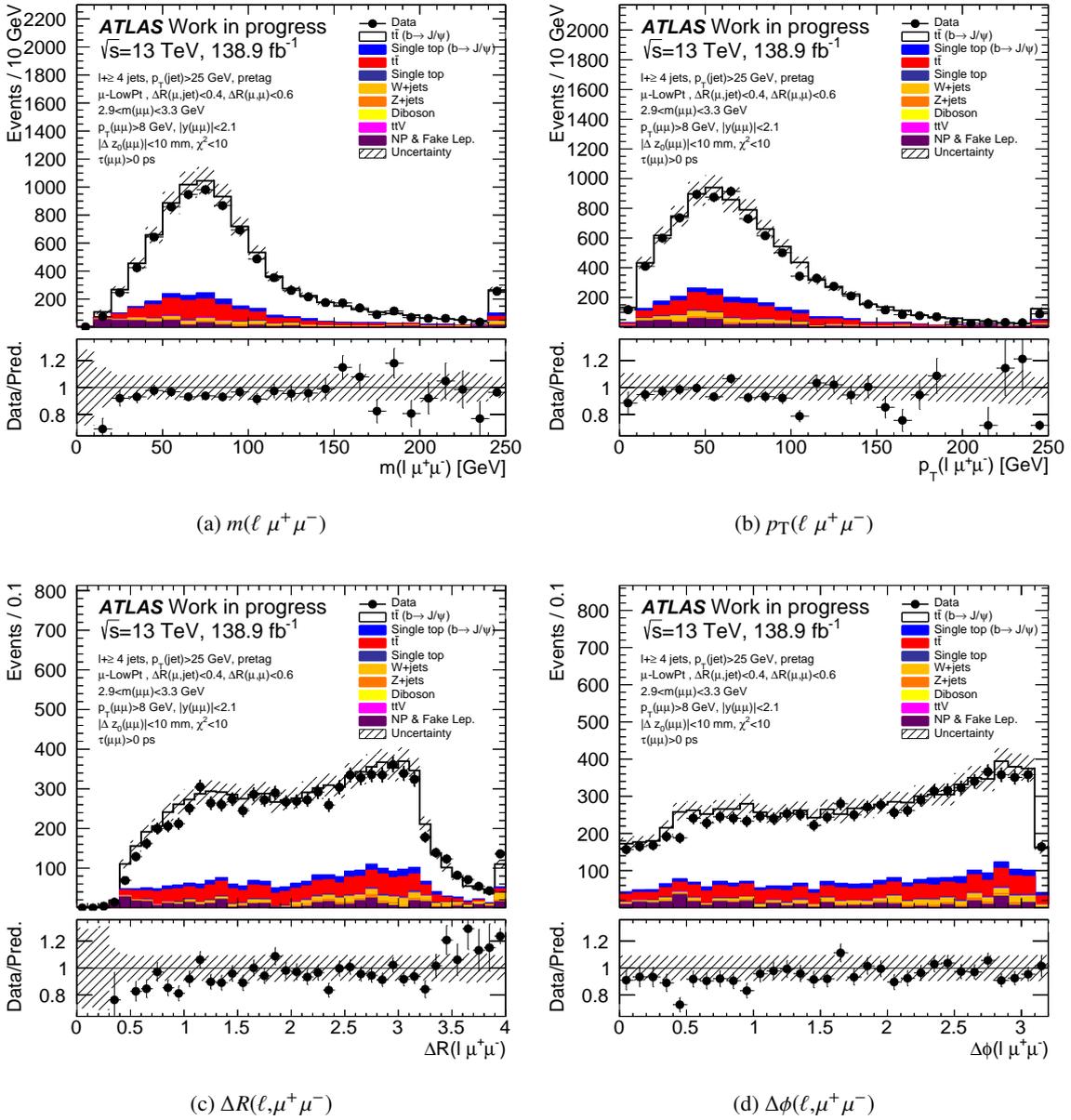


FIGURE 6.1 – Distributions de la masse invariante $m(\ell \mu^+ \mu^-)$ (a) et de l'impulsion transverse $p_T(\ell \mu^+ \mu^-)$ (b) du système formé par le candidat $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et le lepton isolé, de la distance angulaire $\Delta R(\ell, \mu^+ \mu^-)$ (c) et la distance azimuthale $\Delta\phi(\ell, \mu^+ \mu^-)$ (d) entre le candidat $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et le lepton isolé, après toute la sélection, dans la gamme de masse invariante du J/ψ de $[2,9;3,3]$ GeV. Les données sont comparées aux prédictions provenant des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, quarks top célibataires, $t\bar{t}V$, W +jets, Z +jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt (mentionné comme 'NP & Fake Lep.'). Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec leurs incertitude statistique. Les prédictions sont représentées comme des histogrammes colorés et normalisés à la même luminosité que les données. La surface hachurée représente la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques provenant des incertitudes sur les sections efficaces des échantillons simulés et les incertitudes liées au détecteur dans les événements $t\bar{t}$ et quarks top célibataires. L'intervalle le plus à droite comprend toutes les entrées pour les valeurs situées au-delà de la limite de l'histogramme. La partie basse des figures montre le rapport entre les données et les prédictions.

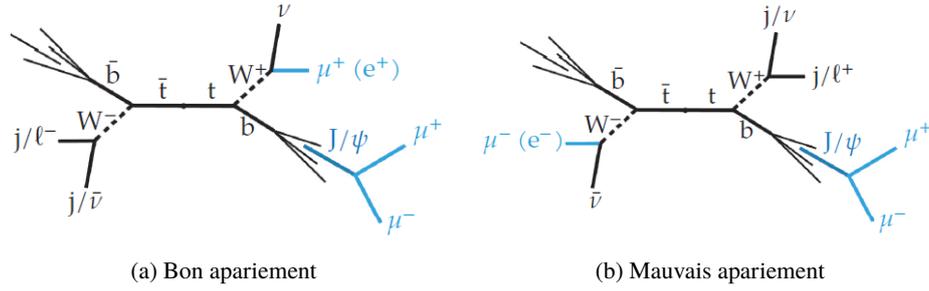
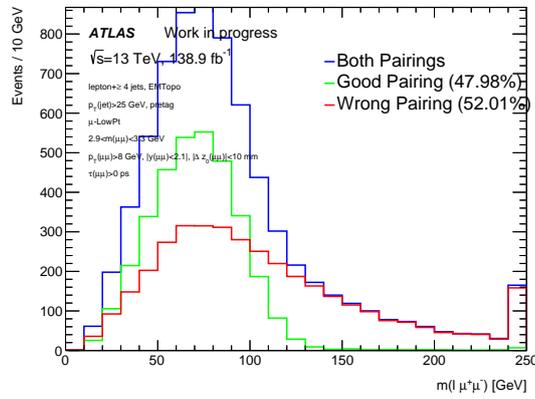
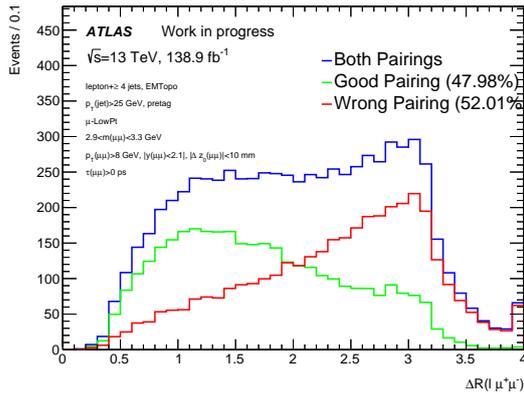


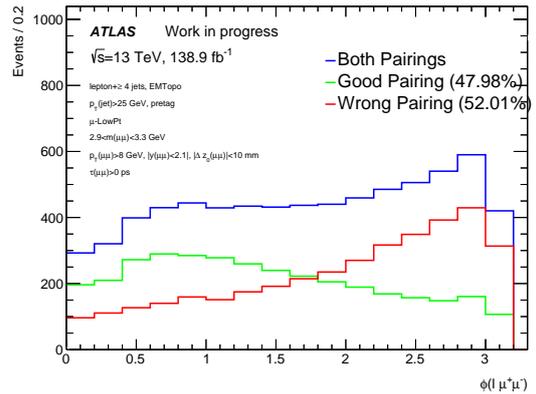
FIGURE 6.2 – Vue schématique des désintégrations $t\bar{t} \rightarrow W^-\bar{b} + (W^+ \rightarrow l^+\nu_l)(b \rightarrow J/\psi + X)$ (a) dans lesquelles le J/ψ et le lepton isolé sont originaires du même quark top et $t\bar{t} \rightarrow (W^- \rightarrow l^-\nu_l)\bar{b} + W^+(b \rightarrow J/\psi + X)$ (b) dans lesquelles ils ne le sont pas.



(a) $m(\ell \mu^+ \mu^-)$



(b) $\Delta R(\ell, \mu^+ \mu^-)$



(c) $\Delta\phi(\ell, \mu^+ \mu^-)$

FIGURE 6.3 – Distributions dans des événements $t\bar{t}$ de la masse invariante $m(\ell \mu^+ \mu^-)$ (a), de la distance angulaire $\Delta R(\ell, \mu^+ \mu^-)$ (b) et de la distance azimuthale $\Delta\phi(\ell, \mu^+ \mu^-)$ (c) entre le candidat J/ψ et le lepton isolé, après la sélection finale. La distribution totale (courbe pleine bleue) est scindée en ses deux composantes correspondant au cas où le candidat J/ψ et le lepton isolé sont originaires du même quark top (labélisé comme bon appariement) et le cas où ils ne le sont pas (mauvais appariement).

6.1.2 Le système lepton- μD^0

Dans le cas de l'analyse D^0 , on considère tout d'abord le système formé par ce méson et par le muon mou produit dans le même jet. Ce système est appelé μD^0 dans la suite. La figure 6.4 montre les distributions de la masse invariante $m(\ell \mu D^0)$ et de l'impulsion transverse $p_T(\ell \mu D^0)$ du système formé par le candidat μD^0 et le lepton isolé, après toute la sélection, dans la gamme de masse invariante du D^0 de $[1,74;1,98]$ GeV. Elle montre aussi les distributions de la distance angulaire $\Delta R(\ell, \mu D^0)$ et azimuthale $\Delta\phi(\ell, \mu D^0)$ du candidat μD^0 et du lepton isolé. Le lepton et le système μD^0 peuvent être dos-à-dos, ce qui signifie alors qu'ils ne sont pas originaires du même quark top. Comme déjà vu au chapitre précédent, les données sont mal reproduites par les prédictions issues de la simulation et des différents bruits de fond. Celles-ci sont globalement 20% plus importantes que les données. Des travaux sont en cours pour comprendre l'origine de ces différences.

6.1.3 Le système lepton- $D^*(2010)^+$

La figure 6.5 montre les distributions de la masse invariante $m(\ell D^*(2010)^+)$ et de l'impulsion transverse $p_T(\ell D^*(2010)^+)$ du système formé par le candidat $D^*(2010)^+$ et le lepton isolé, après toute la sélection, et dans la gamme de différence de masse $\Delta m = m(K^- \pi^+ \pi^+) - m(K^- \pi^+) \in [0,14;1,52]$ GeV. Elle montre aussi les distributions de la distance angulaire $\Delta R(\ell, D^*(2010)^+)$ et azimuthale $\Delta\phi(\ell, D^*(2010)^+)$ du candidat $D^*(2010)^+$ et du lepton isolé. Le lepton et le $D^*(2010)^+$ peuvent être dos-à-dos, ce qui signifie alors qu'ils ne sont pas originaires du même quark top. La distribution des données est bien reproduite par les prévisions issues de la simulation et des différents bruits de fond.

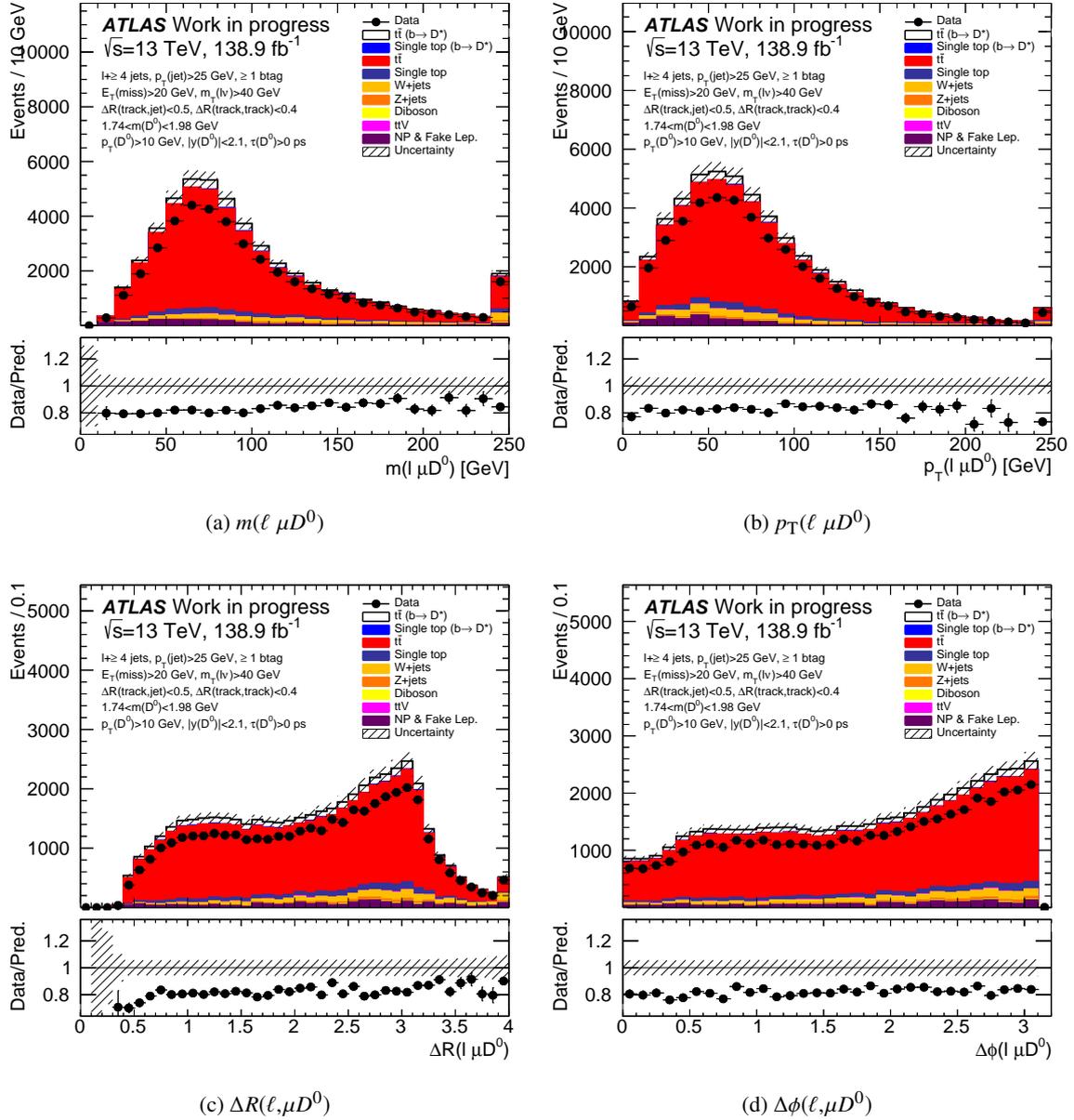


FIGURE 6.4 – Distributions de la masse invariante $m(\ell, \mu D^0)$ (a) et de l'impulsion transverse $p_T(\ell, \mu D^0)$ (b) du système formé par le candidat μD^0 et le lepton isolé, et la distance angulaire $\Delta R(\ell, \mu D^0)$ (c) et azimuthale $\Delta\phi(\ell, \mu D^0)$ (d) du candidat μD^0 et du lepton isolé (c), après toute la sélection, dans la gamme de masse invariante du D^0 de [1,74;1,98] GeV. Les données sont comparées aux prédictions provenant des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, quarks top célibataires, $t\bar{t}V$, $W+$ jets, $Z+$ jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt (mentionné comme 'NP & Fake Lep.'). Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec leurs incertitude statistique. Les prédictions sont représentées comme des histogrammes colorés et normalisés à la même luminosité que les données. La surface hachurée représente la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques provenant des incertitudes sur les sections efficaces des échantillons simulés et les incertitudes liées au détecteur dans les événements $t\bar{t}$ et quarks top célibataires. L'intervalle le plus à droite comprend toutes les entrées pour les valeurs situées au-delà de la limite de l'histogramme. La partie basse des figures montre le rapport entre les données et les prédictions.

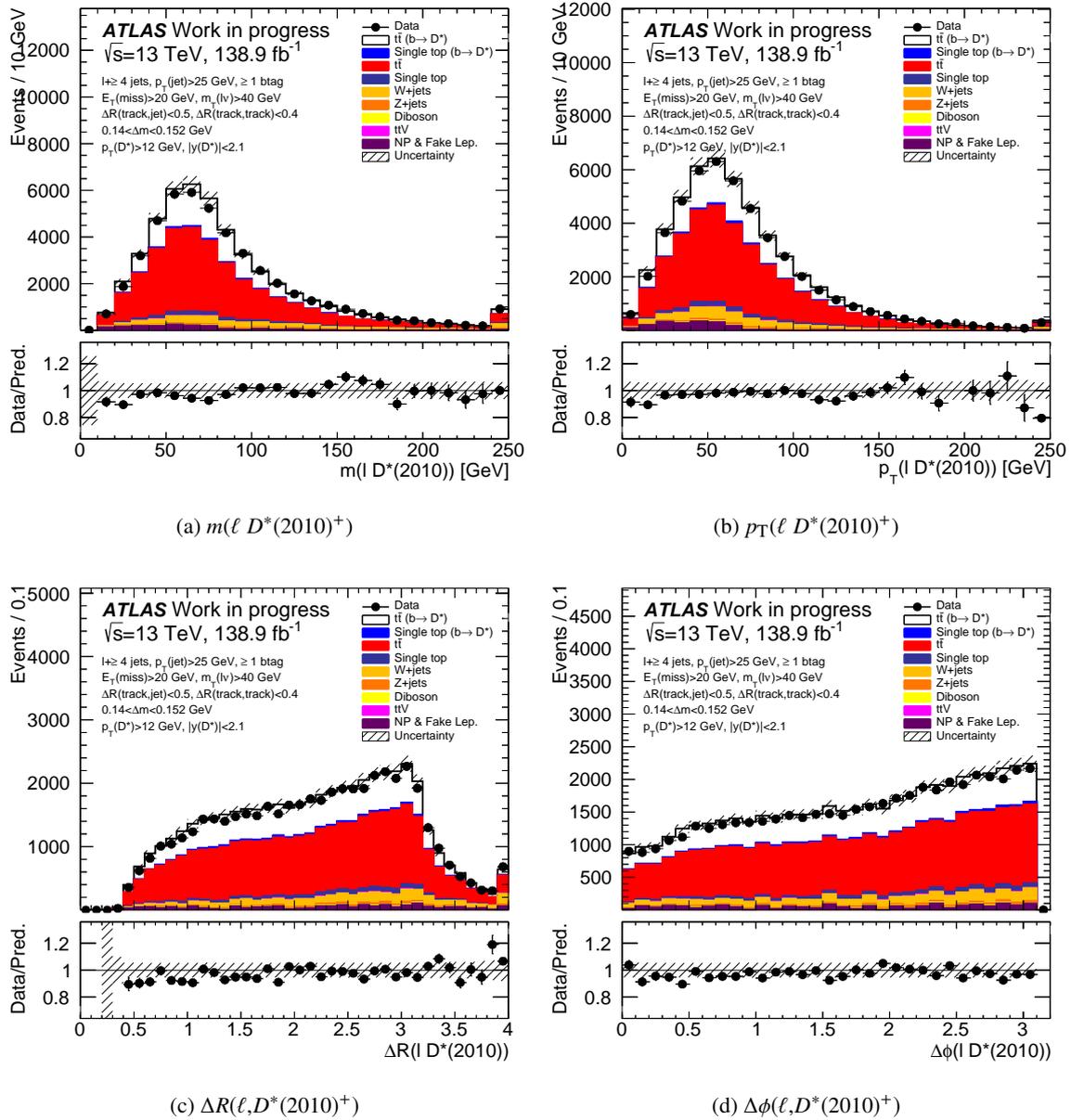


FIGURE 6.5 – Distributions de la masse invariante $m(\ell D^*(2010)^+)$ (a) et de l'impulsion transverse $p_T(\ell D^*(2010)^+)$ (b) du système formé par le candidat $D^*(2010)^+$ et le lepton isolé, et la distance angulaire $\Delta R(\ell, D^*(2010)^+)$ (c) et azimuthale $\Delta\phi(\ell, D^*(2010)^+)$ (d) du candidat $D^*(2010)^+$ et du lepton isolé (c), après toute la sélection, et dans la gamme de différence de masse $\Delta m = m(K^- \pi^+ \pi^+) - m(K^- \pi^+) \in [0,14;1,52]$ GeV. Les données sont comparées aux prédictions provenant des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, quarks top célibataires, $t\bar{t}V$, W + jets, Z + jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt (mentionné comme 'NP & Fake Lep.'). Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec leurs incertitude statistique. Les prédictions sont représentées comme des histogrammes colorés et normalisés à la même luminosité que les données. La surface hachurée représente la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques provenant des incertitudes sur les sections efficaces des échantillons simulés et sur les incertitudes liées au détecteur pour les événements $t\bar{t}$ et quarks top célibataires, comme décrit dans la section 4.5. L'intervalle le plus à droite comprend toutes les entrées pour les valeurs situées au-delà de la limite de l'histogramme. La partie basse des figures montre le rapport entre les données et les prédictions.

6.1.4 Sensibilité à la masse du quark top

La masse du quark top peut être mesurée en utilisant la sensibilité des observables $m(\ell \mu^+ \mu^-)$ et $m(\ell \text{ meson})$ à m_{top} . La figure 6.6 montre les distributions des masses invariantes $m(\ell \text{ meson})$ où les

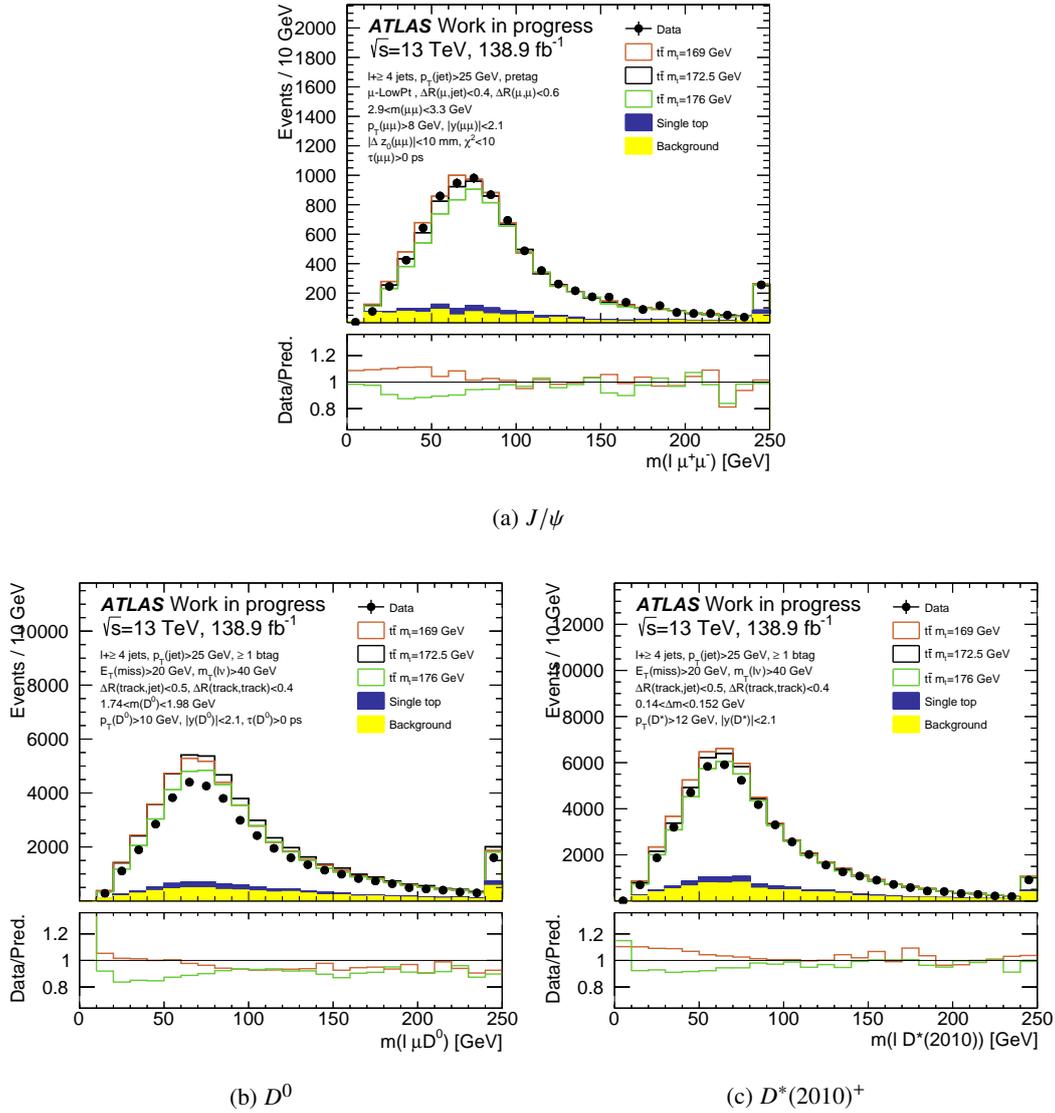


FIGURE 6.6 – Distributions des masses invariantes $m(\ell \mu^+ \mu^-)$ pour le J/ψ (a), $m(\ell \mu D^0)$ pour le D^0 (b) et $m(\ell D^*(2010)^+)$ pour $D^*(2010)^+$ (c), après la sélection finale. Les données sont comparées aux prédictions provenant des simulations, séparées entre les contributions provenant de paires $t\bar{t}$, simulées avec trois valeurs de $m_{\text{top}}^{\text{gen}}$ différentes, 169, 172,5 et 176 GeV, de quarks top célibataires et de tous les bruits de fond confondus ($t\bar{t}V$, W +jets, Z +jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt). Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec leurs incertitude statistique. Les prédictions sont représentées comme des histogrammes colorés et normalisés à la même luminosité que les données. L'intervalle le plus à droite comprend toutes les entrées pour les valeurs situées au-delà de la limite de l'histogramme. La partie basse des figures montre le rapport entre les prédictions utilisant une valeur $m_{\text{top}}^{\text{gen}}$ de 169 ou 176 GeV et celles utilisant $m_{\text{top}}^{\text{gen}} = 172,5$ GeV.

données sont comparées aux prédictions séparées entre les contributions provenant de paires $t\bar{t}$, simulées avec trois valeurs de $m_{\text{top}}^{\text{gen}}$ différentes, 169, 172,5 et 176 GeV, de quarks top célibataires et tous les bruits de fond confondus ($t\bar{t}V$, W + jets, Z + jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt). La partie basse des figures montre le rapport entre les prédictions utilisant une valeur $m_{\text{top}}^{\text{gen}}$ de 169 ou 176 GeV et celles utilisant $m_{\text{top}}^{\text{gen}} = 172,5$ GeV. Des différences pouvant atteindre 20% sont observées sur les nombres d'événements prédits dans certains intervalles, attendues à la fois à cause des différences de sections efficaces de production qui dépend de m_{top} ainsi que des différences de forme des distributions.

6.2 La méthode des patrons

Des fonctions appropriées peuvent être utilisées pour ajuster les distributions de $m(\ell$ meson), qui sont alors considérées comme des patrons (ou «templates»), avec des interpolations entre les différentes valeurs de m_{top} . Les paramètres des fonctions sont fixés par un ajustement simultané de tous les patrons, imposant une dépendance linéaire des paramètres avec m_{top} . La fonction d'ajustement des patrons résultante n'a alors plus que la m_{top} en paramètre libre et une maximisation de vraisemblance non échantillonnée (unbinned likelihood) donne la meilleure valeur de m_{top} décrivant les données.

6.2.1 Construction des patrons

Les patrons de signal sont construits en fonction du paramètre de masse du quark top $m_{\text{top}}^{\text{gen}}$ utilisé dans les simulations, avec un patron par valeur de masse. Ils contiennent les événements issus de paires $t\bar{t}$ et de quarks top célibataires. Les échantillons ont été générés pour des valeurs de $m_{\text{top}}^{\text{gen}}$ de 169, 171, 172, 172,25, 172,50, 172,75, 173, 174 et 176 GeV, comme décrit dans la section 4.2.4.1. Les patrons de signal sont ajustés par la somme d'une fonction gaussienne et d'une fonction Gamma, comme montré dans la figure 6.7 pour $m_{\text{top}}^{\text{gen}} = 172,5$ GeV. Les résultats pour d'autres valeurs de m_{top} sont donnés dans l'annexe B.1 dans les figures B.1 à B.3. D'autres fonctions ont été testées, comme l'utilisation d'une fonction Novosibirsk à la place de la fonction Gamma et sont aussi montrées dans la section B.2. Le premier point des distributions, correspondant à une valeur $m(\ell$ meson) < 10 GeV est mal ajusté pour les patrons de signal, mais sans grand effets sur les valeurs des paramètres ajustés, mais est nécessaire pour ajuster le patron de bruit de fond, en particulier pour le J/ψ .

Comme la contribution des quarks top célibataires est incluse dans les patrons de signal, et que la contribution provenant des événements $t\bar{t}V$ est très faible, la distribution de $m(\ell$ meson) pour le bruit de fond est indépendant de m_{top} . Ces distributions sont montrées sur la figure 6.7. Une fonction Landau est ajustée sur ces distributions. Le pic de la distribution obtenue pour le D^0 est mal ajusté. Des études sont en cours pour améliorer cela.

6.2.2 Dépendance des paramètres ajustés avec m_{top}

La figure 6.8 montre la superposition des patrons de signal et de bruit de fond obtenus dans les trois analyses pour différentes valeurs de m_{top} , sur lesquels sont superposées les fonctions de densité de probabilité issues des ajustements. Cela montre la sensibilité de $m(\ell$ meson) à la valeur d'entrée de m_{top} , la variation de la position du pic de la distribution (augmentant avec m_{top}) et des différences de formes.

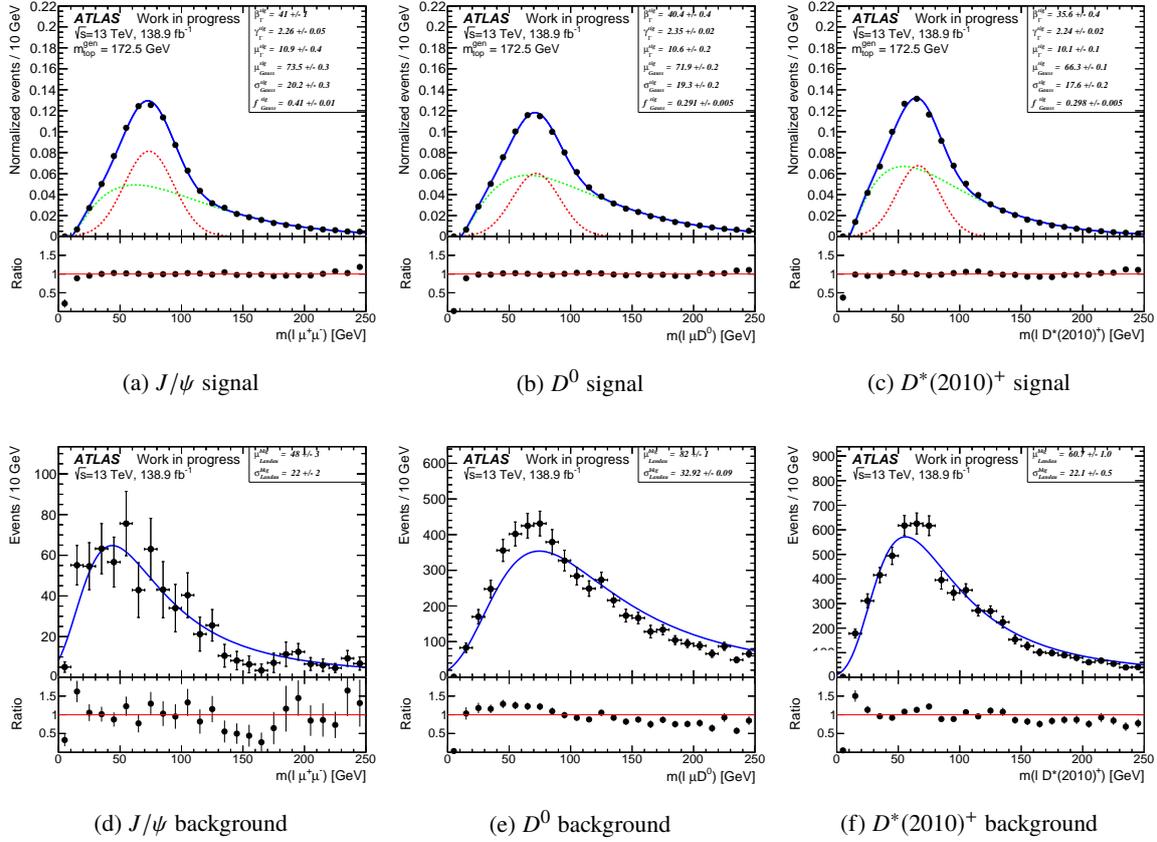


FIGURE 6.7 – Ajustements des patrons de signal (a,b,c) pour une valeur $m_{\text{top}}^{\text{gen}} = 172,5$ GeV et de bruit de fond (d,e,f) pour le J/ψ (a,d), le D^0 (b,e) et le $D^*(2010)^+$ (c,f). Pour les patrons de signal, les fonctions gaussiennes (en rouge) et Gamma (en vert) ainsi que leur somme (en bleu) sont montrées superposées à la distribution des patrons (les points). Pour les patrons de bruit de fond, une fonction Landau (en noir) est superposée à la distribution des patrons (les points). Les valeurs des paramètres ajustés sont montrées. La partie basse de la figure montre le rapport entre les fonctions ajustées et les patrons.

Une autre façon de voir la sensibilité est de montrer l'évolution des paramètres ajustés en fonction de m_{top} . La figure 6.8 montre aussi la variation avec m_{top} de la moyenne (μ_{Gauss}) de la fonction gaussienne ajustée aux patrons de signal pour les trois analyses. Une dépendance linéaire du paramètre avec m_{top} est imposée à l'aide d'un ajustement. Les pentes des fonctions ajustées sur la fraction de la composante gaussienne (f_{Gauss}), sont légèrement différentes de 0, avec une grande incertitude. Au contraire, les valeurs moyennes (μ_{Gauss}) et les largeurs (σ_{Gauss}) des gaussiennes sont presque constantes avec m_{top} . Les figures B.4 à B.6 montrent les variations de tous les paramètres ajustés.

6.2.3 Courbes d'étalonnages

La figure 6.9 montre les courbes d'étalonnage, *i.e.* la valeur reconstruite de m_{top} en fonction de la valeur d'entrée. Une fonction affine est ajustée et donne les paramètres suivants : $m_{\text{top}} = (176,05 \pm 0,22) + (0,98 \pm 0,13) \times (m_{\text{top}}^{\text{gen}} - 172,5)$ dans le cas de l'analyse J/ψ , $m_{\text{top}} = (170,63 \pm 0,15) + (1,05 \pm 0,09) \times$

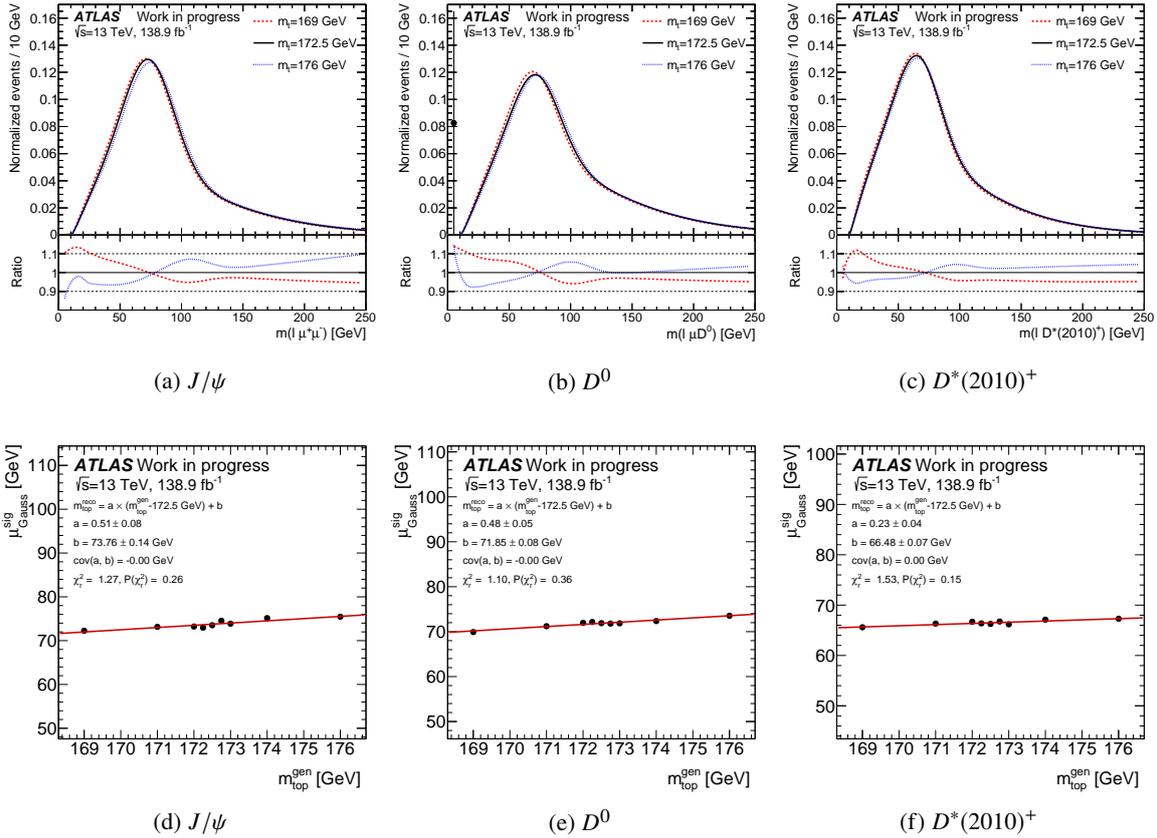
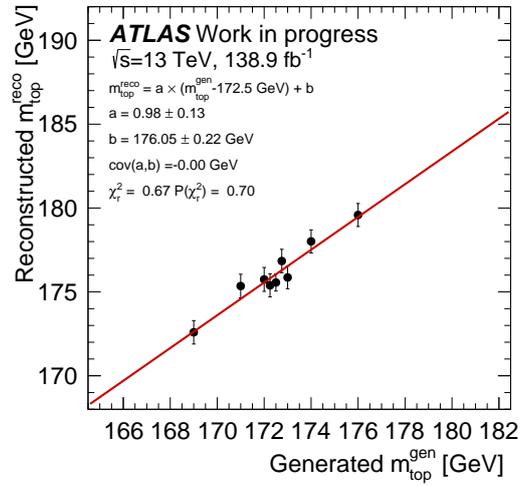


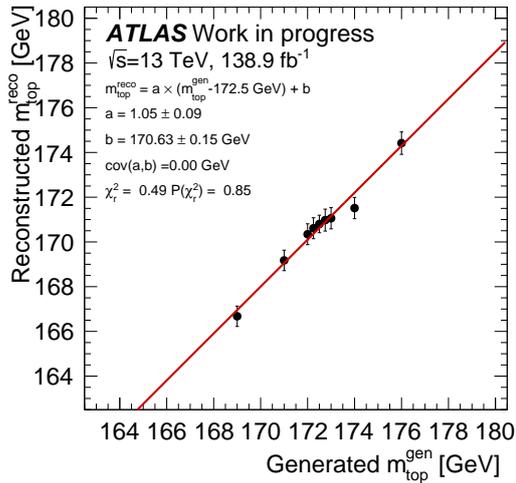
FIGURE 6.8 – Paramétrisation des patrons montrant la sensibilité de $m(\ell$ meson) à la valeur d’entrée de $m_{\text{top}}^{\text{gen}}$ pour le J/ψ (a), le D^0 (b) et le $D^*(2010)^+$ (c). Les patrons sont montrés pour trois valeurs de $m_{\text{top}}^{\text{gen}}$, 169, 172,5 et 176 GeV. Pour chaque patron (montré comme des points avec des incertitudes d’origines statistiques) est superposé la fonction de densité de probabilité correspondante (montrée comme des lignes) issue de l’ajustement. La partie basse des figures montre le rapport entre les fonctions ajustées à 169 et 176 GeV par rapport à celle obtenue pour $m_{\text{top}} = 172,5$ GeV. Variation avec m_{top} de la moyenne (μ_{Gauss}) de la fonction gaussienne ajustée aux patrons de signal dans les analyses J/ψ (d), D^0 (e) et $D^*(2010)^+$ (f). La dépendance en m_{top} est ajustée par une fonction affine. Les paramètres ajustés sont montrés.

$(m_{\text{top}}^{\text{gen}} - 172, 5)$ dans le cas de l'analyse D^0 et $m_{\text{top}} = (170, 06 \pm 0, 19) + (1, 06 \pm 0, 11) \times (m_{\text{top}}^{\text{gen}} - 172, 5)$ dans le cas de l'analyse $D^*(2010)^+$. Les pentes de ces fonctions sont compatibles avec l'unité.

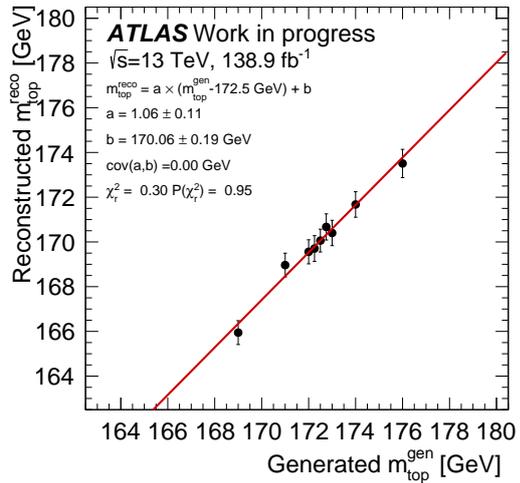
Comme indiqué dans la section B.3, l'utilisation d'échantillons $t\bar{t}$ filtrés pour ne garder que des événements avec un $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ dans l'état final, pourrait aider à réduire les incertitudes statistiques dans la courbe d'étalonnage du J/ψ , mais ces échantillons présentent des problèmes et ne peuvent pas encore être pleinement exploités.



(a) J/ψ



(b) D^0



(c) $D^*(2010)^+$

FIGURE 6.9 – Courbes d'étalonnage de la méthode des patrons montrant la valeur ajustée de m_{top} en fonction de la valeur générée pour les analyses J/ψ (a), D^0 (b) et $D^*(2010)^+$ (c). Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec une incertitude d'origine statistique. Une fonction affine est ajustée sur ces points.

6.2.4 Performances de la méthode

La précision statistique ainsi que les incertitudes systématiques sont obtenues par des pseudo-expériences générées par des simulations. Les pseudo-expériences sont construites en construisant N événements à partir des simulations où N est pris d'une distribution de Poisson du nombre attendu d'événements.

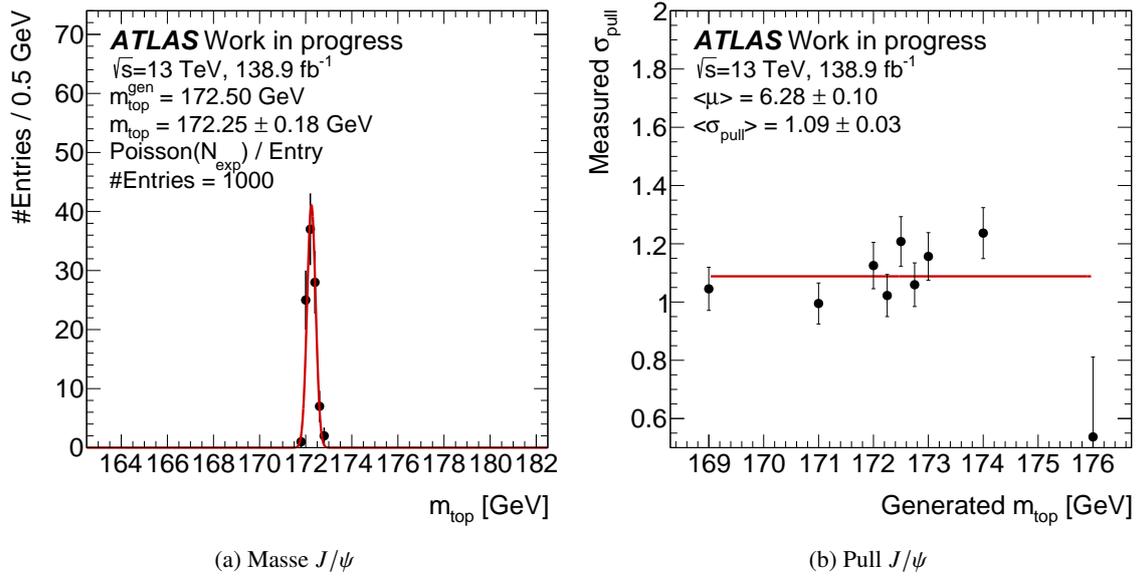
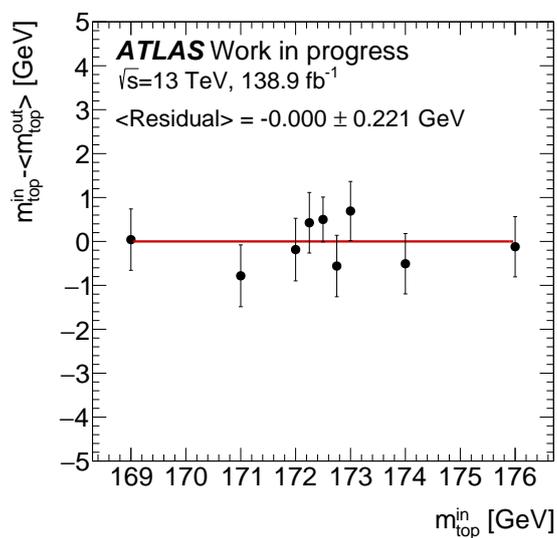


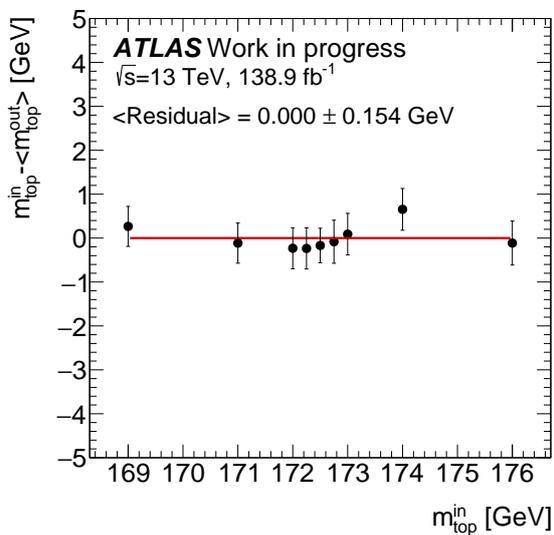
FIGURE 6.10 – Performances de la méthode des patrons pour l'analyse J/ψ . Les résidus de masse observés en appliquant la méthode des patrons sont donnés en (a) en utilisant le patron généré avec $m_{\text{top}}^{\text{gen}} = 172,5$ GeV, et la distribution de la largeur des pull en (b) en fonction de la masse générée $m_{\text{top}}^{\text{gen}}$. Les lignes pleines montrent le résultat de l'ajustement d'une constante sur les points.

Les distributions de résidus de m_{top} et de pull sont montrées pour l'analyse J/ψ dans la figure 6.10. Les résidus sur m_{top} sont compatibles avec zéro, aux incertitudes statistiques près. Un effet un peu supérieur à 1 sigma est tout de même à noter. Une constante est ajustée aux distributions en fonction de m_{top} . En moyenne $\langle \sigma_{\text{pull}} \rangle = 1,06 \pm 0,01$ qui est un peu différent de l'unité. Toutes les incertitudes devraient être augmentées de ce facteur. Ce n'est toutefois pas fait à l'heure actuelle, le travail étant toujours en cours pour comprendre l'origine de ce facteur.

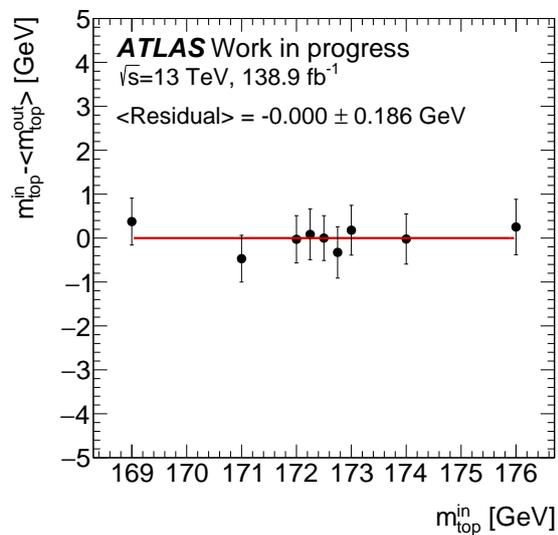
La figure 6.11 montre les résidus de masse entre les valeurs mesurées et injectées en fonction de la masse générée $m_{\text{top}}^{\text{gen}}$ pour les trois analyses. Une constante est ajustée aux distributions en fonction de m_{top} et sera utilisée comme estimation d'une incertitude systématique sur la méthode.



(a) J/ψ



(b) D^0



(c) $D^*(2010)^+$

FIGURE 6.11 – Distributions des résidus de masse en fonction de la masse générée m_{top}^{gen} pour le J/ψ (a), le D^0 (b) et le $D^*(2010)^+$ (c). Les lignes pleines montrent le résultat de l'ajustement d'une constante sur les points.

6.3 Resultats

6.3.1 Resultat dans les données

La figure 6.12 montre les distributions de $m(\ell \text{ meson})$ dans les données avec les fonctions ajustées correspondantes.

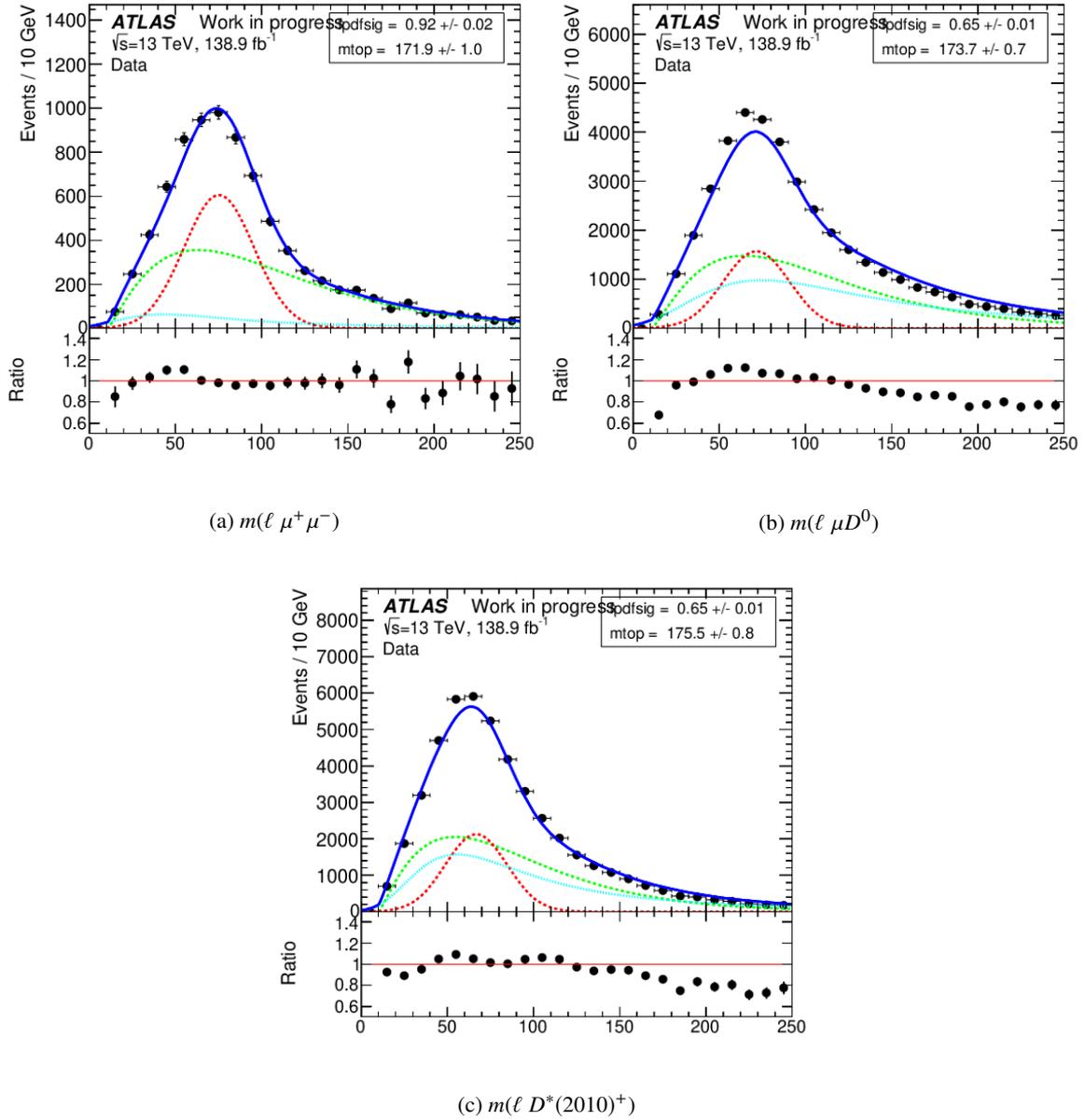


FIGURE 6.12 – Distributions de la masse invariante $m(\ell \mu^+ \mu^-)$ (a), $m(\ell \mu D^0)$ (b) et $m(\ell D^*(2010)^+)$ (c) dans les données avec l'ajustement superposé.

La valeur de la masse du quark top mesurée est :

- $m_{\text{top}} = 171,89 \pm 0,97$ GeV pour l'analyse $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$;
- $m_{\text{top}} = 173,65 \pm 0,66$ GeV pour l'analyse D^0 ;
- $m_{\text{top}} = 175,50 \pm 0,77$ GeV pour l'analyse $D^*(2010)^+$.

L'incertitude indiquée est d'origine purement statistique. Ces valeurs ne sont pas faciles à comprendre au vu du nombre d'événements de signal et du rapport signal sur bruit (S/B) de chaque analyse : pour l'analyse J/ψ 6879 événements de signal avec un S/B=3,7, pour l'analyse D^0 3169 événements de signal avec S/B=0,06 et pour l'analyse $D^*(2010)^+$ 14 623 événements de signal avec S/B=0,5. L'analyse D^0 est celle qui a le plus petit nombre d'événements de signal et le plus mauvais rapport S/B mais donne une mesure plus précise que celle issue de l'analyse J/ψ . Cependant, le bruit de fond dans cette analyse est essentiellement d'origine combinatoire dans des événements $t\bar{t}$, et ceux-ci sembleraient donc conserver une sensibilité à la masse du quark top. Plus d'études seront nécessaires pour comprendre cela.

6.3.2 Incertitudes affectant la mesure de m_{top}

Les effets sur la mesure de m_{top} des incertitudes systématiques détaillées dans la section 4.5 sont estimés en faisant varier chaque source d'incertitude et en déterminant leur impact sur la mesure de la masse grâce à des pseudo-expériences, tout en gardant les patrons de signal et de bruit de fond inchangés. Pour chaque source d'incertitude ayant une variation vers le haut et vers le bas, les poids en question des événements sont variés d'une déviation standard dans chaque direction, et cet ensemble test est comparé avec les échantillons de paires $t\bar{t}$ nominaux, générés avec une masse $m_{\text{top}}^{\text{gen}} = 172,5$ GeV. En absence d'une variation à $\pm 1\sigma$, comme par exemple pour une évaluation induite par un choix de générateur MC, la différence totale entre les deux estimations est prise comme incertitude systématique correspondant à une variation à $\pm 1\sigma$. Dans le cas où une variation à $\pm 1\sigma$ peut être effectuée, comme typiquement pour les incertitudes liées aux effets de détecteur, la moitié de la différence observée entre les estimations de m_{top} à $+1\sigma$ et -1σ est prise comme incertitude systématique.

Les incertitudes systématiques sont groupées en trois catégories différentes. Il y a les incertitudes sur la méthode d'étalonnage, sur la modélisation des processus physiques et sur la sélection des événements provenant du détecteur et des techniques de reconstruction. Les sources d'incertitudes sont construites de telle sorte qu'elles sont le plus décorréliées les unes des autres que possible. La valeur de toutes ces incertitudes et leur somme en quadrature est donnée dans la table 6.1. En utilisant les incertitudes de chaque source $u_i \pm s_i$ l'incertitude totale est calculée comme $u \pm s$, où $u = \sqrt{\sum_i u_i^2}$ et $s = (1/u) \times \sqrt{\sum_i (u_i^2 \times s_i^2)}$. En annexe, les tables D.1 à D.13 donnent les détails sur les différentes composantes.

De manière à faciliter la combinaison avec d'autres résultats, chaque incertitude systématique a elle-même une incertitude d'origine statistique, prenant en compte la corrélation entre les différents échantillons utilisés [56]. La précision statistique pour comparer deux échantillons σ_{12} est déterminée pour chaque source à partir de la corrélation ρ_{12} des deux échantillons utilisés, en utilisant l'expression $\sigma_{12}^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 - 2\rho_{12}\sigma_1\sigma_2$. La corrélation statistique peut être exprimée en fonction de la fraction du nombre d'événements en commun dans les deux lots $\rho_{12} = \sqrt{N_{12}/N_1 \cdot N_{12}/N_2} = N_{12}/\sqrt{N_1 \cdot N_2}$, où N_1 et N_2 sont les nombres d'événements dans les deux échantillons, et N_{12} le nombre d'événements présent dans les deux échantillons.

TABLE 6.1 – Les contributions des différents sources à l’incertitude sur m_{top} . Les valeurs indiquées comme 0,00 sont plus petites que 0,005. La dernière ligne correspond à la somme en quadrature des incertitudes statistique et systématiques, sauf celles ayant le label *.

Analyse	$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	D^0	$D^*(2010)^+$	Combinaison
	m_{top} [GeV]			
Résultat	171,89	173,65	175,50	173,50
Source d’incertitude	$\sigma(m_{\text{top}})$ [GeV]			
Statistique et lots de données				
Statistique	0,97	0,66	0,77	0,56
Méthode	0,00 ± 0,22	0,00 ± 0,15	0,00 ± 0,18	0,00
Modélisation du signal	1,71 ± 0,58	1,45 ± 0,46	1,78 ± 0,61	1,43
Générateur NLO	0,90 ± 1,04	0,66 ± 0,78	1,01 ± 0,92	0,71
Douche partonique et hadronisation	0,25 ± 1,10	0,40 ± 0,73	0,64 ± 0,89	0,39
Fragmentation du quark b r_b^*	2,52 ± 1,00	0,61 ± 0,67	0,60 ± 0,82	-
Fractions de production de hadrons b	0,06 ± 0,01	0,04 ± 0,00	0,07 ± 0,00	0,04
BR des désintégrations de hadrons b	0,26 ± 0,06	0,15 ± 0,00	0,17 ± 0,02	0,17
Réglage h_{damp}	0,22 ± 0,78	0,08 ± 0,56	0,12 ± 0,69	0,10
Radiation dans l’état initial	0,14 ± 0,00	0,09 ± 0,00	0,14 ± 0,00	0,10
Radiation dans l’état final	1,38 ± 0,04	1,10 ± 0,03	1,28 ± 0,01	1,15
Reconnexion de couleur*	0,69 ± 1,18	0,19 ± 1,30	0,33 ± 1,49	-
Choix de PDF	0,13 ± 0,00	0,06 ± 0,00	0,07 ± 0,00	0,07
Modélisation du bruit de fond	0,46 ± 0,05	0,56 ± 0,07	0,94 ± 0,08	0,46
Diboson	0,02 ± 0,00	0,01 ± 0,00	0,02 ± 0,00	0,01
W/Z +jets	0,34 ± 0,00	0,19 ± 0,01	0,43 ± 0,01	0,16
Faux leptons	0,30 ± 0,08	0,51 ± 0,07	0,83 ± 0,09	0,42
Faux muons mous	0,07 ± 0,00	0,12 ± 0,00	-	0,10
Réponse du détecteur	0,20 ± 0,04	0,24 ± 0,05	0,17 ± 0,06	0,23
Leptons	0,10 ± 0,01	0,10 ± 0,01	0,09 ± 0,01	0,10
Echelle d’énergie des jets légers	0,11 ± 0,06	0,18 ± 0,06	0,10 ± 0,09	0,17
Echelle d’énergie des jets de b	0,06 ± 0,03	0,08 ± 0,03	0,06 ± 0,06	0,08
Résolution en énergie des jets	0,00 ± 0,00	0,01 ± 0,01	0,00 ± 0,01	0,01
Fraction de vertex des jets	0,03 ± 0,00	0,02 ± 0,00	0,00 ± 0,00	0,02
Etiquetage de la saveur des jets	0,00 ± 0,00	0,05 ± 0,00	0,03 ± 0,00	0,04
Impulsion transverse manquante	0,00 ± 0,00	0,06 ± 0,06	0,08 ± 0,03	0,05
Empilement	0,11 ± 0,01	0,03 ± 0,00	0,00 ± 0,00	0,04
Systématique totale	1,78 ± 0,56	1,57 ± 0,42	2,04 ± 0,54	1,51
Total	2,04 ± 0,56	1,71 ± 0,42	2,18 ± 0,54	1,61

6.3.2.1 Incertitudes liées à la méthode

Les différences résiduelles entre les valeurs ajustées et générées de m_{top} obtenues avec la méthode des patrons reflètent le biais potentiel de la méthode. Comme décrit dans la section 6.2.4, une constante est ajustée sur ces résidus obtenus aux différentes valeurs de $m_{\text{top}}^{\text{gen}}$, comme montré sur la figure 6.11. Cette constante et l'incertitude statistique associée est prise comme incertitude systématique liée à la méthode d'étalonnage. Elle vaut $0,00 \pm 0,22$ GeV pour le J/ψ , $0,00 \pm 0,15$ GeV pour le D^0 et $0,00 \pm 0,18$ GeV pour le $D^*(2010)^+$. Elle couvre aussi les effets du nombre limité d'événements simulés dans les patrons et les potentielles déficiences dans leur paramétrisation.

6.3.2.2 Modélisation du signal

Les événements $t\bar{t} \rightarrow \text{lepton}+\text{jets}$ ont un environnement riche et sont donc sujets à différents effets systématiques, allant de la production de paires $t\bar{t}$ et de quarks top célibataires à l'hadronisation des objets émis.

Générateur NLO :

Comme détaillé dans la section 4.5.1.2, l'impact du choix du générateur de signal $t\bar{t}$ et la séparation de l'espace des phases entre le générateur à élément de matrice et le générateur de gerbes partoniques, est déterminé en comparant les différences de mesures de m_{top} effectuées avec des échantillons de paires $t\bar{t}$ produits en utilisant le générateur POWHEG et le générateur MG5_AMC interfacés à PYTHIA 8, et de prendre la différence entre ces estimations comme incertitude systématique. Différentes estimations sont présentées dans la table D.1 correspondant à différentes versions de générateurs, des détails précis de la séparation de cet espace de phase, et différents réglages. Cela mène à $0,90 \pm 1,04$ GeV pour le J/ψ , $0,72 \pm 0,80$ GeV pour le D^0 et $1,01 \pm 0,91$ GeV pour le $D^*(2010)^+$.

Modélisation de l'hadronisation et des gerbes partoniques :

Comme détaillé dans la section 4.5.1.3, l'impact du choix du modèle d'hadronisation et de gerbes partoniques est déterminé en comparant les différences de mesures de m_{top} effectuées avec des échantillons de paires $t\bar{t}$ produits en utilisant le générateur POWHEG interfacé soit avec PYTHIA 8 soit avec HERWIG7, et de prendre la différence entre ces estimations comme incertitude systématique. Différentes estimations sont présentées dans la table D.2 correspondant à différentes versions et réglages. Cela mène à $0,25 \pm 1,10$ GeV pour le J/ψ , $0,40 \pm 0,73$ GeV pour le D^0 et $0,64 \pm 0,89$ GeV pour le $D^*(2010)^+$.

Fragmentation des quarks b r_b :

Comme détaillé dans la section 4.5.1.4, l'impact du choix du paramètre r_b de fragmentation est déterminé à partir des différences de mesures de m_{top} effectuées avec des échantillons de paires $t\bar{t}$ produits en utilisant le générateur POWHEG interfacé avec PYTHIA 8, correspondant à deux valeurs du paramètre r_b . Les valeurs sont données dans la table D.3. Cela mène à $2,52 \pm 1,00$ GeV pour le J/ψ , $0,61 \pm 0,67$ GeV pour le

D^0 et $0,60 \pm 0,82$ GeV pour le $D^*(2010)^+$. Ces valeurs importantes, en particulier dans le cas du J/ψ , confirment d'une part la grande sensibilité attendue de ces canaux à la modélisation de la fragmentation du quark b , mais aussi reflètent le trop grand écart utilisé entre les valeurs de r_b . Comme déjà mentionné, la mesure de la masse du quark top en utilisant des muons issus de la désintégration semileptonique de quarks b dans des événements $t\bar{t}$ [80] a utilisé des échantillons ayant des valeurs bien plus rapprochées. Ceux-ci ne sont toutefois pas encore disponibles avec la version de code utilisée dans cette analyse. Ainsi, pour le moment, il est considéré que cette mesure ne représente pas une estimation fiable de l'incertitude systématique liée à la fragmentation du quark b et n'est pas incluse dans le résultat final.

Fraction de production des hadrons b :

Comme détaillé dans la section 4.5.1.4, les différences de mesures de m_{top} avec des événements produits dans l'échantillon nominal et prenant en compte les incertitudes sur les fractions de production des hadrons b , telles qu'obtenues du PDG, sont propagées et prises comme incertitudes systématiques. Les différentes contributions sont données dans la table D.4. Cela mène à $0,06 \pm 0,01$ GeV pour le J/ψ , $0,04$ GeV pour le D^0 et $0,07$ GeV pour le $D^*(2010)^+$.

Rapport d'embranchement des désintégrations des hadrons b :

Comme détaillé dans la section 4.5.1.4 les différences de mesures de m_{top} avec des événements produits dans l'échantillon nominal et prenant en compte les incertitudes sur les rapports d'embranchement de désintégration des hadrons b en mésons, telles qu'obtenues du PDG, sont propagées et prises comme incertitudes systématiques. Les différentes contributions sont données dans la table D.5. Cela mène à $0,26 \pm 0,06$ GeV pour le J/ψ , $0,15$ GeV pour le D^0 et $0,17 \pm 0,02$ GeV pour le $D^*(2010)^+$.

Modélisation des radiations :

Les variations des radiations dans l'état initial et final (ISR/FSR) ainsi que la modification du paramètre h_{damp} mènent à une multiplicité des jets plus grande ainsi qu'à différentes énergies des jets dans l'événement, ce qui peut affecter les distributions des observables. Comme détaillé dans la section 4.5.1.5 les différences de mesure de m_{top} obtenues avec des échantillons produits avec des variations des différents paramètres (h_{damp} , α_S^{ISR} , μ_R , μ_F et α_S^{FSR}) sont prises comme des incertitudes systématiques et sont données dans la table D.6. Pour le choix de h_{damp} cela mène à $0,22 \pm 0,78$ GeV pour le J/ψ , $0,08 \pm 0,56$ GeV pour le D^0 et $0,12 \pm 0,79$ GeV pour le $D^*(2010)^+$. Pour les ISR cela mène à $0,14$ GeV pour le J/ψ , $0,09$ GeV pour le D^0 et $0,14$ GeV pour le $D^*(2010)^+$. Pour les FSR cela mène à $1,38 \pm 0,04$ GeV pour le J/ψ , $1,10 \pm 0,03$ GeV pour le D^0 et $1,28 \pm 0,01$ GeV pour le $D^*(2010)^+$. Cette dernière incertitude est, surprenamment, la plus importante de cette analyse. Des études sont en cours pour essayer de comprendre pourquoi elle est si élevée et de la minimiser.

Effets de reconnexion de couleur :

Comme détaillé dans la section 4.5.1.6, l'impact des effets de reconnexion de couleur (CR) et d'interactions entre de multiples partons (MPI) est déterminé en comparant les mesures de m_{top} obtenues à partir d'échantillons avec différents modèles et réglages qui sont données dans la table D.7. Toutes ces estimations sont hautes. En effet, comme on peut voir dans les figures C.1, C.3 et C.5, les distributions de masse invariante $m(\ell \text{ meson})$ dans les données sont mal décrites par ces variations. De plus, ces échantillons ont été produits avec une statistique relativement limitée, correspondant à peu près à la même statistique que dans les données, alors que le lot $t\bar{t}$ nominal est presque huit fois plus grand. Ceci donne une composante statistique très importante. Le choix adopté (CR1) amène à une incertitude de $0,69 \pm 1,18$ GeV pour le J/ψ , $0,19 \pm 1,30$ GeV pour le D^0 et $0,33 \pm 1,49$ GeV pour le $D^*(2010)^+$. Pour le moment, au vu de la mauvaise description de ces modèles et de la grande composante statistique, il est considéré que ces résultats ne reflètent pas réellement l'incertitude liée aux effets de reconnexion de couleur et ne sont pas considérés dans le résultat final.

Choix de la fonction de densité partonique :

Comme détaillé dans la section 4.5.1.7, l'impact du choix des fonctions de densité partonique (PDFs) est évalué en effectuant une repondération des événements pour 30 versions des PDFs. La valeur de m_{top} est alors obtenue pour chaque variation et est donnée dans la table D.8. La somme quadratique est alors effectuée et donne une valeur de 0,13 GeV pour le J/ψ , 0,06 GeV pour le D^0 et 0,07 GeV pour le $D^*(2010)^+$.

Modélisation des quarks top célibataires :

De manière similaire, comme détaillé dans la section 4.5.1, l'impact des variations liées à la modélisation des quarks top célibataires a été étudié. La taille des incertitudes ainsi estimées et leur somme en quadrature sont données dans la table D.15. Comparé aux incertitudes liées à la modélisation des paires $t\bar{t}$, ces incertitudes sont bien plus petites et compatibles avec zéro. Elles sont de plus largement dominées par leurs composantes statistiques du fait de la faible contribution de ces événements au signal. Ainsi, il est décidé de ne pas inclure ces estimations dans la détermination de l'incertitude sur la modélisation des événements de signal.

6.3.2.3 Modélisation du bruit de fond

Les incertitudes liées à la modélisation du bruit de fond sont liées aux incertitudes sur la forme et la normalisation des faux leptons, des faux muons mous, ainsi que des prédictions issues des simulations, en particulier sur la section efficace des processus. L'incertitude totale est de $0,46 \pm 0,05$ GeV pour le J/ψ , $0,56 \pm 0,07$ GeV pour le D^0 et $0,94 \pm 0,08$ GeV pour le $D^*(2010)^+$. Ces incertitudes sont dominées par celles sur la modélisation des faux leptons, qui atteint 0,83 GeV pour l'analyse $D^*(2010)^+$. La seconde source la plus importante est la modélisation du bruit de fond W +jets qui atteint $0,39 \pm 0,01$ GeV pour l'analyse $D^*(2010)^+$. Abaisser le niveau de bruit de fond, avec une sélection plus stricte sur l'impulsion transverse manquante par exemple, mais aussi une meilleure normalisation de ce bruit de fond sera

nécessaire, en particulier pour les analyses sur les mésons D . Plus de détails sont donnés dans la table D.9.

6.3.2.4 Réponse du détecteur

Les incertitudes expérimentales proviennent de la modélisation et de l'étalonnage de la réponse du détecteur, affectant les performances de la sélection des événements et la reconstruction des états finals, comme mentionné dans la section 4.5. La mesure présentée dans cette thèse dépend essentiellement de la reconstruction des leptons et des traces, en particulier celles des muons. Comme $m(\ell \text{ meson})$ implique seulement la reconstruction de leptons ou de traces de particules chargées, la sensibilité à l'échelle d'énergie des jets, légers et de b , ainsi qu'à leur résolution en énergie, est attendue être faible par rapport aux mesures de mesures dites standard qui utilisent une partie de l'information de reconstruction des jets. L'incertitude totale liée à la réponse du détecteur est de $0,20 \pm 0,04$ GeV pour l'analyse J/ψ , $0,24 \pm 0,05$ GeV pour le D^0 et $0,17 \pm 0,06$ GeV pour le $D^*(2010)^+$.

Leptons :

Comme détaillé dans la section 4.5.3.1, les incertitudes sur les leptons sont liées à de nombreux effets comme les échelles ou la résolution en énergie/impulsion, les efficacités d'identification et sont données dans la table D.10. Cela donne une incertitude de $0,10 \pm 0,01$ GeV pour le J/ψ et le D^0 et $0,09 \pm 0,01$ GeV pour le $D^*(2010)^+$.

Échelle d'énergie des jets :

Comme détaillé dans la section 4.5.3.2, les incertitudes liées à l'échelle d'énergie des jets (JES) sont liées à différentes contributions et sont données dans la table D.11. Cela donne une incertitude de $0,11 \pm 0,06$ GeV pour le J/ψ , $0,18 \pm 0,06$ GeV pour le D^0 et $0,10 \pm 0,09$ GeV pour le $D^*(2010)^+$. Si les incertitudes liées à la JES ne sont pas négligeables, elles sont toutefois largement réduites par rapport aux mesures de masse dites standards. Elles restent dominées par la composante liée à la composition en saveur des jets. Celle-ci a été estimée et est montrée sur la figure 6.13. Cette carte dans le plan (η, p_T) des jets remplace la fraction de jets originaires de quarks et de gluons de 50-50%, qui est utilisée par défaut dans les analyses sur le quark top. Ceci permet de réduire de 30-130 MeV l'incertitude, comme détaillé dans la section D.3.

Pour la composante liée à l'échelle d'énergie des jets de b , les incertitudes sont de $0,06 \pm 0,03$ GeV pour le J/ψ , $0,08 \pm 0,03$ GeV pour le D^0 et $0,06 \pm 0,06$ GeV pour le $D^*(2010)^+$.

Résolution en énergie des jets :

Comme détaillé dans la section 4.5.3.2, les incertitudes liées à la résolution en énergie des jets (JER) provient de différentes contributions et sont données dans la table D.12. L'incertitude est compatible avec zéro dans l'analyse J/ψ et vaut $0,01 \pm 0,01$ GeV pour les analyses D^0 et $D^*(2010)^+$.

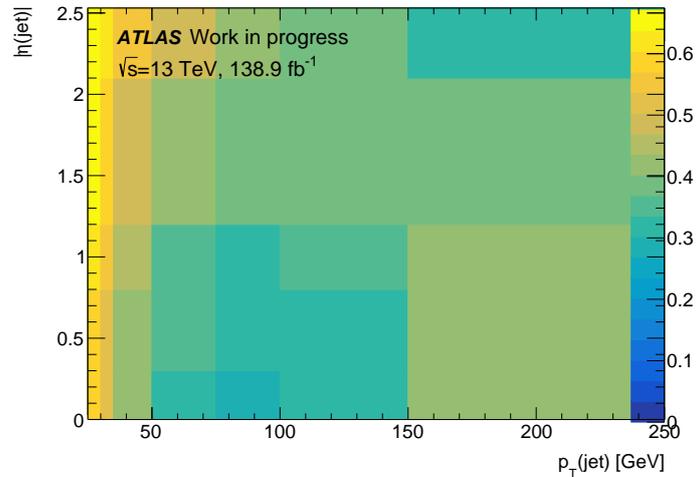


FIGURE 6.13 – Fraction de jets issus de gluons au niveau de la préselection dans des événements $t\bar{t}$.

Étiquetage de la saveur des jets :

Comme détaillé dans la section 4.5.3.3, les incertitudes liées à l'étiquetage de la saveur des jets sont liées à différents effets et sont présentés dans la table D.13. L'analyse J/ψ n'utilisant pas cette information, l'erreur associée est nulle. Pour l'analyse D^0 , elle est de 0,05 GeV et pour l'analyse $D^*(2010)^+$, de 0,03 GeV.

Impulsion transverse manquante :

Comme détaillé dans la section 4.5.3.4, les incertitudes liées à l'impulsion transverse manquante sont liées à différentes contributions, qui sont détaillées dans la table D.14. L'analyse J/ψ n'utilisant pas cette information, l'erreur associée est nulle. Pour l'analyse D^0 elle est de $0,06 \pm 0,06$ GeV et pour l'analyse $D^*(2010)^+$ de $0,08 \pm 0,03$ GeV.

Empilement :

Les incertitudes liées aux effets d'empilement sont de $0,11 \pm 0,01$ GeV pour l'analyse J/ψ , 0,03 GeV pour le D^0 et 0 GeV pour le $D^*(2010)^+$.

6.3.3 Optimisation de l'incertitude totale

Les incertitudes d'origine statistique étant un peu plus faibles que les incertitudes systématiques, cela peut permettre d'optimiser l'incertitude totale en effectuant une sélection supplémentaire, quitte

à sacrifier une partie des événements sélectionnés, même dans une analyse relativement pauvre en événements comme celle-ci.

D'une part des tests ont été effectués en utilisant des sélections plus strictes sur des observables déjà utilisées : utilisation de l'étiquetage des jets de b pour l'analyse J/ψ , requête que le méson ne soit pas dans le jet de b par ailleurs étiqueté, une sélection un peu plus dure sur l'impulsion transverse manquante. Ces essais n'ont pas été probants, sauf à baisser un peu (de 0.2-0.3 GeV) l'incertitude sur la modélisation du bruit de fond dans les analyses utilisant les mésons D , et l'incertitude globale reste inchangée.

Un autre test a consisté à effectuer un balayage suivant l'impulsion transverse du système étudié ($p_T(\ell \mu^+ \mu^-)$, $p_T(\ell \mu D^0)$ et $p_T(\ell D^*(2010)^+)$), représentant celle du jet de b . Dans la sélection standard il n'y a pas une telle sélection. Trois valeurs de seuil sont ainsi testées, 25, 50 et 75 GeV. L'annexe D.5 détaille les résultats ainsi obtenus, qui là aussi n'ont pas été probants.

6.3.4 Résumé des mesures individuelles

Les valeurs mesurées de la masse du quark top sont :

- $m_{\text{top}} = 171,89 \pm 0,97 \pm 1,78$ GeV pour l'analyse $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$;
- $m_{\text{top}} = 173,65 \pm 0,66 \pm 1,57$ GeV pour l'analyse D^0 ;
- $m_{\text{top}} = 175,50 \pm 0,77 \pm 2,04$ GeV pour l'analyse $D^*(2010)^+$.

La première incertitude est d'origine purement statistique, la seconde correspond à l'incertitude systématique.

6.4 Combinaison des résultats

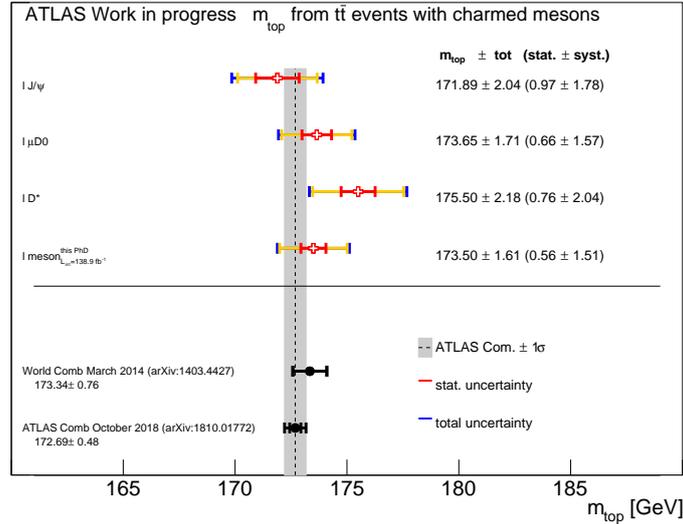
Parallèlement à une analyse approfondie des incertitudes systématiques à contraindre, notamment celle liée à la fragmentation des quarks b comme présentée dans la section 5.5, un gain appréciable peut être obtenu en combinant les différentes mesures. Avec une précision individuelle des mesures de plus en plus grande, cette approche devient de plus en plus importante car les gains absolus en précision provenant de meilleures techniques aussi bien théoriques qu'expérimentales vont saturer.

La combinaison est effectuée suivant la référence [266], en utilisant la méthode «best linear unbiased estimate» (BLUE [267]), dans son implémentation en C++ décrite dans les références [268], [269]. La méthode utilise une combinaison linéaire des valeurs d'entrée. Les coefficients sont déterminés par une minimisation de la variance du résultat combiné. La combinaison des résultats est donnée dans la table 6.1. Elle donne une valeur de m_{top} :

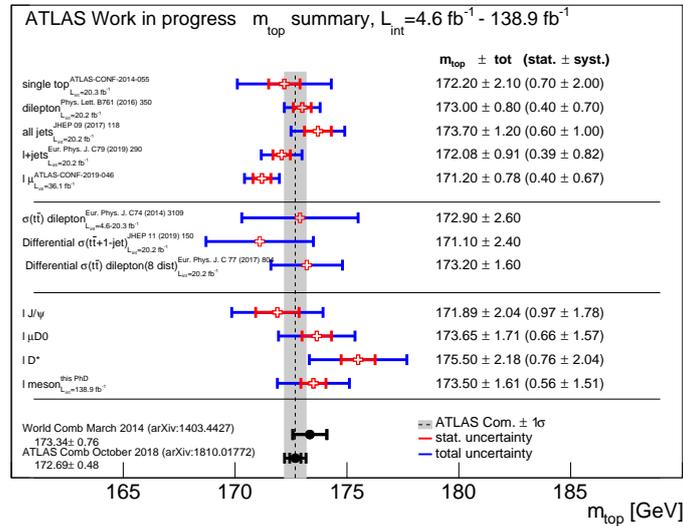
$$m_{\text{top}}^{\text{comb}} = 173,50 \pm 0,56 \text{ (stat)} \pm 1,51 \text{ GeV (syst)} = 173,50 \pm 1,61 \text{ GeV} . \quad (6.1)$$

Les mesures individuelles et la combinaison sont aussi montrées sur la figure 6.14. Sur cette même figure, ces mesures sont comparées aux dernières mesures dites «directes» et «indirectes» effectuées par la collaboration ATLAS. La précision atteinte n'est pas encore compétitive avec les mesures les plus précises, en particulier avec celle effectuée dans le canal avec un muon mou dans l'état final. Plus de

travail est à effectuer en vue d'abaisser les incertitudes, en particulier celle liée au générateur NLO, ainsi que pour limiter la composante statistique des incertitudes systématiques.



(a)



(b)

FIGURE 6.14 – Comparaison des mesures de m_{top} obtenues dans les trois canaux étudiés $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, D^0 , $D^*(2010)^+$ et leur combinaison (a). Ces mêmes résultats comparés aux dernières mesures dites «directes» et «indirectes». La bande verticale représente la dernière combinaison des mesures d'ATLAS [65].

6.5 Perspective de la mesure au HL-LHC

Dans cette section on présente une projection de la précision de la mesure de la masse du quark top dans des événements $t\bar{t}$ avec un $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ dans l'état final pour la fin de la période de haute luminosité du LHC (HL-LHC), à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 14$ TeV avec une luminosité intégrée de 3000 fb^{-1} . Cette étude a été effectuée au milieu de la thèse et est présentée plus en détail, dans la référence [270]. Elle a été inclus dans le CERN Yellow Report sur la physique attendue au HL-LHC [49] et a constitué la seule contribution de la collaboration ATLAS aux prospectives sur la mesure de la masse du quark top.

Des mises à jour du détecteur ATLAS seront nécessaires pour garder ses performances intactes dans cet environnement à très haute luminosité. Un nouveau système de trajectographie sera installé, étendant la région où la reconstruction des traces sera possible de $|\eta| < 2,7$ jusqu'à $|\eta| < 4$, accédant ainsi à la région en amont du détecteur, permettant ainsi une meilleure association avec l'ensemble des calorimètres, et permettant aussi une reconstruction des muons à plus grande valeurs de pseudorapidité.

Des échantillons d'événements de signal et de bruit de fond ont été générés. Après l'étape de génération, une simulation rapide du système de déclenchement et des effets de détecteur a été utilisé. Les effets de déclenchement, d'efficacité de reconstruction et d'identification, les résolutions en énergie et impulsion des leptons et des jets sont calculés en fonction de p_T et η à partir d'études effectuées à l'aide de simulations complètes d'un détecteur ATLAS mis à jour pour la phase de haute luminosité. Elles permettent d'obtenir des fonctions de "smearing" reflétant les conditions de prise de données au HL-LHC, en particulier en empilement en moyenne de 200 collisions par croisement de faisceau. Plus de détails sont donnés dans la référence [271].

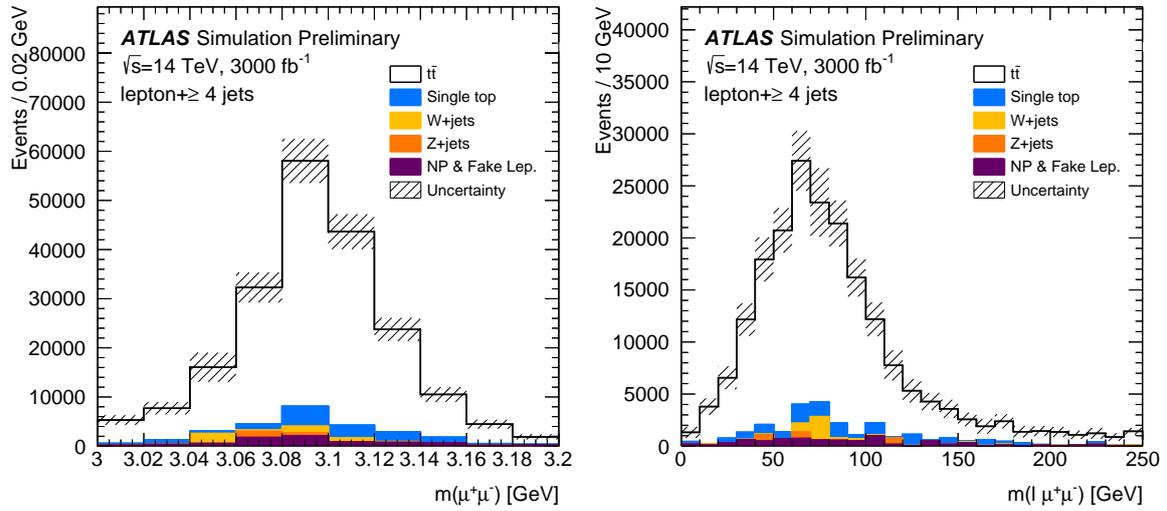
La sélection des événements et la méthode de mesure de la masse est similaire à celles présentées dans les chapitres précédents. La figure 6.15 montre la distribution de la masse invariante $m_{\mu\mu}$ des candidats J/ψ et $m(\ell \mu^+ \mu^-)$ du système formé par le candidat J/ψ et le lepton isolé dans ces événements.

Du fait des nombreux changements attendus sur les performances du détecteur durant la phase HL-LHC, il est difficile d'estimer précisément les effets des incertitudes systématiques. Les incertitudes estimées lors du Run 2 sont adaptées pour s'aligner sur les extrapolations développées et recommandées par les collaborations ATLAS et CMS pour la préparation de ce Yellow Report [272], [273].

Les incertitudes issues de la statistique finie des échantillons simulés doivent être considérées comme négligeables, en particulier grâce à l'emploi de filtres dédiés, comme celui qui commence à être mis en place pour n'avoir que des événements $t\bar{t}$ avec un $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ dans l'état final.

Les incertitudes liées à la modélisation des paires $t\bar{t}$ sont attendues être réduites d'un facteur deux par rapport aux valeurs existantes. En effet le lot de données disponible lors de la phase HL-LHC devrait permettre un réglage plus adapté des générateurs, comme commencé d'ores et déjà pour le Run 2 [274]. Ce lot devrait aussi permettre d'obtenir des incertitudes plus petites en utilisant des mesures faites sur différentes distributions cinématiques. En particulier, les paramètres de fragmentation du quark b devraient être mesurés directement avec les données du LHC, permettant une meilleure description des données par les générateurs et ainsi une minimisation des incertitudes.

L'impact des incertitudes expérimentales sera certainement réduit par rapport à leurs effets lors du Run 2 vu le grand lot de données disponibles, permettant des études de performances plus précises. Ainsi les incertitudes liées à la reconstruction et l'étalonnage des jets sont attendues être réduites d'un facteur deux alors que celles liées à la reconstruction des leptons devraient rester du même ordre.



(a) $\Delta R(\ell, \mu^+ \mu^-)$

(b) $\Delta \phi(\ell, \mu^+ \mu^-)$

FIGURE 6.15 – Distributions de la masse invariante $m_{\mu\mu}$ des candidats J/ψ (a) et $m(\ell \mu^+ \mu^-)$ du système formé par le candidat J/ψ et le lepton isolé (b) après toute la sélection, dans la gamme de masse $[3,0;3,2]$ GeV. Les prédictions proviennent des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, quarks top célibataires, W +jets, Z +jets et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt (mentionné comme ‘NP & Fake Lep.’). Les prédictions sont représentées comme des histogrammes colorés et normalisés à une luminosité intégrée de 3000 fb^{-1} . La surface hachurée représente la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques provenant des incertitudes sur les sections efficaces des échantillons simulés.

À l’époque de cette analyse, les incertitudes sur la modélisation du signal et du bruit de fond ont été prises d’une analyse préliminaire de la mesure de la masse du quark top utilisant des muons mous [275]. Il a été considéré que ces incertitudes pouvaient représenter aussi celles attendues pour la mesure utilisant des événements avec des $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ dans l’état final. Au regard des résultats obtenus dans cette thèse, il y a encore du travail à effectuer pour que ce soit effectivement le cas, en particulier en ce qui concerne l’incertitude liée au générateur NLO.

Les contributions des différentes sources d’incertitudes sur m_{top} pour une analyse HL-LHC à 14 TeV avec 3000 fb^{-1} de données, ainsi que leur somme en quadrature, sont données dans la table 6.2. Ainsi une incertitude statistique de 0,14 GeV est attendue avec une incertitude systématique totale d’environ 0,5 GeV.

TABLE 6.2 – Les contributions des différentes sources d’incertitudes sur m_{top} pour une analyse HL-LHC à 14 TeV avec 3000 fb^{-1} de données. La dernière ligne correspond à la somme en quadrature des incertitudes statistique et systématiques.

Source d’incertitude	$\sigma(m_{\text{top}})$ [GeV]
Statistique	0,14
Méthode	0,11
Modélisation du signal	
Générateur NLO	0,06
Douche partonique et hadronisation	0,05
Fractions de production de hadrons b	0,24
fragmentation du quark b	0,11
Radiation dans l’état initial et final	0,04
Evénement sous-jacent	0,02
Reconnexion de couleur	0,02
Modélisation du bruit de fond	
Réponse du détecteur	
Electrons	0,03
Muons	0,09
Echelle d’énergie des jets légers	0,31
Echelle d’énergie des jets de b	0,06
Résolution en énergie des jets	0,13
Fraction de vertex des jets	0,02
Empilement	0,04
Systématique totale	0,48
Total	0,50

Conclusion

Les travaux présentés au sein de cette thèse ont été menés dans le contexte de la période de production de collisions proton-proton au LHC à une énergie dans le centre de masse de 13 TeV. Ces données ont été enregistrées par le détecteur ATLAS de 2015 à 2018 au cours du Run 2. L'étude principale exposée dans ce manuscrit porte sur la mesure de la masse du quark top m_{top} dans le canal de désintégration lepton+jets en utilisant des mésons $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, D^0 , $D^*(2010)^+$ dans l'état final.

La masse du quark top a été mesurée à :

$$m_{\text{top}} = 173,50 \pm 0,56 \text{ (stat)} \pm 1,51 \text{ GeV (syst)} = 173,50 \pm 1,61 \text{ GeV} . \quad (6.2)$$

Des études de prospective ont été menées pour la fin de la période de haute luminosité du LHC (HL-LHC), à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 14$ TeV avec une luminosité intégrée de 3000 fb^{-1} . Une incertitude statistique de 0,14 GeV est attendue avec une incertitude systématique totale d'environ 0,5 GeV.

Des études additionnelles ont été effectuées pour tester différents modèles d'hadronisation et de fragmentation des quarks b à l'aide de l'échantillon $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ sélectionné.

A Étude de la fragmentation des quarks b

En plus des variables définies dans la section 5.5, les angles $\eta(\mu^+\mu^-)$ et $\phi(\mu^+\mu^-)$ ainsi que la fonction de fragmentation relative $z_{rel}(\mu^+\mu^-)$ du J/ψ dans son jet [262], [263], telle que $z_{rel}(\mu^+\mu^-) = \frac{|\vec{p}_{\mu^+\mu^-} \times \vec{p}_{jet}|}{|p_{jet}|^2}$ définie avec les 3-impulsions du J/ψ et du jet le contenant sont étudiés.

A.1 Observables

La figure 5.9 montre un schéma représentant les moments z_T, z_L considérés dans la section 5.5, et $z_{rel}(\mu^+\mu^-)$ défini plus haut. En plus du moment transverse du J/ψ , $p_T(\mu^+\mu^-)$, on considère $\eta(\mu^+\mu^-)$ et $\phi(\mu^+\mu^-)$. La figure A.1 montre les distributions de ces trois observables avec des histogrammes utilisant des intervalles (bins) soit fins comme utilisé précédemment pour les comparaisons entre les données et les prédictions, soit en utilisant des intervalles plus grossiers, plus adaptés à cette étude. Là aussi, la distribution des données est bien reproduite par les prévisions issues de la simulation et des différents bruits de fond

Les trois observables sont définies aussi bien au niveau des variables reconstruites, appelé niveau détecteur, qu’au niveau « particule ». La figure A.2 représente les différentes observables considérées dans cette étude pour différents échantillons Monte Carlo, à savoir : POWHEG +PYTHIA 8, POWHEG +HERWIG 7.1.3, MG5_AMC +PYTHIA 8 et MG5_AMC +HERWIG 7.1.3. Les plus grandes différences proviennent d’un changement entre PYTHIA 8, HERWIG 7.1.3 qui sont caractérisés par des modèles de fragmentation différents (cf. section 4.2.1.5).

A.2 Matrices de réponse

Les évènements $t\bar{t}$ qui passent les sélections au niveau détecteur et au niveau particule sont utilisés pour tracer une matrice de réponse pour chaque observable. La figure A.3 montre les différentes matrices de réponse nominales construites pour chaque observable étudiée à partir des évènements de l’échantillon $t\bar{t}$ nominal POWHEG +PYTHIA 8. Les incertitudes pour la réponse du détecteur sont ainsi calculées en réévaluant les matrices de réponse avec les variations systématiques appliquées.

A.3 Test de fermeture

La première étape du dépliement est l’évaluation de la non fermeture de celui-ci. Ceci est fait par la récupération de la distribution des observables au niveau particule à partir des distributions reconstruites correspondantes. L’échantillon nominal POWHEG +PYTHIA 8 est utilisée comme données Asimov. La figure A.4 montre les observables dépliées. Les points Asimov correspondent à la moyenne des postérieurs obtenues pour chaque intervalle et les bandes d’incertitude représentent l’écart-type de

cette même distribution. Pour toutes les observables, la non fermeture du dépliement se situe bien dans les bandes d'incertitudes. Ainsi, aucune incertitude supplémentaire liée à la non fermeture n'est évaluée.

A.4 Résultats

Les distributions postérieures pour les nombres d'évènements au niveau particule sont extraites en utilisant les distributions au niveau détecteur, les matrices de réponse et les bruits de fond prédits au niveau détecteur. Les résultats sont présentés en utilisant les données Asimov et les données collectées par l'expérience ATLAS durant le Run 2. La figure A.5 montre les distributions dépliées des moments $z_T(\mu^+\mu^-)$, $z_L(\mu^+\mu^-)$ et $z_{rel}(\mu^+\mu^-)$ et la figure A.6 montre les distributions dépliées des variables cinématiques du J/ψ , $p_T(\mu^+\mu^-)$, $\eta(\mu^+\mu^-)$ et $\phi(\mu^+\mu^-)$.

TABLE A.1 – Nombre d'évènements observés au niveau particule en utilisant les données collectées par l'expérience ATLAS durant le Run 2 pour les trois observables additionnelles.

observable	bin 1	bin 2	bin 3	bin 4	bin 5	bin 6	bin 7
$z_T(\mu^+\mu^-)$	$2356 \pm 52\%$	$5779 \pm 16\%$	$4554 \pm 25\%$	$4018 \pm 24\%$	$1963 \pm 36\%$	–	–
$z_L(\mu^+\mu^-)$	$2386 \pm 54\%$	$5774 \pm 22\%$	$4704 \pm 27\%$	$3873 \pm 25\%$	$1938 \pm 37\%$	–	–
$z_{rel}(\mu^+\mu^-)$	$9232 \pm 8\%$	$5191 \pm 18\%$	$1393 \pm 69\%$	$960 \pm 71\%$	$669 \pm 75\%$	$1174 \pm 46\%$	–
$p_T(\mu^+\mu^-)$	$3183 \pm 23\%$	$5249 \pm 7\%$	$3513 \pm 5\%$	$2626 \pm 7\%$	$1545 \pm 11\%$	$1093 \pm 13.8\%$	$1187 \pm 14\%$
$\eta(\mu^+\mu^-)$	$3540 \pm 6\%$	$5510 \pm 5\%$	$5586 \pm 5\%$	$3171 \pm 8\%$	–	–	–
$\phi(\mu^+\mu^-)$	$2892 \pm 7\%$	$2899 \pm 9\%$	$3261 \pm 5\%$	$3194 \pm 6\%$	$2778 \pm 7\%$	$3024 \pm 10\%$	–

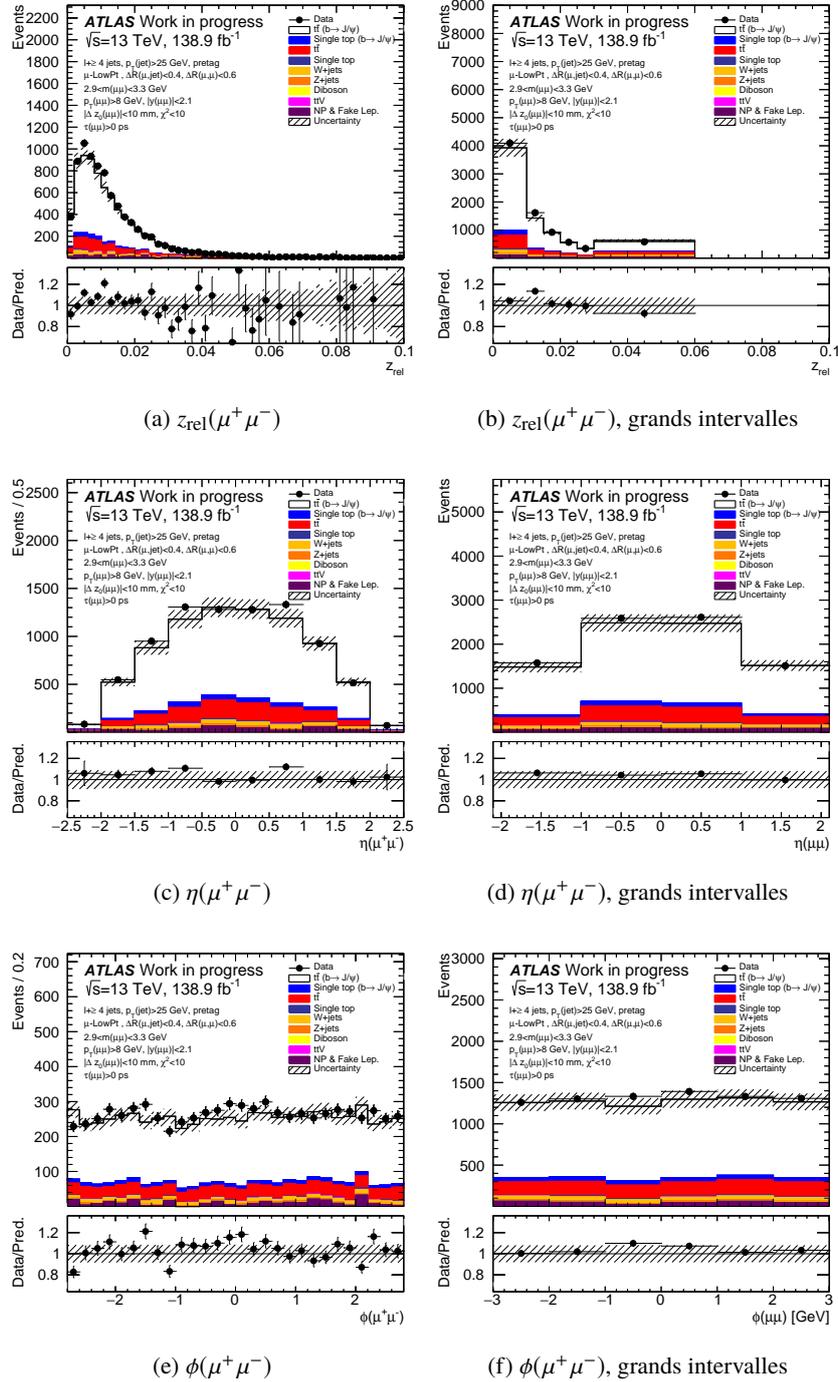


FIGURE A.1 – Distributions de (a,b) $z_{rel}(\mu^+ \mu^-)$ (c,d) $\eta(\mu^+ \mu^-)$ et (e,f) $\phi(\mu^+ \mu^-)$, avec (a,c,e) des intervalles d’histogrammes fins et (b,d,f) des intervalles plus grands. Les données sont comparées aux prédictions des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, quarks top célibataires, $t\bar{t}V$, W + jets, Z + jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt (mentionné comme ‘NP & Fake Lep.’). Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec leurs incertitude statistique. Les prédictions sont représentées comme des histogrammes colorés et normalisés à la même luminosité que les données. La surface hachurée représente la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques provenant des incertitudes sur les sections efficaces des échantillons simulés. La partie en bas des figures montre le rapport entre les données et les prédictions.

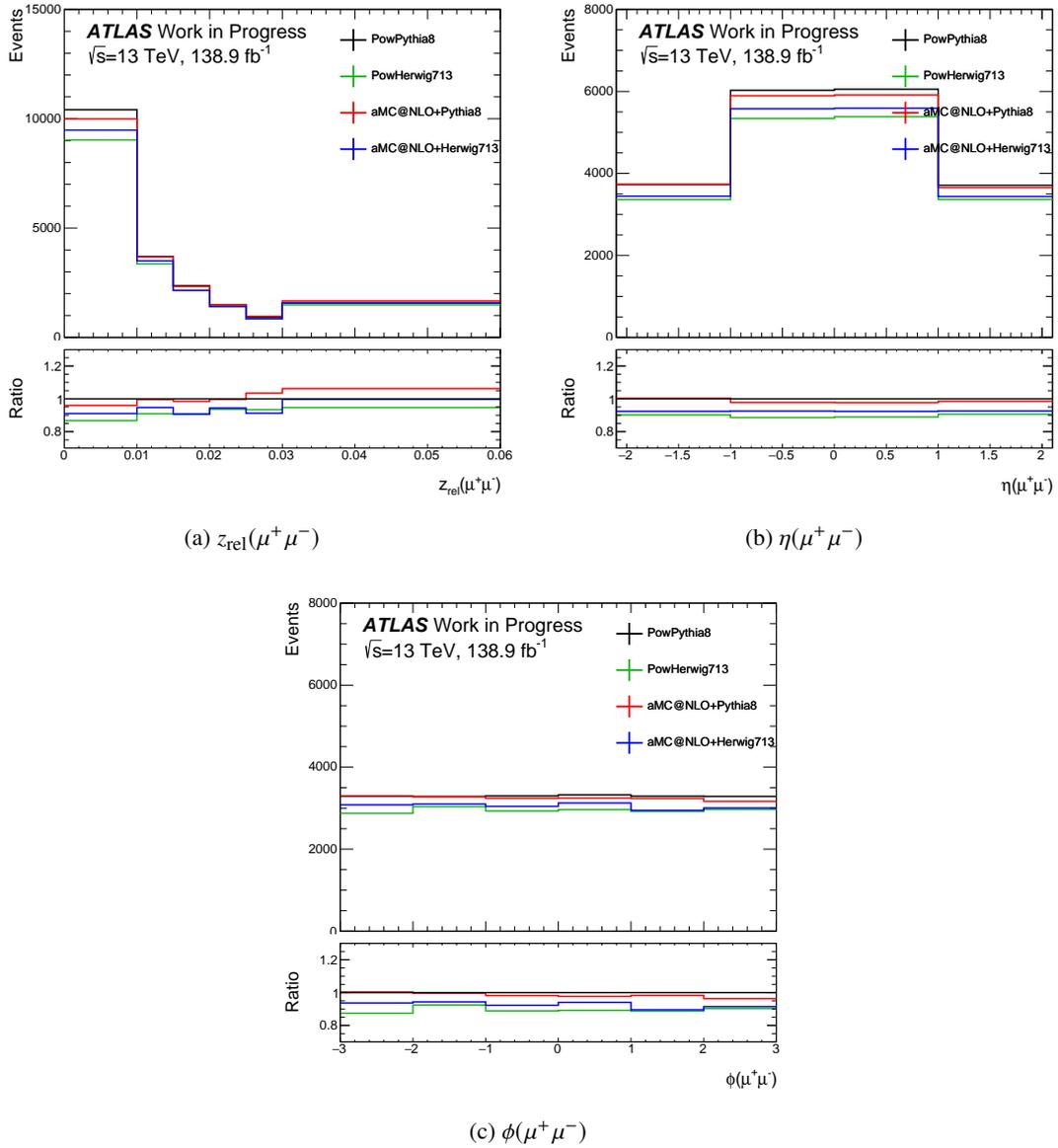


FIGURE A.2 – Distributions au niveau particule pour les trois observables considérées, (a) $z_{rel}(\mu^+ \mu^-)$, (b) $\eta(\mu^+ \mu^-)$ et (c) $\phi(\mu^+ \mu^-)$. La partie en bas des figures montre le rapport entre les différentes simulations Monte Carlo et POWHEG +PYTHIA 8, utilisé comme prédiction nominale dans cette analyse.

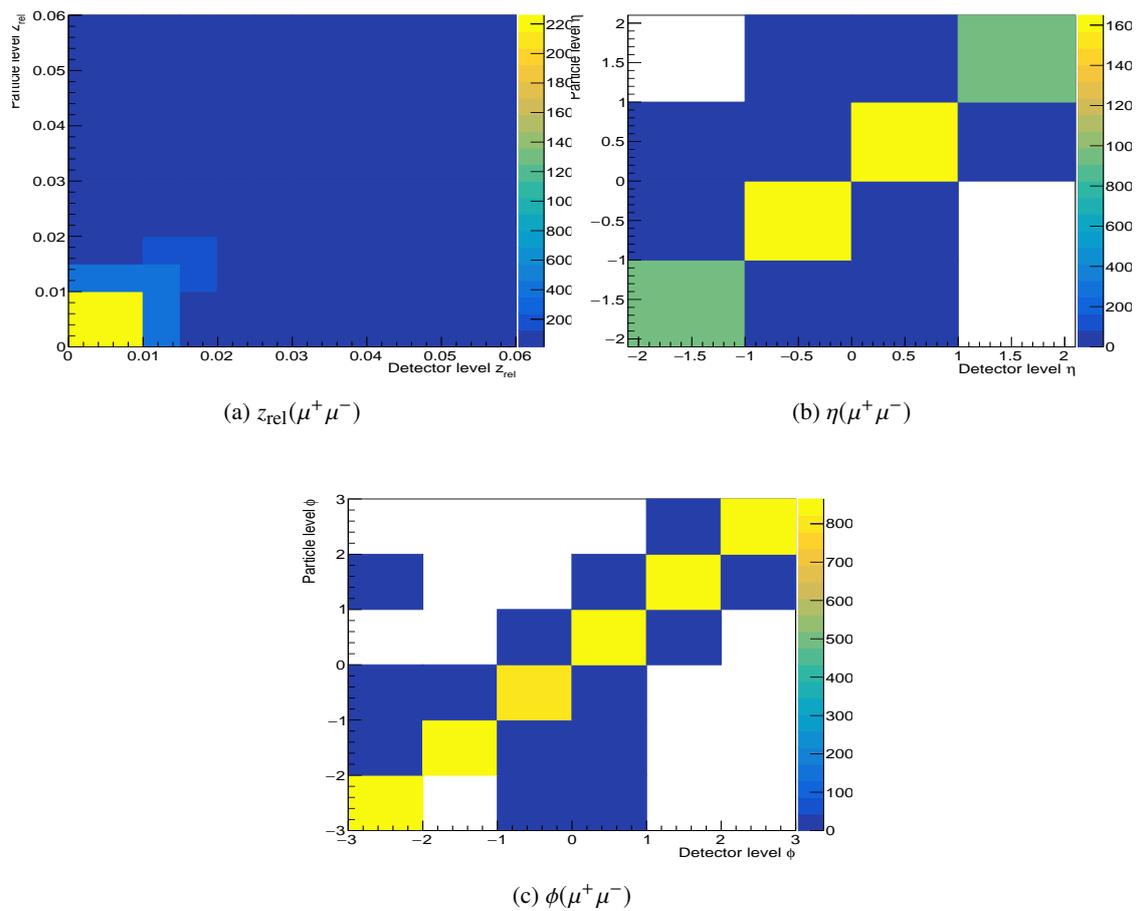


FIGURE A.3 – Les matrices de réponse nominales pour les trois observables considérées, (a) $z_{\text{rel}}(\mu^+ \mu^-)$ (b) $\eta(\mu^+ \mu^-)$ et (c) $\phi(\mu^+ \mu^-)$. L'axe z représente le nombre d'événements qu'une observable dans un bin au niveau « particule » soit reconstruite dans un intervalle quelconque. POWHEG +PYTHIA 8 est utilisé comme prédiction nominale dans cette analyse.

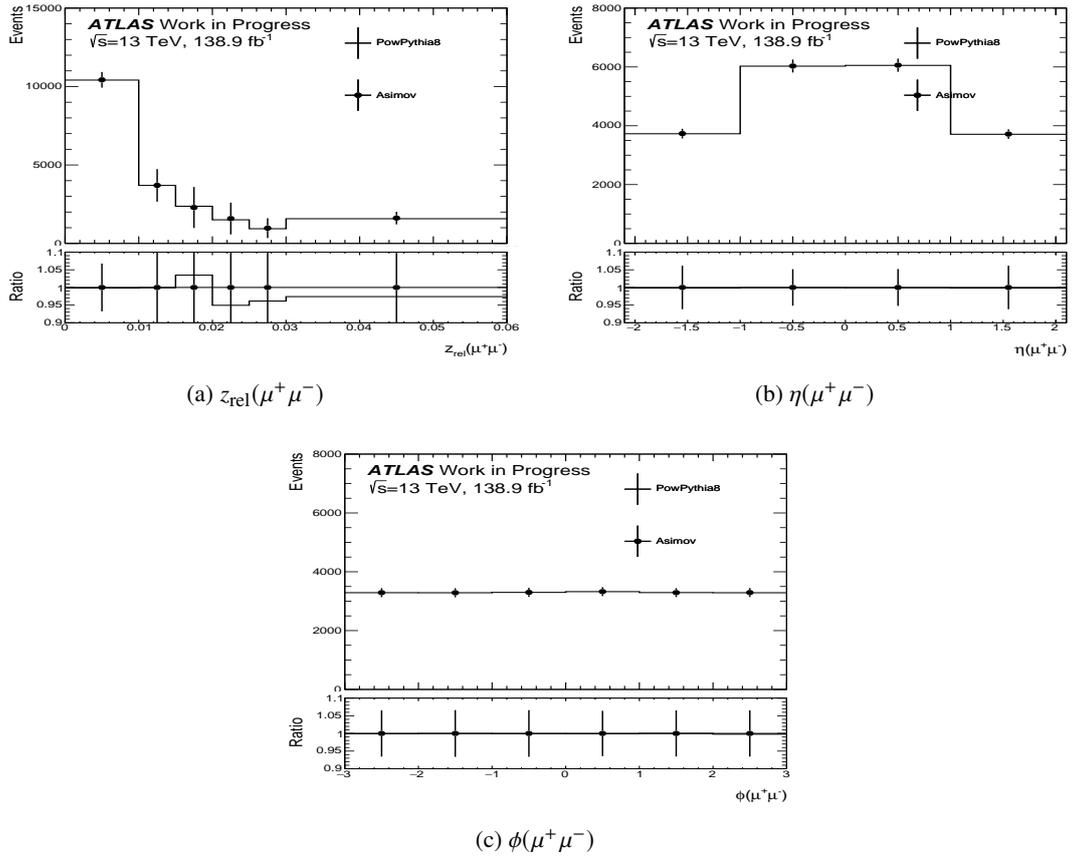


FIGURE A.4 – Comparaison des observables au niveau particule entre la simulation et les prédictions dépliées de POWHEG +PYTHIA 8. Si une fermeture parfaite est obtenue, les données dépliées (points noirs) devraient se confondre avec la prédiction nominale (ligne noire continue) POWHEG +PYTHIA 8. Les points Asimov correspondent à la moyenne des postérieurs obtenues pour chaque intervalle et les bandes d'incertitude représentent l'écart-type de cette même distribution.

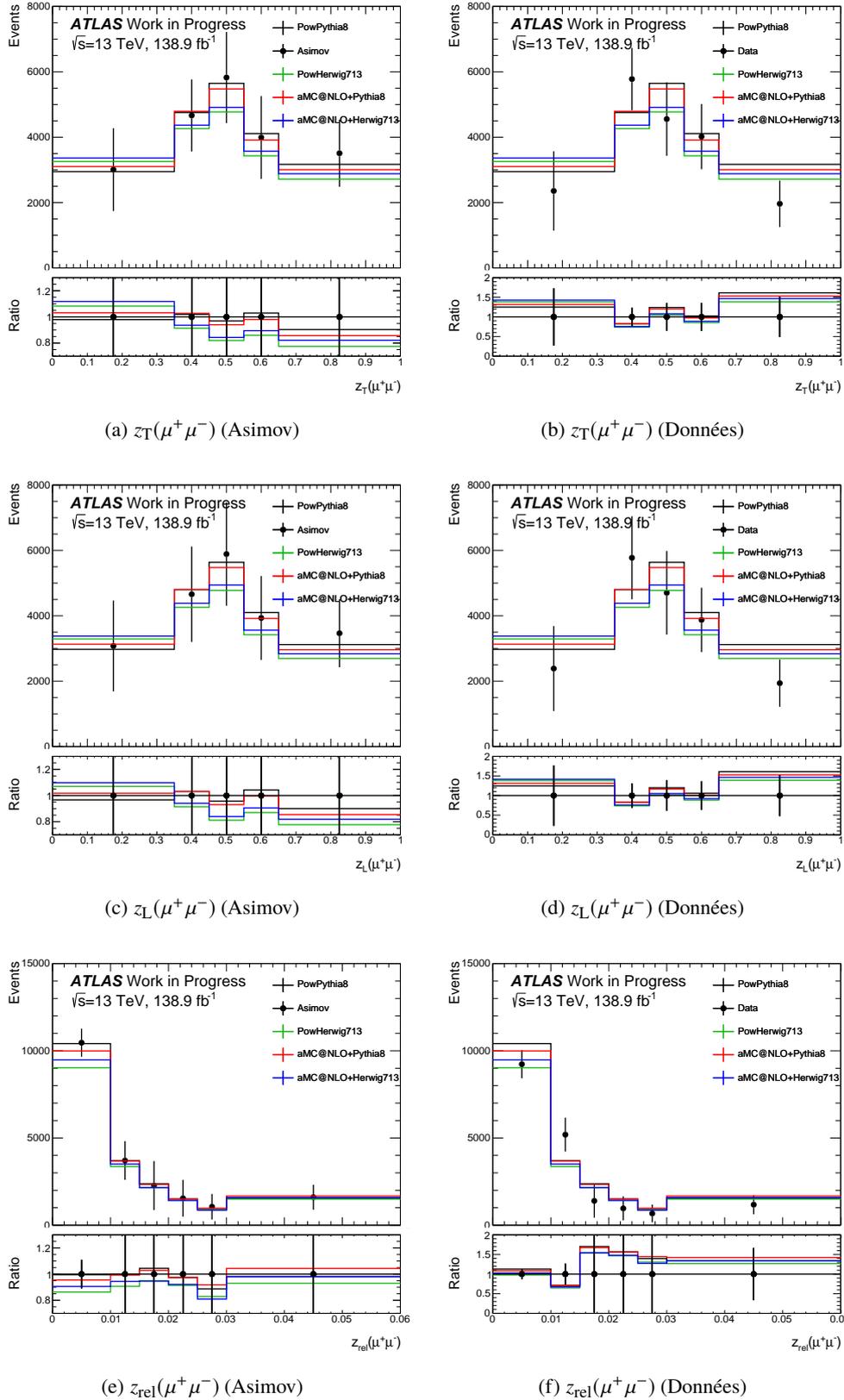


FIGURE A.5 – Comparaison des observables $z_T(\mu^+\mu^-)$ (a,b), $z_L(\mu^+\mu^-)$ (c,d) et $z_{rel}(\mu^+\mu^-)$ (e,f) au niveau particule entre les différentes prédictions Monte Carlo avec des données Asimov dépliées (a,c,e) et avec des données collectées par l'expérience ATLAS dépliées (b,d,f). Les données correspondent au maximum de la vraisemblance pour le nombre d'évènements.

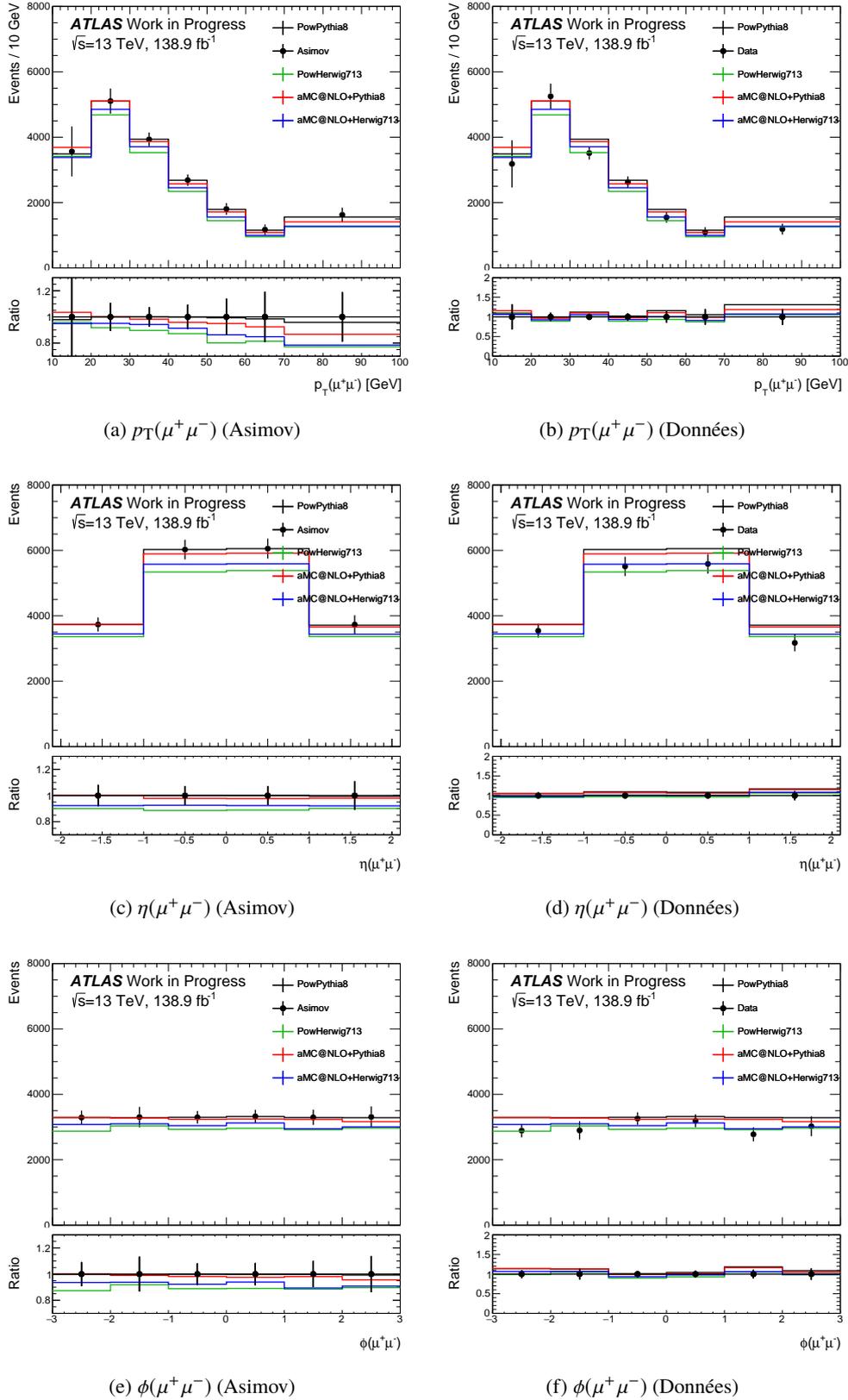


FIGURE A.6 – Comparaison des observables $p_T(\mu^+\mu^-)$ (a,b), $\eta(\mu^+\mu^-)$ (c,d) et $\phi(\mu^+\mu^-)$ (e,f) au niveau particule entre les différentes prédictions Monte Carlo avec des données Asimov dépliées (a,c,e) et avec des données collectées par l'expérience ATLAS dépliées (b,d,f). Les données correspondent au maximum de la vraisemblance pour le nombre d'évènements.

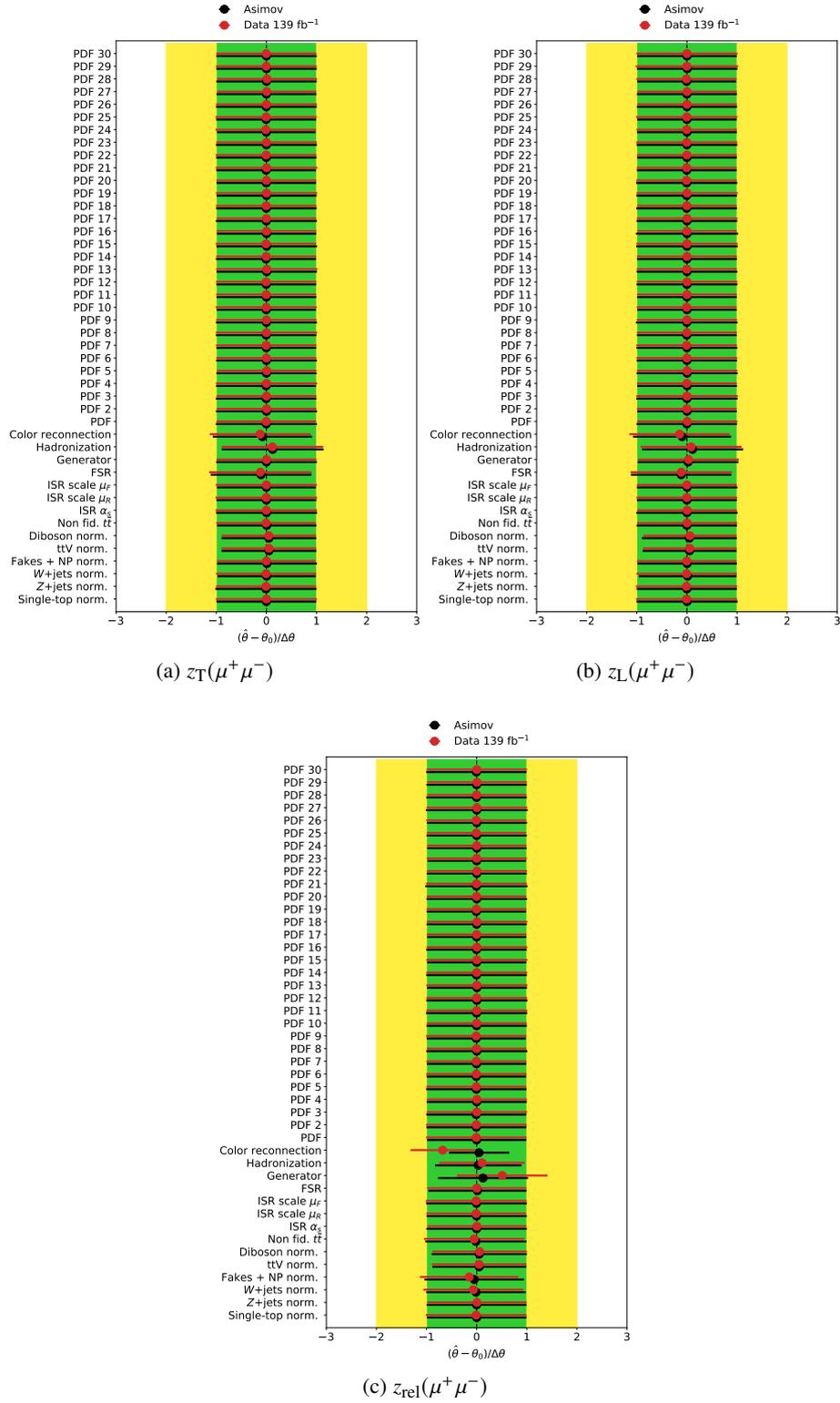


FIGURE A.7 – Résumé des distributions de probabilité postérieures pour les paramètres de nuisance inclus dans les modèles de dépliement pour (a) $z_T(\mu^+\mu^-)$, (b) $z_L(\mu^+\mu^-)$ et (c) $z_{rel}(\mu^+\mu^-)$. Les points correspondent aux valeurs moyennes de la distribution de probabilité postérieure et les bandes d'incertitudes associées sont évaluées à 1σ . Les valeurs en noir représentent les résultats obtenus avec les données Asimov et en rouge, les résultats obtenus avec les données collectées par l'expérience ATLAS durant le Run 2.

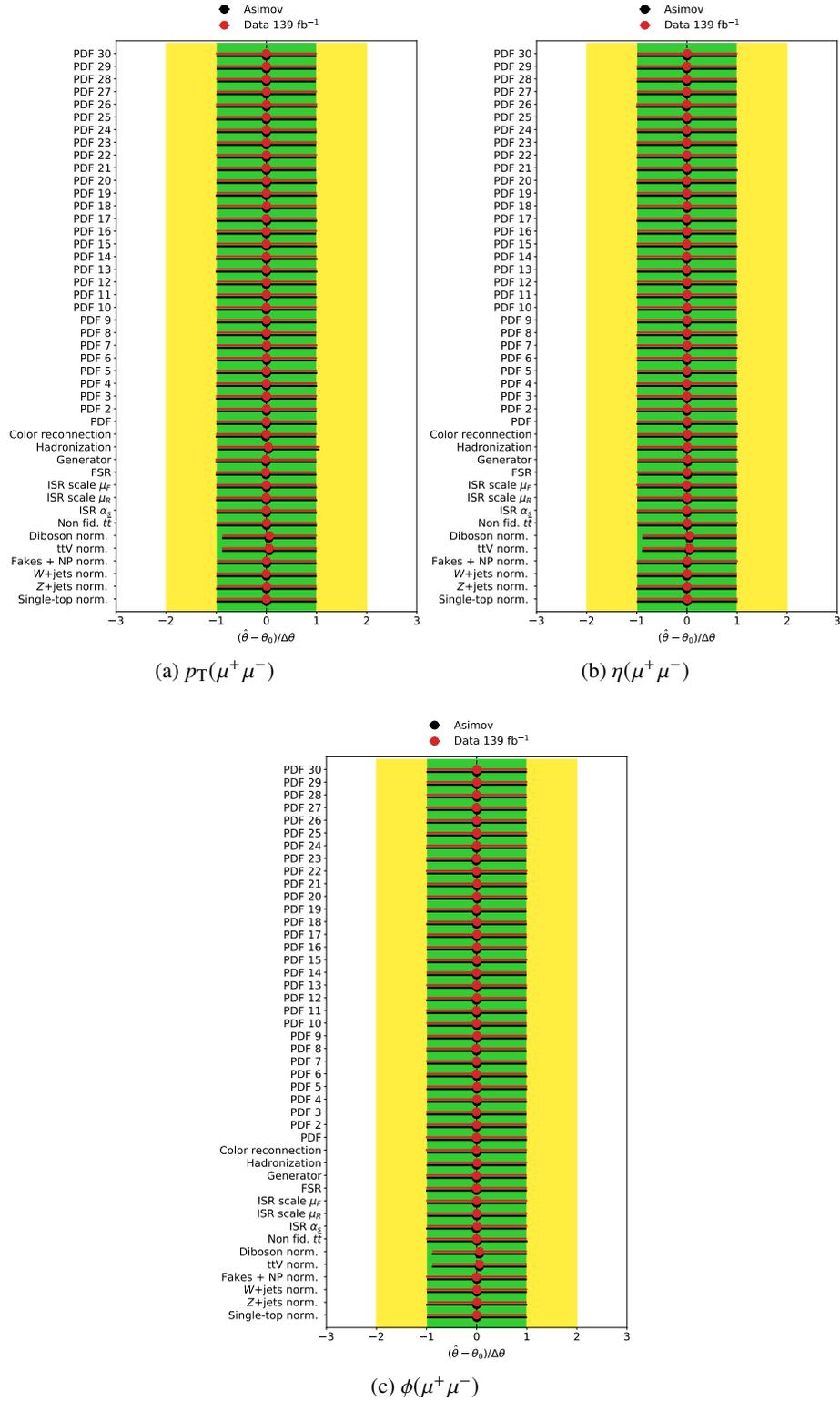


FIGURE A.8 – Résumé des distributions de probabilité postérieures pour les paramètres de nuisance inclus dans les modèles de dépliement pour (a) $p_T(\mu^+\mu^-)$, (b) $\eta(\mu^+\mu^-)$ et (c) $\phi(\mu^+\mu^-)$. Les points correspondent aux valeurs moyennes de la distribution de probabilité postérieure et les bandes d'incertitudes associées sont évaluées à 1σ . Les valeurs en noir représentent les résultats obtenus avec les données Asimov et en rouge, les résultats obtenus avec les données collectées par l'expérience ATLAS durant le Run 2.

B La méthode des patrons

B.1 Les patrons avec une fonction Gamma

Les résultats des différents ajustements de patrons effectués pour différentes valeurs de m_{top} pour les trois analyses sont montrés dans les figures B.1 à B.3. La fonction utilisée est la somme d'une gaussienne et d'une Gamma.

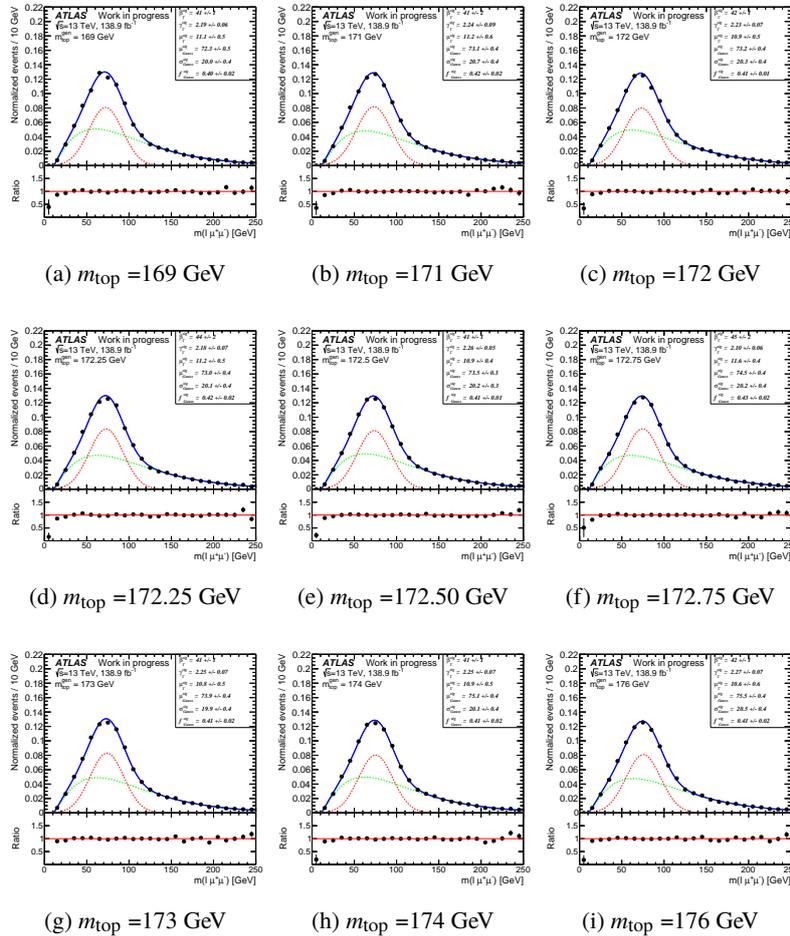


FIGURE B.1 – Ajustements des patrons de signal pour l’analyse J/ψ pour des valeurs croissantes de la masse générée du quark top $m_{\text{top}} = 169 - 176$ GeV. Les fonctions gaussiennes (en rouge) et Gamma (en vert) ainsi que leur somme (en bleu) sont montrées superposées à la distribution des patrons (les points). Les valeurs des paramètres ajustés sont montrées. La partie basse de la figure montre le rapport entre les fonctions ajustées et les patrons.

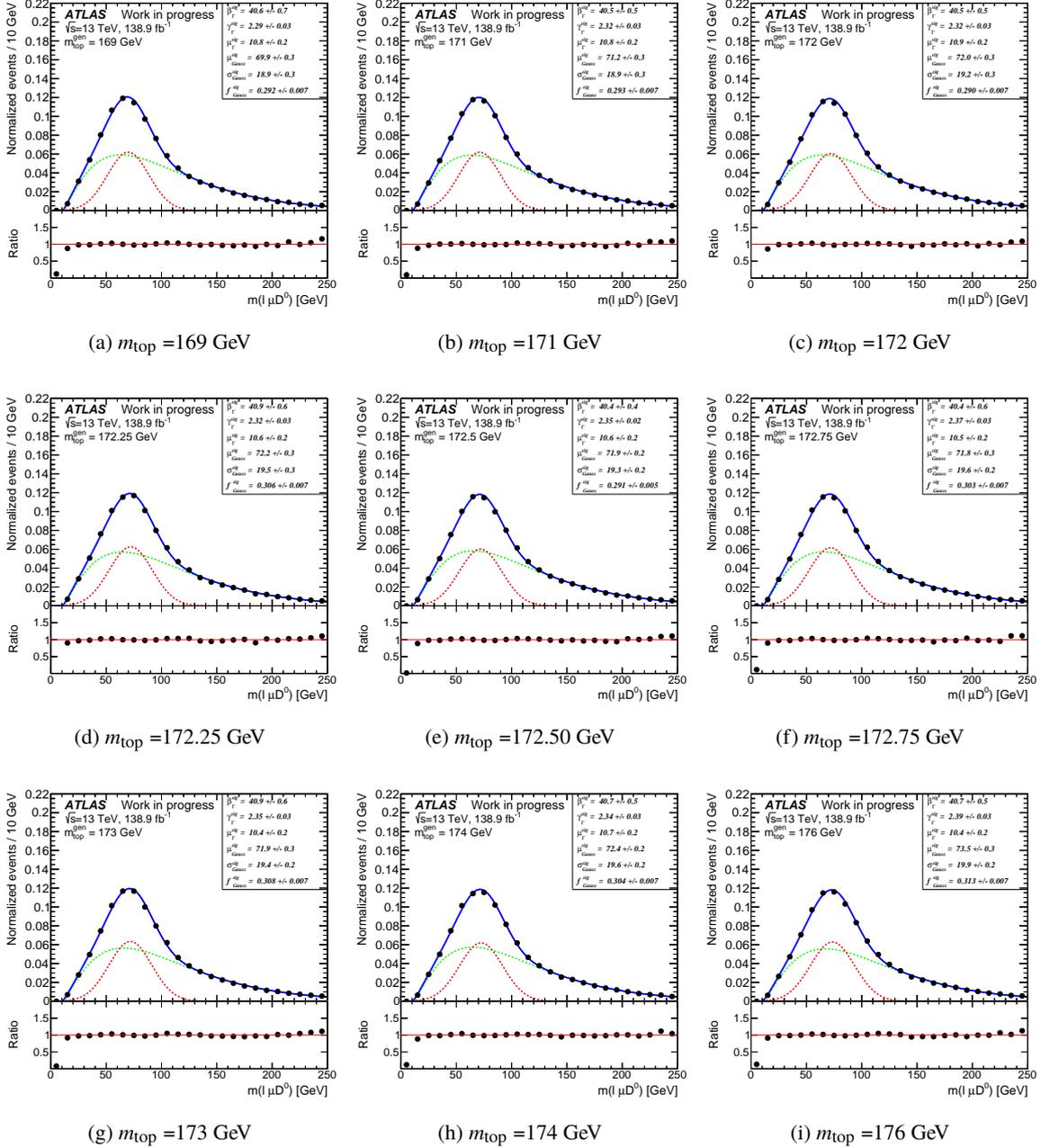


FIGURE B.2 – Ajustements des patrons de signal pour l'analyse D^0 pour des valeurs croissantes de la masse générée du quark top $m_{\text{top}} = 169 - 176$ GeV. Les fonctions gaussiennes (en rouge) et Gamma (en vert) ainsi que leur somme (en bleu) sont montrées superposées à la distribution des patrons (les points). Les valeurs des paramètres ajustés sont montrées. La partie basse de la figure montre le rapport entre les fonctions ajustées et les patrons.

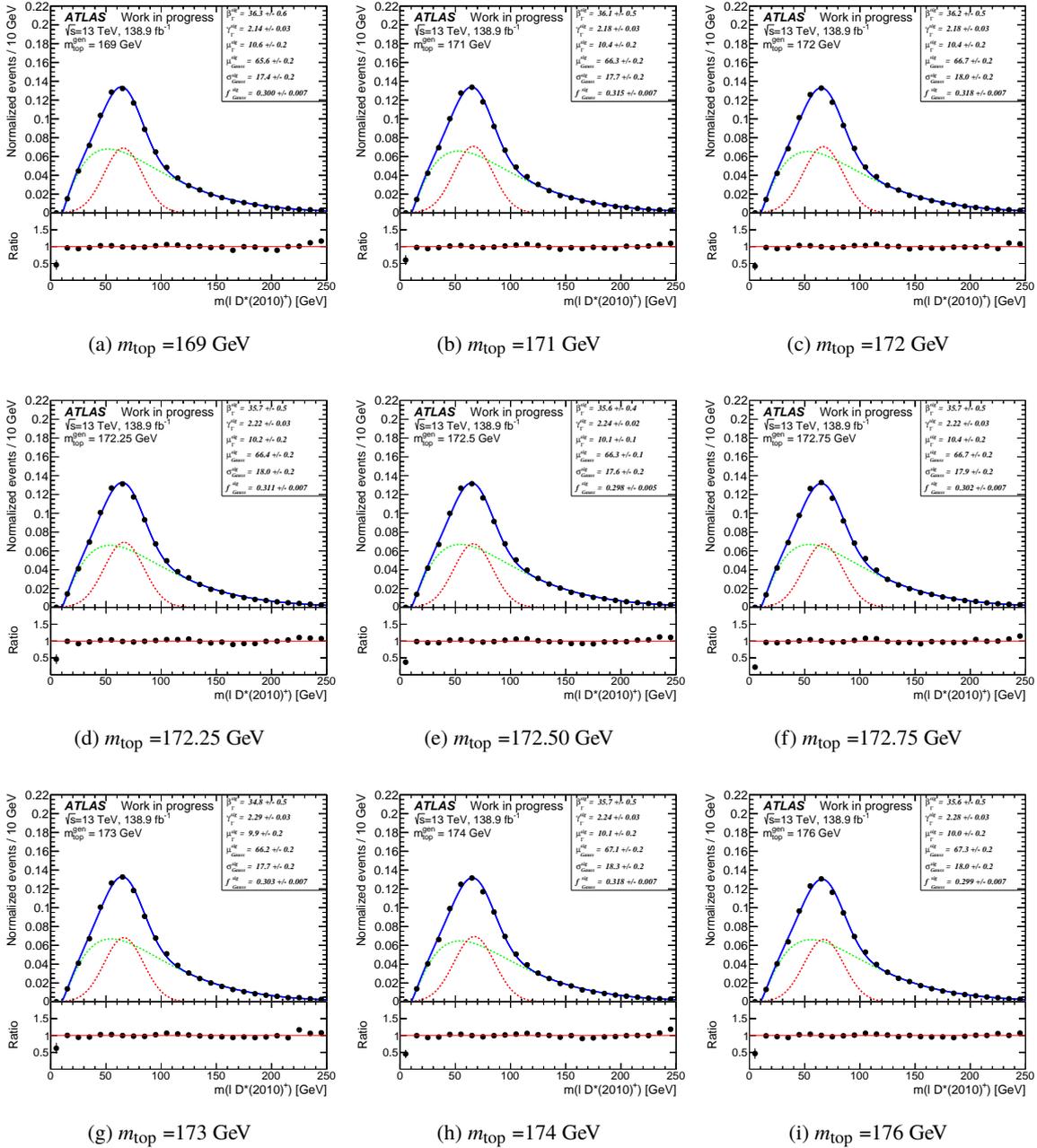


FIGURE B.3 – Ajustements des patrons de signal pour l'analyse $D^*(2010)^+$ pour des valeurs croissantes de la masse générée du quark top $m_{\text{top}} = 169 - 176$ GeV. Les fonctions gaussiennes (en rouge) et Gamma (en vert) ainsi que leur somme (en bleu) sont montrées superposées à la distribution des patrons (les points). Les valeurs des paramètres ajustés sont montrées. La partie basse de la figure montre le rapport entre les fonctions ajustées et les patrons.

Les figures B.4 à B.6 montrent la variation avec m_{top} des paramètres ajustés des patrons de signal pour les trois analyses, la fraction (f_{Gauss}), la valeur moyenne (μ_{Gauss}) et la largeur (σ_{Gauss}) de la fonction gaussienne, la valeur moyenne (μ_{Γ}) et les paramètres β_{Γ} et γ_{Γ} de la fonction Gamma.

Les pentes des fonctions ajustées sur la fraction f_{Gauss} , sont un peu différentes de zéro, mais avec de grandes incertitudes. Au contraire, les valeurs moyennes (μ_{Gauss}) et les largeurs (σ_{Gauss}) de la fonction gaussienne sont presque constantes avec m_{top} .

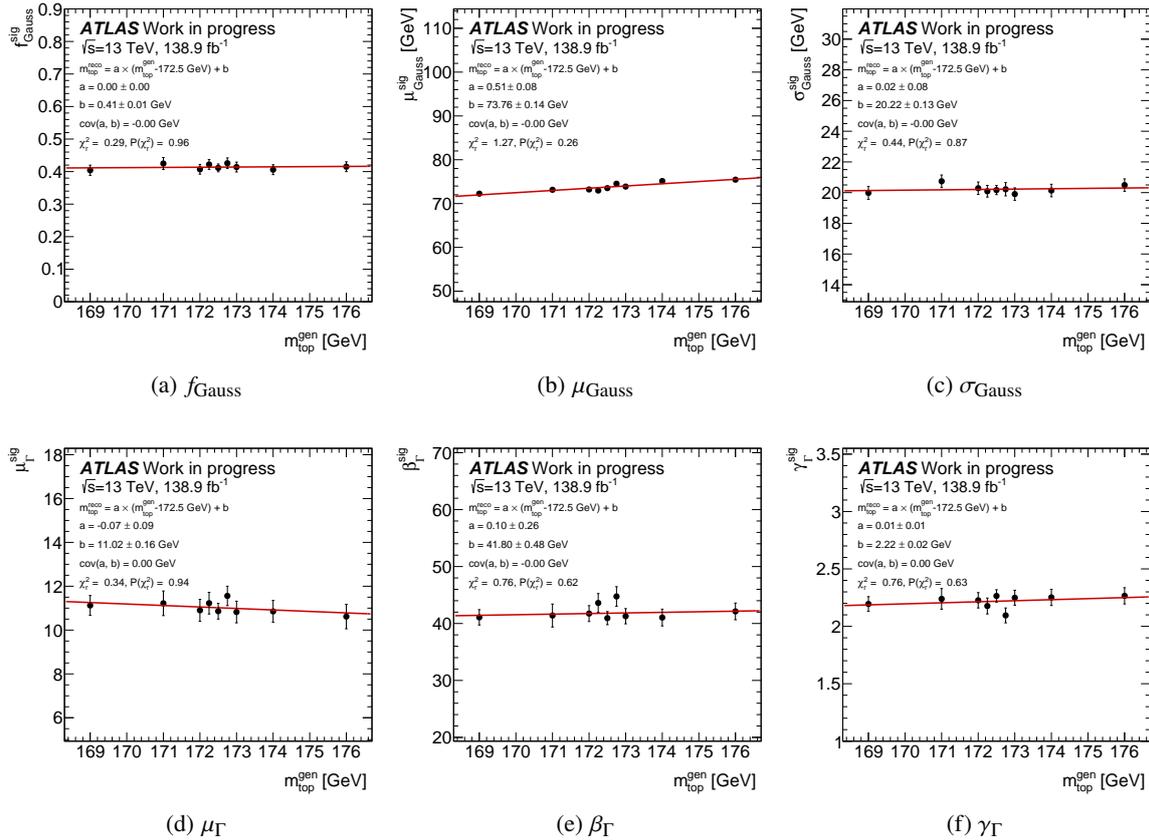


FIGURE B.4 – Variation avec m_{top} des paramètres ajustés sur les patrons construits à partir de la distribution de $m(\ell \mu^+ \mu^-)$ dans l'analyse J/ψ , utilisant la somme d'une fonction gaussienne et d'une fonction Gamma : (a) la fraction f_{Gauss} , (b) la valeur moyenne μ_{Gauss} , (c) la largeur σ_{Gauss} de la fonction gaussienne, (d) la valeur moyenne μ_{Γ} et les paramètres (e) β_{Γ} et (f) γ_{Γ} de la fonction Gamma. Chaque dépendance avec m_{top} est ajustée par une fonction affine donnée dans la figure. La liste des paramètres est indiquée.

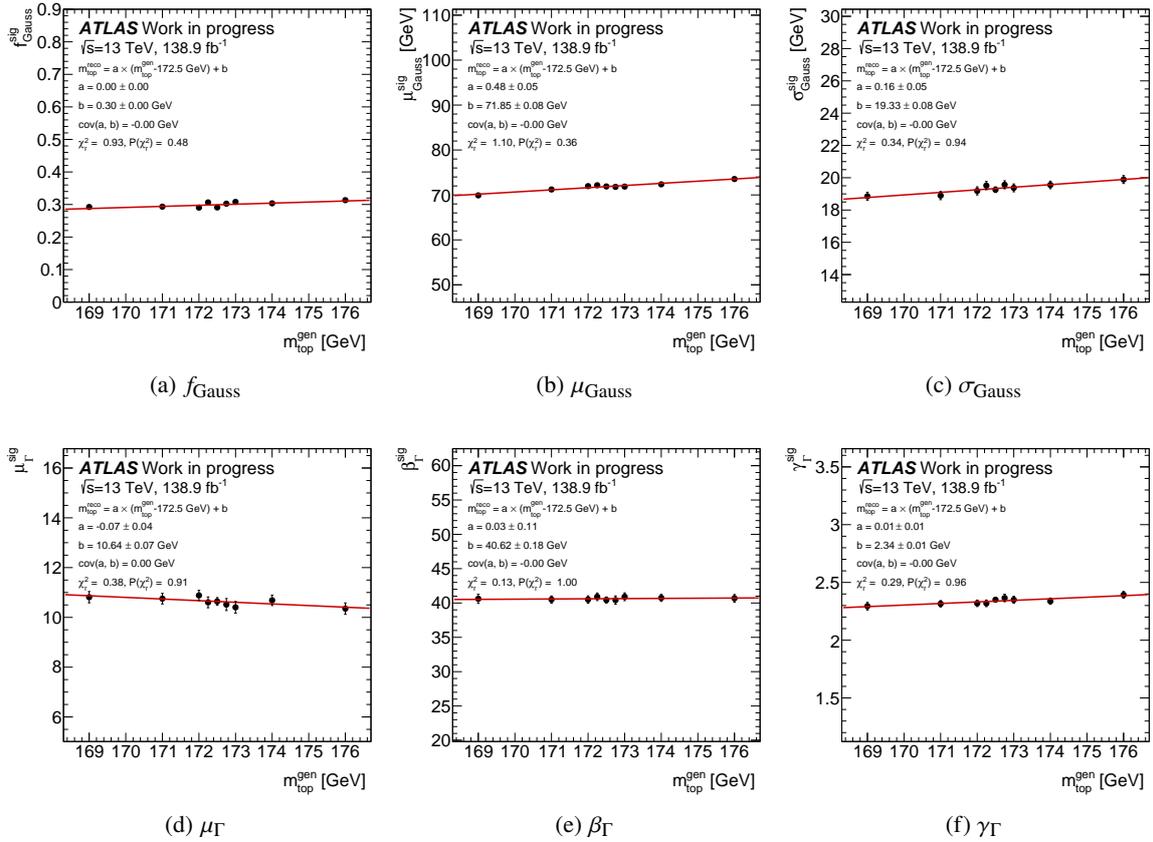


FIGURE B.5 – Variation avec m_{top} des paramètres ajustés sur les patrons construits à partir de la distribution de $m(\ell \mu D^0)$ dans l'analyse D^0 , utilisant la somme d'une fonction gaussienne et d'une fonction Gamma : (a) la fraction f_{Gauss} , (b) la valeur moyenne μ_{Gauss} , (c) la largeur σ_{Gauss} de la fonction gaussienne, (d) la valeur moyenne μ_{Γ} et les paramètres (e) β_{Γ} et (f) γ_{Γ} de la fonction Gamma. Chaque dépendance avec m_{top} est ajustée par une fonction affine donnée dans la figure. La liste des paramètres est indiquée.

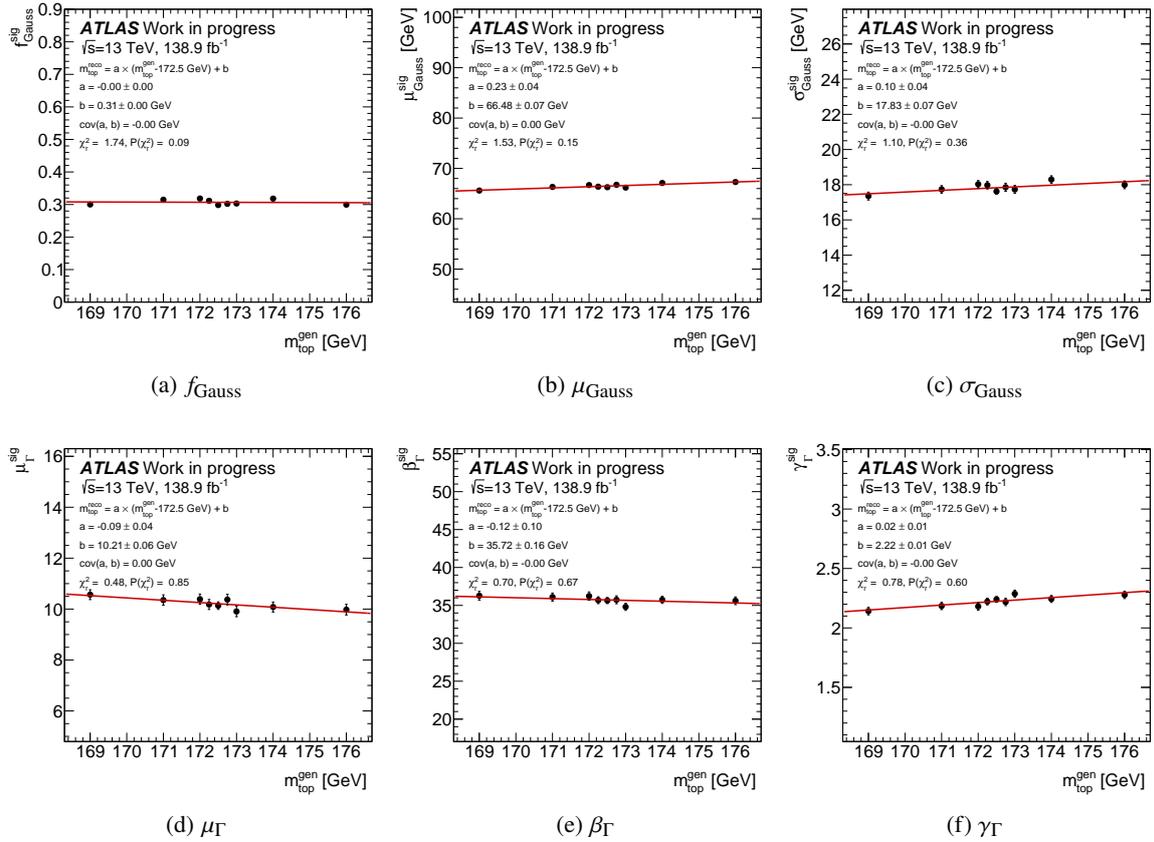


FIGURE B.6 – Variation avec m_{top} des paramètres ajustés sur les patrons construits à partir de la distribution de $m(\ell D^*(2010)^+)$ dans l'analyse $D^*(2010)^+$, utilisant la somme d'une fonction gaussienne et d'une fonction Gamma : la fraction f_{Gauss} (a), la valeur moyenne μ_{Gauss} (b), la largeur σ_{Gauss} de la fonction gaussienne, la valeur moyenne μ_{Γ} , la largeur β_{Γ} et la queue γ_{Γ} de la fonction Gamma. Chaque dépendance avec m_{top} est ajustée par une fonction affine donnée dans la figure. La liste des paramètres est indiquée.

B.2 Les patrons avec une fonction Novosibirsk

Les résultats des différents ajustements de patrons effectués pour une valeur de m_{top} de 172,5 GeV pour les trois analyses sont montrés dans la figure B.7. La fonction utilisée est la somme d'une gaussienne et d'une Novosibirsk. La figure B.8 montre les courbes d'étalonnage, *i.e.* la valeur reconstruite de m_{top}

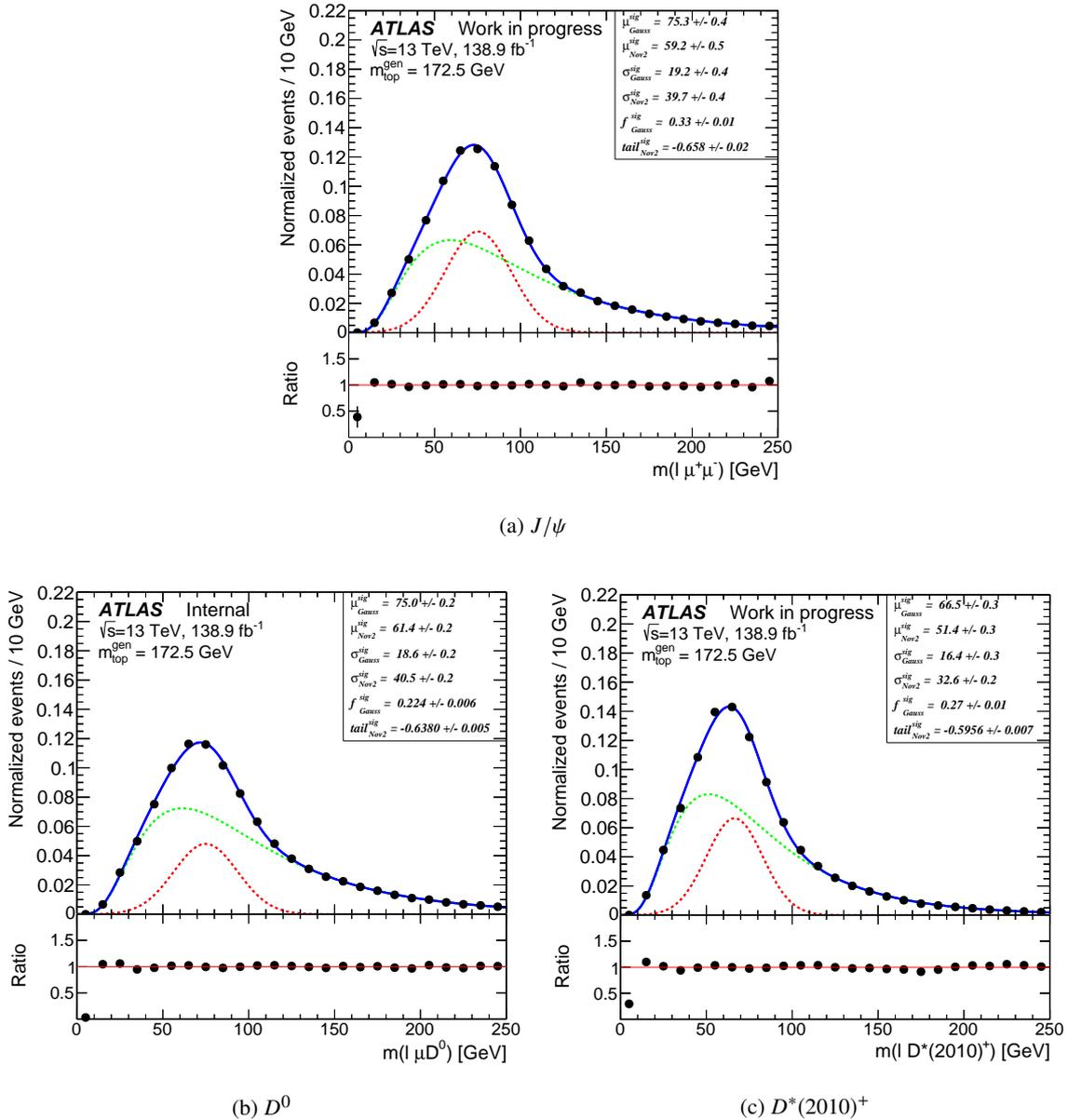


FIGURE B.7 – Ajustements des patrons de signal pour l'analyse J/ψ (a), D^0 (b) et $D^*(2010)^+$ (c) pour une valeur de m_{top} de 172,5 GeV. Les fonctions gaussiennes (en rouge) et Novosibirsk (en vert) ainsi que leur somme (en bleu) sont montrées superposées à la distribution des patrons (les points). Les valeurs des paramètres ajustés sont montrées. La partie basse de la figure montre le rapport entre les fonctions ajustées et les patrons.

en fonction de la valeur d'entrée. Une fonction affine est ajustée et donne les paramètres suivants : $m_{\text{top}} = (175, 95 \pm 0, 22) + (0, 97 \pm 0, 13) \times (m_{\text{top}}^{\text{gen}} - 172, 5)$ dans le cas de l'analyse J/ψ , $m_{\text{top}} = (170, 99 \pm 0, 15) +$

$(1,09 \pm 0,09) \times (m_{\text{top}}^{\text{gen}} - 172,5)$ dans le cas de l'analyse D^0 et $m_{\text{top}} = (171,39 \pm 0,16) + (1,04 \pm 0,09) \times (m_{\text{top}}^{\text{gen}} - 172,5)$ dans le cas de l'analyse $D^*(2010)^+$. Les pentes de ces fonctions sont compatibles avec l'unité.

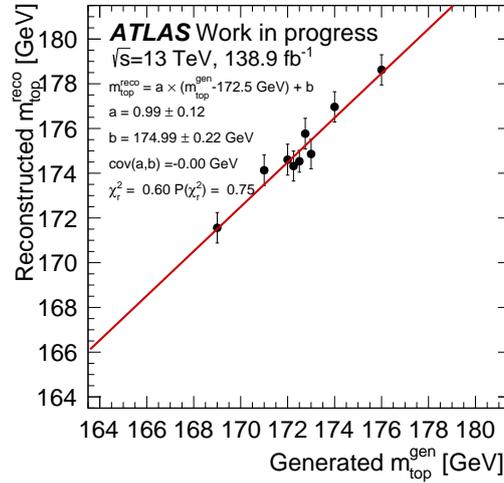
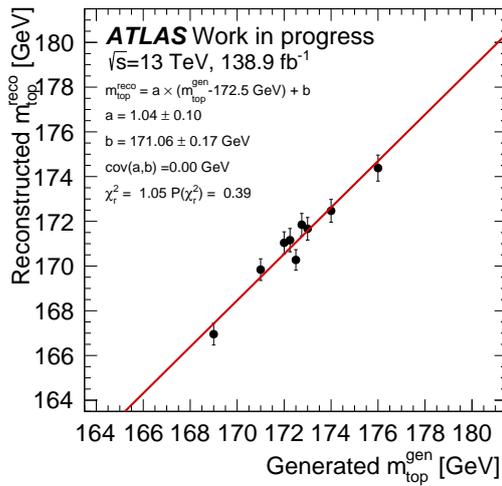
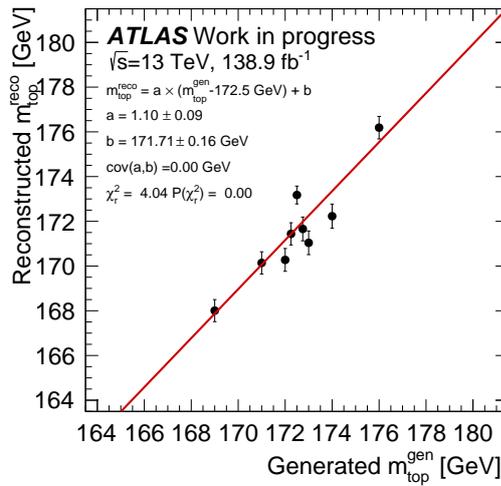
(a) J/ψ (b) D^0 (c) $D^*(2010)^+$

FIGURE B.8 – Courbes d'étalonnage de la méthode des patrons montrant la valeur ajustée de m_{top} en fonction de la valeur générée pour les analyses J/ψ (a), D^0 (b) et $D^*(2010)^+$ (c). Les patrons de signal sont ajustés par la somme d'une fonction gaussienne et d'une fonction Novosibirsk. Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec une incertitude d'origine statistique. Une fonction affine est ajustée sur ces points.

B.3 Utilisation d'échantillons $t\bar{t}$ filtrés avec un $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$

Comme décrit dans la section 4.2.4.1, des échantillons d'événements $t\bar{t}$ filtrés pour avoir un vrai $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ dans l'état final ont été produits pour les différentes valeurs de masse du quark top. Le résultat des différents ajustements sur les patrons construits à différentes valeurs de m_{top} sont montrés sur la figure B.9.

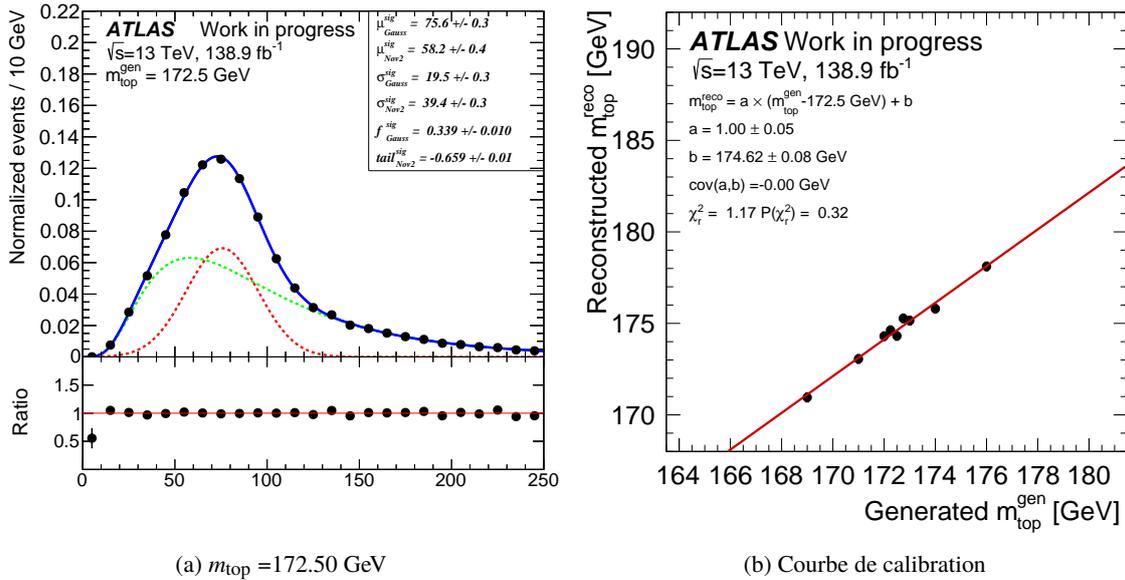


FIGURE B.9 – Ajustement du patron de signal pour l'analyse J/ψ pour une valeur de $m_{\text{top}} = 172,5 \text{ GeV}$ (a) et courbe d'étalonnage de la méthode montrant la valeur ajustée de m_{top} en fonction de la valeur générée, pour un échantillon $t\bar{t}$ filtré pour avoir un vrai $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ dans l'état final. Pour la figure (a) la fonction gaussienne (en rouge) et Novosibirsk (en vert) ainsi que leur somme (en bleu) sont montrées superposées à la distribution des patrons (les points). Les valeurs des paramètres ajustés sont montrées. La partie basse de la figure montre le rapport entre les fonctions ajustées et les patrons. Pour la figure (b) les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec une incertitude d'origine statistique. Une fonction affine est ajustée sur ces points.

La figure montre aussi la courbes d'étalonnage, *i.e.* la valeur reconstruite de m_{top} en fonction de la valeur d'entrée. Une fonction affine est ajustée et donne les paramètres suivants : $m_{\text{top}} = (174,62 \pm 0,08) + (1,00 \pm 0,05) \times (m_{\text{top}}^{\text{gen}} - 172,5)$. Les incertitudes statistiques sont largement réduites par rapport à celles rapportées avec les échantillons non filtrés (cf. section 6.2.3).

La figure B.10 montre la distribution de la masse invariante des candidats $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ après la sélection finale, en utilisant l'échantillon $t\bar{t}$ filtré. La distribution des données est alors mal reproduite par les prévisions issues de la simulation et des différents bruits de fond. Par rapport à la figure 5.7a, c'est la contribution des événements $t\bar{t}$ ayant un J/ψ dans l'état final qui est bien plus grande (+30%) en utilisant l'échantillon filtré que le non filtré. Des études sont en cours pour comprendre l'origine de ce problème.

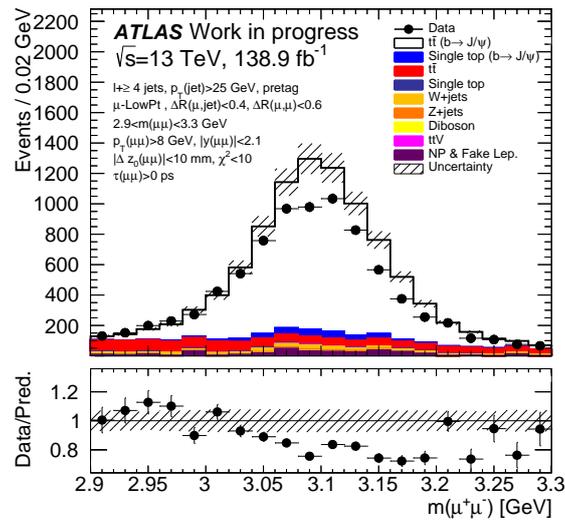
(a) J/ψ

FIGURE B.10 – Distribution de la masse invariante des candidats J/ψ , dans la gamme de masse $[2,9;3,3]$ GeV, en utilisant l'échantillon $t\bar{t}$ filtré. Les données sont comparées aux prédictions des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, quarks top célibataires, $t\bar{t}V$, $W+$ jets, $Z+$ jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt (mentionné comme 'NP & Fake Lep.'). Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec leurs incertitude statistique. Les prédictions sont représentées comme des histogrammes colorés et normalisés à la même luminosité que les données. La surface hachurée représente la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques provenant des incertitudes sur les sections efficaces des échantillons simulés et sur les incertitudes liées au détecteur pour les événements $t\bar{t}$ et quarks top célibataires, comme décrit dans la section 4.5. L'intervalle le plus à droite comprend toutes les entrées pour les valeurs situées au-delà de la limite de l'histogramme. La partie en bas des figures montre le rapport entre les données et les prédictions.

C Effet des incertitudes systématiques sur $m(\ell \text{ meson})$

L'effet de différentes incertitudes systématiques sur les distributions de $m(\ell \text{ meson})$ est présenté dans cette annexe.

Les figures C.1 à C.6 montrent les distributions de la masse invariante $m(\ell \text{ meson})$ dans les trois analyses avec différents échantillons $t\bar{t}$ correspondant à différentes incertitudes de modélisation du $t\bar{t}$. Les données sont comparées aux prédictions provenant des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, de quarks top célibataires, et tous les bruits de fond confondus ($t\bar{t}V$, W + jets, Z + jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt).

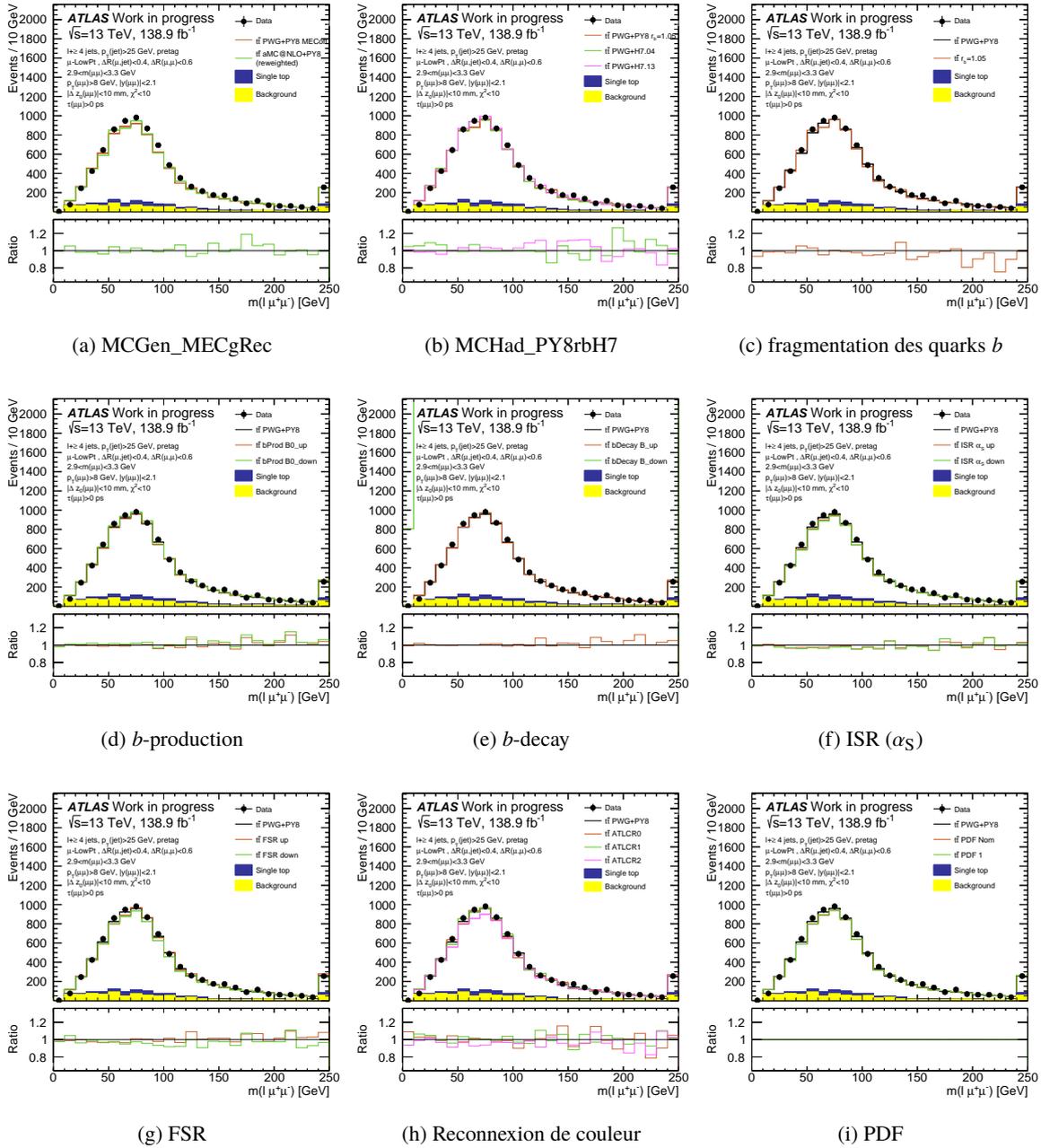


FIGURE C.1 – Distributions de la masse invariante $m(\ell \mu^+ \mu^-)$ de l'analyse $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ pour les variations systématiques du générateur NLO (a), de l'hadronisation (b), de la fragmentation des quarks b (c) des fractions de production des hadrons b, c (d), des rapports d'embranchement des désintégrations des hadrons b, c (e), ISR α_S (f), FSR (g), reconnexion de couleur (h) et choix des PDFs (i). Les données sont comparées aux prédictions provenant des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, de quarks top célibataires, et tous les bruits de fond confondus ($t\bar{t}V$, W + jets, Z + jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt). Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec leurs incertitude statistique. Les prédictions sont représentées comme des histogrammes colorés et normalisés à la même luminosité que les données. La surface hachurée représente la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques provenant des incertitudes sur les sections efficaces des échantillons simulés. L'intervalle le plus à droite comprend toutes les entrées pour les valeurs situées au-delà de la limite de l'histogramme. La partie en bas des figures montre le rapport entre les prédictions nominales et celles utilisant le modèle alternatif.

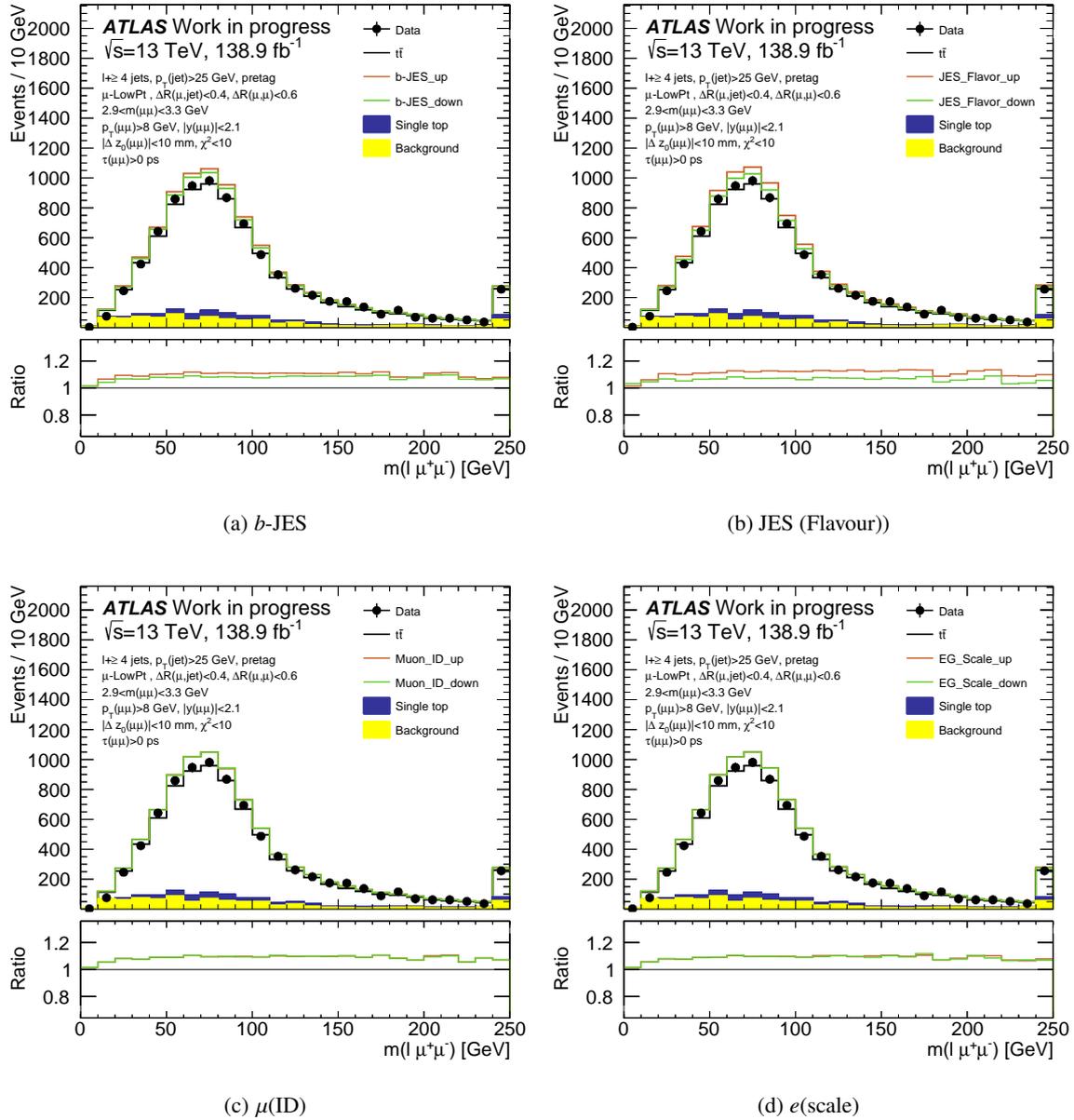


FIGURE C.2 – Distributions de la masse invariante $m(\ell \mu^+ \mu^-)$ de l’analyse $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ pour les variations systématiques sur l’échelle d’énergie des jets de b b -JES (a), la composante JES de composition en saveur (b), la résolution du détecteur interne pour les muons (c) et l’échelle d’énergie des électrons (d). Les données sont comparées aux prédictions provenant des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, de quarks top célibataires, et tous les bruits de fond confondus ($t\bar{t}V$, W + jets, Z + jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt). Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec leurs incertitude statistique. Les prédictions sont représentées comme des histogrammes colorés et normalisés à la même luminosité que les données. La surface hachurée représente la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques provenant des incertitudes sur les sections efficaces des échantillons simulés. L’intervalle le plus à droite comprend toutes les entrées pour les valeurs situées au-delà de la limite de l’histogramme. La partie en bas des figures montre le rapport entre les prédictions nominales et celles utilisant le modèle alternatif.

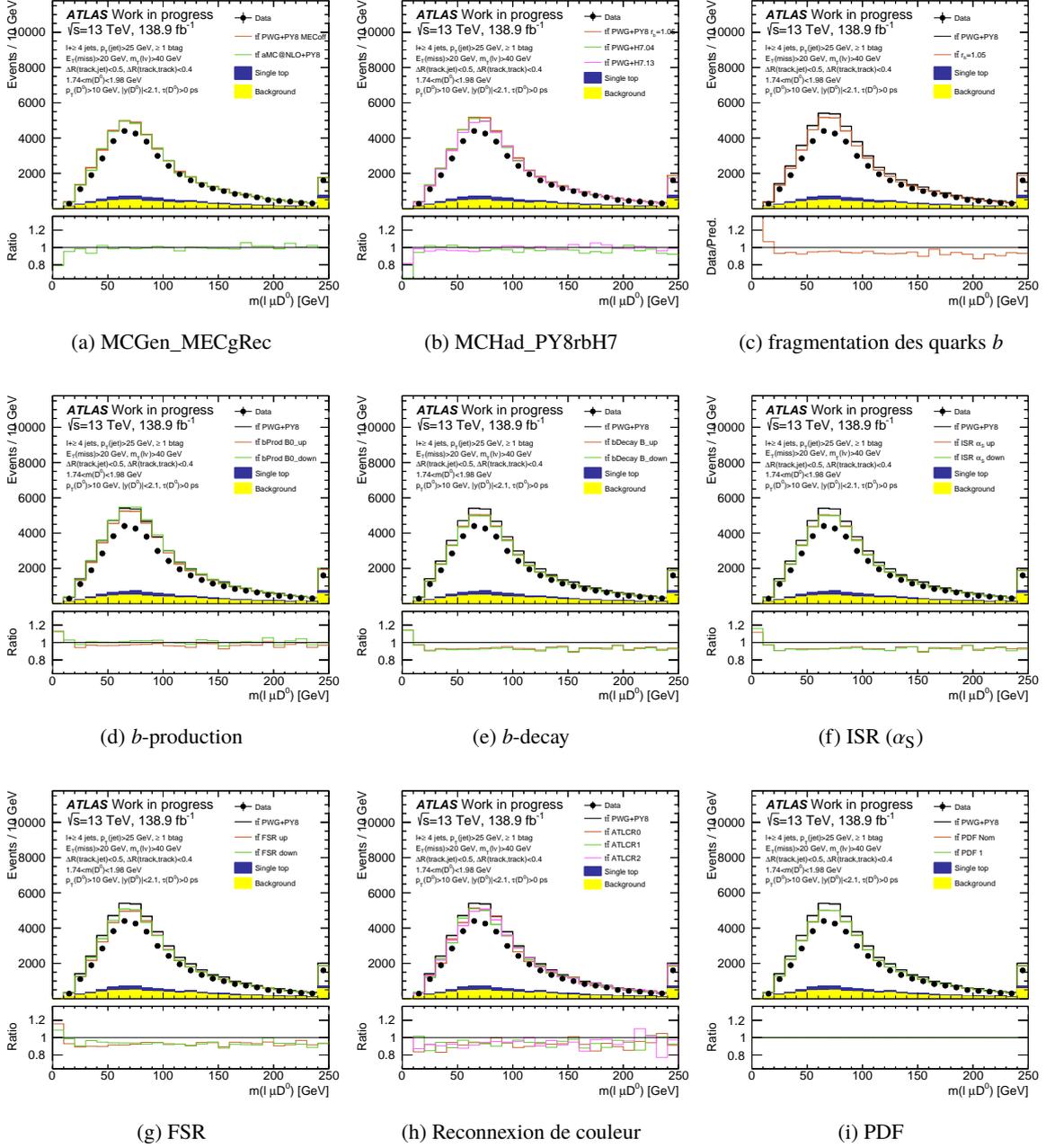


FIGURE C.3 – Distributions de la masse invariante $m(\ell \mu D^0)$ de l'analyse D^0 pour les variations systématiques du générateur NLO (a), de l'hadronisation (b), de la fragmentation des quarks b (c) des fractions de production des hadrons b, c (d), des rapports d'embranchement des désintégrations des hadrons b, c (e), ISR α_S (f), FSR (g), reconnexion de couleur (h) et choix des PDFs (i). Les données sont comparées aux prédictions provenant des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, de quarks top célibataires, et tous les bruits de fond confondus ($t\bar{t}V$, W + jets, Z + jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt). Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec leurs incertitude statistique. Les prédictions sont représentées comme des histogrammes colorés et normalisés à la même luminosité que les données. La surface hachurée représente la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques provenant des incertitudes sur les sections efficaces des échantillons simulés. L'intervalle le plus à droite comprend toutes les entrées pour les valeurs situées au-delà de la limite de l'histogramme. La partie en bas des figures montre le rapport entre les prédictions nominales et celles utilisant le modèle alternatif.

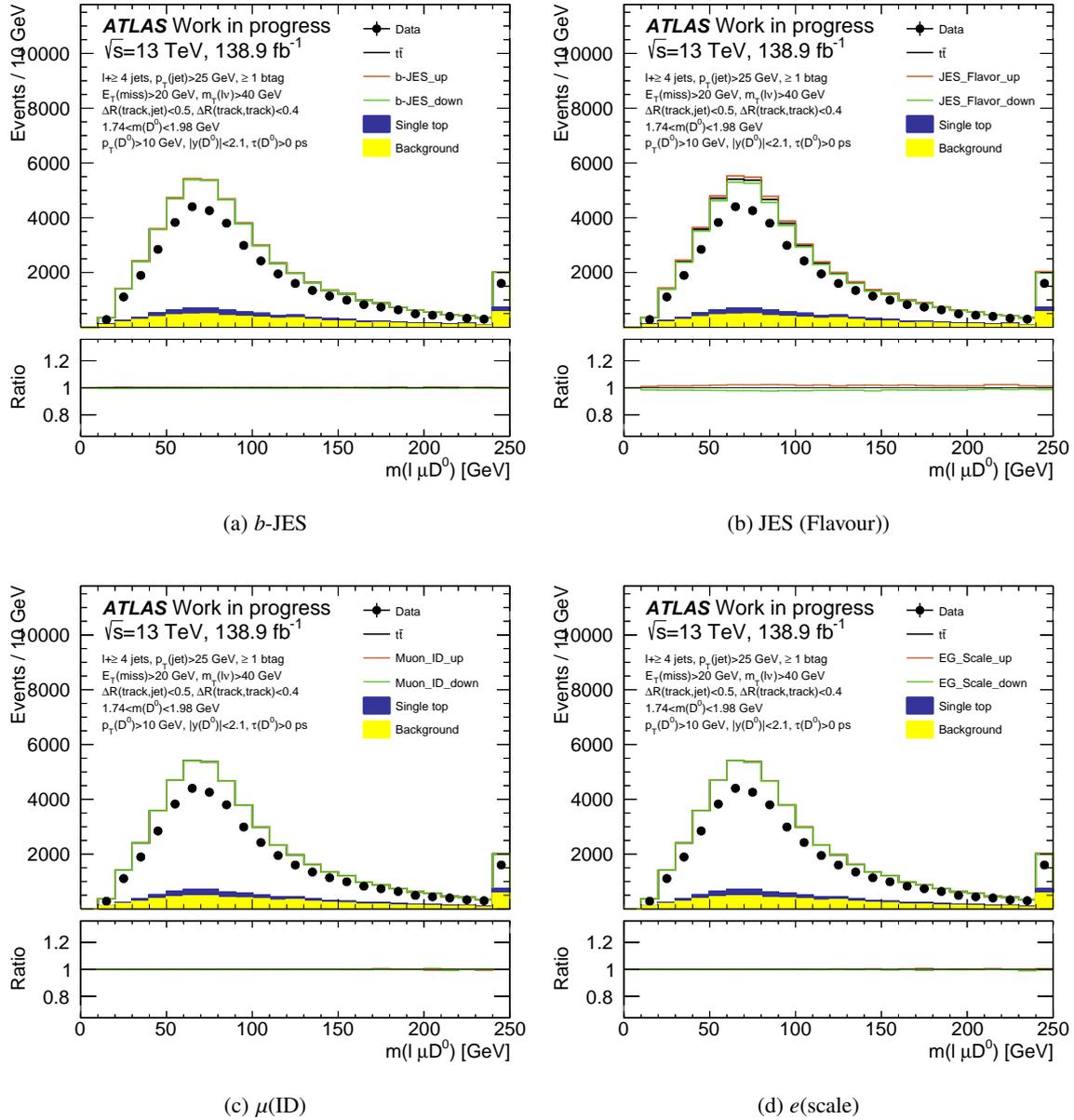


FIGURE C.4 – Distributions de la masse invariante $m(\ell \mu D^0)$ de l’analyse D^0 pour les variations systématiques sur l’échelle d’énergie des jets de b b -JES (a), la composante JES de composition en saveur (b), la résolution du détecteur interne pour les muons (c) et l’échelle d’énergie des électrons (d). Les données sont comparées aux prédictions provenant des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, de quarks top célibataires, et tous les bruits de fond confondus ($t\bar{t}V$, W + jets, Z + jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt). Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec leurs incertitude statistique. Les prédictions sont représentées comme des histogrammes colorés et normalisés à la même luminosité que les données. La surface hachurée représente la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques provenant des incertitudes sur les sections efficaces des échantillons simulés. L’intervalle le plus à droite comprend toutes les entrées pour les valeurs situées au-delà de la limite de l’histogramme. La partie en bas des figures montre le rapport entre les prédictions nominales et celles utilisant le modèle alternatif.

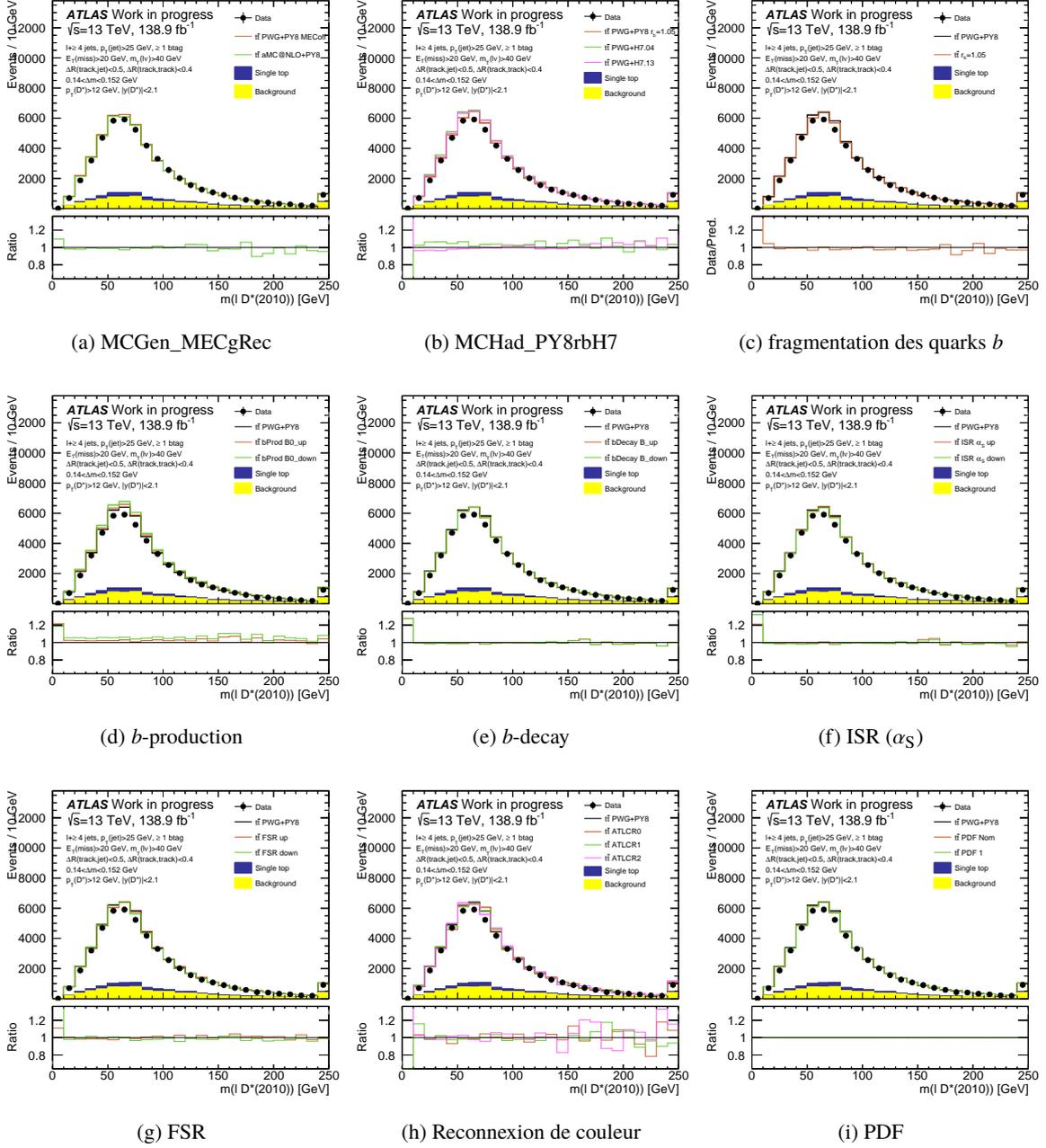


FIGURE C.5 – Distributions de la masse invariante $m(\ell D^*(2010)^+)$ de l'analyse $D^*(2010)^+$ pour les variations systématiques du générateur NLO (a), de l'hadronisation (b), de la fragmentation des quarks b (c) des fractions de production des hadrons b, c (d), des rapports d'embranchement des désintégrations des hadrons b, c (e), ISR α_S (f), FSR (g), reconnexion de couleur (h) et choix des PDFs (i). Les données sont comparées aux prédictions provenant des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, de quarks top célibataires, et tous les bruits de fond confondus ($t\bar{t}V$, W + jets, Z + jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt). Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec leurs incertitude statistique. Les prédictions sont représentées comme des histogrammes colorés et normalisés à la même luminosité que les données. La surface hachurée représente la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques provenant des incertitudes sur les sections efficaces des échantillons simulés. L'intervalle le plus à droite comprend toutes les entrées pour les valeurs situées au-delà de la limite de l'histogramme. La partie en bas des figures montre le rapport entre les prédictions nominales et celles utilisant le modèle alternatif.

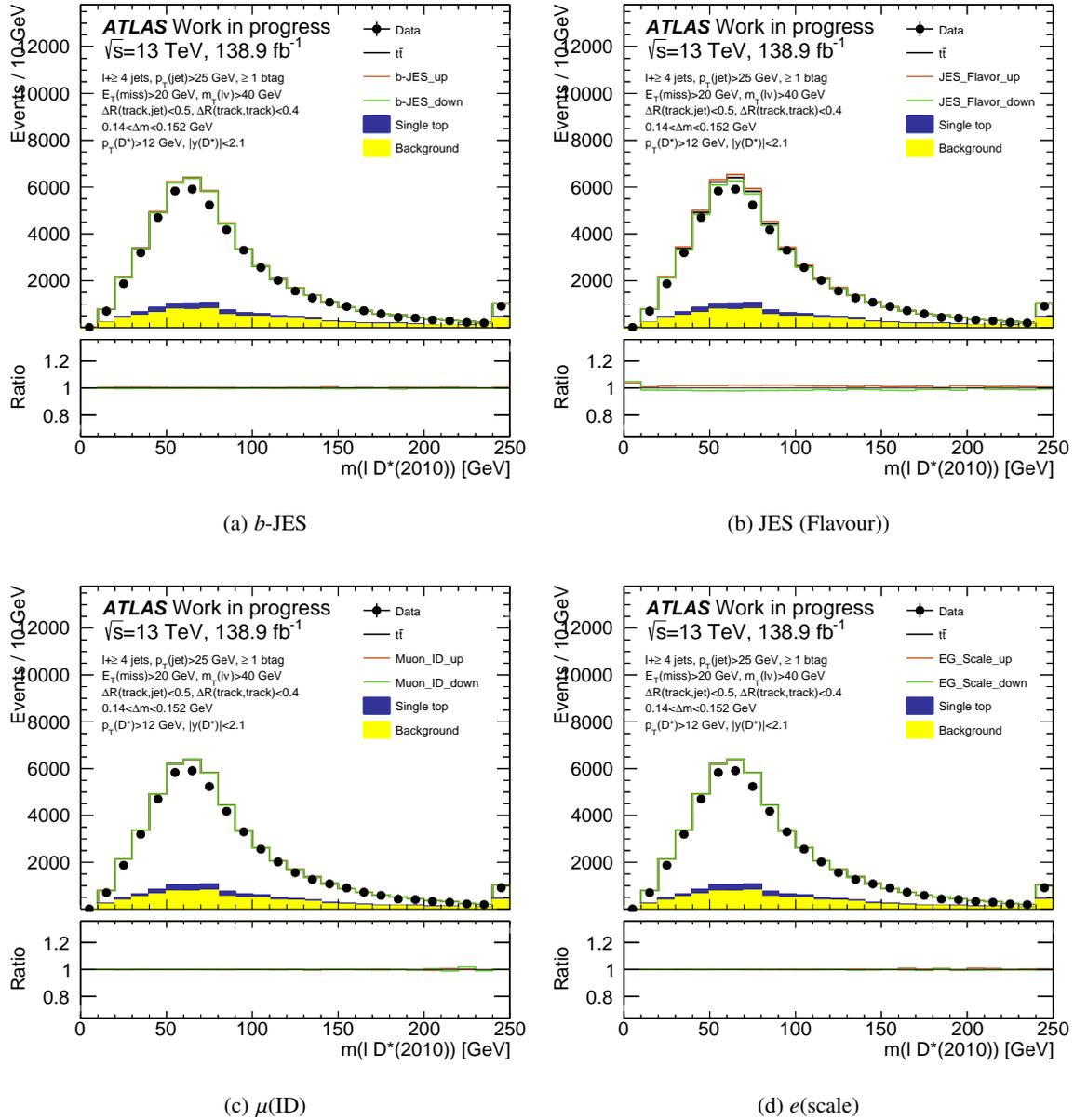


FIGURE C.6 – Distributions de la masse invariante $m(\ell D^*(2010)^+)$ de l’analyse $D^*(2010)^+$ pour les variations systématiques sur l’échelle d’énergie des jets de b b -JES (a), la composante JES de composition en saveur (b), la résolution du détecteur interne pour les muons (c) et l’échelle d’énergie des électrons (d). Les données sont comparées aux prédictions provenant des simulations, séparées entre les contributions provenant de $t\bar{t}$, de quarks top célibataires, et tous les bruits de fond confondus ($t\bar{t}V$, W + jets, Z + jets et dibosons, et les événements contenant un faux lepton ou un lepton non-prompt). Les données sont représentées comme des cercles pleins (noirs) avec leurs incertitude statistique. Les prédictions sont représentées comme des histogrammes colorés et normalisés à la même luminosité que les données. La surface hachurée représente la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques provenant des incertitudes sur les sections efficaces des échantillons simulés. L’intervalle le plus à droite comprend toutes les entrées pour les valeurs situées au-delà de la limite de l’histogramme. La partie en bas des figures montre le rapport entre les prédictions nominales et celles utilisant le modèle alternatif.

D Incertitudes sur la mesure de m_{top}

D.1 Modélisation du signal

Générateur NLO :

La table D.1 détaille l'impact du choix du générateur de signal $t\bar{t}$ et de la séparation de l'espace des phases entre le générateur à élément de matrice et le générateur de gerbes partoniques. Il est déterminé en comparant les différences de mesures de m_{top} effectuées avec des échantillons de paires $t\bar{t}$ produits en utilisant différentes versions de générateurs, des détails précis de la séparation de cet espace de phase, et différents réglages comme détaillé dans la section 4.5.1.2 :

- MCGen_MEC : comparaison des générateurs POWHEG et MG5_AMC, interfacés avec PYTHIA 8, utilisant une implémentation où les corrections de l'élément de matrice (MEC) sont enlevées pour les radiations dans les états initiaux et finals et les réglages de recul global (grec) sont utilisés (ou non) pour les émissions de radiation dans l'état final.
- MCGen_PoaMCNLOPY8 : comparaison des générateurs POWHEG et MG5_AMC, interfacés avec PYTHIA 8, en utilisant l'implémentation par défaut de POWHEG +PYTHIA 8, incluant les MEC.
- MCGen_PoaMCNLOH713 : comparaison des générateurs POWHEG et MG5_AMC, interfacés avec HERWIG7 (v7.1.3).

TABLE D.1 – Estimations de l'incertitude sur m_{top} provenant du choix du générateur d'élément de matrice NLO.

Source d'incertitude	$\sigma(m_{\text{top}})$ [GeV]		
	$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	D^0	$D^*(2010)^+$
Générateur NLO	$0,90 \pm 1,03$	$0,66 \pm 0,78$	$1,01 \pm 0,92$
MCGen_MEC	$0,90 \pm 1,03$	$0,66 \pm 0,78$	$1,01 \pm 0,92$
MCGen_PoaMCNLOPY8	$2,58 \pm 1,01$	$2,17 \pm 0,77$	$2,51 \pm 0,91$
MCGen_PoaMCNLOH713	$2,94 \pm 1,38$	$0,43 \pm 0,85$	$0,74 \pm 1,03$

La comparaison MCGen_MEC correspond à un même schéma d'association entre les générateurs (POWHEG et MG5_AMC) et le programme de douches partoniques PYTHIA 8 et est donc utilisée pour représenter cette incertitude systématique. Cela mène à $0,90 \pm 1,03$ GeV pour le J/ψ , $0,66 \pm 0,78$ GeV

pour le D^0 et $1,01 \pm 0,92$ GeV pour le $D^*(2010)^+$. Les autres estimations utilisent des schémas d'association différents et incluent donc d'autres effets liés aux radiations déjà pris en compte dans d'autres incertitudes. Elles mènent effectivement à de grandes incertitudes.

Douches partoniques et hadronisation :

La table D.2 détaille l'impact du choix du modèle de douches partoniques et d'hadronisation sur la mesure de m_{top} . Différentes implémentations sont utilisées, comme détaillé dans la section 4.5.1.3 :

- MCHad_PYrbH713 : comparaison des programmes de douches partoniques PYTHIA 8 ou HERWIG7 (v7.1.3) interfacés au générateur POWHEG. L'implémentation de POWHEG +PYTHIA 8 utilise un paramètre de fragmentation du quark b , $r_b = 1,05$, différent de l'implémentation nominale.
- MCHad_PYH713 : comparaison des programmes de douches partoniques PYTHIA 8 ou HERWIG7 (v7.1.3) interfacés au générateur POWHEG.
- MCHad_PYH704 : comparaison des programmes de douches partoniques PYTHIA 8 ou HERWIG7 (v7.0.4) interfacés au générateur POWHEG.

TABLE D.2 – Estimations de l'incertitude sur m_{top} provenant de la modélisation de l'hadronisation et des douches partoniques.

Source d'incertitude	$\sigma(m_{\text{top}})$ [GeV]		
	$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	D^0	$D^*(2010)^+$
Douches partoniques et hadronisation	$0,25 \pm 1,10$	$0,40 \pm 0,73$	$0,63 \pm 0,89$
MCHad_PYrbH713	$0,25 \pm 1,10$	$0,40 \pm 0,73$	$0,63 \pm 0,89$
MCHad_PYH713	$2,77 \pm 0,92$	$0,21 \pm 0,63$	$0,04 \pm 0,78$
MCHad_PYH704	$3,93 \pm 0,80$	$2,11 \pm 0,55$	$1,64 \pm 0,69$

L'utilisation de la version HERWIG7 (v7.1.3), plutôt que la version 7.0.4, améliore les résultats ; ce qui est attendu puisque cette version inclut plusieurs améliorations dans la description des gerbes pour la fragmentation des quarks lourds, avec aussi un nouveau réglage aux données e^+e^- . L'utilisation de PYTHIA 8 avec un paramètre de fragmentation du quark b valant $r_b = 1,05$ permet ainsi une meilleure comparaison avec HERWIG7 (v7.1.3). La comparaison MCHad_PYrbH713 est donc utilisée et mène à $0,25 \pm 1,10$ GeV pour le J/ψ , $0,40 \pm 0,73$ GeV pour le D^0 et $0,63 \pm 0,89$ GeV pour le $D^*(2010)^+$.

Fragmentation des quarks b r_b :

La table D.3 montre l'estimation de l'incertitude provenant de la valeur du paramètre r_b décrivant la fragmentation du quark b sur m_{top} . Cela mène à $2,52 \pm 1,00$ GeV pour le J/ψ , $0,61 \pm 0,67$ GeV pour le D^0 et $0,60 \pm 0,82$ GeV pour le $D^*(2010)^+$.

TABLE D.3 – Estimation de l'incertitude sur m_{top} provenant de la valeur du paramètre r_b décrivant la fragmentation du quark b .

Source d'incertitude	$\sigma(m_{\text{top}})$ [GeV]		
Analyse	$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	D^0	$D^*(2010)^+$
fragmentation du quark b r_b	$2,52 \pm 1,00$	$0,61 \pm 0,67$	$0,60 \pm 0,82$

Fraction de production des hadrons b :

La table D.4 donne les contributions de différentes sources à l'incertitude sur m_{top} provenant des incertitudes sur la fraction de production des hadrons b, c . Celles-ci proviennent des hadrons B^0, B^+, B_s^0 et des autres B -baryons. Cela mène à $0,06 \pm 0,01$ GeV pour le J/ψ , $0,04$ GeV pour le D^0 et $0,07$ GeV pour le $D^*(2010)^+$. Ces valeurs sont dominées en particulier par les incertitudes sur les fractions de hadrons B_d^0 et B^+ .

TABLE D.4 – Les contributions de différentes sources à l'incertitude sur m_{top} provenant des incertitudes sur la fraction de production des hadrons b, c . Les valeurs notées comme 0,000 sont plus petites que 0,0005.

Source d'incertitude	$\sigma(m_{\text{top}})$ [GeV]		
Analyses	$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	D^0	$D^*(2010)^+$
Fraction de production des hadrons b, c	$0,06 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,00$	$0,07 \pm 0,00$
B_d^0	$0,036 \pm 0,005$	$0,022 \pm 0,002$	$0,040 \pm 0,004$
B^+	$0,036 \pm 0,005$	$0,022 \pm 0,002$	$0,040 \pm 0,004$
B_s^0	$0,000 \pm 0,001$	$0,009 \pm 0,000$	$0,005 \pm 0,000$
B -baryon	$0,027 \pm 0,008$	$0,018 \pm 0,004$	$0,037 \pm 0,006$

Rapport d'embranchement des désintégrations des hadrons b :

La table D.5 donne les contributions de différentes sources à l'incertitude sur m_{top} provenant des incertitudes sur les rapports d'embranchement de désintégrations des hadrons b, c . Cela mène à $0,26 \pm 0,06$ GeV pour le J/ψ , $0,15$ GeV pour le D^0 et $0,17 \pm 0,02$ GeV pour le $D^*(2010)^+$.

TABLE D.5 – Les contributions de différentes sources à l'incertitude sur m_{top} provenant des incertitudes sur les rapports d'embranchement de désintégrations des hadrons b . Les valeurs notées comme 0,000 sont plus petites que 0,0005.

		$\sigma(m_{\text{top}})$ [GeV]			
$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$		D^0		$D^*(2010)^+$	
$B \rightarrow J/\psi$	0,26 ± 0,06	$B \rightarrow D^0$	0,15 ± 0,00	$B \rightarrow D^*(2010)^+$	0,17 ± 0,02
$B \rightarrow J/\psi$ (direct)	0,254 ± 0,063	$B \rightarrow D^0$ (direct)	0,080 ± 0,000	$B \rightarrow D^*(2010)^+$	0,168 ± 0,015
$B \rightarrow \psi(2S)$	0,036 ± 0,005	$D^*(2007)^0 \rightarrow D^0$	0,109 ± 0,002	-	-
$B \rightarrow \chi_{c1}(1P)$	0,028 ± 0,017	$B \rightarrow D^*(2010)^+ \rightarrow D^0$	0,077 ± 0,000	-	-

Modélisation des radiations :

La table D.6 donne les contributions des différentes sources d'incertitudes sur m_{top} provenant de la modélisation des radiations, h_{damp} , α_S^{ISR} , μ_R , μ_F et α_S^{FSR} , comme détaillé dans la section 4.5.1.5. Pour le choix de h_{damp} cela mène à $0,22 \pm 0,78$ GeV pour le J/ψ , $0,08 \pm 0,56$ GeV pour le D^0 et $0,12 \pm 0,69$ GeV pour le $D^*(2010)^+$. Pour les ISR cela mène à $0,14$ GeV pour le J/ψ , $0,09$ GeV pour le D^0 et $0,14$ GeV pour le $D^*(2010)^+$. Pour les FSR cela mène à $1,38 \pm 0,04$ GeV pour le J/ψ , $1,10 \pm 0,03$ GeV pour le D^0 et $1,28 \pm 0,01$ GeV pour le $D^*(2010)^+$.

TABLE D.6 – Les contributions des différentes sources d'incertitudes sur m_{top} provenant de la modélisation des radiations, h_{damp} , α_S^{ISR} , μ_R , μ_F et α_S^{FSR} . Les valeurs notées comme 0,000 sont plus petites que 0,0005.

Sources d'incertitude	$\sigma(m_{\text{top}})$ [GeV]		
	$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	D^0	$D^*(2010)^+$
Analyse			
h_{damp}	0,22 ± 0,78	0,08 ± 0,56	0,12 ± 0,69
ISR	0,14 ± 0,00	0,09 ± 0,00	0,14 ± 0,00
α_S^{ISR}	0,073 ± 0,001	0,066 ± 0,000	0,089 ± 0,001
μ_R	0,099 ± 0,001	0,053 ± 0,001	0,088 ± 0,001
μ_F	0,062 ± 0,001	0,014 ± 0,002	0,055 ± 0,005
FSR	1,38 ± 0,04	1,10 ± 0,03	1,28 ± 0,01

Effets de reconnexion de couleur :

La table D.7 donne les différentes estimations de l'impact des effets de reconnexion de couleur sur m_{top} . Comme détaillé dans la section 4.5.1.6, l'impact des effets de reconnexion de couleur (CR) et d'interactions entre de multiples partons (MPI) est déterminé en comparant les mesures de m_{top} obtenues à partir d'échantillons avec différents modèles et réglages. Le premier, noté CR_0, utilise un modèle de reconnexion de couleur basé les interactions MPI. Le second, noté CR_1, utilise un modèle QCD avec seulement des reconnexions qui diminuent la taille des cordes. Le troisième, noté CR_2, utilise un modèle dit de mouvement de gluons. Le choix adopté, basé sur le modèle CR_1, amène à une incertitude de $0,69 \pm 1,18$ GeV pour le J/ψ , $0,19 \pm 1,30$ GeV pour le D^0 et $0,33 \pm 1,49$ GeV pour le $D^*(2010)^+$. Ces échantillons ont été produits avec une statistique relativement limitée, correspondant à peu près à la même statistique que dans les données, alors que l'échantillon $t\bar{t}$ nominal est presque huit fois plus grand. Ceci explique la composante statistique très importante.

TABLE D.7 – Estimations de l'incertitude provenant de la modélisation des effets de reconnexion de couleur sur m_{top} en utilisant différentes implémentations.

Source d'incertitude	$\sigma(m_{\text{top}})$ [GeV]		
	$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	D^0	$D^*(2010)^+$
Reconnexion de couleur	$0,69 \pm 1,18$	$0,19 \pm 1,30$	$0,33 \pm 1,49$
CR_0	$1,870 \pm 1,183$	$1,085 \pm 1,248$	$0,942 \pm 1,480$
CR_1	$0,693 \pm 1,177$	$0,187 \pm 1,295$	$0,332 \pm 1,486$
CR_2	$0,585 \pm 1,210$	$1,650 \pm 1,337$	$0,132 \pm 1,546$

Choix de la fonction de densité partonique :

La table D.8 détaille l'impact du choix des fonctions de densité partonique évalué en effectuant une repondération des événements pour 30 versions des PDFs. La somme quadratique est alors effectuée et donne une valeur de 0,13 GeV pour le J/ψ , 0,06 GeV pour le D^0 et 0,07 GeV pour le $D^*(2010)^+$.

TABLE D.8 – Les contributions de différentes sources à l'incertitude sur m_{top} provenant du choix des PDFs. Les valeurs notées comme 0,000 sont plus petites que 0,0005.

Source d'incertitude	$\sigma(m_{\text{top}})$ [GeV]		
	$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	D^0	$D^*(2010)^+$
PDF	0,13 ± 0,00	0,06 ± 0,00	0,07 ± 0,00
PDF_1	0,005 ± 0,001	0,013 ± 0,001	0,007 ± 0,003
PDF_2	0,024 ± 0,000	0,011 ± 0,001	0,022 ± 0,001
PDF_3	0,004 ± 0,000	0,004 ± 0,000	0,002 ± 0,000
PDF_4	0,043 ± 0,000	0,004 ± 0,000	0,035 ± 0,000
PDF_5	0,096 ± 0,001	0,040 ± 0,002	0,027 ± 0,004
PDF_6	0,023 ± 0,001	0,015 ± 0,001	0,008 ± 0,002
PDF_7	0,000 ± 0,000	0,001 ± 0,000	0,000 ± 0,000
PDF_8	0,007 ± 0,001	0,012 ± 0,001	0,002 ± 0,002
PDF_9	0,014 ± 0,000	0,004 ± 0,000	0,005 ± 0,000
PDF_10	0,002 ± 0,000	0,006 ± 0,000	0,005 ± 0,002
PDF_11	0,020 ± 0,000	0,008 ± 0,001	0,008 ± 0,001
PDF_12	0,009 ± 0,000	0,009 ± 0,000	0,002 ± 0,001
PDF_13	0,004 ± 0,000	0,002 ± 0,000	0,002 ± 0,001
PDF_14	0,001 ± 0,000	0,002 ± 0,000	0,001 ± 0,000
PDF_15	0,002 ± 0,000	0,003 ± 0,000	0,003 ± 0,000
PDF_16	0,008 ± 0,000	0,005 ± 0,000	0,006 ± 0,000
PDF_17	0,033 ± 0,000	0,002 ± 0,001	0,023 ± 0,002
PDF_18	0,005 ± 0,000	0,005 ± 0,001	0,000 ± 0,001
PDF_19	0,032 ± 0,000	0,022 ± 0,002	0,007 ± 0,002
PDF_20	0,007 ± 0,000	0,002 ± 0,000	0,007 ± 0,000
PDF_21	0,001 ± 0,000	0,002 ± 0,000	0,001 ± 0,000
PDF_22	0,017 ± 0,001	0,025 ± 0,002	0,002 ± 0,002
PDF_23	0,002 ± 0,000	0,000 ± 0,000	0,001 ± 0,000
PDF_24	0,001 ± 0,000	0,000 ± 0,000	0,002 ± 0,000
PDF_25	0,002 ± 0,000	0,001 ± 0,000	0,001 ± 0,000
PDF_26	0,011 ± 0,000	0,003 ± 0,000	0,009 ± 0,002
PDF_27	0,001 ± 0,000	0,002 ± 0,000	0,003 ± 0,002
PDF_28	0,023 ± 0,001	0,009 ± 0,000	0,021 ± 0,000
PDF_29	0,001 ± 0,000	0,000 ± 0,000	0,001 ± 0,000
PDF_30	0,004 ± 0,000	0,004 ± 0,000	0,002 ± 0,000

D.2 Modélisation du bruit de fond

La table D.9 détaille les contributions des différentes sources d'incertitudes sur m_{top} provenant de la modélisation du bruit de fond. Elles sont liées aux incertitudes sur la forme et la normalisation des faux leptons, des faux muons mous, ainsi que des prédictions issues des simulations, en particulier sur la section efficace des processus. L'incertitude totale est de $0,46 \pm 0,05$ GeV pour le J/ψ , $0,56 \pm 0,07$ GeV pour le D^0 et $0,94 \pm 0,08$ GeV pour le $D^*(2010)^+$.

TABLE D.9 – Les contributions de différentes sources à l'incertitude sur m_{top} provenant de la modélisation du bruit de fond. Les valeurs notées comme 0,000 sont plus petites que 0,0005.

Source d'incertitude	$\sigma(m_{\text{top}})$ [GeV]		
	$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	D^0	$D^*(2010)^+$
Analyse			
Modélisation du bruit de fond	0,46 ± 0,05	0,56 ± 0,07	0,94 ± 0,08
Diboson	0,017 ± 0,000	0,014 ± 0,001	0,016 ± 0,001
W/Z+jets	0,34 ± 0,00	0,19 ± 0,01	0,43 ± 0,01
Z + jets	0,20 ± 0,00	0,17 ± 0,00	0,17 ± 0,02
Z + jets normalisation	0,019 ± 0,000	0,015 ± 0,000	0,016 ± 0,002
Z + jets forme	0,202 ± 0,002	0,168 ± 0,003	0,173 ± 0,020
W+ jets	0,27 ± 0,00	0,09 ± 0,01	0,39 ± 0,01
W+ jets normalisation	0,045 ± 0,000	0,015 ± 0,001	0,063 ± 0,001
W+ jets SF_{CA}	0,007 ± 0,000	0,002 ± 0,000	0,010 ± 0,001
W+ jets forme	0,267 ± 0,004	0,092 ± 0,007	0,385 ± 0,012
Faux leptons	0,30 ± 0,08	0,51 ± 0,07	0,83 ± 0,09
Faux muons mous	0,08 ± 0,00	0,12 ± 0,00	-

D.3 Réponse du détecteur

Les tables D.10 à D.13 détaillent les contributions à l'incertitude sur m_{top} provenant de la réponse du détecteur.

Leptons :

Les détails sur l'impact des différentes sources d'incertitudes sur les leptons sont donnés dans la table D.10. Cela donne une incertitude de $0,10 \pm 0,01$ GeV pour le J/ψ et le D^0 et $0,09 \pm 0,01$ GeV pour le $D^*(2010)^+$. Pour les électrons, l'incertitude est de $0,08 \pm 0,01$ GeV pour le J/ψ , $0,06 \pm 0,01$ GeV pour le D^0 et $0,07 \pm 0,01$ GeV pour le $D^*(2010)^+$. Pour les muons, l'incertitude est de $0,06 \pm 0,01$ GeV pour le J/ψ , $0,08 \pm 0,01$ GeV pour le D^0 et $0,06 \pm 0,01$ GeV pour le $D^*(2010)^+$.

TABLE D.10 – Les contributions de différentes sources à l'incertitude sur m_{top} provenant de la reconstruction des leptons. Les valeurs notées comme 0,000 sont plus petites que 0,0005.

Source d'incertitude	$\sigma(m_{\text{top}})$ [GeV]		
Analyse	$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	D^0	$D^*(2010)^+$
Leptons	$0,10 \pm 0,01$	$0,10 \pm 0,01$	$0,09 \pm 0,01$
Electrons	$0,08 \pm 0,01$	$0,05 \pm 0,01$	$0,07 \pm 0,01$
EG_SCALE	$0,078 \pm 0,007$	$0,050 \pm 0,011$	$0,062 \pm 0,013$
EG_RESOLUTION	$0,005 \pm 0,012$	$0,002 \pm 0,014$	$0,018 \pm 0,017$
EL_Trigger	$0,002 \pm 0,000$	$0,005 \pm 0,000$	$0,006 \pm 0,000$
EL_Reco	$0,003 \pm 0,000$	$0,001 \pm 0,000$	$0,002 \pm 0,000$
EL_ID	$0,016 \pm 0,001$	$0,021 \pm 0,001$	$0,014 \pm 0,001$
EL_Isol	$0,005 \pm 0,000$	$0,001 \pm 0,000$	$0,003 \pm 0,000$
Muons	$0,06 \pm 0,01$	$0,08 \pm 0,01$	$0,06 \pm 0,01$
MUON_SCALE	$0,059 \pm 0,010$	$0,079 \pm 0,014$	$0,054 \pm 0,013$
MUON_MS resol	$0,004 \pm 0,011$	$0,010 \pm 0,014$	$0,016 \pm 0,017$
MUON_ID resol	$0,010 \pm 0,014$	$0,006 \pm 0,016$	$0,017 \pm 0,020$
MUON_SAGITTA_RESBIAS	$0,006 \pm 0,005$	$0,004 \pm 0,008$	$0,007 \pm 0,038$
MUON_SAGITTA_RHO	$0,000 \pm 0,000$	$0,000 \pm 0,000$	$0,000 \pm 0,000$
MUON_Trigger_STAT	$0,005 \pm 0,000$	$0,001 \pm 0,000$	$0,002 \pm 0,000$
MUON_Trigger_SYST	$0,008 \pm 0,001$	$0,003 \pm 0,001$	$0,003 \pm 0,001$
MUON_ID_STAT	$0,001 \pm 0,000$	$0,000 \pm 0,000$	$0,000 \pm 0,000$
MUON_ID_SYST	$0,003 \pm 0,000$	$0,002 \pm 0,000$	$0,002 \pm 0,000$
MUON_ID_STAT_LOWPT	$0,000 \pm 0,000$	$0,000 \pm 0,000$	$0,000 \pm 0,000$
MUON_ID_SYST_LOWPT	$0,000 \pm 0,000$	$0,000 \pm 0,000$	$0,000 \pm 0,000$
MUON_Isol_STAT	$0,001 \pm 0,000$	$0,000 \pm 0,000$	$0,000 \pm 0,000$
MUON_Isol_SYST	$0,008 \pm 0,000$	$0,005 \pm 0,000$	$0,008 \pm 0,000$
MUON_TTVA_STAT	$0,000 \pm 0,000$	$0,000 \pm 0,000$	$0,000 \pm 0,000$
MUON_TTVA_SYST	$0,000 \pm 0,000$	$0,000 \pm 0,000$	$0,000 \pm 0,000$

Echelle en énergie des jets :

La table [D.11](#) détaille les contributions à l'incertitude sur m_{top} provenant de l'échelle en énergie des jets. Cela donne une incertitude de $0,11 \pm 0,06$ GeV pour le J/ψ et $0,18 \pm 0,06$ GeV pour le D^0 et $0,10 \pm 0,09$ GeV pour le $D^*(2010)^+$. Si les incertitudes liées à la JES ne sont pas négligeables, elles sont toutefois largement réduites par rapport aux mesures de masse dites standards. Elles restent dominées par la composante liée à la composition en saveur des jets, soit $0,082 \pm 0,062$ GeV pour le J/ψ et $0,138 \pm 0,050$ GeV pour le D^0 et $0,038 \pm 0,098$ GeV pour le $D^*(2010)^+$. Celle-ci a été estimée et est montrée dans la figure [6.13](#). Cette carte dans le plan (η, p_T) des jets remplace la fraction de jets originaires de quarks et de gluons de 50-50%, qui est utilisée par défaut dans les analyses sur le quark top. En utilisant cette composition par défaut on obtiendrait une valeur plus élevée, soit $0,124 \pm 0,063$ GeV pour le J/ψ et $0,181 \pm 0,065$ GeV pour le D^0 et $0,063 \pm 0,116$ GeV pour le $D^*(2010)^+$.

Pour la composante liée à l'échelle d'énergie des jets de b , les incertitudes sont de $0,06 \pm 0,03$ GeV pour le J/ψ , $0,08 \pm 0,03$ GeV pour le D^0 et $0,06 \pm 0,06$ GeV pour le $D^*(2010)^+$.

Résolution en énergie des jets :

La table [D.12](#) détaille les contributions à l'incertitude sur m_{top} provenant de la résolution en énergie des jets. L'incertitude est compatible avec zéro dans l'analyse J/ψ et vaut $0,01 \pm 0,01$ GeV pour les analyses D^0 et $D^*(2010)^+$.

Étiquetage de la saveur des jets :

Comme détaillé dans la section [4.5.3.3](#) les incertitudes liées à l'étiquetage de la saveur des jets sont liées à différents effets et sont présentées dans la table [D.13](#). L'analyse J/ψ n'utilisant pas cette information, l'erreur associée est nulle. Pour l'analyse D^0 elle est de 0,05 GeV et pour l'analyse $D^*(2010)^+$ de 0,03 GeV.

Impulsion transverse manquante :

Comme détaillé dans la section [4.5.3.4](#) les incertitudes liées à l'impulsion transverse manquante sont liées à différentes contributions, qui sont détaillées dans la table [D.14](#). L'analyse J/ψ n'utilisant pas cette information, l'erreur associée est nulle. Pour l'analyse D^0 elle est de $0,06 \pm 0,06$ GeV et pour l'analyse $D^*(2010)^+$ de $0,08 \pm 0,03$ GeV.

TABLE D.11 – Les contributions de différentes sources à l’incertitude sur m_{top} provenant de l’échelle en énergie des jets JES. Les valeurs notées comme 0,000 sont plus petites que 0,0005.

Source d’incertitude	$\sigma(m_{\text{top}})$ [GeV]		
	$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	D^0	$D^*(2010)^+$
JES	0,11 ± 0,06	0,18 ± 0,06	0,10 ± 0,09
JES_EffectiveNuP_Detector	0,00 ± 0,01	0,01 ± 0,01	0,01 ± 0,01
JES_EffectiveNuP_Detector1	0,005 ± 0,009	0,010 ± 0,008	0,005 ± 0,010
JES_EffectiveNuP_Detector2	0,001 ± 0,003	0,001 ± 0,002	0,001 ± 0,003
JES_EffectiveNuP_Mixed	0,01 ± 0,01	0,01 ± 0,01	0,01 ± 0,01
JES_EffectiveNuP_Mixed1	0,005 ± 0,006	0,000 ± 0,010	0,002 ± 0,012
JES_EffectiveNuP_Mixed2	0,007 ± 0,011	0,011 ± 0,011	0,004 ± 0,013
JES_EffectiveNuP_Mixed3	0,001 ± 0,006	0,001 ± 0,004	0,006 ± 0,006
JES_EffectiveNuP_Modelling	0,03 ± 0,06	0,01 ± 0,05	0,06 ± 0,06
JES_EffectiveNuP_Modelling1	0,025 ± 0,060	0,014 ± 0,050	0,057 ± 0,062
JES_EffectiveNuP_Modelling2	0,009 ± 0,016	0,002 ± 0,015	0,001 ± 0,018
JES_EffectiveNuP_Modelling3	0,004 ± 0,008	0,001 ± 0,009	0,001 ± 0,011
JES_EffectiveNuP_Modelling4	0,000 ± 0,003	0,002 ± 0,003	0,004 ± 0,004
JES_EffectiveNuP_Statistical	0,01 ± 0,02	0,02 ± 0,01	0,01 ± 0,03
JES_EffectiveNuP_Statistical1	0,004 ± 0,010	0,003 ± 0,009	0,003 ± 0,011
JES_EffectiveNuP_Statistical2	0,012 ± 0,018	0,012 ± 0,016	0,006 ± 0,019
JES_EffectiveNuP_Statistical3	0,001 ± 0,005	0,001 ± 0,005	0,001 ± 0,007
JES_EffectiveNuP_Statistical4	0,004 ± 0,006	0,006 ± 0,007	0,004 ± 0,009
JES_EffectiveNuP_Statistical5	0,002 ± 0,004	0,008 ± 0,006	0,004 ± 0,007
JES_EffectiveNuP_Statistical6	0,000 ± 0,005	0,001 ± 0,005	0,004 ± 0,006
JES_EtaIntercalibration	0,02 ± 0,04	0,02 ± 0,03	0,01 ± 0,04
JES_EtaIntercalibration_TotalStat	0,001 ± 0,021	0,013 ± 0,019	0,002 ± 0,025
JES_EtaIntercalibration_Modelling	0,020 ± 0,038	0,015 ± 0,039	0,005 ± 0,058
JES_EtaIntercalibration_NonClosure_highE	0,000 ± 0,000	0,000 ± 0,001	0,000 ± 0,000
JES_EtaIntercalibration_NonClosure_posEta	0,001 ± 0,001	0,002 ± 0,004	0,003 ± 0,006
JES_EtaIntercalibration_NonClosure_negEta	0,002 ± 0,002	0,003 ± 0,005	0,004 ± 0,008
JES_Pileup	0,04 ± 0,05	0,04 ± 0,05	0,05 ± 0,05
JES_Pileup_OffsetMu	0,004 ± 0,034	0,019 ± 0,041	0,008 ± 0,049
JES_Pileup_OffsetNPV	0,038 ± 0,050	0,007 ± 0,066	0,028 ± 0,053
JES_Pileup_pT	0,003 ± 0,005	0,008 ± 0,017	0,030 ± 0,033
JES_Pileup_Rho	0,019 ± 0,061	0,032 ± 0,050	0,022 ± 0,064
JES_Flavour	0,11 ± 0,06	0,17 ± 0,05	0,04 ± 0,10
JES_Flavour_comp	0,084 ± 0,063	0,138 ± 0,050	0,038 ± 0,098
JES_Flavour_response	0,077 ± 0,059	0,102 ± 0,046	0,001 ± 0,086
JES_SingleParticle	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00
JES_Punchthrough	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00
JES_RelativeNonClosure	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00

TABLE D.12 – Les contributions de différentes sources à l’incertitude sur m_{top} provenant de la résolution en énergie des jets JER. Les valeurs notées comme 0,000 sont plus petites que 0,0005.

Source d’incertitude	$\sigma(m_{\text{top}})$ [GeV]		
	Jmm	D^0	$D^*(2010)^+$
JER	0,00 ± 0,00	0,01 ± 0,01	0,01 ± 0,01
JES_JER_DataVsMC	0,000 ± 0,000	0,000 ± 0,000	0,000 ± 0,000
JES_JER_EffectiveNP	0,00 ± 0,00	0,01 ± 0,01	0,01 ± 0,01
JES_JER_EffectiveNP_1	0,000 ± 0,000	0,000 ± 0,000	0,000 ± 0,000
JES_JER_EffectiveNP_2	0,000 ± 0,000	0,000 ± 0,000	0,000 ± 0,000
JES_JER_EffectiveNP_3	0,000 ± 0,000	0,000 ± 0,000	0,000 ± 0,000
JES_JER_EffectiveNP_4	0,000 ± 0,000	0,000 ± 0,000	0,000 ± 0,000
JES_JER_EffectiveNP_5	0,000 ± 0,000	0,000 ± 0,000	0,000 ± 0,000
JES_JER_EffectiveNP_6	0,000 ± 0,000	0,000 ± 0,000	0,000 ± 0,000
JES_JER_EffectiveNP_7	0,000 ± 0,000	0,010 ± 0,010	0,009 ± 0,011

TABLE D.13 – Les contributions de différentes sources à l’incertitude sur m_{top} provenant de l’étiquetage de la saveur des jets. Les valeurs notées comme 0,000 sont plus petites que 0,0005.

Source d’incertitude	$\sigma(m_{\text{top}})$ [GeV]		
Analyse	$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	D^0	$D^*(2010)^+$
Etiquetage de la saveur des jets	0,00 ± 0,00	0,05 ± 0,00	0,03 ± 0,00
JET_BTAG_B	0,00 ± 0,00	0,05 ± 0,00	0,02 ± 0,00
JET_BTAG_B_NP1	0,000 ± 0,000	0,038 ± 0,002	0,011 ± 0,003
JET_BTAG_B_NP2	0,000 ± 0,000	0,008 ± 0,001	0,002 ± 0,001
JET_BTAG_B_NP3	0,000 ± 0,000	0,032 ± 0,002	0,013 ± 0,003
JET_BTAG_B_NP4	0,000 ± 0,000	0,008 ± 0,000	0,007 ± 0,000
JET_BTAG_B_NP5	0,000 ± 0,000	0,006 ± 0,000	0,004 ± 0,000
JET_BTAG_B_NP6	0,000 ± 0,000	0,002 ± 0,000	0,000 ± 0,000
JET_BTAG_B_NP7	0,000 ± 0,000	0,000 ± 0,000	0,000 ± 0,000
JET_BTAG_B_NP8	0,000 ± 0,000	0,000 ± 0,000	0,000 ± 0,000
JET_BTAG_C	0,00 ± 0,00	0,01 ± 0,00	0,01 ± 0,00
JET_BTAG_C_NP1	0,000 ± 0,000	0,006 ± 0,000	0,003 ± 0,000
JET_BTAG_C_NP2	0,000 ± 0,000	0,002 ± 0,000	0,011 ± 0,000
JET_BTAG_C_NP3	0,000 ± 0,000	0,002 ± 0,000	0,004 ± 0,000
JET_BTAG_L	0,00 ± 0,00	0,02 ± 0,00	0,01 ± 0,00
JET_BTAG_L_NP1	0,000 ± 0,000	0,016 ± 0,000	0,013 ± 0,000
JET_BTAG_L_NP2	0,000 ± 0,000	0,001 ± 0,000	0,003 ± 0,000
JET_BTAG_L_NP3	0,000 ± 0,000	0,000 ± 0,000	0,000 ± 0,000
JET_BTAG_EXTRAPOL	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00
JET_BTAG_EXTRAPOLATION	0,000 ± 0,000	0,001 ± 0,000	0,000 ± 0,000
JET_BTAG_EXTRAPOLATIONFROMCHARM	0,000 ± 0,000	0,002 ± 0,000	0,002 ± 0,000

TABLE D.14 – Les contributions de différentes sources à l’incertitude sur m_{top} provenant de la reconstruction de l’impulsion transverse manquante. Les valeurs notées comme 0,000 sont plus petites que 0,0005.

Source d’incertitude	$\sigma(m_{\text{top}})$ [GeV]		
Analyse	$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	D^0	$D^*(2010)^+$
$E_{\text{T}}^{\text{miss}}$	0,00 ± 0,00	0,06 ± 0,06	0,08 ± 0,03
MET_RES	0,000 ± 0,000	0,059 ± 0,060	0,031 ± 0,045
MET_SCALE	0,000 ± 0,000	0,027 ± 0,024	0,073 ± 0,029

D.4 Modélisation des quarks top célibataires

De manière similaire, comme détaillé dans la section 4.5.1, l'impact des variations liées à la modélisation des quarks top célibataires a été étudié. La taille des incertitudes ainsi estimées et leur somme en quadrature sont données dans la table D.15. Comparé aux incertitudes liées à la modélisation des paires $t\bar{t}$, ces incertitudes sont bien plus petites et compatibles avec zéro.

TABLE D.15 – Les contributions de différentes sources à l'incertitude sur m_{top} provenant des événements issus de quarks top célibataires. Les valeurs notées comme 0,000 sont plus petites que 0,0005.

Source d'incertitude	$\sigma(m_{\text{top}})$ [GeV]		
	$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	D^0	$D^*(2010)^+$
Analyse			
Modélisation du signal	0,65 ± 0,86	0,16 ± 0,56	0,35 ± 1,38
Association de l'élément de matrice	0,59 ± 0,87	0,07 ± 0,59	0,28 ± 1,39
Douche partonique et hadronisation	0,19 ± 0,80	0,12 ± 0,55	0,17 ± 1,37
Fractions de production de hadrons b	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00
BR des désintégrations de hadrons b	0,00 ± 0,00	±	±
Radiation dans l'état initial	0,01 ± 0,00	0,00 ± 0,28	0,00 ± 0,68
Douche partonique α_S^{FSR}	0,21 ± 0,80	0,08 ± 0,55	0,14 ± 1,37
Choix des PDF	0,02 ± 0,00	0,01 ± 0,00	0,00 ± 0,00
Réponse du détecteur	0,07 ± 0,06	0,07 ± 0,12	0,11 ± 0,16
Electrons	0,01 ± 0,00	0,00 ± 0,02	0,00 ± 0,02
Muons	0,00 ± 0,01	0,01 ± 0,02	0,01 ± 0,02
Echelle d'énergie des jets légers	0,07 ± 0,06	0,04 ± 0,07	0,04 ± 0,09
Echelle d'énergie des jets de b	0,01 ± 0,04	0,00 ± 0,04	0,00 ± 0,06
Résolution en énergie des jets	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00
Fraction de vertex des jets	0,01 ± 0,00	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00
Etiquetage de la saveur des jets	0,00 ± 0,00	0,05 ± 0,14	0,07 ± 0,16
Impulsion transverse manquante	0,00 ± 0,00	0,01 ± 0,04	0,02 ± 0,07
Empilement	0,00 ± 0,00	0,01 ± 0,00	0,01 ± 0,00

D.5 Optimisation de l'incertitude totale

Les incertitudes d'origine statistique étant un peu plus faible que les incertitudes systématiques, cela peut permettre d'optimiser l'incertitude totale en effectuant une sélection supplémentaire, en effectuant un balayage suivant l'impulsion transverse du système étudié ($p_T(\ell \mu^+ \mu^-)$, $p_T(\ell \mu D^0)$ et $p_T(\ell D^*(2010)^+)$), représentant celle du jet de b . Dans la sélection standard il n'y a pas une telle sélection. Trois valeurs de seuil sont ainsi testées, 25, 50 et 75 GeV. Les tables D.16 à D.18 présente l'estimation des incertitudes sur m_{top} ainsi obtenues pour les trois analyses.

Les incertitudes statistiques augmentent bien avec la seuil appliqué. L'évolution de l'incertitude liée à la modélisation du signal est assez différente suivant que l'on regarde l'analyse avec le J/ψ ou avec les mésons D . Pour l'analyse J/ψ , elle baisse fortement suivant en particulier celle liée aux radiations dans l'état final (FSR). Cette évolution est moins évidente pour les deux autres analyses, en particulier

pour celle liée aux FSR. Plusieurs incertitudes ayant une grande composante statistique, il est difficile de différencier une sensibilité à la coupure et des fluctuations statistiques.

Les incertitudes liées à la modélisation des bruits de fond tendent à augmenter avec le seuil pour l'analyse avec le J/ψ et à légèrement diminuer pour les analyses avec les mésons D , comme cette composante est alors largement diminuée.

Les incertitudes liées à la réponse du détecteur sont stables pour une coupure modérée puis augmentent fortement pour $p_T > 75$ GeV.

Au final, une baisse sensible de l'incertitude totale est visible pour $p_T > 50$ GeV. Toutefois au vu des grandes composantes statistiques de certaines incertitudes, il n'est pas jugé vraiment utile de changer la sélection utilisée par défaut pour ces analyses.

TABLE D.16 – Les contributions des différents sources à l’incertitude sur m_{top} pour l’analyse J/ψ en faisant varier la sélection sur $p_T(\ell \mu^+ \mu^-)$. Les valeurs indiquées comme 0,00 sont plus petites que 0,005. La dernière ligne correspond à la somme en quadrature des incertitudes statistique et systématiques, sauf de celles ayant le label *.

$p_T(\ell \mu^+ \mu^-)$ cut [GeV]	0	25	50	75
Source d’incertitude	$\sigma(m_{\text{top}})$ [GeV]			
Statistique et lots de données				
Statistique	0,97	0,93	1,00	1,33
Méthode	$0,00 \pm 0,22$	$0,00 \pm 0,22$	$0,00 \pm 0,23$	$0,00 \pm 0,28$
Modélisation du signal	$1,71 \pm 0,58$	$1,32 \pm 0,48$	$1,29 \pm 0,61$	$0,94 \pm 0,93$
Générateur NLO	$0,90 \pm 1,04$	$0,57 \pm 1,00$	$0,43 \pm 1,09$	$0,68 \pm 1,15$
Douche partonique et hadronisation	$0,25 \pm 1,10$	$0,24 \pm 1,07$	$0,54 \pm 1,14$	$0,09 \pm 1,40$
Fragmentation du quark $b r_b^*$	$2,52 \pm 1,00$	$1,96 \pm 0,97$	$0,63 \pm 1,05$	$0,40 \pm 1,28$
Fractions de production de hadrons b	$0,06 \pm 0,01$	$0,07 \pm 0,01$	$0,11 \pm 0,00$	$0,12 \pm 0,01$
BR des désintégrations de hadrons b	$0,26 \pm 0,06$	$0,03 \pm 0,04$	$0,56 \pm 0,07$	$0,54 \pm 0,07$
Réglage h_{damp}	$0,22 \pm 0,78$	$0,13 \pm 0,76$	$0,19 \pm 0,84$	$0,15 \pm 1,00$
Radiation dans l’état initial	$0,14 \pm 0,00$	$0,13 \pm 0,00$	$0,09 \pm 0,00$	$0,09 \pm 0,00$
Radiation dans l’état final	$1,38 \pm 0,04$	$1,14 \pm 0,03$	$0,91 \pm 0,04$	$0,18 \pm 0,02$
Reconnexion de couleur*	$0,69 \pm 1,18$	$0,19 \pm 1,14$	$1,35 \pm 1,19$	$2,48 \pm 1,48$
Choix de PDF	$0,13 \pm 0,00$	$0,10 \pm 0,00$	$0,04 \pm 0,00$	$0,10 \pm 0,00$
Modélisation du bruit de fond	$0,46 \pm 0,05$	$0,50 \pm 0,06$	$0,69 \pm 0,09$	$0,68 \pm 0,09$
Diboson	$0,02 \pm 0,00$	$0,02 \pm 0,00$	$0,01 \pm 0,00$	$0,01 \pm 0,00$
W/Z +jets	$0,34 \pm 0,00$	$0,32 \pm 0,00$	$0,26 \pm 0,01$	$0,26 \pm 0,00$
Faux leptons	$0,30 \pm 0,08$	$0,37 \pm 0,08$	$0,64 \pm 0,10$	$0,63 \pm 0,09$
Faux muons mous	$0,07 \pm 0,00$	$0,06 \pm 0,00$	$0,02 \pm 0,00$	$0,01 \pm 0,00$
Réponse du détecteur	$0,20 \pm 0,04$	$0,20 \pm 0,04$	$0,25 \pm 0,05$	$0,36 \pm 0,06$
Leptons	$0,10 \pm 0,01$	$0,10 \pm 0,01$	$0,09 \pm 0,01$	$0,12 \pm 0,01$
Echelle d’énergie des jets légers	$0,11 \pm 0,06$	$0,14 \pm 0,06$	$0,19 \pm 0,06$	$0,27 \pm 0,07$
Echelle d’énergie des jets de b	$0,06 \pm 0,03$	$0,00 \pm 0,04$	$0,10 \pm 0,04$	$0,18 \pm 0,05$
Résolution en énergie des jets	$0,00 \pm 0,00$	$0,00 \pm 0,00$	$0,00 \pm 0,00$	$0,00 \pm 0,00$
Fraction de vertex des jets	$0,03 \pm 0,00$	$0,01 \pm 0,00$	$0,01 \pm 0,00$	$0,01 \pm 0,00$
Etiquetage de la saveur des jets	$0,00 \pm 0,00$	$0,05 \pm 0,00$	$0,00 \pm 0,00$	$0,04 \pm 0,00$
Impulsion transverse manquante	$0,00 \pm 0,00$	$0,06 \pm 0,06$	$0,00 \pm 0,03$	$0,00 \pm 0,00$
Empilement	$0,11 \pm 0,01$	$0,10 \pm 0,00$	$0,06 \pm 0,00$	$0,07 \pm 0,01$
Systématique totale	$1,78 \pm 0,56$	$1,42 \pm 0,45$	$1,48 \pm 0,54$	$1,20 \pm 0,74$
Total	$2,04 \pm 0,56$	$1,70 \pm 0,45$	$1,79 \pm 0,54$	$1,79 \pm 0,74$

TABLE D.17 – Les contributions des différentes sources à l’incertitude sur m_{top} pour l’analyse D^0 en faisant varier la sélection sur $p_T(\ell \mu D^0)$. Les valeurs indiquées comme 0,00 sont plus petites que 0,005. La dernière ligne correspond à la somme en quadrature des incertitudes statistique et systématiques, sauf de celles ayant le label *.

$p_T(\ell \mu^+ \mu^-)$ cut [GeV]	0	25	50	75
Source d’incertitude	$\sigma(m_{\text{top}})$ [GeV]			
Statistique et lots de données				
Statistique	0,66	0,66	0,68	0,80
Méthode	0,00 ± 0,15	0,00 ± 0,15	0,00 ± 0,14	0,00 ± 0,15
Modélisation du signal	1,45 ± 0,46	1,30 ± 0,34	1,57 ± 0,48	2,00 ± 0,52
Générateur NLO	0,66 ± 0,78	0,38 ± 0,77	0,08 ± 0,79	0,48 ± 0,87
Douche partonique et hadronisation	0,40 ± 0,73	0,45 ± 0,72	1,03 ± 0,73	1,11 ± 0,83
Fragmentation du quark $b r_b^*$	0,61 ± 0,67	0,72 ± 0,66	0,76 ± 0,66	0,69 ± 0,73
Fractions de production de hadrons b	0,04 ± 0,00	0,03 ± 0,00	0,02 ± 0,00	0,13 ± 0,01
BR des désintégrations de hadrons b	0,15 ± 0,00	0,15 ± 0,00	0,14 ± 0,01	0,17 ± 0,02
Réglage h_{damp}	0,08 ± 0,56	0,11 ± 0,68	0,18 ± 0,50	0,44 ± 0,51
Radiation dans l’état initial	0,09 ± 0,00	0,11 ± 0,00	0,14 ± 0,01	0,18 ± 0,00
Radiation dans l’état final	1,10 ± 0,03	1,13 ± 0,03	1,15 ± 0,04	1,50 ± 0,06
Reconnexion de couleur*	0,19 ± 1,30	0,87 ± 1,33	0,87 ± 1,33	0,87 ± 1,34
Choix de PDF	0,06 ± 0,00	0,10 ± 0,00	0,04 ± 0,00	0,12 ± 0,00
Modélisation du bruit de fond	0,56 ± 0,07	0,55 ± 0,06	0,51 ± 0,06	0,55 ± 0,04
Diboson	0,01 ± 0,00	0,01 ± 0,00	0,00 ± 0,00	0,02 ± 0,00
W/Z +jets	0,19 ± 0,01	0,19 ± 0,00	0,08 ± 0,01	0,25 ± 0,00
Faux leptons	0,51 ± 0,07	0,50 ± 0,07	0,49 ± 0,06	0,46 ± 0,05
Faux muons mous	0,12 ± 0,00	0,12 ± 0,00	0,11 ± 0,00	0,17 ± 0,00
Réponse du détecteur	0,24 ± 0,05	0,20 ± 0,04	0,21 ± 0,05	0,24 ± 0,06
Leptons	0,10 ± 0,01	0,10 ± 0,01	0,10 ± 0,01	0,10 ± 0,01
Echelle d’énergie des jets légers	0,18 ± 0,06	0,14 ± 0,06	0,15 ± 0,06	0,19 ± 0,06
Echelle d’énergie des jets de b	0,08 ± 0,03	0,06 ± 0,03	0,06 ± 0,03	0,06 ± 0,03
Résolution en énergie des jets	0,01 ± 0,01	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00
Fraction de vertex des jets	0,02 ± 0,00	0,03 ± 0,00	0,02 ± 0,00	0,03 ± 0,00
Etiquetage de la saveur des jets	0,05 ± 0,00	0,06 ± 0,00	0,06 ± 0,00	0,06 ± 0,00
Impulsion transverse manquante	0,06 ± 0,06	0,04 ± 0,02	0,04 ± 0,02	0,04 ± 0,02
Empilement	0,03 ± 0,00	0,03 ± 0,00	0,03 ± 0,00	0,03 ± 0,00
Systématique totale	1,57 ± 0,42	1,42 ± 0,45	1,66 ± 0,45	2,09 ± 0,50
Total	1,71 ± 0,42	1,70 ± 0,45	1,80 ± 0,45	2,24 ± 0,50

TABLE D.18 – Les contributions des différentes sources à l’incertitude sur m_{top} pour l’analyse $D^*(2010)^+$ en faisant varier la sélection sur $p_T(\ell D^*(2010)^+)$. Les valeurs indiquées comme 0,00 sont plus petites que 0,005. La dernière ligne correspond à la somme en quadrature des incertitudes statistique et systématiques, sauf de celles ayant le label *.

$p_T(\ell \mu^+ \mu^-)$ cut [GeV]	0	25	50	75
Source d’incertitude	$\sigma(m_{\text{top}})$ [GeV]			
Statistique et lots de données				
Statistique	0,77	0,75	0,75	1,00
Méthode	0,00 ± 0,18	0,00 ± 0,18	0,00 ± 0,17	0,00 ± 0,22
Modélisation du signal	1,78 ± 0,61	1,53 ± 0,58	1,47 ± 0,78	2,32 ± 0,94
Générateur NLO	1,01 ± 0,92	0,70 ± 0,88	0,93 ± 0,85	1,87 ± 1,16
Douche partonique et hadronisation	0,64 ± 0,89	0,74 ± 0,87	0,80 ± 1,02	0,04 ± 1,14
Fragmentation du quark $b r_b^*$	0,60 ± 0,82	0,55 ± 0,80	0,54 ± 0,86	0,74 ± 1,00
Fractions de production de hadrons b	0,10 ± 0,02	0,07 ± 0,01	0,12 ± 0,01	0,13 ± 0,01
BR des désintégrations de hadrons b	0,15 ± 0,01	0,03 ± 0,04	0,11 ± 0,02	0,17 ± 0,02
Réglage h_{damp}	0,12 ± 0,69	0,11 ± 0,68	0,15 ± 0,71	0,36 ± 0,77
Radiation dans l’état initial	0,14 ± 0,00	0,11 ± 0,00	0,09 ± 0,00	0,17 ± 0,00
Radiation dans l’état final	1,28 ± 0,01	1,13 ± 0,03	0,77 ± 0,02	1,29 ± 0,04
Reconnexion de couleur*	0,33 ± 1,49	0,99 ± 1,43	2,27 ± 1,71	0,79 ± 2,05
Choix de PDF	0,04 ± 0,00	0,10 ± 0,00	0,04 ± 0,00	0,13 ± 0,00
Modélisation du bruit de fond	0,98 ± 0,09	0,99 ± 0,07	0,80 ± 0,08	0,48 ± 0,05
Diboson	0,02 ± 0,00	0,02 ± 0,01	0,01 ± 0,01	0,01 ± 0,01
W/Z +jets	0,44 ± 0,00	0,42 ± 0,02	0,23 ± 0,01	0,08 ± 0,03
Faux leptons	0,88 ± 0,10	0,90 ± 0,08	0,77 ± 0,08	0,47 ± 0,05
Faux muons mous	-	-	-	-
Réponse du détecteur	0,14 ± 0,04	0,17 ± 0,04	0,17 ± 0,05	0,27 ± 0,06
Leptons	0,09 ± 0,01	0,10 ± 0,02	0,09 ± 0,02	0,13 ± 0,02
Echelle d’énergie des jets légers	0,04 ± 0,09	0,09 ± 0,09	0,09 ± 0,08	0,10 ± 0,06
Echelle d’énergie des jets de b	0,06 ± 0,06	0,04 ± 0,06	0,02 ± 0,06	0,05 ± 0,05
Résolution en énergie des jets	0,00 ± 0,01	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00
Fraction de vertex des jets	0,00 ± 0,00	0,01 ± 0,00	0,02 ± 0,02	0,04 ± 0,00
Etiquetage de la saveur des jets	0,03 ± 0,00	0,03 ± 0,00	0,04 ± 0,01	0,09 ± 0,00
Impulsion transverse manquante	0,08 ± 0,03	0,08 ± 0,03	0,09 ± 0,03	0,14 ± 0,04
Empilement	0,00 ± 0,00	0,02 ± 0,00	0,05 ± 0,01	0,13 ± 0,01
Systématique totale	2,04 ± 0,54	1,83 ± 0,49	1,68 ± 0,68	2,39 ± 0,91
Total	2,18 ± 0,54	1,98 ± 0,49	1,84 ± 0,68	2,59 ± 0,91

Bibliographie

- [1] D. GRIFFITHS, “Introduction to Elementary Particles”, *American Journal of Physics*, t. 58, 3 1990, ISSN : 0002-9505. DOI : [10.1119/1.16201](https://doi.org/10.1119/1.16201).
- [2] G. ALTARELLI, “The Standard Model of Particle Physics”, 2005. adresse : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0510281>.
- [3] S. L. GLASHOW, “Partial-symmetries of weak interactions”, *Nuclear Physics*, t. 22.4, p. 579-588, 1961, ISSN : 0029-5582. DOI : [10.1016/0029-5582\(61\)90469-2](https://doi.org/10.1016/0029-5582(61)90469-2). adresse : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029558261904692>.
- [4] A. SALAM, “The standard model”, in *Elementary Particle Theory*, N. SVARTHOLM, éd. 1969, p. 367.
- [5] S. WEINBERG, “A Model of Leptons”, *Phys. Rev. Lett.*, t. 19, 1264-1266, 21 1967. DOI : [10.1103/PhysRevLett.19.1264](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.1264). adresse : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.19.1264>.
- [6] M. GELL-MANN, “A Schematic Model of Baryons and Mesons”, *Phys. Lett*, t. 8, p. 214-215, 1964. DOI : [10.1016/S0031-9163\(64\)92001-3](https://doi.org/10.1016/S0031-9163(64)92001-3).
- [7] G. ZWEIG, “An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2”, in *DEVELOPMENTS IN THE QUARK THEORY OF HADRONS. VOL. 1. 1964 - 1978*, D.B. LICHTENBERG AND SIMON PETER ROSEN, éd. 1964, p. 22-101.
- [8] A. DJOUADI, “The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. I : The Higgs boson in the standard model”, *Phys. Rept.*, t. 457, p. 1-216, 2018. DOI : [10.1016/j.physrep.2007.10.004](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2007.10.004).
- [9] WIKIPEDIA CONTRIBUTORS, *Standard Model of Elementary Particles– Wikipedia, The Free Encyclopedia*, 2018. adresse : https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles_Anti.svg.
- [10] M. GELL-MANN, “Symmetries of Baryons and Mesons”, *Phys. Rev.*, t. 125, p. 1067-1084, 3 1962. DOI : [10.1103/PhysRev.125.1067](https://doi.org/10.1103/PhysRev.125.1067). adresse : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.125.1067>.
- [11] M. TANABASHI ET AL. (PARTICLE DATA GROUP), “The review of particle physics”, p. 51, adresse : <http://pdg.lbl.gov/2019/tables/rpp2019-tab-mesons-bottom.pdf>.
- [12] P. DIRAC, “The quantum theory of the electron”, *Proc. R. Soc. Lond*, t. 117, 1928, ISSN : 0950-1207. DOI : [10.1098/rspa.1928.0023](https://doi.org/10.1098/rspa.1928.0023). adresse : <https://doi.org/10.1098/rspa.1928.0023>.
- [13] A. KHODJAMIRIAN, “Quantum Chromodynamics and Hadrons : an Elementary Introduction”, 2004. adresse : <https://arxiv.org/pdf/hep-ph/0403145.pdf>.
- [14] M. D’ONOFRIO, K. RUMMUKAINEN, “The Standard Model cross-over on the lattice”, *Phys. Rev. D*, t. 93, p. 025 003, 2016. DOI : [10.1103/PhysRevD.93.025003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.025003).
- [15] T. THEVENEAUX-PELZER, *Études sur la reconstruction des électrons et mesure de la section efficace de production de paires de quarks top dans les canaux dileptoniques dans l’expérience ATLAS auprès du LHC*, Université UPMC, Paris, CERN-THESIS-2012-114, 2012. adresse : <https://cds.cern.ch/record/1476909>.

- [16] 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. B*, t. 716, p. 1-29, 2012. DOI : [10.1016/j.physletb.2012.08.020](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020).
- [17] CMS COLLABORATION, “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”, *Phys. Lett. B*, t. 716, p. 30-61, 2012. DOI : [10.1016/j.physletb.2012.08.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021).
- [18] R. P. FEYNMAN, “Space-time approach to quantum electrodynamics”, *Phys. Rev.*, t. 76, p. 769-789, 1949.
- [19] R. P. FEYNMAN, “Mathematical formulation of the quantum theory of electromagnetic interaction”, *Phys. Rev.*, t. 80, p. 440-457, 1950.
- [20] J. SCHWINGER, “On quantum-electrodynamics and the magnetic moment of the electron”, *Phys. Rev.*, t. 73, p. 416-417, 1948.
- [21] S. TOMONAGA, “On a relativistically invariant formulation of the quantum theory of wave fields”, *Prog. Theor. Phys.*, t. 1, p. 27-42, 1946.
- [22] C.S. WU, E. AMBLER, R.W. HAYWARD, D.D. HOPPES AND R.P. HUDSON., “Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay”, *Phys. Rev.*, t. 105, p. 1413-1414, 1957.
- [23] GARGAMELLE NEUTRINO COLLABORATION, “Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the gargamelle neutrino experiment”, *Phys. Lett. B*, t. 46, p. 138-140, 1973.
- [24] N. CABIBBO, “Unitary symmetry and leptonic decays”, *Phys. Rev. Lett.*, t. 10, 1963.
- [25] LEP INJECTOR STUDY GROUP, “LEP Design Report : Vol.2. The LEP Main Ring”, *CERN-LEP-84-01*, 1984. adresse : <https://cds.cern.ch/record/102083>.
- [26] R. R. WILSON, *The Tevatron*, Fermilab, 1978. adresse : <https://lss.fnal.gov/archive/test-tm/0000/fermilab-tm-0763.shtml>.
- [27] J. HALLER, A. HOECKER, R. KOGLER, K. MÖNIG, T. PEIFFER, J. STELZER, “Update of the global electroweak fit and constraintson two-Higgs-doublet models”, 2018. adresse : <https://arxiv.org/abs/1803.01853>.
- [28] ATLAS COLLABORATION, *Standard Model Summary Plots Summer 2019*, ATL-PHYS-PUB-2019-024, 2019. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2682186>.
- [29] ATLAS COLLABORATION, “Measurement of dijet azimuthal decorrelations in pp collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV with the ATLAS detector and determination of the strong coupling”, *Phys. Rev. D*, t. 98, p. 092 004, 2018. DOI : [10.1103/PhysRevD.98.092004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.092004).
- [30] B. PONTECORVO, “Neutrino experiments and the problem of conservation of leptonic charge”, *Sov. Phys. JETP*, t. 26, p. 984-988, 1968.
- [31] Z. MAKI, M. NAKAGAWA, AND S. SAKATA, “Remarks on the unified model of elementary particles”, *Progress of Theoretical Physics*, t. 28, p. 870-880, 1962.
- [32] T2K COLLABORATION, “Neutrino oscillation physics potential of the T2K experiment ”, *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, t. 2015, Issue 4, 2015. DOI : [10.1093/ptep/ptv031](https://doi.org/10.1093/ptep/ptv031).
- [33] T2K COLLABORATION, “Constraint on the matter-antimatter symmetry violating phase in neutrino oscillations”, *Nature*, t. 580, 2020. DOI : [10.1038/s41586-020-2177-0](https://doi.org/10.1038/s41586-020-2177-0).
- [34] *Summary plots from the ATLAS Exotic physics group*. adresse : <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/EXOTICS/>.

- [35] ATLAS COLLABORATION, *SUSY October 2019 Summary Plot Update*, ATL-PHYS-PUB-2019-044, 2019. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2697155>.
- [36] CDF COLLABORATION, “Observation of Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab”, *Phys. Rev. Lett.*, t. 74, p. 2626-2631, 1995. DOI : [10.1103/PhysRevLett.74.2626](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.2626).
- [37] D0 COLLABORATION, “Observation of the Top Quark”, *Phys. Rev. Lett.*, t. 74, p. 2632-2637, 1995. DOI : [10.1103/PhysRevLett.74.2632](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.2632).
- [38] L. EVANS et P. BRYANT, “LHC Machine”, *JINST*, t. 3, S08001, 2008. DOI : [10.1088/1748-0221/3/08/S08001](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08001).
- [39] ATLAS COLLABORATION, *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross-section in the lepton+jets channel at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ with the ATLAS experiment*, ATLAS-TOPQ-2020-02-002, 2019. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2718934>.
- [40] M. CACCIARI ET AL., “Top-pair production at hadron colliders with next-to-next-to-leading logarithmic soft-gluon resummation”, *Phys. Lett. B*, t. 710, p. 612-622, 2012. DOI : [10.1016/j.physletb.2012.03.013](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.03.013).
- [41] 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.*, t. 109, p. 132 001, 2012. DOI : [10.1103/PhysRevLett.109.132001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.132001).
- [42] M. CZAKON AND A. MITOV, “NNLO corrections to top pair production at hadron colliders : the quark-gluon reaction”, *JHEP*, t. 1301, p. 080, 2013. DOI : [10.1007/JHEP01\(2013\)080](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2013)080).
- [43] M. CZAKON AND A. MITOV, “NNLO corrections to top-pair production at hadron colliders : the all-fermionic scattering channels”, *JHEP*, t. 1212, p. 054, 2012. DOI : [10.1007/JHEP12\(2012\)054](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2012)054).
- [44] M. ALIEV, H. LACKER, U. LANGENFELD, S. MOCH, P. UWER AND OTHERS, “HATHOR : HAdronic Top and Heavy quarks crOss section calculatoR”, *Comput. Phys. Commun.*, t. 182, p. 1034-1046, 2011. DOI : [10.1016/j.cpc.2010.12.040](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2010.12.040).
- [45] *Summary plots from the ATLAS Top physics group*. adresse : <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/TOP/>.
- [46] N. KIDONAKIS, “Two-loop soft anomalous dimensions for single top quark associated production with a W^- or H^- ”, *Phys. Rev. D*, t. 82, p. 054 018, 2010.
- [47] N. KIDONAKIS, “Next-to-next-to-leading-order collinear and soft gluon corrections for t-channel single top quark production”, *Phys. Rev. D*, t. 83, p. 091 503, 2011.
- [48] CMS COLLABORATION, *Top Working Group Summary Plots — Autumn 2018*, ATL-PHYS-PUB-2018-034, 2018. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2647993>.
- [49] G. CHOUDALAKIS, “Physics of the HL-LHC, and perspectives at the HE-LHC”, *CERN-LPCC-2018-03*, 2019. DOI : [10.23731/CYRM-2019-007](https://doi.org/10.23731/CYRM-2019-007). adresse : <https://arxiv.org/abs/1902.04070>.
- [50] M.C. SMITH, S.S. WILLENBROCK, “Top quark pole mass”, *Phys. Rev. Lett.*, t. 79, p. 3825, 1997.
- [51] C. BAUER ET AL., “Compelling evidence of renormalons in QCD from high order perturbative expansions”, *Phys. Rev. Lett.*, t. 108, p. 242 002, 2012. DOI : [10.1103/PhysRevLett.108.242002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.242002).
- [52] A. H. HOANG ET AL., “Infrared renormalization group flow for heavy quark masses”, *Phys. Rev. Lett.*, t. 101, p. 151 602, 2008. DOI : [10.1103/PhysRevLett.101.151602](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.151602).

- [53] M. BAAK ET AL., “The global electroweak fit at NNLO and prospects for the LHC and ILC”, *Eur. Phys. J. C*, t. 74, p. 3046, 2014. DOI : [10.1140/epjc/s10052-014-3046-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3046-5).
- [54] G. DEGRASSI ET AL., “Higgs mass and vacuum stability in the Standard Model at NNLO”, *J. High Energy Phys.*, t. 08, p. 098, 2012. DOI : [10.1007/JHEP08\(2012\)098](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2012)098). adresse : <https://arxiv.org/abs/1205.6497>.
- [55] CMS COLLABORATION, “Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section, the top quark mass, and the strong coupling constant using dilepton events in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, *Eur. Phys. J. C*, t. 79, p. 368, 2019. DOI : [10.1140/epjc/s10052-019-6863-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6863-8).
- [56] ATLAS COLLABORATION, “Measurement of the top quark mass in the $t\bar{t} \rightarrow$ dilepton channel from $\sqrt{s} = 8$ TeV ATLAS data”, *Phys. Lett. B*, t. 761, p. 350, 2016. DOI : [10.1016/j.physletb.2016.08.042](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.08.042).
- [57] ATLAS COLLABORATION, “Measurement of the top quark mass in the $t\bar{t} \rightarrow$ lepton+jets channel from $\sqrt{s} = 8$ TeV ATLAS data and combination with previous results”, *Eur. Phys. J. C*, t. 79, p. 290, 2019. DOI : [10.1140/epjc/s10052-019-6757-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6757-9).
- [58] ATLAS COLLABORATION, “Top-quark mass measurement in the all-hadronic $t\bar{t}$ decay channel at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector”, *JHEP*, t. 09, p. 118, 2017. DOI : [10.1007/JHEP09\(2017\)118](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2017)118).
- [59] A. ABULENCIA ET AL., “Precision measurement of the top-quark mass from dilepton events at CDF II”, *Phys. Rev. D*, t. 75, p. 031 105, 2007. DOI : [doi:10.1103/PhysRevD.75.031105](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.75.031105).
- [60] D0 COLLABORATION, V. ABAZOV ET AL., “Measurement of the top quark mass using the matrix element technique in dilepton final states”, *Phys. Rev. D*, t. 94, p. 032 004, 2016. DOI : doi.org/10.1103/PhysRevD.94.032004.
- [61] A. DEMILLY, *Mesure de la masse du quark top dans le canal dileptonique électron-muon avec la méthode des éléments de matrice dans l'expérience ATLAS auprès du LHC*, Université UPMC, Paris, CERN-THESIS-2014-140, 2014. adresse : <http://cds.cern.ch/record/1954169>.
- [62] S. PIRES, *Mesure de la masse du quark top dans le canal dileptonique électron-muon avec la méthode des éléments de matrice avec les données à 8 TeV de l'expérience ATLAS auprès du LHC*, Université UPMC, Paris, CERN-THESIS-2015-150, 2015. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2055670>.
- [63] CMS COLLABORATION, “Measurement of the top quark mass with lepton+jets final states using pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, *Eur. Phys. J. C*, t. 78, p. 891, 2018. DOI : [10.1140/epjc/s10052-018-6332-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6332-9).
- [64] CMS COLLABORATION, “Measurement of the top quark mass in the all-jets final state at $\sqrt{s} = 13$ TeV and combination with the lepton+jets channel”, *Eur. Phys. J. C*, t. 79, p. 313, 2019. DOI : [10.1140/epjc/s10052-019-6788-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6788-2).
- [65] ATLAS COLLABORATION, *Top Quark Mass Summary Plots*, ATL-PHYS-PUB-2019-036, 2019. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2690526>.
- [66] THE ATLAS, CDF, CMS, D0 COLLABORATIONS, *First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass*, 2014. adresse : <https://arxiv.org/abs/1403.4427>.
- [67] TEVATRON ELECTROWEAK WORKING GROUP (CDF AND D0 COLLABORATIONS), “Combination of CDF and D0 results on the mass of the top quark using up to 9.7 fb^{-1} at the Tevatron”, 2014. DOI : [10.1016/j.physletb.2012.08.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021).

- [68] ATLAS COLLABORATION, *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross-section and lepton differential distributions in $e\mu$ dilepton events from pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, ATL-TOPQ-2018-17, 2019. adresse : <https://arxiv.org/abs/1910.08819>.
- [69] ATLAS COLLABORATION, “Measurement of lepton differential distributions and the top quark mass in $t\bar{t}$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector”, *Eur. Phys. J. C*, t. 77, p. 804, 2017. DOI : [10.1140/epjc/s10052-017-5349-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5349-9).
- [70] CMS COLLABORATION, *Measurements of normalised multi-differential cross sections for top quark pair production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV and simultaneous determination of the strong coupling strength, top quark pole mass and parton distribution functions*, CMS-PAS-TOP-18-004, 2018. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2647989>.
- [71] CMS COLLABORATION, “Running of the top quark mass from proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, *Phys. Lett. B.*, t. 803, p. 135 263, 2020. DOI : [10.1016/j.physletb.2020.135263](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2020.135263).
- [72] ATLAS COLLABORATION, “Measurement of the top-quark mass in $t\bar{t} + 1$ -jet events collected with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV”, *JHEP*, t. 11, p. 150, 2019. DOI : [10.1007/JHEP11\(2019\)150](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2019)150).
- [73] V. HIRSCHI, R. FREDERIX, S. FRIXIONE, M. V. GARZELLI, F. MALTONI, AND R. PITTAU, “Automation of one-loop QCD corrections”, *JHEP*, t. 05, p. 044, 2011. DOI : [10.1007/JHEP05\(2011\)044](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2011)044).
- [74] CMS COLLABORATION, *Measurement of the jet mass distribution and top quark mass in hadronic decays of boosted top quarks in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, 2019. adresse : <https://arxiv.org/abs/1911.03800>.
- [75] K. AGASHE, R. FRANCESCHINI, D. KIM, AND M. SCHULZE, “Top quark mass determination from the energy peaks of b-jets and B-hadrons at NLO QCD”, *Eur. Phys. J. C*, t. 76, p. 636, 2016. DOI : [10.1140/epjc/s10052-016-4494-x](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4494-x).
- [76] CMS COLLABORATION, *Measurement of the top-quark mass from the b jet energy spectrum*, CMS-PAS-TOP-15-002, 2015. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2053086>.
- [77] CMS COLLABORATION, “Measurement of the top quark mass in the dileptonic $t\bar{t}$ decay channel using the mass observables $M_{b\ell}$, M_{T2} , and $M_{b\ell\nu}$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV”, *Phys. Rev. D*, t. 96, p. 032 002, 2017. DOI : [10.1103/PhysRevD.96.032002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.032002).
- [78] S. FRIXIONE, A. MITOV, “Determination of the top quark mass from leptonic observables”, *JHEP*, t. 12, 2014. DOI : [10.1007/JHEP09\(2014\)012](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2014)012).
- [79] CMS COLLABORATION, *Determination of the top quark mass from leptonic observables using $e\mu$ +jets final states selected in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 9$ TeV*, CMS-PAS-TOP-16-002, 2016. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2138956>.
- [80] ATLAS COLLABORATION, *Measurement of the top quark mass using a leptonic invariant mass in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2019-046, 2019. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2693954>.
- [81] CMS COLLABORATION, “Measurement of the mass of the top quark in decays with a J/ψ meson in pp collisions at 8 TeV”, *JHEP*, t. 12, p. 123, 2016. DOI : [10.1007/JHEP12\(2016\)123](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2016)123).
- [82] CMS COLLABORATION, “Measurement of the top quark mass using charged particles in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV”, *Phys. Rev. D*, t. 93, p. 092 006, 2016. DOI : [10.1103/PhysRevD.93.092006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.092006).
- [83] CMS COLLABORATION, *Combinations of the CMS alternative technique measurements of the top quark mass*, CMS-PAS-TOP-15-012, 2015. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2235162>.

- [84] FABIENNE MARCASTEL, “CERN’s Accelerator Complex. La chaîne des accélérateurs du CERN”, p. 74, 2013. adresse : <https://cds.cern.ch/record/1621583>.
- [85] ATLAS COLLABORATION, “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider”, *JINST*, t. 3, S08003, 2008. DOI : [10.1088/1748-0221/3/08/S08003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003).
- [86] CMS COLLABORATION, “The CMS experiment at the CERN LHC”, *JINST*, t. 3, S08004, 2008. DOI : [10.1088/1748-0221/3/08/S08004](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004).
- [87] LHCb COLLABORATION, “The LHCb experiment at the CERN LHC”, *JINST*, t. 3, S08005, 2008. DOI : [10.1088/1748-0221/3/08/S08005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08005).
- [88] ALICE COLLABORATION, “The ALICE experiment at the CERN LHC”, *JINST*, t. 3, S08002, 2008. DOI : [10.1088/1748-0221/3/08/S08002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08002).
- [89] ATLAS COLLABORATION, *ATLAS online luminosity public plots*. adresse : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>.
- [90] SITE INTERNET DU PROJET HIGH LUMINOSITY LHC, adresse : <https://hilumilhc.web.cern.ch/content/hl-lhc-project>.
- [91] G. APOLLINARI, I. BÉJAR ALONSO, O. BRÜNING, P. FESSIA, M. LAMONT, L. ROSSI, L. TAVIAN (EDITORS), *High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC), Technical Design Report V. 0.1*, CERN Yellow Reports Vol. 4/2017, CERN-2017-007-M (CERN, Geneva, 2017). adresse : <https://cds.cern.ch/record/2284929>.
- [92] SITE INTERNET DE LA COLLABORATION ATLAS, adresse : <https://atlas.cern>.
- [93] SITE INTERNET DE L’INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE ET DE PHYSIQUE DES PARTICULES (IN2P3), adresse : <https://www.in2p3.fr>.
- [94] SITE INTERNET DU SERVICE DE PHYSIQUE DES PARTICULES DE L’IRFU, adresse : <https://irfu.cea.fr/Spp/index.php>.
- [95] ATLAS COLLABORATION, *ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 1*, CERN-LHCC-99-014; ATLAS-TDR-14, 1999. adresse : <https://cds.cern.ch/record/391176>.
- [96] ATLAS COLLABORATION, *ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 2*, CERN-LHCC-99-015; ATLAS-TDR-15, 1999. adresse : <https://cds.cern.ch/record/391177/>.
- [97] ATLAS COLLABORATION, *ATLAS : technical proposal for a general-purpose pp experiment at the Large Hadron Collider at CERN*, CERN-LHCC-94-43; LHCC-P-2, 1994. adresse : <https://cds.cern.ch/record/290968>.
- [98] ATLAS COLLABORATION, *ATLAS Inner Detector : Technical Design Report, 1*, ATLAS-TDR-4, 1997. adresse : <https://cds.cern.ch/record/331063>.
- [99] ATLAS COLLABORATION, *ATLAS Inner Detector : Technical Design Report, 2*, ATLAS-TDR-5, 1997. adresse : <https://cds.cern.ch/record/331064>.
- [100] ATLAS COLLABORATION, *Technical Design Report for the ATLAS Inner Tracker Pixel Detector*, CERN-LHCC-2017-021; ATLAS-TDR-030. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2285585/>.
- [101] ATLAS COLLABORATION, *ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report*, ATLAS-TDR-19, 2010. adresse : <https://cds.cern.ch/record/1291633>, Addendum : ATLAS-TDR-19-ADD-1, 2012. adresse : <https://cds.cern.ch/record/1451888>.

- [102] ATLAS COLLABORATION, *ATLAS Liquid-Argon Calorimeter : Technical Design Report*, ATLAS-TDR-2, 1996. adresse : <https://cds.cern.ch/record/331061>.
- [103] M. L. ANDRIEUX ET AL., “Construction and test of the first two sectors of the ATLAS barrel liquid argon presampler”, *Nucl. Inst. & Meth. A*, t. 479.2, p. 316-333, 2002, ISSN : 0168-9002. DOI : [10.1016/S0168-9002\(01\)00943-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00943-3). adresse : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900201009433>.
- [104] ATLAS COLLABORATION, *ATLAS Tile Calorimeter : Technical Design Report*, ATLAS-TDR-3, 1996. adresse : <https://cds.cern.ch/record/331062>.
- [105] C. W. FABJAN, F. GIANOTTI, “Calorimetry for Particle Physics”, *Rev. Mod. Phys.*, t. 75, p. 1243-1286, 2003. DOI : [10.1103/RevModPhys.75.1243](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.75.1243). adresse : <https://cds.cern.ch/record/692252>.
- [106] ATLAS COLLABORATION, *ATLAS muon spectrometer : Technical Design Report*, CERN-LHCC-97-022. ATLAS-TDR-10. 1997. adresse : <https://cds.cern.ch/record/331068>.
- [107] S. VAN DER MEER, *Calibration of the effective beam height in the ISR*, 1968. adresse : <https://cds.cern.ch/record/296752>.
- [108] L. ADAMCZYK ET AL., *Technical Design Report for the ATLAS Forward Proton Detector*, CERN-LHCC-2015-009. ATLAS-TDR-024, 2015. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2017378>.
- [109] ATLAS COLLABORATION, “Performance of the ATLAS Trigger System in 2015”, *Eur. Phys. J. C*, t. C77, p. 317, 2017. DOI : [10.1140/epjc/s10052-017-4852-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4852-3).
- [110] ATLAS COLLABORATION, *Data Quality Information*. adresse : https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/RunStatsPublicResults2010#Full_Run_2_period_2015_2018.
- [111] ATLAS COLLABORATION, *ATLAS computing : Technical design report*, CERN-LHCC-2005-022; ATLAS-TDR-15, 2005. adresse : <http://cds.cern.ch/record/837738>.
- [112] R. BRUN AND F. RADEMAKERS, “ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework”, *Nucl. Inst. & Meth. A*, t. 389, p. 81-86, 1997. DOI : [10.1016/S0168-9002\(97\)00048-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00048-X).
- [113] *Site internet de WLCG*. adresse : <https://wlcg.web.cern.ch/>.
- [114] *SITE INTERNET DU CENTRE DE CALCUL DE L'IN2P3*, adresse : <https://cc.in2p3.fr/>.
- [115] L. ROSSINI, “Search for supersymmetry with a compressed mass spectrum using the ATLAS detector”, thèse de doct., Università degli Studi di Milano, 2019. adresse : <https://inspirehep.net/literature/1787248>.
- [116] A. DUCOURTHIAL, “Upgrade of the ATLAS experiment Inner Tracker and related physic perspectives of the Higgs boson decay into two b -quarks”, thèse de doct., Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, CERN-THESIS-2018-288, 2018. adresse : <http://cds.cern.ch/record/2652024>.
- [117] THE ATLAS COLLABORATION, “Modelling radiation damage to pixel sensors in the ATLAS detector”, *JINST*, t. 14, P06012, 2019. adresse : <https://arxiv.org/abs/1905.03739>.
- [118] G. LUTZ, “Semiconductor Radiation Detectors”, *Springer Berlin Heidelberg*, 2007. DOI : [10.1007/978-3-540-71679-2](https://doi.org/10.1007/978-3-540-71679-2). adresse : <https://doi.org/10.1007/978-3-540-71679-2>.
- [119] M. KRAMMER, “Silicon detectors”, 2010. adresse : http://www.hephy.at/fileadmin/user_upload/Lehre/Unterlagen/Praktikum/Halbleiterdetektoren.pdf.

- [120] L. LANDAU, “On the energy loss of fast particles by ionization”, *J. Phys. (USSR)*, t. 8, p. 201-205, 1944.
- [121] L. ROSSI, P. FISCHER, T. ROHE, N. WERMES, “Pixel detectors : From fundamentals to applications”, *Springer Science & Business Media*, 2006. DOI : [10.1007/3-540-28333-1](https://doi.org/10.1007/3-540-28333-1). adresse : <https://doi.org/10.1007/3-540-28333-1>.
- [122] ATLAS COLLABORATION, *Cluster Properties and Lorentz Angle Measurement in the 4-Layer Pixel Detector Using Cosmic Rays*, Technical Report ATL-PHYS-PUB-2015-012 (CERN, Geneva, 2015). adresse : <http://cds.cern.ch/record/2020918>.
- [123] ATLAS COLLABORATION, “Pixel Radiation Damage”, adresse : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Main/PixelRadDamage>.
- [124] M. MOLL, “Radiation damage in silicon particle detectors : Microscopic defects and macroscopic properties”, thèse de doct., Hamburg U., 1999. adresse : <http://www-library.desy.de/cgi-bin/showprep.pl?desy-thesis99-040>.
- [125] RD48 COLLABORATION, “Radiation hard silicon detectors developments by the RD48 (ROSE) collaboration”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 466, p. 308, 2001, ISSN : 0168-9002. adresse : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900201005605>.
- [126] A. VASILESCU (INPE BUCHAREST) AND G. LINDSTROEM (UNIVERSITY OF HAMBURG), “Displacement damage in Silicon online compilation”, <http://sesam.desy.de/members/gunnar/Sidfuncs.html>, 2000.
- [127] A. VASILESCU, “The NIEL scaling hypothesis applied to neutron spectra of irradiation facilities and in the ATLAS and CMS SCT”, CERN, rapp. tech. ROSE/TN/97-2, 1997. adresse : <http://cern.ch/rd48>.
- [128] G. LUTZ, “Semiconductor radiation detectors : device physics”, 1999. adresse : <https://cds.cern.ch/record/411172>.
- [129] V. EREMIN, E. VERBITSKAYA AND A. LI, “The origin of double peak electric field distribution in heavily irradiated silicon detectors”, *Nucl. Instrum. and Meth. A*, t. 476, p. 556, 2002. DOI : [10.1016/S0168-9002\(01\)01642-4](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)01642-4).
- [130] G. KRAMBERGER, V. CINDRO, I. MANDIC, M. MIKUZ AND M. ZAVRTANIK, “Effective trapping time of electrons and holes in different silicon materials irradiated with neutrons, protons and pions”, *Nucl. Instrum. and Meth. A*, t. 481, p. 297, 2002. DOI : [10.1016/S0168-9002\(01\)01263-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)01263-3).
- [131] T. SJOSTRAND ET AL., “An Introduction to PYTHIA 8.2”, *Comput. Phys. Commun.*, t. 191, p. 159, 2015. adresse : <https://arxiv.org/abs/1410.3012>.
- [132] T. SJOSTRAND, S. MRENNNA AND P. Z. SKANDS, “PYTHIA 6.4 Physics and Manual”, *JHEP*, t. 05, p. 026, 2006. DOI : [10.1088/1126-6708/2006/05/026](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2006/05/026).
- [133] THE ATLAS COLLABORATION, “A study of the Pythia 8 description of ATLAS minimum bias measurements with the Donnachie-Landshoff diffractive model”, CERN, rapp. tech. ATL-PHYS-PUB-2016-017, 2016. adresse : <http://cds.cern.ch/record/2206965>.
- [134] G. BATTISTONI ET AL., “The FLUKA code : description and benchmarking”, *AIP Conference Proceedings*, t. 896, p. 31, 2007. adresse : <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.2720455>.
- [135] A. FERRARI ET AL., “FLUKA : A multi-particle transport code”, adresse : <https://cds.cern.ch/record/898301>.

- [136] THE ATLAS COLLABORATION, “Radiation damage in 2015-2017”, <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/PIX-2018-005/>.
- [137] THE ATLAS COLLABORATION, “Radiation Simulation Public Results”, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/RadiationSimulationPublicResults>.
- [138] S. M. SZE AND K. K. NG, *Physics of Semiconductor Devices*, 3^e éd. Wiley, 2006.
- [139] S. AGOSTINELLI ET AL., “GEANT4 : A Simulation toolkit”, *Nucl. Instrum. Meth. A*, t. 506, p. 250, 2003. DOI : [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
- [140] THE ATLAS COLLABORATION, “ATLAS Pixel IBL : Stave Quality Assurance”, CERN, rapp. tech. ATL-INDET-PUB-2014-006, 2014. adresse : <https://cds.cern.ch/record/1754509>.
- [141] THE ATLAS COLLABORATION, “Charge Collection Efficiency as a function of integrated luminosity”, <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/PIX-2017-004/>.
- [142] ATLAS COLLABORATION, “The ATLAS Simulation Infrastructure”, *Eur. Phys. J. C*, t. 70, p. 823, 2010. DOI : [10.1140/epjc/s10052-010-1429-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1429-9).
- [143] V. CHIOCHIA ET AL., “A Double junction model of irradiated silicon pixel sensors for LHC”, *Nucl. Instrum. and Meth. A*, t. 568, p. 51, 2006. adresse : <https://arxiv.org/abs/physics/0506228>.
- [144] SILVACO, “Atlas User’s Manual: Device Simulation Software ”.
- [145] SILVACO, “<http://www.silvaco.com>”, Santa Clara, California (USA).
- [146] T. WITTIG, “Slim Edge Studies, Design and Quality Control of Planar ATLAS IBL Pixel Sensors”, thèse de doct., Technische Universität Dortmund, 2013. adresse : <https://eldorado.tu-dortmund.de/handle/2003/30362>.
- [147] CMS COLLABORATION, *Technical Proposal for the Phase-II Upgrade of the CMS Detector*, CERN-LHCC-2015-010, 2015. adresse : <http://cds.cern.ch/record/2020886>.
- [148] M. SWARTZ, *A Detailed Simulation of the CMS Pixel Sensor*, CMS NOTE 2002/027, 2002. adresse : http://cmsdoc.cern.ch/documents/02/note02_027.pdf.
- [149] V. CHIOCHIA ET AL., “Simulation of heavily irradiated silicon pixel sensors and comparison with test beam measurements”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, t. 52, p. 1067, 2005. DOI : [10.1109/TNS.2005.852748](https://doi.org/10.1109/TNS.2005.852748).
- [150] M. SWARTZ ET AL., “Observation, modeling, and temperature dependence of doubly peaked electric fields in irradiated silicon pixel sensors”, *Nucl. Instrum. Meth. A*, t. 565, p. 212, 2006. DOI : [10.1016/j.nima.2006.05.002](https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.05.002).
- [151] F. MOSCATELLI ET AL., “Combined Bulk and Surface Radiation Damage Effects at Very High Fluences in Silicon Detectors : Measurements and TCAD Simulations”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, t. 63, p. 2716, 2016. DOI : [10.1109/TNS.2016.2599560](https://doi.org/10.1109/TNS.2016.2599560).
- [152] SYNOPSYS, “<http://www.synopsys.com>”, Mountain View, California (USA).
- [153] G. LUTZ, “Effects of deep level defects in semiconductor detectors”, *Nucl. Instrum. Meth. A*, t. 377, p. 234, 1996.
- [154] THE ATLAS COLLABORATION, “Modeling the Mobility and Lorentz angle for the ATLAS Pixel Detector”, CERN, rapp. tech. ATL-INDET-PUB-2018-001, 2018. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2629889>.
- [155] G. AAD ET AL., “ATLAS pixel detector electronics and sensors”, *JINST*, t. 3, P07007, 2008. DOI : [10.1088/1748-0221/3/07/p07007](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/07/p07007).

- [156] G. ALIMONTI ET AL., “A study of charge trapping in irradiated silicon with test beam data”, CERN, rapp. tech. ATL-INDET-PUB-2003-014, 2003. adresse : <https://cds.cern.ch/record/685542>.
- [157] O. KRASEL ET AL., “Measurements of Trapping Time Constant in Proton-Irradiated Silicon Pad Detectors”, *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, t. 51, p. 3055, 2004.
- [158] W. SHOCKLEY, “Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge”, *Journal of Applied Physics*, t. 9, p. 635, 1938.
- [159] S. RAMO, “Currents Induced by Electron Motion”, *Proceedings of the IRE*, t. 27, p. 584, 1939.
- [160] J. IDARRAGA AND M. BENOIT, “Generic Geant4 implementation for pixel detectors”, The AllPix Simulation Framework [twiki.cern.ch:AllPix], 2006.
- [161] L. LANDAU, “On the energy loss of fast particles by ionization”, *J. Phys. (USSR)*, t. 8, p. 201, 1944.
- [162] THE ATLAS COLLABORATION, “dE/dx simulation plots for Run 2”, <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/PIX-2018-004/>.
- [163] ATLAS COLLABORATION, *Lorentz angle measurement for the IBL planar sensors*, ATL-INDET-INT-2019-011, 2019. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2688933>.
- [164] A. DOROKHOV ET AL., “Extraction of electric field in heavily irradiated silicon pixel sensors”, *Nucl. Instrum. Meth. A*, t. 560, p. 112, 2006. DOI : [10.1016/j.nima.2005.11.247](https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.11.247). adresse : <https://arxiv.org/abs/physics/0412036>.
- [165] C. JACOBONI ET AL., “A review of some charge transport properties of silicon”, *Solid-State Electronics*, t. 20, p. 77, 1977. adresse : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0038110177900545>.
- [166] ATLAS COLLABORATION, *Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector at the LHC*, ATLAS-CONF-2019-021, 2019. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2677054>.
- [167] G. AVONI ET AL., “The new LUCID-2 detector for luminosity measurement and monitoring in ATLAS”, *JINST*, t. 13, P07017, 2018. DOI : [10.1088/1748-0221/13/07/P07017](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/07/P07017).
- [168] ATLAS COLLABORATION, *Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2015 LHC proton–proton collision data*, ATLAS-CONF-2016-024, 2016. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2157687>.
- [169] ATLAS COLLABORATION, “Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, *Eur. Phys. J. C*, t. 76, p. 292, 2016. DOI : [10.1140/epjc/s10052-016-4120-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4120-y).
- [170] R. ELLIS, W. R. STIRLING, AND W. J. WEBER, *QCD and collider physics*, Cambridge University Press, 1996.
- [171] H. WEBER, *Search for Supersymmetry in Hadronic Final States using MT2 in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV and Evolution Studies of the CMS Electromagnetic Calorimeter Endcap Signals*, CERN-THESIS-2015-027, 2015. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2007142/>.
- [172] A. S. ET AL., “Event generator for particle production in high-energy collisions”, *Prog. Part. Nucl. Phys.*, t. 53, p. 329, 2004. DOI : [10.1016/j.pnpnp.2004.02.031](https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2004.02.031).
- [173] E. BOUVIER, *Mesure de la masse du quark top à partir d'événements $t\bar{t}$ présentant un J/ψ dans l'état final avec l'expérience CMS du LHC*, Université Claude Bernard - Lyon 1, Lyon, CERN-THESIS-2016-197, 2016. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2238571>.

- [174] R. D. BALL et al., “Parton distributions for the LHC Run II”, *JHEP*, t. 04, p. 040, 2015. DOI : [10.1007/JHEP04\(2015\)040](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2015)040).
- [175] W. T. GIELE, D. A. KOSOWER AND P. SKANDS, “Higher-Order Corrections to Timelike Jets”, *Phys. Rev. D*, t. 84, p. 054003, 2011. DOI : [10.1103/PhysRevD.84.054003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.84.054003).
- [176] L. HARTGRING, E. LAENEN AND P. Z. SKANDS, “Antenna Showers with One-Loop Matrix Elements”, *JHEP*, t. 1310, p. 127, 2013. DOI : [10.1007/JHEP02\(2012\)099](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2012)099).
- [177] W. T. GIELE, D. A. KOSOWER AND P. Z. SKANDS, “A simple shower and matching algorithm”, *Phys. Rev. D*, t. 78, p. 014026, 2008. DOI : [10.1103/PhysRevD.78.014026](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.78.014026).
- [178] T. SJÖSTRAND, S. MRENNNA, P. SKANDS, “A Brief Introduction to PYTHIA 8.1”, *Comput. Phys. Commun.*, t. 178, p. 852, 2008. DOI : [10.1016/j.cpc.2008.01.036](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2008.01.036).
- [179] T. SJÖSTRAND, S. ASK, J. R. CHRISTIANSEN, R. CORKE, N. DESAI, P. ILTEN, S. MRENNNA, S. PRESTEL, C. O. RASMUSSEN et P. Z. SKANDS, “An Introduction to PYTHIA 8.2”, *Comput. Phys. Commun.*, t. 191, p. 159, 2015. DOI : [10.1016/j.cpc.2015.01.024](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2015.01.024).
- [180] G. I. B. ANDERSSON G. Gustafson et T. SJOSTRAND, “Parton Fragmentation and String Dynamics”, *Phys. Rep.*, t. 97, p. 145, 1983. DOI : [10.1016/0370-1573\(83\)90080-7](https://doi.org/10.1016/0370-1573(83)90080-7).
- [181] G. MARCHESINI, B. WEBBER, “Simulation of QCD jets including soft gluon interference”, *Nucl. Phys. B*, t. 238, p. 1, 1984.
- [182] M. BOWLER, “ e^+e^- Production of Heavy Quarks in the String Model”, *Z. Phys. C*, t. 11, p. 169, 1981. DOI : [10.1007/BF01574001](https://doi.org/10.1007/BF01574001).
- [183] M. BAHR et al., “Herwig++ Physics and Manual”, *Eur. Phys. J. C*, t. 58, p. 639, 2008. DOI : [10.1140/epjc/s10052-008-0798-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-008-0798-9).
- [184] J. BELLM et al., “Herwig 7.0/Herwig++ 3.0 release note”, *Eur. Phys. J. C*, t. 76, n° 4, p. 196, 2016. DOI : [10.1140/epjc/s10052-016-4018-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4018-8).
- [185] J. RATHSMAN, “A Generalised Area Law for Hadronic String Reinteractions”, *Phys.Lett. B*, t. 452, p. 364-371, 1999. DOI : [10.1016/S0370-2693\(99\)00291-9](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(99)00291-9).
- [186] P. SKANDS et D. WICKE, “Non-perturbative QCD Effects and the Top Mass at the Tevatron”, *Eur.Phys.J. C*, t. 52, p. 133-140, 2007. DOI : [10.1140/epjc/s10052-007-0352-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-007-0352-1).
- [187] A.D. MARTIN, W.J. STIRLING, R.S. THORNE AND G. WATT, “Parton distributions for the LHC”, *Eur. Phys. J. C*, t. 63, p. 189-285, 2009. DOI : [10.1140/epjc/s10052-009-1072-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-009-1072-5).
- [188] ATLAS COLLABORATION, *The Pythia 8 A3 tune description of ATLAS minimum bias and inelastic measurements incorporating the Donnachie–Landshoff diffractive model*, ATL-PHYS-PUB-2016-017, 2016. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2206965>.
- [189] J. ALWALL, R. FREDERIX, S. FRIXIONE, V. HIRSCHI, F. MALTONI, O. MATTELAER, H. -.S. SHAO, T. STELZER, P. TORRIELLI et M. ZARO, “The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations”, *JHEP*, t. 07, p. 079, 2014. DOI : [10.1007/JHEP07\(2014\)079](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2014)079).
- [190] P. NASON, “A new method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms”, *JHEP*, t. 11, p. 040, 2004. DOI : [10.1088/1126-6708/2004/11/040](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2004/11/040).
- [191] S. FRIXIONE, P. NASON et C. OLEARI, “Matching NLO QCD computations with parton shower simulations : the POWHEG method”, *JHEP*, t. 11, p. 070, 2007. DOI : [10.1088/1126-6708/2007/11/070](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/11/070).

- [192] S. ALIOLI, P. NASON, C. OLEARI et E. RE, “A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs : the POWHEG BOX”, *JHEP*, t. 06, p. 043, 2010. DOI : [10.1007/JHEP06\(2010\)043](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2010)043).
- [193] S. FRIXIONE, P. NASON AND G. RIDOLFI, “A Positive-weight next-to-leading-order Monte Carlo for heavy flavour hadroproduction”, *JHEP*, t. 09, p. 126, 2007. DOI : [10.1088/1126-6708/2007/09/126](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/09/126).
- [194] ATLAS COLLABORATION, *ATLAS Pythia 8 tunes to 7 TeV data*, ATL-PHYS-PUB-2014-021, 2014. adresse : <https://cds.cern.ch/record/1966419>.
- [195] S. AGOSTINELLI et al., “GEANT4 – a simulation toolkit”, *Nucl. Instrum. Meth. A*, t. 506, p. 250, 2003. DOI : [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
- [196] ATLAS COLLABORATION, *The simulation principle and performance of the ATLAS fast calorimeter simulation FastCaloSim*, ATL-PHYS-PUB-2010-013, 2010. adresse : <https://cds.cern.ch/record/1300517>.
- [197] ATLAS COLLABORATION, *Simulation of top-quark production for the ATLAS experiment at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, ATL-PHYS-PUB-2016-004, 2016. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2120417>.
- [198] S. FRIXIONE, E. LAENEN, P. MOTYLINSKI et B. R. WEBBER, “Single-top production in MC@NLO”, *JHEP*, t. 03, p. 092, 2006. DOI : [10.1088/1126-6708/2006/03/092](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2006/03/092).
- [199] R. FREDERIX, E. RE AND P. TORRIELLI, “Single-top t-channel hadroproduction in the four-flavour scheme with POWHEG and aMC@NLO”, *JHEP*, t. 09, p. 130, 2012. DOI : [10.1007/JHEP09\(2012\)130](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2012)130).
- [200] D. J. LANGE, “The EvtGen particle decay simulation package”, *Nucl. Instrum. Meth. A*, t. 462, p. 152, 2001. DOI : [10.1016/S0168-9002\(01\)00089-4](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00089-4).
- [201] E. B. et AL., “Event generation with SHERPA 2.2”, 2019. adresse : <https://arxiv.org/abs/1905.09127>.
- [202] HEAVY FLAVOUR AVERAGING GROUP (HFAV) COLLABORATION, “Averages of b -hadron, c -hadron, and τ -lepton properties as of summer 2018”, adresse : <https://arxiv.org/abs/1909.12524>.
- [203] ATLAS COLLABORATION, *Comparison of Monte Carlo generator predictions for bottom and charm hadrons in the decays of top quarks and the fragmentation of high p_T jets*, ATL-PHYS-PUB-2014-008, 2014. adresse : <https://cds.cern.ch/record/1709132>.
- [204] ATLAS COLLABORATION, *Modelling of the $t\bar{t}H$ and $t\bar{t}V(V = W, Z)$ processes for $\sqrt{s} = 13$ TeV ATLAS analyses*, ATL-PHYS-PUB-2016-005, 2016. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2120826>.
- [205] F. CASCIOLI, P. MAIERHOFER et S. POZZORINI, “Scattering Amplitudes with Open Loops”, *Phys. Rev. Lett.*, t. 108, p. 111 601, 2012. DOI : [10.1103/PhysRevLett.108.111601](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.111601).
- [206] T. GLEISBERG et S. HÖCHE, “Comix, a new matrix element generator”, *JHEP*, t. 12, p. 039, 2008. DOI : [10.1088/1126-6708/2008/12/039](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/12/039).
- [207] M. CZAKON et A. MITOV, “Top++ : A Program for the Calculation of the Top-Pair Cross-Section at Hadron Colliders”, *Comput. Phys. Commun.*, t. 185, p. 2930, 2014. DOI : [10.1016/j.cpc.2014.06.021](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2014.06.021).
- [208] M. CZAKON, P. FIEDLER AND A. MITOV, “The total top quark pair production cross-section at hadron colliders through $O(\alpha_S^4)$ ”, *Phys. Rev. Lett.*, t. 110, p. 252 004, 2013. DOI : [10.1103/PhysRevLett.110.252004](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.252004).

- [209] N. KIDONAKIS, “Two-loop soft anomalous dimensions for single top quark associated production with a W^- or H^- ”, *Phys. Rev. D*, t. 82, p. 054 018, 2010. DOI : [10.1103/PhysRevD.82.054018](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.82.054018).
- [210] N. KIDONAKIS, “Next-to-next-to-leading-order collinear and soft gluon corrections for t-channel single top quark production”, *Phys. Rev. D*, t. 83, p. 091 503, 2011. DOI : [10.1103/PhysRevD.83.091503](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.091503).
- [211] ATLAS COLLABORATION, *Monte Carlo Generators for the Production of a W or Z/γ^* Boson in Association with Jets at ATLAS in Run 2*, ATL-PHYS-PUB-2016-003, 2016. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2120133>.
- [212] ATLAS COLLABORATION, *ATLAS simulation of boson plus jets processes in Run 2*, ATL-PHYS-PUB-2017-006, 2017. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2261937>.
- [213] ATLAS COLLABORATION, *Vertex Reconstruction Performance of the ATLAS Detector at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, ATL-PHYS-PUB-2015-026, 2015. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2037717>.
- [214] W. LAMPL et al., *Calorimeter Clustering Algorithms : Description and Performance*, ATL-LARG-PUB-2008-002, 2008. adresse : <https://cds.cern.ch/record/1099735>.
- [215] *ATLAS isolation forum, Official isolation working points*. adresse : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/IsolationSelectionTool>.
- [216] ATLAS COLLABORATION, “Measurement of the muon reconstruction performance of the ATLAS detector using 2011 and 2012 LHC proton–proton collision data”, *Eur. Phys. J. C*, t. 74, p. 3130, 2014. DOI : [10.1140/epjc/s10052-014-3130-x](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3130-x).
- [217] ATLAS COLLABORATION, *Identification of very-low transverse momentum muons in the ATLAS experiment*, ATL-PHYS-PUB-2020-002, 2020. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2710574>.
- [218] M. CACCIARI et G. P. SALAM, “Dispelling the N^3 myth for the kt jet-finder”, *Physics Letters B*, t. 641, n° 1, p. 57-61, 2006, ISSN : 0370-2693. DOI : [10.1016/j.physletb.2006.08.037](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2006.08.037).
- [219] M. CACCIARI, G. P. SALAM et G. SOYEZ, “The anti- k_t jet clustering algorithm”, *JHEP*, t. 04, p. 063, 2008. DOI : [10.1088/1126-6708/2008/04/063](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063).
- [220] M. CACCIARI, G. P. SALAM et G. SOYEZ, “FastJet User Manual”, *Eur. Phys. J. C*, t. 72, p. 1896, 2012. DOI : [10.1140/epjc/s10052-012-1896-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-1896-2).
- [221] ATLAS COLLABORATION, “Jet energy measurement and its systematic uncertainty in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector”, *Eur. Phys. J. C*, t. 75, p. 17, 2015. DOI : [10.1140/epjc/s10052-014-3190-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3190-y).
- [222] M. CACCIARI, G. P. SALAM, AND G. SOYEZ, “The Catchment Area of Jets”, *JHEP*, t. 04, p. 05, 2008. DOI : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.60.113006>.
- [223] ATLAS COLLABORATION, *Tagging and suppression of pileup jets with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2014-018, 2014. adresse : <https://cds.cern.ch/record/1700870>.
- [224] ATLAS COLLABORATION, “Performance of pile-up mitigation techniques for jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using the ATLAS detector”, *Eur. Phys. J. C*, t. 76, p. 581, 2016. DOI : [10.1140/epjc/s10052-016-4395-z](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4395-z).
- [225] ATLAS COLLABORATION, *Expected performance of the ATLAS b-tagging algorithms in Run-2*, ATL-PHYS-PUB-2015-022, 2015. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2037697>.

- [226] ATLAS COLLABORATION, *Performance of missing transverse momentum reconstruction with the ATLAS detector in the first proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, ATL-PHYS-PUB-2015-027, 2015. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2037904>.
- [227] ATLAS COLLABORATION, “Measurement of the production cross section of prompt J/ψ mesons in association with a W^\pm boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector”, *JHEP*, t. 04, p. 172, 2014. DOI : [10.1007/JHEP04\(2014\)172](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2014)172).
- [228] ATLAS COLLABORATION, “Observation and measurements of the production of prompt and non-prompt J/ψ mesons in association with a Z boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector”, *Eur. Phys. J. C*, t. 75, p. 229, 2015. DOI : [10.1140/epjc/s10052-015-3406-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3406-9).
- [229] ATLAS COLLABORATION, “Measurement of the prompt J/ψ pair production cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector”, *Eur. Phys. J. C*, t. 77, p. 76, 2017. DOI : [10.1140/epjc/s10052-017-4644-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4644-9).
- [230] F. HALZEN, Y. S. JEONG AND C. S. KIM, “Charge Asymmetry of Weak Boson Production at the LHC and the Charm Content of the Proton”, *Phys. Rev. D*, t. 88, p. 073 013, 2013. DOI : [10.1103/PhysRevD.88.073013](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.073013).
- [231] ATLAS COLLABORATION, *Estimation of non-prompt and fake lepton backgrounds in final states with top quarks produced in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Detector*, ATL-CONF-2014-058, 2014. adresse : <https://cds.cern.ch/record/1951336>.
- [232] P. SKANDS, S. CARRAZZA et J. ROJO, “Tuning PYTHIA 8.1 : the Monash 2013 Tune”, *Eur. Phys. J. C*, t. 74, n° 8, p. 3024, 2014. DOI : [10.1140/epjc/s10052-014-3024-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3024-y).
- [233] ATLAS COLLABORATION, *Studies on top-quark Monte Carlo modelling with Sherpa and MG5_aMC@NLO*, ATL-PHYS-PUB-2017-007, 2017. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2261938>.
- [234] L. A. HARLAND-LANG, A. D. MARTIN, P. MOTYLINSKI AND R. S. THORNE, “Parton distributions in the LHC era : MMHT 2014 PDFs”, *Eur. Phys. J. C*, t. 75, p. 204, 2015. DOI : [10.1140/epjc/s10052-015-3397-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3397-6).
- [235] ATLAS COLLABORATION, *A study of different colour reconnection settings for Pythia8 generator using underlying event observables*, ATL-PHYS-PUB-2017-008, 2017. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2262253>.
- [236] J. BUTTERWORTH et al., “PDF4LHC recommendations for LHC Run II”, *J. Phys. G*, t. 43, p. 023 001, 2016. DOI : [10.1088/0954-3899/43/2/023001](https://doi.org/10.1088/0954-3899/43/2/023001).
- [237] ATLAS COLLABORATION, *Multi-boson simulation for 13 TeV ATLAS analyses*, ATL-PHYS-PUB-2016-002, 2016. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2119986>.
- [238] ATLAS COLLABORATION, “Electron reconstruction and identification in the ATLAS experiment using the 2015 and 2016 LHC proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, *Eur. Phys. J. C*, t. 79, p. 639, 2019. DOI : [10.1140/epjc/s10052-019-7140-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7140-6).
- [239] ATLAS COLLABORATION, “Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using 2015–2016 LHC proton–proton collision data”, *JINST*, t. 14, P03017, 2019. DOI : [10.1088/1748-0221/14/03/P03017](https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/03/P03017).
- [240] V. BOISVERT ET AL., *Calibration of the Soft Muon Tagger in Run-2 data*, ATL-COM-PHYS-2017-1110, 2017. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2276769>.
- [241] ATLAS COLLABORATION, “Jet energy scale measurements and their systematic uncertainties in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector”, *Phys. Rev. D*, t. 96, p. 072 002, 2017. DOI : [10.1103/PhysRevD.96.072002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.072002).

- [242] ATLAS COLLABORATION, *Jet Calibration and Systematic Uncertainties for Jets Reconstructed in the ATLAS Detector at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, ATL-PHYS-PUB-2015-015, 2015. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2037613>.
- [243] ATLAS COLLABORATION, “Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, *Eur. Phys. J. C*, t. 73, p. 2304, 2013. DOI : [10.1140/epjc/s10052-013-2304-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2304-2).
- [244] ATLAS COLLABORATION, “Measurements of b -jet tagging efficiency with the ATLAS detector using $t\bar{t}$ events at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, *JHEP*, t. 08, p. 089, 2018. DOI : [10.1007/JHEP08\(2018\)089](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2018)089).
- [245] ATLAS COLLABORATION, *Measurement of b -tagging efficiency of c -jets in $t\bar{t}$ events using a likelihood approach with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2018-001, 2018. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2306649>.
- [246] ATLAS COLLABORATION, *Calibration of light-flavour b -jet mistagging rates using ATLAS proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, ATLAS-CONF-2018-006, 2018. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2314418>.
- [247] ATLAS COLLABORATION, “Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using the ATLAS detector at the LHC”, *Eur. Phys. J. C*, t. 76, p. 653, 2016. DOI : [10.1140/epjc/s10052-016-4466-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4466-1).
- [248] ATLAS COLLABORATION, “Measurement of $D^{*\pm}$, D^\pm and D_s^\pm meson production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector”, *Nucl. Phys. B*, t. 907, p. 717, 2016. DOI : [10.1016/j.nuclphysb.2016.04.032](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2016.04.032).
- [249] ATLAS COLLABORATION, “Measurement of $D^{*\pm}$ meson production in jets from pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector”, *Phys. Rev. D*, t. 85, p. 052005, 2012. DOI : [10.1103/PhysRevD.85.052005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.052005).
- [250] ATLAS COLLABORATION, “Measurement of the b -hadron production cross section using decays to $D^{*+}\mu^-X$ final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector”, *Nucl. Phys. B*, t. 864, p. 341, 2012. DOI : [10.1016/j.nuclphysb.2012.07.009](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2012.07.009).
- [251] ATLAS COLLABORATION, *Measurement of the differential non-prompt J/ψ production fraction $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions at the ATLAS experiment*, ATLAS-CONF-2015-030, 2015. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2037967>.
- [252] R. D. FIELD AND R. P. FEYNMAN, “Quark elastic scattering as a source of high-transverse-momentum mesons”, *Phys. Rev. D*, t. 15, p. 2590, 1977. DOI : [10.1103/PhysRevD.15.2590](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.15.2590).
- [253] R. P. FEYNMAN, R. D. FIELD AND G. C. FOX, “Quantum-chromodynamic approach for the large-transverse-momentum production of particles and jets”, *Phys. Rev. D*, t. 18, p. 3320, 1978. DOI : [10.1103/PhysRevD.18.3320](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.18.3320).
- [254] M. CACCIARI AND S. CATANI, “Soft gluon resummation for the fragmentation of light and heavy quarks at large x ”, *Nucl. Phys. B*, t. 617, p. 253, 2001. adresse : <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0107138>.
- [255] G. CORCELLA AND A. D. MITOV, “Bottom Quark Fragmentation in Top Quark Decay”, *Nucl. Phys. B*, t. 623, p. 247, 2002. adresse : <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0110319>.
- [256] G. CORCELLA AND V. DROLLINGER, “Bottom-quark fragmentation : comparing results from tuned event generators and resummed calculations”, *Nucl. Phys. B*, t. 730, p. 82, 2005. adresse : <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0508013>.

- [257] G. CORCELLA AND F. MESCIA, “A Phenomenological Study of Bottom Quark Fragmentation in Top Quark Decay”, *Eur. Phys. J. C*, t. 65, p. 171, 2010. adresse : <https://arxiv.org/abs/0907.5158>.
- [258] G. CORCELLA, R. FRANCESCHINI AND D. KIM, “Fragmentation Uncertainties in Hadronic Observables for Top-quark Mass Measurements”, *Nucl. Phys. B*, t. 929, p. 485, 2018.
- [259] ATLAS COLLABORATION, *Impact of fragmentation modelling on the jet energy and the top-quark mass measurement using the ATLAS detector*, ATL-PHYS-PUB-2015-042, 2015. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2054420>.
- [260] ATLAS COLLABORATION, “Measurement of the jet fragmentation function and transverse profile in proton–proton collisions at a center-of-mass energy of 7 TeV with the ATLAS detector”, *Eur. Phys. J. C*, t. 71, p. 1795, 2011. DOI : [10.1140/epjc/s10052-011-1795-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1795-y).
- [261] ATLAS COLLABORATION, “Properties of jet fragmentation using charged particles measured with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, *Phys. Rev. D*, t. 100, p. 052011, 2019. DOI : [10.1103/PhysRevD.100.052011](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.052011).
- [262] ATLAS COLLABORATION, “Properties of jets measured from tracks in proton-proton collisions at center-of-mass energy $\sqrt{s}=7$ TeV with the ATLAS detector”, *Phys. Rev. D*, t. 84, p. 054001, 2011. adresse : <https://arxiv.org/abs/1107.3311>.
- [263] ATLAS COLLABORATION, “Measurement of the jet fragmentation function and transverse profile in proton-proton collisions at a center-of-mass energy of 7 TeV with the ATLAS detector”, *Eur. Phys. J. C*, t. 71, p. 1795, 2011. adresse : <https://arxiv.org/abs/1109.5816>.
- [264] G. CHOUDALAKIS, “Fully Bayesian Unfolding”, 2012. adresse : <https://arxiv.org/abs/1201.4612>.
- [265] P. DIACONIS, “The Markov Chain Monte Carlo Revolution”, *Bull. Amer. Math. Soc. (N.S.)*, t. 46, p. 179, 2009.
- [266] A. MAIER, “Precision measurements of the top quark mass in the dileptonic top quark pair decay channel at ATLAS”, thèse de doct., 2015. adresse : https://edoc.ub.uni-muenchen.de/19262/1/Maier_Andreas_Alexander.pdf.
- [267] L. LYONS ET AL., “How to combine correlated estimates of a single physical quantity”, *Nucl. Instr. and Meth.*, t. A270, p. 110, 1988. DOI : [10.1016/0168-9002\(88\)90018-6](https://doi.org/10.1016/0168-9002(88)90018-6).
- [268] R. NISIUS, “BLUE : combining correlated estimates of physics observables within ROOT using the Best Linear Unbiased Estimate method”, *SoftwareX*, t. 11, p. 100468, 2020. DOI : [10.1016/j.softx.2020.100468](https://doi.org/10.1016/j.softx.2020.100468).
- [269] *Best Linear Unbiased Estimate, forge repository*. adresse : <https://blue.hepforge.org/>.
- [270] ATLAS COLLABORATION, *Prospects for measurement of the top quark mass using $t\bar{t}$ events with $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ decays with the upgraded ATLAS detector at the High Luminosity LHC*, ATL-PHYS-PUB-2018-042, 2018. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2649882>.
- [271] ATLAS COLLABORATION, *Expected performance for an upgraded ATLAS detector at High-Luminosity LHC*, ATL-PHYS-PUB-2016-026, 2016. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2223839>.
- [272] ATLAS COLLABORATION, *Expected performance of the ATLAS detector at HL-LHC, In progress*, ATL-PHYS-PUB-2018-xxx, 2018. adresse : <https://cds.cern.ch/record/xxx>.
- [273] *Recommendations on systematic uncertainties for HL-LHC*. adresse : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/HLHELHCCommonSystematics>.

- [274] ATLAS COLLABORATION, *Improvements in $t\bar{t}$ modelling using NLO+PS Monte Carlo generators for Run 2*, ATL-PHYS-PUB-2018-009, 2018. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2630327>.
- [275] ATLAS COLLABORATION, *Measurements of inclusive and differential cross-sections of $t\bar{t}\gamma$ production in the $e\mu$ channel at 13 TeV with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2019-042, 2019. adresse : <https://cds.cern.ch/record/2690350>.

Résumé

La collaboration ATLAS a collecté de 2015 à 2018 des collisions protons-protons à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 13$ TeV auprès du grand collisionneur de hadrons (LHC) du CERN. Ces données permettent d'étudier le modèle standard de la physique des particules. La motivation majeure de cette thèse est la mesure la plus précise possible de la masse du quark top à partir de l'étude de paires de quarks top-antitop se désintégrant dans le canal lepton+jets, en utilisant des mésons ($J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, D^0 , $D^*(2010)^+$) issus de la désintégration d'un des quarks b . La masse du quark top ainsi mesurée est :

$$m_{\text{top}} = 173,50 \pm 0,56 \text{ (stat)} \pm 1,51 \text{ GeV (syst)} = 173,50 \pm 1,61 \text{ GeV} .$$

D'autres études ont été menées sur l'endommagement par rayonnement du détecteur à pixels du trajectographe interne, sur la fragmentation du quark b ainsi que sur la précision attendue sur la masse du quark top à la fin de la période de haute luminosité du LHC en 2035.

Mots-clefs

Physique des particules, CERN, LHC, ATLAS, quark top, masse

Abstract

The ATLAS collaboration has collected from 2015 to 2018 proton-proton collisions at an energy in the center of mass of $\sqrt{s} = 13$ TeV produced at the large hadron collider (LHC) at CERN. These data allow to study the standard model of particle physics. The main motivation for this thesis is to obtain a measurement as precise as possible of the top quark mass, from the study of pairs of top-antitop quarks decaying in the lepton+jets channel, using mesons ($J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, D^0 , $D^*(2010)^+$) originating from one of the b quark in the final state. The top quark mass is thus measured to be :

$$m_{\text{top}} = 173.50 \pm 0.56 \text{ (stat)} \pm 1.61 \text{ GeV (syst)} = 173.50 \pm 1.61 \text{ GeV} .$$

Other studies have been undertaken on radiation damage effects on the pixel detector of the tracking system, on the b quark fragmentation and on the expected precision on the top quark mass at the end of the high luminosity period of the LHC in 2035.

Keywords

Particle physics, CERN, LHC, ATLAS, top quark, mass
