HAL
open science

Z+jets au LHC : calibration des jets et mesure de sections efficaces avec le détecteur ATLAS

Jean-Baptiste Sauvan

To cite this version:

Jean-Baptiste Sauvan. Z+jets au LHC : calibration des jets et mesure de sections efficaces avec le détecteur ATLAS. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT : 2012PA112189 . tel-00747024

HAL Id: tel-00747024

https://theses.hal.science/tel-00747024v1

Submitted on 30 Oct 2012

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.

LAL 12-329

UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY
LABORATOIRE DE L'ACCÉLÉRATEUR LINÉAIRE

THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de
DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI, ORSAY
Ecole doctorale : Particules, Noyaux, Cosmos
Spécialité : Physique des particules

par

Jean-Baptiste SAUVAN

Z + jets au LHC : calibration des jets et mesure de sections efficaces avec le détecteur ATLAS

Soutenue le 28 Septembre 2012
devant la commission d'examen composée de :

P.	**BLOCH**	Rapporteur
J.	**BUTTERWORTH**	Rapporteur
T.	**CARLI**	Examinateur
J.-F.	**GRIVAZ**	Directeur de thèse
T.	**PLEHN**	Examinateur
A.	**STOCCHI**	Président du jury

Qu'on soit d'la Balance ou du Lion
On s'en balance on est des lions...

L. Ferré

Remerciements

Taiseux professionnel bien avant d'être physicien, je souhaiterais faire de cette page un modèle de laconisme.

Je remercie en premier lieu MM. Philippe Bloch et Jon Butterworth pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail, ainsi que MM. Tancredi Carli, Tilman Plehn et Achille Stocchi pour faire partie du jury de cette thèse

je remercie par ailleurs M. Guy Wormser et M. Achille Stocchi pour m'avoir accueilli au sein du LAL et de l'école doctorale PNC, respectivement

je remercie toutes les personnes de l'administration du LAL, et en particulier celles du service mission, pour leur disponibilité et leur aide précieuse

je remercie toute l'équipe ATLAS du LAL pour avoir supporté mon manque chronique de conversation; et pardonnez-moi de n'être guère plus volubile ici

je remercie toutes les personnes avec lesquelles j'ai pu travailler durant ces trois années : au CERN, à Göttingen et ailleurs

je remercie bien entendu Jean-François pour son encadrement sans faille, ce fut un plaisir

je remercie finalement toute ma famille ainsi que tous mes amis, avec une pensée particulière pour tous les adorables petits bouts qui ont vu le jour durant mes années de thèse.

Et c'est la fin

Point

Antony, le 23 Septembre 2012

Table des matières

Introduction **1**

1 Eléments du Modèle Standard de la physique des particules **3**
- I Théorie électrofaible . . . 4
  - I.1 Courants chargés et courants neutres . . . 4
  - I.2 Interactions propres des bosons de jauge . . . 5
  - I.3 Mécanisme de Higgs . . . 6
- II Chromodynamique quantique . . . 6
  - II.1 Hadrons et confinement . . . 7
  - II.2 Groupe de renormalisation et liberté asymptotique . . . 7
  - II.3 Sûreté infrarouge et factorisation . . . 8

2 Production associée de jets avec un boson Z au LHC **11**
- I Prédictions et description des processus de production $Z +$ jets . . . 11
  - I.1 Production d'un boson Z au premier ordre . . . 11
  - I.2 Emissions réelles : $Z +$ jets à l'ordre des arbres . . . 12
  - I.3 Prédictions d'ordres supérieurs . . . 15
  - I.4 Modèles de cascade de partons et prédictions à tous ordres . . . 17
  - I.5 Combinaison des prédictions à ordre fixe et des cascades de partons . . . 17
- II Intérêts des prédictions et des mesures $Z +$ jets . . . 20
  - II.1 Corrections QCD au-delà de NLO . . . 21
  - II.2 Corrections électrofaibles . . . 21
  - II.3 Dénombrement de jets . . . 22
- III Calculateurs et générateurs utilisés . . . 23
  - III.1 BLACKHAT+SHERPA . . . 23
  - III.2 ALPGEN+HERWIG . . . 24
  - III.3 MC@NLO . . . 24
  - III.4 SHERPA . . . 24

3 Le détecteur ATLAS auprès du LHC **25**
- I Le LHC . . . 25
  - I.1 Collisions de hadrons et contraintes expérimentales . . . 25
  - I.2 La machine . . . 26
  - I.3 Mesure de luminosité . . . 27
- II Le détecteur ATLAS . . . 28
  - II.1 Architecture et système de coordonnées . . . 28
  - II.2 Système magnétique . . . 30
  - II.3 Détecteur interne de traces . . . 30
  - II.4 Calorimétrie . . . 32

II.5 Spectromètre à muons . . . 37
II.6 Système de déclenchement . . . 38
III Reconstruction des événements . . . 40
III.1 Electrons . . . 40
III.2 Jets . . . 43

4 Procédure de calibration des jets reconstruits avec le détecteur ATLAS 49
I Calibration des constituants . . . 49
I.1 Echelle d'énergie électromagnétique . . . 50
I.2 Calibration locale . . . 50
II Calibration au niveau des jets de particules . . . 51
II.1 Correction de *pile-up* . . . 51
II.2 Correction d'origine . . . 52
II.3 Correction d'énergie et de pseudorapidité . . . 53
III Méthodes *in situ* et correction résiduelle . . . 54
III.1 Evénements dijet et intercalibration . . . 55
III.2 Mesure de balance dans les événements $Z +$ jet et $\gamma +$ jet . . . 57
III.3 Correction des jets de grande énergie à l'aide d'événements multijets . . . 59
III.4 Combinaison des méthodes *in situ* et correction résiduelle . . . 60
IV Incertitudes . . . 61
IV.1 Incertitudes sur les mesures *in situ* . . . 61
IV.2 Incertitudes de *pile-up* . . . 62
IV.3 Incertitude pour les jets non isolés . . . 63
IV.4 Incertitude de saveur . . . 63
IV.5 Incertitude totale . . . 65

5 Mesure de balance en p_{T} dans les événements $Z +$ jet 67
I Principe de la méthode . . . 67
II Lot de données . . . 68
II.1 Lot de données et générateurs utilisés . . . 68
II.2 Sélection des événements . . . 69
III Distributions de balance et estimation de moyennes . . . 71
III.1 Distributions de balance . . . 71
III.2 Limite de la moyenne arithmétique dans le cas de distributions tronquées . 72
III.3 Balances et distributions Poissonniennes . . . 74
IV Evolution de la balance . . . 75
IV.1 Courbe de résolution et contraintes sur l'estimation de moyenne . . . 76
IV.2 Extrapolation . . . 76
V Impact du rayonnement en dehors du cône et de l'événement sous-jacent . . 78
V.1 Principe de la mesure . . . 79
V.2 Construction de profils . . . 81
V.3 Evaluation de la contribution de l'événement sous-jacent à l'énergie d'un jet 81
V.4 Evaluation de l'énergie rayonnée en dehors du cône . . . 82
V.5 Correction . . . 83
VI Evaluation des incertitudes systématiques . . . 85
VI.1 Incertitudes systématiques et signification statistique . . . 85
VI.2 Procédure d'ajustement des distributions Poissonniennes . . . 86
VI.3 Procédure d'extrapolation . . . 86

VI.4 Rayonnement de partons additionnels de grand p_{T} . . . 87
VI.5 Rayonnement hors du cône et événement sous-jacent . . . 88
VI.6 *Pile-up* . . . 89
VI.7 Echelle d'énergie des électrons . . . 89
VI.8 Choix du générateur . . . 90
VI.9 Incertitudes finales . . . 91
VII Résultats . . . 93

6 Mesure de sections efficaces de production de jets en association avec un boson Z 95
I Description de la mesure . . . 95
II Lot de données . . . 96
II.1 Lot de données et générateurs utilisés . . . 96
II.2 Sélection des événements . . . 97
III Estimation des bruits de fond à partir des données . . . 97
III.1 Estimation du bruit de fond multijets . . . 98
III.2 Estimation du bruit de fond $t\bar{t}$ . . . 101
IV Correction des effets du détecteur . . . 101
IV.1 *Unfolding* bin par bin . . . 102
IV.2 *Unfolding* Bayésien . . . 102
IV.3 Implémentation . . . 103
IV.4 Choix du nombre d'itérations . . . 106
V Incertitudes systématiques . . . 106
V.1 Reconstruction et identification des électrons . . . 107
V.2 Echelle d'énergie et résolution des jets . . . 107
V.3 Estimation des bruits de fond . . . 108
V.4 *Unfolding* . . . 108
V.5 Résumé des incertitudes . . . 109
VI Prédictions théoriques . . . 110
VI.1 Prédictions au niveau partonique et conversion au niveau des particules . . . 110
VI.2 Incertitudes . . . 112
VII Résultats au niveau du détecteur . . . 112
VII.1 Rapidité du Z et repondération des PDFs . . . 112
VII.2 Effets du *pile-up* . . . 114
VII.3 Comparaison des données avec les prédictions . . . 116
VIII Résultats au niveau des particules . . . 127
VIII.1 Multiplicité de jets . . . 127
VIII.2 Impulsions transverses . . . 128
VIII.3 Rapidités et variables angulaires . . . 130
VIII.4 H_{T} et S_{T} . . . 130
VIII.5 Présélection VBF et troisième jet . . . 131
IX Combinaison des canaux électrons et muons . . . 141
IX.1 Corrections des sections efficaces . . . 141
IX.2 Méthode de combinaison . . . 141
IX.3 Traitement des systématiques . . . 142
IX.4 Comparaison des mesures dans les deux canaux avec les résultats combinés 143
IX.5 Résultats combinés . . . 144
X Conclusions . . . 152

Conclusion générale **153**

Bibliographie **155**

Annexes **161**

A Récupération d'énergie à partir de l'information du déclenchement de niveau 1 **163**
I Electronique de lecture du calorimètre à argon liquide et déclenchement de niveau 1 . . . 163
I.1 Electronique de lecture . . . 164
I.2 Déclenchement de niveau 1 . . . 165
II Estimation et calibration des énergies calorimétriques au niveau 1 . . . 166
II.1 Ajustements sur les signaux enregistrés . . . 166
II.1.1 Formes fonctionnelles étudiées . . . 166
II.1.2 Estimation de maxima . . . 166
II.1.3 Biais sur les estimations de maxima . . . 167
II.2 Calibration des énergies transverses . . . 169
II.2.1 Sélection des signaux . . . 170
II.2.2 Calibration des tours *trigger* . . . 171
II.2.3 Sélection des tours *trigger* . . . 172
II.2.4 Calibration dépendante de la pseudorapidité . . . 173
II.2.5 Calibration dépendante de l'énergie . . . 174
III Précision de la calibration et stabilité des facteurs de calibration dans le temps 176
IV Procédure de récupération des énergies et performances . . . 176
IV.1 Procédure de récupération . . . 177
IV.2 Performances . . . 178
V Résumé . . . 178

Introduction

Le XXe siècle a vu naître la théorie de la relativité générale et le Modèle Standard de la physique des particules, qui permettent de décrire de manière distincte l'interaction gravitationnelle au niveau macroscopique d'une part, et les interactions électromagnétique, faible, et forte au niveau subatomique d'autre part. Depuis sa construction, le Modèle Standard a montré d'importantes capacités de description et de prédiction qui justifient le choix des concepts sous-jacents (théorie quantique de champs relativistes, invariance de jauge, etc.). Cependant, le Modèle Standard possède des limites connues, entre autres :

- il ne justifie pas les valeurs des masses des particules et de leurs couplages ;
- il ne permet pas d'expliquer le nombre de familles de quarks et de leptons ;
- il n'explique pas l'asymétrie entre matière et anti-matière observée dans l'univers ;
- il ne prend pas en compte la masse non nulle des neutrinos ;
- il ne fournit pas de candidat pour la matière noire.

Des théories ont donc été développées, qui étendent les prédictions du Modèle Standard. On parle alors de théories « au-delà du Modèle Standard », comme la Supersymétrie.

Le LHC, ainsi que les détecteurs qui lui sont associés — comme ATLAS — ont été construits pour tester, en plus des parties du Modèle Standard bien établies, le secteur de la brisure de symétrie électrofaible qui reste sa seule composante non-vérifiée expérimentalement. Ils ont aussi été construits dans l'espoir de mettre en évidence des signes de nouvelle physique.

La recherche de physique au-delà du Modèle Standard, ainsi que la recherche du boson de Higgs et les mesures de ses propriétés reposent sur une capacité de description fine des processus de production connus du Modèle Standard. Ceci vient du fait que ces processus sont des sources importantes de bruit de fond pour toute recherche de phénomènes nouveaux. Une des contributions importantes des bruits de fond pour de nombreuses analyses de recherche, comme par exemple pour la recherche de la Supersymétrie ou celle d'un boson de Higgs produit par fusion de bosons vecteurs, provient de la production de jets en association avec un boson Z. Or, les outils théoriques utilisés pour décrire ces processus de production n'ont jamais été testés aux échelles d'énergie considérées pour ces recherches. Il est donc capital de les mesurer et de confronter ces mesures aux prédictions, ce qui a été rendu possible grâce à l'importante quantité de collisions produites par le LHC.

Les recherches de nouvelle physique reposent non seulement sur une bonne description des processus physiques de bruit de fond, mais aussi sur une reconstruction des objets dans le détecteur la plus précise possible, en particulier la détermination de leur énergie. C'est d'ailleurs aussi le cas pour les mesures des processus du Modèle Standard. Parmi ces objets, les jets sont essentiels pour de nombreuses recherches et mesures. Une grande précision sur leur énergie peut être atteinte à l'aide de méthodes de calibration *in situ*.

Le travail présenté dans cette thèse a porté sur une grande partie des ingrédients indispensables à la mesure de sections efficaces de production de jets en association avec un

boson Z :

- la calibration de l'énergie des jets à l'aide d'une méthode *in situ* ;
- l'estimation du bruit de fond multijets à partir des données ;
- la mesure proprement dite des sections efficaces au niveau du détecteur et au niveau des particules, dans le canal électronique de désintégration du Z ;
- la combinaison des mesures effectuées dans les canaux électronique et muonique.

Les quatre premiers chapitres permettent de situer ce travail dans son contexte théorique et expérimental.

- Le Chapitre 1 décrit de manière concise quelques caractéristiques du Modèle Standard, tandis que le Chapitre 2 fournit des détails sur les processus de production d'un boson Z associé à un ou plusieurs jets au LHC, ainsi que sur les outils théoriques utilisés pour décrire ces processus. L'intérêt des mesures de ces processus est par ailleurs exposé.
- Le Chapitre 3 donne une vue d'ensemble des outils expérimentaux utilisés, le détecteur ATLAS et le LHC, ainsi que de la reconstruction des événements dans le détecteur. Des détails sur la procédure de calibration des jets sont donnés dans le Chapitre 4.

Les résultats qui font l'objet de cette thèse sont exposés dans les deux derniers chapitres.

- Le Chapitre 5 développe la mesure de balance en impulsion transverse dans les événements $Z + \text{jet}$, utilisée pour la calibration en énergie des jets.
- Le Chapitre 6 traite de la mesure de sections efficaces de production de jets en association avec un boson Z.

Une annexe est par ailleurs ajoutée à la fin de cette thèse. Elle décrit le travail de « qualification » de l'auteur, à savoir le développement d'une méthode de récupération de l'énergie de canaux défectueux dans le calorimètre à argon liquide à partir de l'information du système de déclenchement.

1

Eléments du Modèle Standard de la physique des particules

Le modèle théorique actuel qui définit les composants fondamentaux de la matière et décrit leurs interactions est appelé « Modèle Standard ». Seules certaines caractéristiques essentielles de ce modèle sont exposées ici et de plus amples détails peuvent, par exemple, être trouvés dans [1, 2, 3].

La dynamique du Modèle Standard est contrôlée par un Lagrangien dont le cadre mathématique est la théorie quantique des champs, et découle du postulat d'invariance du système physique sous un ensemble de transformations (symétries). Le Modèle Standard est construit en écrivant le Lagrangien le plus général possible, renormalisable et respectant ces symétries. S'agissant d'une théorie de champs relativiste, l'invariance sous le groupe de Poincaré est postulée. Par ailleurs, l'invariance de jauge locale $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, symétrie interne du système, est posée comme base du Modèle Standard et donne naissance à trois interactions fondamentales (forte, faible et électromagnétique).

Le Modèle Standard est divisé en plusieurs secteurs :

- le secteur de la chromodynamique quantique (QCD), qui décrit l'interaction forte ;
- le secteur électrofaible, qui décrit les interactions faible et électromagnétique ;
- le secteur de Higgs, qui décrit la brisure de la symétrie électrofaible.

Les particules élémentaires qui le composent sont regroupées en deux catégories qui diffèrent par leur spin et leurs propriétés statistiques : les bosons (spin entier) et les fermions (spin demi-entier) (voir Tableau 1.1). Les quarks et les leptons font partie de la catégorie des fermions. Les quarks sont sensibles aux trois interactions fondamentales citées précédemment, tandis que les leptons sont sensibles uniquement à l'interaction faible et, dans le cas des leptons chargés, à l'interaction électromagnétique. Ces quarks et ces leptons sont répartis en trois familles. Par ailleurs, deux types de bosons existent dans le Modèle Standard : les bosons de jauge et le boson de Higgs. Les bosons de jauge sont les médiateurs des interactions tandis que le boson de Higgs est un scalaire résultant du mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible.

Dans la suite, les deux composantes du Modèle Standard — la théorie électrofaible et la chromodynamique quantique (QCD) — sont brièvement exposées.

Famille	Leptons			Quarks		
	Nom	Masse [GeV]	Charge	Nom	Masse [GeV]	Charge
I	électron e	$0.511 \cdot 10^{-3}$	-1	up u	$2.3 \cdot 10^{-3}$	$2/3$
	neutrino ν_e	$< 2 \cdot 10^{-6}$	0	down d	$4.8 \cdot 10^{-3}$	$-1/3$
II	muon μ	0.106	-1	charm c	1.28	$2/3$
	neutrino ν_μ	$< 0.19 \cdot 10^{-3}$	0	strange s	$95 \cdot 10^{-3}$	$-1/3$
III	tau τ	1.777	-1	top t	173.5	$2/3$
	neutrino ν_τ	$< 18 \cdot 10^{-3}$	0	bottom b	4.2	$-1/3$

Bosons	Spin	Masse [GeV]	Charge
photon γ	1	0	0
Z	1	91.188	0
$W^\pm$	1	80.385	± 1
gluons g	1	0	0
Higgs	0	$\approx$ 125–126†	0

Tableau 1.1 : *Liste des fermions et bosons du Modèle Standard [4]. Les anti-fermions ne sont pas indiqués.* †*Même si une particule compatible avec le boson de Higgs du Modèle Standard, avec une masse aux alentours de* 125 GeV *[5, 6], a été découverte, sa nature reste à évaluer.*

I Théorie électrofaible

La théorie électrofaible, développée par Glashow, Salam, et Weinberg [7, 8, 9], unifie dans un même cadre théorique les interactions électromagnétique et faible et permet de décrire la structure des courants neutres et chargés observés expérimentalement. Elle se base pour cela sur un groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Quatre bosons de jauge lui sont associés : les trois bosons de jauge du groupe de symétrie d'isospin faible $SU(2)_L$ (W^1, W^2, W^3), ainsi que le boson de jauge du groupe de symétrie d'hypercharge $U(1)_Y$ (B). Les composantes gauches des leptons chargés et des neutrinos sont regroupés en des doublets d'isospin faible, tandis que les composantes droites des leptons chargés forment des singulets d'isospin (les neutrinos droits n'existent pas dans le Modèle Standard et ne sont pas considérés) :

$$E_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \; e_R^-$$

Il en est de même avec les différentes saveurs de quarks, à la différence près que les états propres de masse diffèrent de ceux de saveur dans ce cas, reliés entre eux par la matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) [10, 11] :

$$Q_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \; u_R, \; d_R$$

I.1 Courants chargés et courants neutres

Les composantes gauches des quarks et des leptons (et droites des antiparticules correspondantes) interagissent avec les champs de jauge chargés $W^\pm = (W^1 \mp iW^2)/\sqrt{2}$,

formés à partir des deux premiers bosons d'isospin faible, et qui s'identifient aux bosons $W^{\pm}$ physiques du Tableau 1.1. Par exemple, les couplages du boson W^- sont de la forme :

$$W^-_\mu \left\{\bar{e}\gamma^\mu(1-\gamma^5)\nu + \bar{d}\gamma^\mu(1-\gamma^5)u\right\}$$

où les γ^μ sont les quatre matrices de Dirac et $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$.

La structure de l'interaction par courants chargés (couplage $V-A$ pour vecteur−axial, provenant du fait que seuls les fermions gauches et antifermions droits sont concernés) brise la parité de manière maximale, conformément aux observations [12].

Les bosons Z et γ (A) sont obtenus par une combinaison linéaire des bosons de jauge neutres W^3 et B :

$$\begin{pmatrix} W^3 \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & \sin\theta_W \\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z \\ A \end{pmatrix}$$

où θ_W est l'angle de Weinberg. Le boson Z interagit à la fois avec les doublets et les singulets d'isospin, mais de manière différente dans les deux cas. Le courant associé possède donc une partie vecteur et une partie axiale dotées de couplages différents, ces couplages dépendant de l'isospin et de la charge des fermions. Les différents couplage du Z sont de la forme :

$$Z_\mu \left\{\bar{e}\gamma^\mu(g_v^e - g_a^e\gamma^5)e + \bar{\nu}\gamma^\mu(g_v^\nu - g_a^\nu\gamma^5)\nu + \bar{u}\gamma^\mu(g_v^u - g_a^u\gamma^5)u + \bar{d}\gamma^\mu(g_v^d - g_a^d\gamma^5)d\right\}$$

où les g_v et g_a sont les couplages vecteur et axial des différentes particules.

Le photon n'est pas sensible à la chiralité des fermions, le courant associé est donc purement vecteur. Par ailleurs, le photon interagit uniquement avec les particules électriquement chargées. Les couplages du photon sont de la forme :

$$A_\mu \left\{\bar{e}\gamma^\mu Q_e e + \bar{u}\gamma^\mu Q_u u + \bar{d}\gamma^\mu Q_d d\right\}$$

où les Q sont les charges des différentes particules.

Les bosons de jauge $W^{\pm}$ et Z acquièrent leur masse par un mécanisme de brisure de symétrie décrit dans la Section I.3.

I.2 Interactions propres des bosons de jauge

En plus des termes d'interaction entre bosons de jauge et fermions, la nature non Abélienne de la théorie génère des termes d'interaction propre des bosons de jauge dans le Lagrangien électrofaible, à trois ou quatre branches. Ils sont représentés de manière diagrammatique sur la Figure 1.1.

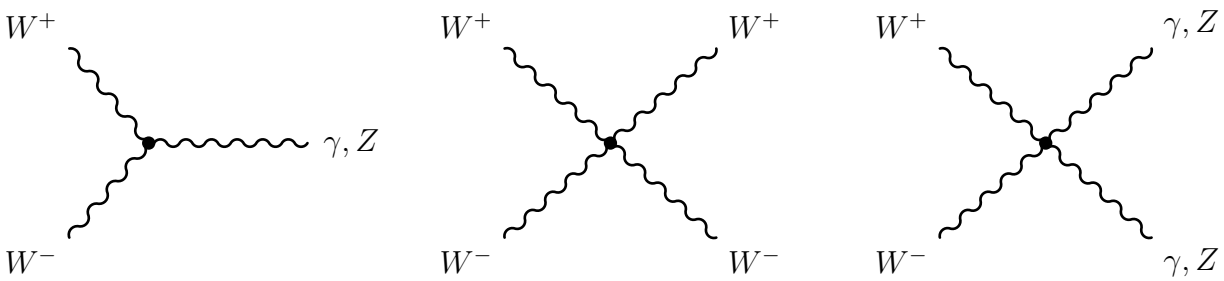


Figure 1.1 : *Interactions propres des bosons de jauge.*

Il est important de noter que ces couplages rendent possible la diffusion de bosons W, $W^+W^- \to W^+W^-$, dont l'amplitude diverge comme s/M_W^2, où s est l'énergie dans le

centre de masse, ce qui n'est pas compatible avec la conservation de la probabilité. Cependant, l'ajout d'une particule scalaire, se couplant avec le W, peut permettre d'éliminer ces divergences. Le boson de Higgs issu de la brisure de symétrie électrofaible via le mécanisme de Higgs (voir Section I.3) peut jouer ce rôle.

I.3 Mécanisme de Higgs

La symétrie de jauge interdit l'ajout de termes de masse pour les bosons de jauge. D'autre part, un terme de masse pour les fermions fait communiquer les composantes gauche et droite, qui se transforment de manière différente sous $SU(2)$, ce qui a pour conséquence de briser explicitement l'invariance de jauge.

Le mécanisme de Higgs, développé indépendamment par Brout et Englert [13], Higgs [14] puis Guralnik, Hagen et Kibble [15], brise de manière spontanée la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ en $U(1)_{EM}$, groupe correspondant à l'interaction électromagnétique. La masse des bosons W et Z est acquise par l'absorption des bosons de Goldstone générés par la brisure de symétrie. Pour cela, un champ scalaire complexe, doublet de $SU(2)$ — et d'hypercharge $+1/2$ — est ajouté au modèle. Son potentiel est construit de telle manière qu'il possède un état du vide non nul et infiniment dégénéré. La brisure de symétrie est obtenue en développant le champ de Higgs autour d'un état du vide particulier. Cet état particulier est invariant suivant $U(1)_{EM}$ (la partie non brisée de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$), ce qui fait que seules trois des quatre composantes du champ de Higgs produisent des bosons de Goldstone, absorbés par les trois bosons de jauge $W^{\pm}$ et Z. Le quatrième degré de liberté se manifeste sous la forme d'une particule scalaire massive, le boson de Higgs.

Ce mécanisme ne permet pas en soi de fournir des masses aux fermions. Cependant, le champ de Higgs possède les nombres quantiques adéquats pour faire communiquer les composantes droite et gauche des fermions via des interactions de Yukawa. Les termes du Lagrangien correspondant peuvent être interprétés comme des termes de masse lorsque le champ de Higgs est développé autour du vide. Les masses générées sont alors proportionnelles aux différents couplages de Yukawa.

II Chromodynamique quantique

La QCD décrit les interactions entre quarks et gluons (aussi regroupés sous le terme « parton »). Il s'agit d'une théorie de jauge non Abélienne basée sur le groupe de symétrie $SU(3)_C$ dont la charge est appelée « couleur ». Les gluons sont les bosons de jauge correspondants, octets de $SU(3)_C$. Les quarks sont des triplets de $SU(3)_C$, et les leptons sont des singulets et n'interagissent pas par interaction forte.

La QCD est considérée comme un modèle satisfaisant de l'interaction forte car :

- c'est une théorie de jauge, renormalisable, asymptotiquement libre, et dépendant d'un unique paramètre (si l'on met de côté les masses des quarks) ;
- elle explique les propriétés à basse énergie des hadrons et justifie le spectre observé ;
- elle explique la violation de l'invariance d'échelle à haute énergie ;
- elle laisse l'interaction électrofaible en place car les éléments du groupe $SU(3)$ commutent avec ceux de $SU(2) \otimes U(1)$.

Quelques propriétés de la QCD sont exposées dans la suite.

II.1 Hadrons et confinement

Les états physiques de l'interaction forte sont les hadrons neutres de couleur. La QCD perturbative ne peut pas être utilisée pour étudier ce confinement des quarks sous forme de hadrons car le couplage augmente lorsque l'échelle d'énergie diminue et atteint une valeur de l'ordre de 1 aux alentours de l'échelle d'énergie QCD ($\Lambda_{\mathrm{QCD}} \sim 200\,\mathrm{MeV}$). Ce confinement peut cependant être étudié à l'aide de la QCD sur réseau qui formule la QCD sur un espace-temps discret et régularise ainsi la théorie. Les calculs de QCD sur réseau sont faits numériquement et nécessitent d'importantes ressources informatiques, la puissance de calcul demandée augmentant de manière drastique lorsque la taille de la maille diminue. Mais certaines propriétés des hadrons peuvent être explicitées sans faire appel à la QCD sur réseau. En effet, les hadrons possèdent de très bonnes propriétés de symétrie, implicitement contenues dans le Lagrangien de la QCD, et qui ont été utilisées pour établir la classification de ces hadrons avant même son développement.

Dans le cas où plusieurs saveurs (N_f) de quarks, sans masse, existent, le Lagrangien de la QCD est invariant sous le groupe de symétrie global de saveur $SU_L(N_f) \otimes SU_R(N_f) \otimes U_B(1) \otimes U_A(1)$. La symétrie chirale $SU_L(N_f) \otimes SU_R(N_f)$ est spontanément brisée en sa composante diagonale $SU_V(N_f)$ qui correspond à l'isospin fort. Les mésons pseudoscalaires (comme les pions) sont alors les bosons de Goldstone. Le groupe $U_B(1)$ correspond à la conservation du nombre baryonique. La symétrie $U_A(1)$ axiale est présente dans la version classique de la théorie, mais brisée dans sa version quantique.

Cependant, les quarks sont massifs et ces symétries sont approximatives. Mais dans le cas où la masse des quarks est plus petite que l'échelle d'énergie de la QCD — ce qui s'applique aux quarks *up* et *down* (et dans une moindre mesure au quark *strange*) — ces approximations sont suffisamment correctes pour capturer certaines propriétés des hadrons comme l'isospin, ou la faible masse des pions.

Le confinement se manifeste dans des collisions de hadrons non seulement dans l'état final, mais aussi dans l'état initial. La production de hadrons dans l'état final, qui sont les objets observés par les détecteurs, ne peut pas être décrite par la QCD perturbative. Différents modèles sont utilisés pour cela, comme les modèles de cordes [16] ou de *clusters* [17], implémentés dans des générateurs Monte-Carlo. Il est par ailleurs nécessaire de connaitre la structure des hadrons dans l'état initial, ce qui ne peut, non plus, être calculé à partir de la QCD perturbative. Cette structure est modélisée par des fonctions de distribution de partons (PDFs), qui fournissent la densité de probabilité de trouver un parton donné dans le hadron en fonction de sa fraction d'impulsion longitudinale et de l'échelle d'énergie à laquelle le hadron est sondé. Ces distributions sont déterminées par des mesures expérimentales.

II.2 Groupe de renormalisation et liberté asymptotique

Dans le cadre de théories de champs renormalisables, l'invariance d'échelle est brisée par la procédure de renormalisation et le couplage dépend de l'échelle de manière logarithmique. Par exemple, à l'ordre dominant :

$$\alpha(\mu^2) = \frac{1}{b_0 \log(\frac{\mu^2}{\Lambda^2_{\mathrm{QCD}}})} \ , \tag{1.1}$$

où μ est l'échelle d'énergie. En QCD, $b_0 = \frac{11\,N_c - 2\,N_f}{12\,\pi}$, où $N_c = 3$ est le nombre de couleurs et N_f est le nombre de saveurs. La dépendance avec le nombre de couleurs provient de

la possibilité de créer des boucles de gluons, ce qui est lié à la nature non Abélienne de l'interaction. Le nombre de saveurs de quarks connues étant de 6, $b_0 > 0$. La conséquence est une décroissance du couplage avec l'énergie, ce qui est appelé « liberté asymptotique » : les quarks ne ressentent plus l'interaction forte à haute énergie.

Ceci permet d'expliquer les observations — *a priori* aberrantes — de diffusion profondément inélastique, à savoir que les quarks confinés dans les hadrons se comportent comme des particules libres. C'est ce comportement qui est à la base du modèle des partons [18, 19] et permet d'exprimer les distributions de partons à partir des fonctions de structure mesurées en diffusion profondément inélastique. Cependant, dans le modèle naïf des partons, ces distributions ne dépendent pas de l'échelle d'énergie de l'interaction, Q^2 (il y a invariance d'échelle (*Bjorken scaling*) des densités de partons). Or, les partons à l'intérieur d'un hadron ne sont pas totalement libres et interagissent entre eux, la force de ces interactions dépendant de l'échelle d'énergie. Ainsi, des gluons peuvent être émis ou absorbés, et des paires de quarks peuvent être créées et peuvent s'annihiler. Ces processus, et donc les densités de parton, dépendent de l'énergie. Cette évolution en fonction de Q^2 peut être prédite par la QCD. Dans l'approximation des logarithmes dominants, les équations DGLAP (Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli et Parisi) [20, 21, 22, 23] fournissent ces prédictions. Cette évolution a été vérifiée de manière étendue, particulièrement auprès de l'accélérateur HERA, fournissant ainsi une validation de la QCD.

La liberté asymptotique assure par ailleurs qu'il est possible d'utiliser la théorie des perturbations pour étudier des interactions à haute énergie mettant en œuvre la QCD, et ce jusqu'à des énergies arbitrairement grandes.

II.3 Sûreté infrarouge et factorisation

Cependant, la liberté asymptotique et le confinement des quarks en hadrons ne sont pas suffisants pour modéliser des collisions de hadrons. Ils permettent de calculer des sections efficaces partoniques d'interactions à haute énergie d'une part, et de justifier l'observation de hadrons dans les détecteurs d'autre part, mais le manque de connaissances sur le processus de confinement rend impossible de faire le lien entre les deux. Et la QCD perturbative ne peut pas être utilisée pour faire ce lien car des divergences apparaissent dès que l'on considère des émissions de partons de faible énergie ou colinéaires (divergences infrarouges). Pour être tout de même capable de fournir des prédictions malgré le manque de connaissance du processus d'interaction complet, il faut faire appel aux concepts de sûreté infrarouge (*infrared safety*) et de factorisation.

Etant donné les divergences infrarouges qui apparaissent dans les calculs perturbatifs, seules les quantités qui ne sont pas sensibles aux émissions responsables de ces divergences peuvent être utilisées dans le cadre perturbatif. Ces quantités sont appelées « *infrared safe* ». Une quantité *infrared safe* est une quantité inclusive qui ne distingue pas un processus partonique avec $n + 1$ particules dans l'état final dont l'une d'elles est dans un état cinématique dégénéré (molle ou colinéaire), d'un processus similaire avec n particules dans l'état final. Par exemple, la multiplicité de gluons dans un événement ou l'énergie du parton le plus dur ne sont pas des quantités *infrared safe*. De nombreuses variables de forme d'événement, ainsi que des algorithmes de jets *infrared safe* ont été développés, qui respectent ces caractéristiques.

Par ailleurs, le théorème de factorisation [24] affirme que le domaine perturbatif et les effets à longue distance (le confinement) d'un processus peuvent se factoriser. Le procédé de factorisation est similaire à celui de renormalisation où les divergences ultraviolettes sont

isolées puis absorbées à l'intérieur de quantités physiques mesurables. Dans le cas de la factorisation, les singularités infrarouges (qui apparaissent dans le cas d'interactions à longue distance) sont absorbées dans les distributions de partons et des fonctions de fragmentations. Ces fonctions dépendent d'une échelle d'énergie dite « échelle de factorisation », qui fixe — de manière arbitraire — la frontière entre le confinement et la physique perturbative à haute énergie. Ce paramètre joue un rôle similaire à l'échelle de renormalisation.

Finalement les deux concepts de sûreté infrarouge et de factorisation peuvent être utilisés pour calculer des sections efficaces dans un environnement de collisions hadroniques. Pour ce faire, ces quantités sont séparées (factorisées) en une partie *infrared safe* (qui peut être calculée en QCD perturbative) et une partie non perturbative (qui regroupe les interactions à longue distance) déterminée de manière expérimentale ou phénoménologique. Ainsi, une section efficace $\sigma_{PP\to X}$ de production d'un état final X dans des collisions proton–proton à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$ peut être exprimée en fonction des sections efficaces partoniques $\hat{\sigma}_{p_i p_j \to X}$, calculées à un ordre donné en théorie des perturbations, et des distributions de partons dans le proton :

$$\sigma_{PP\to X} = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_{p_i}(x_1, \mu_F) f_{p_j}(x_2, \mu_F) \times \hat{\sigma}_{p_i p_j \to X}(\hat{s}, \mu_F, \mu_R), \tag{1.2}$$

où $x_{1,2}$ sont les fractions d'impulsion des deux partons p_i et p_j initiaux, f_{p_i} est la distribution du parton p_i dans le proton, μ_F est l'échelle de factorisation, μ_R est l'échelle de renormalisation, et $\hat{s} = x_1 x_2 s$ est l'énergie dans le centre de masse partonique, au carré.

2

Production associée de jets avec un boson Z au LHC

Ce chapitre introduit les méthodes utilisées pour prédire les sections efficaces de production de jets en association avec un boson Z (événements $Z+$jets), et dont diverses implémentations sont confrontées aux mesures effectuées avec le détecteur ATLAS et présentées dans le Chapitre 6. Quelques caractéristiques des événements $Z+$jets sont décrites, et les intérêts de telles prédictions et de la mise en évidence de leurs limites par la comparaison avec les mesures sont exposés.

I Prédictions et description des processus de production $Z+$jets

Deux types d'approches existent pour modéliser les interactions QCD [25, 26], en particulier pour la production de bosons Z au LHC :

- les calculs à ordre fixe en théorie des perturbations;
- les méthodes qui resomment les logarithmes dominants à tous ordres, comme les algorithmes de cascade de partons implémentés dans les générateurs Monte-Carlo.

Ces deux approches sont présentées ci-après, ainsi que leurs avantages et faiblesses, en prenant pour exemple la production de jets en association avec un boson Z. Quelques caractéristiques des processus de production $Z+$jets sont exposées, principalement basées sur les prédictions à l'ordre des arbres (voir Section I.2), qui permettent d'avoir une vue satisfaisante des processus partoniques mis en jeu.

I.1 Production d'un boson Z au premier ordre

Au premier ordre (LO, *leading order*, ou ordre zéro en α_S), la production d'un boson Z dans une interaction proton–proton, $pp \to Z$, implique un unique processus partonique : l'annihilation d'une paire quark–anti-quark, $q\bar{q} \to Z$, dont le diagramme est représenté sur la Figure 2.1.

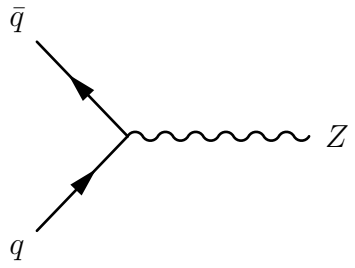


Figure 2.1 : *Processus partonique de production d'un boson Z au LO.*

La section efficace du processus $pp \to Z$ au premier ordre est obtenue en convoluant la section efficace du processus partonique de la Figure 2.1, $\hat{\sigma}_{0,\,q\bar{q}\to Z}$ — elle-même obtenue par le calcul de l'élément de matrice correspondant — avec les distributions de quarks [26] :

$$\sigma^{\mathrm{LO}}_{pp\to Z} = \sum_i \int dx_1 dx_2 f_{q_i}(x_1,\mu_F) f_{\bar{q}_i}(x_2,\mu_F) \times \hat{\sigma}_{0,\,q_i\bar{q}_i\to Z}(\hat{s}), \tag{2.1}$$

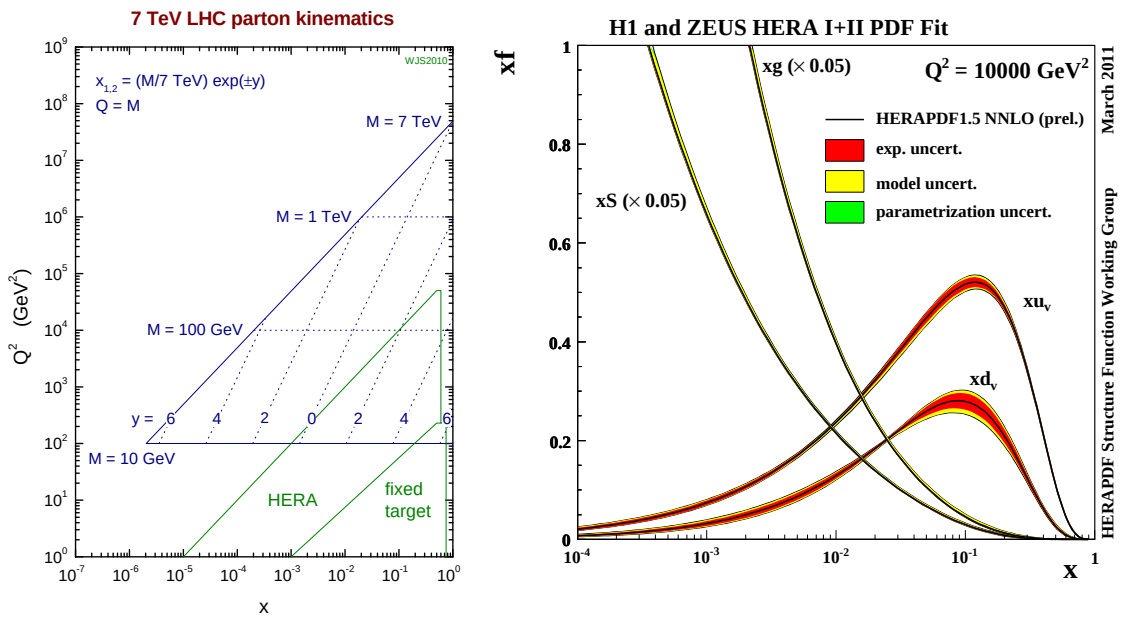
où $x_{1,2}$ sont les fractions d'impulsion des deux quarks initiaux, f_{q_i} est la distribution du quark q_i de saveur i dans le proton, μ_F est l'échelle de factorisation, et $\hat{s} = x_1 x_2 s$ est l'énergie dans le centre de masse partonique, au carré.

Etant donnée l'énergie des faisceaux du LHC et l'échelle d'énergie du processus, dominée par la masse M du Z, la fraction d'impulsion des quarks se trouve autour de $x = 10^{-3}$–10^{-1} pour un Z dans la région en rapidité $-2 < y < 2$ ($x_{1,2} = M/\sqrt{s} \times e^{\pm y}$). Ceci est illustré sur la Figure 2.2(a), sur laquelle on peut lire la valeur de x pour une énergie et une rapidité données. Les quarks mis en jeu proviennent donc majoritairement de la mer, de la fragmentation d'un gluon (voir Figure 2.2(b)). La connaissance de la composition en gluon du proton, ainsi que celle en quarks lourds — provenant exclusivement de la mer — est donc importante pour prédire correctement la section efficace de production du boson Z. Ceci est particulièrement vrai pour la description de la section efficace différentielle en fonction de la rapidité du Z, très sensible, entre autres, à la composition en quark étrange du proton [27]. Or, une modélisation correcte de la rapidité du Z est primordiale dès que l'on applique des coupures sur la pseudorapidité des leptons issus de la désintégration du Z, ce qui est évidemment toujours le cas.

Bien entendu, en plus d'une bonne connaissance des PDFs, il est nécessaire de pouvoir calculer les contributions des différents processus partoniques, autres que celui présenté plus haut, qui contribuent à la production d'un Z, pour prédire la cinématique des événements Z de manière fiable. Par exemple, au premier ordre, l'impulsion transverse du Z est nulle, ce qui n'est évidemment pas le cas en réalité. Ceci vient du fait que cette prédiction ne prend pas en compte le déplacement transverse intrinsèque des quarks et gluons au sein du proton — de l'ordre de quelques centaines de MeV, l'échelle d'énergie QCD Λ_{QCD} —, ni la possibilité de générer une grande impulsion transverse par recul contre un parton énergétique. Pour cela, il faut ajouter au processus présenté sur la Figure 2.1 des processus de production de partons en association avec le boson Z : $q\bar{q} \to Zg$, $qg \to Zq$, etc.

I.2 Emissions réelles : $Z +$ jets à l'ordre des arbres

Le moyen le plus simple pour produire des événements $Z + 1$ jet consiste à ajouter un parton dans l'état final, à l'ordre des arbres, sans prendre en compte les contributions virtuelles. Deux des diagrammes contribuant au processus $Z + 1$ jet sont montrés sur la Figure 2.3. Le premier illustre l'émission d'un gluon à partir d'un des partons initiaux (ISR,



(a) *Cinématique des partons au LHC*

(b) *PDFs pour* $Q^2 = 10000\,\mathrm{GeV}^2$

Figure 2.2 : *(a) Région du plan* (x, Q^2) *atteinte par les partons au LHC pour* $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ *[28]. Les lignes de rapidité sont aussi montrées. (b) Distributions de partons NNLO fournies par HERAPDF 1.5 pour une échelle d'énergie proche de la masse du boson Z [29].*

Initial State Radiation), tandis que le second montre l'interaction d'un quark et d'un gluon dans la voie t donnant un Z et un quark dans l'état final.

Figure 2.3 : *Exemple de diagrammes pour la production d'un parton associé à un boson Z.*

Dans le premier cas, le gluon est majoritairement émis à faible p_T, colinéairement au parton initial, tôt dans l'évolution qui fait passer le quark de l'échelle d'énergie QCD vers l'échelle d'énergie du Z. La section efficace d'un tel diagramme diverge du fait de logarithmes qui deviennent dominants à bas p_T. Une coupure $p_{\mathrm{T,\,min}}$ doit donc être appliquée sur le p_T du gluon pour pouvoir obtenir une section efficace finie, proportionnelle à $\ln^2(s/p^2_{\mathrm{T,\,min}})$ [25]. Puisque les partons émis sont majoritairement colinéaires, les jets engendrés vont se trouver majoritairement à grande rapidité, dans la direction du parton initial. Lorsque le p_T est suffisamment grand, cependant, le jet généré est plus central [25]. Dans ce cas, le processus peut être vu comme une interaction $2 \to 2$, et ce diagramme peut alors être dessiné de manière différente (voir Figure 2.4) pour illustrer le fait qu'une différente

région cinématique est explorée.

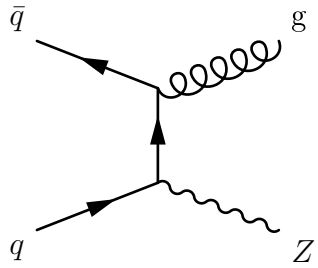


Figure 2.4 : *Interaction* $2 \to 2$ *entre deux quarks produisant un* Z *et un gluon.*

Le second cas présenté sur la Figure 2.3 est très similaire au premier, à l'exception qu'un quark se trouve dans l'état final à la place d'un gluon.

L'ajout d'un second parton permet de simuler la production d'événements $Z + 2$ jets. De nombreux processus partoniques entrent en jeu et seuls deux d'entre eux sont montrés sur la Figure 2.5. Le diagramme de gauche est, dans la limite où le p_{T} d'un des gluons dans l'état final tend vers 0, similaire au diagramme de la Figure 2.4, de la même manière que le diagramme de gauche de la Figure 2.3 est similaire à celui de la Figure 2.1 dans la limite où $p_{\mathrm{T,g}} \to 0$. Les mêmes types de singularités apparaissent lorsque les éléments de matrice sont intégrés. Ceux-ci contiennent en effet des termes proportionnels à $\alpha_{\mathrm{S}} \ln(p_{\mathrm{T},1}/p_{\mathrm{T},2})$ et $\alpha_{\mathrm{S}} \ln(1/\Delta R_{12})$, où $p_{\mathrm{T},1}$ et $p_{\mathrm{T},2}$ sont les impulsions transverses des gluons dans l'état final (avec $p_{\mathrm{T},1} > p_{\mathrm{T},2}$) et ΔR_{12} est la séparation entre les deux gluons [25]. Ces termes correspondent à des divergences dans la limite où le gluon dans l'état final de la Figure 2.4 émet un gluon mou ou colinéaire, et des valeurs minimales sur l'énergie transverse et la séparation entre gluons doivent être imposées. En général, un événement généré par un tel processus a la topologie suivante : un boson Z reculant derrière un ensemble de deux jets très proches, qui, selon la séparation angulaire entre les deux gluons ainsi que la définition du jet (en particulier son paramètre de taille), est reconstruit comme un événement $Z+1$jet ou $Z + 2$ jets.

Figure 2.5 : *Exemple de diagrammes pour la production de deux partons associés à un boson* Z.

Le second diagramme de la Figure 2.5 illustre un cas intéressant où l'on part d'un événement dijet composé d'un quark et d'un gluon. Dans le cas où le quark est suffisamment dur, il peut émettre un boson Z. S'il a une énergie bien au-delà de la masse du Z, un tel diagramme acquiert un renforcement provenant de l'émission molle et colinéaire du Z à partir du quark dans l'état final. Dans ce cas, l'événement se caractérise par la présence d'un jet de grand p_{T} proche d'un Z, l'ensemble étant dos à dos dans le plan transverse avec un second jet.

Une fois qu'un certain nombre de coupures ont été établies pour éliminer les divergences, il est possible de calculer les sections efficaces $Z +$ jets à l'ordre des arbres, à l'aide de programmes qui implémentent les calculs des éléments de matrice et leur intégration.

Les prédictions à l'ordre des arbres permettent d'obtenir des résultats satisfaisants — dans les régions cinématiques où elles sont finies — à partir du moment où seules des observables *infrared-safe* sont considérées. Cependant, elles souffrent d'une grande sensibilité aux valeurs des échelles de renormalisation μ_R et de factorisation μ_F choisies. Ces valeurs sont arbitraires, en particulier dans le cas d'événements $Z +$ jets où plusieurs échelles d'énergie peuvent entrer en jeu. Un choix typique pour les événements $Z +$ jets est de prendre μ_R et μ_F égales à $H_\mathrm{T}/2$, où H_T est la somme scalaire du p_T de toutes les particules (partons et produits de désintégration du Z) dans l'état final. Pour estimer l'incertitude liée à ce choix, ces échelles sont généralement multipliées et divisées par deux.

I.3 Prédictions d'ordres supérieurs

Une réduction de la dépendance des prédictions avec les échelles μ_R et μ_F est possible lorsque les contributions des ordres supérieurs sont incluses à la section efficace calculée. En effet, ces échelles sont non physiques et ne doivent pas affecter un calcul incluant tous les ordres en théorie des perturbations. Le premier pas pour réduire cette dépendance est d'inclure les corrections NLO (*next-to-leading order*). Dans ce cas, une observable prédite à l'ordre α_S^n est indépendante du choix de μ_R et μ_F jusqu'à l'ordre α_S^{n+1} [25].

Au contraire des calculs à l'ordre des arbres, où seules les émissions réelles à l'ordre α_S^n sont prises en compte, les calculs NLO incluent tous les diagrammes qui contribuent à un couplage α_S de plus. Ces diagrammes peuvent être séparés en deux catégories, les contributions virtuelles (ou boucles) et les émissions réelles. Dans le cas du calcul $Z +$ 1 jet au NLO, un des diagrammes contenant une boucle est montré sur la Figure 2.6. Les contributions contenant une émission réelle de plus sont les diagrammes à l'ordre des arbres contribuant au processus $Z + 2$ jets tels que ceux présentés sur la Figure 2.5. Etant donné l'ajout de ces contributions réelles, le calcul au NLO d'un processus donné accroît l'étendue des prédictions que peut fournir un calcul au LO. Par exemple, un calcul $Z + 1$ jet au LO prédit le p_T du jet au LO, et le Z et le jet ne peuvent être autrement que dos à dos dans le plan transverse. Un calcul $Z + 1$ jet au NLO permet de prédire le p_T du jet au NLO, et un angle azimutal entre le Z et le jet différent de π.

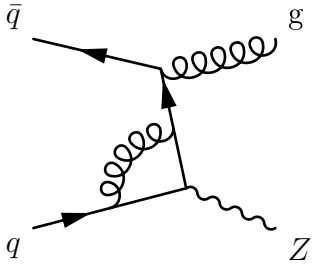


Figure 2.6 : *Exemple de diagramme à une boucle participant à la production $Z + 1$ jet.*

Par ailleurs, du fait de l'ajout des différents diagrammes d'ordre supérieur, les calculs NLO permettent non seulement d'étendre les prédictions LO, mais aussi de fournir des sections efficaces plus précises qui peuvent différer de manière significative par rapport aux sections efficaces calculées au LO. La Figure 2.7 illustre ceci dans le cas de la distribution de rapidité du Z. La section efficace évolue avec l'ajout de contributions d'ordres supérieurs, et son incertitude — provenant de la variation des échelles de renormalisation et de factorisation — diminue de manière significative. Il est clair que la prédiction au premier ordre (ordre zéro en α_S), non seulement mésestime la section efficace, mais aussi fournit une incertitude peu fiable étant donné la grande différence observée avec le calcul NNLO

(*next-to-next-to-leading order*). La prédiction au NLO est, quant à elle, bien plus précise et fiable. L'intensité des corrections NLO est en général quantifiée par le rapport des sections efficaces NLO et LO. Quoique ces corrections puissent être très différentes pour différentes régions cinématique d'un processus donné [30], elles sont en pratique résumées en un seul nombre qui relie la section efficace totale d'un processus donné calculée au LO à celle calculée au NLO, et appelé *k-factor*.

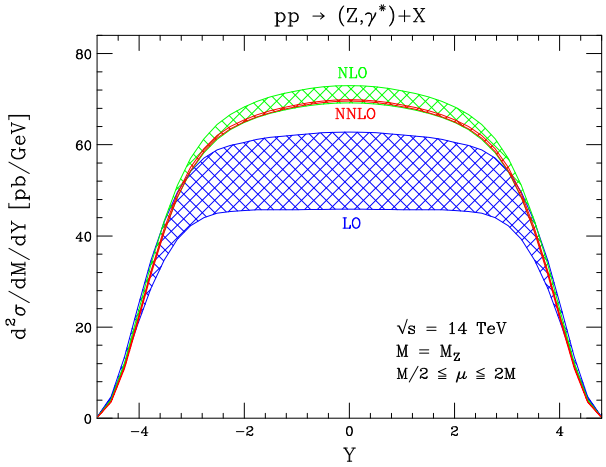


Figure 2.7 : *Section efficace de production du boson Z au LHC ($\sqrt{s} = 14\,\mathrm{TeV}$), différentielle en rapidité, au LO, NLO, et NNLO [31]. Les bandes d'incertitudes sont obtenues en variant les échelles de renormalisation et de factorisation simultanément.*

D'autres singularités apparaissent dans les calculs NLO par rapport aux calculs LO, qui proviennent de l'impulsion qui circule sur les boucles et qu'il faut intégrer. Ces divergences dans les diagrammes à boucle s'annulent avec celles des corrections réelles. Cependant, en pratique, ces divergences ne peuvent pas s'annuler facilement à cause des traitements différents des diagrammes à boucle et des diagrammes au niveau des arbres [25]. Dans le cas des diagrammes à boucle, les divergences sont régularisées en intégrant l'impulsion dans la boucle en $4-\epsilon$ dimensions plutôt qu'en 4 dimensions, ce qui permet d'obtenir un résultat fini indépendamment des diagrammes au niveau des arbres. D'un autre côté, il est nécessaire d'appliquer des coupures expérimentales sur les émissions réelles, ce qui exclut la possibilité d'appliquer la même technique pour les termes correspondant aux émissions réelles. La technique standard pour éliminer ces divergences consiste, pour un processus avec n partons au LO, à introduire un « contreterme » à $n+1$ partons où le $n+1^{\text{ème}}$ est toujours mou et colinéaire. Ce contreterme est soustrait puis ajouté. Il est soustrait du diagramme à $n+1$ partons au niveau des arbres de telle sorte qu'il élimine les divergences molles et colinéaires de ce dernier. Et il est par ailleurs conçu pour être ajouté au diagramme à boucle et pour pouvoir s'intégrer en $4-\epsilon$ dimensions, ce qui permet de régulariser ses divergences. Cette procédure est dite procédure de « soustraction », dont la variante la plus répandue est la soustraction par « dipoles » [32].

Etant donné les nombreux avantages des prédictions NLO, il est naturel de chercher à aller plus loin dans le développement perturbatif, au NNLO, de manière à obtenir une estimation des erreurs théoriques — provenant du choix des échelles de renormalisation et de factorisation — plus fiable, et pouvoir tester la convergence du développement en série. Cependant, la structure des divergences est encore plus complexe que pour les calculs NLO et très peu de processus sont disponibles au NNLO (pour la plupart purement inclusifs, et quelquefois au seul niveau partonique).

I.4 Modèles de cascade de partons et prédictions à tous ordres

Des approches alternatives, dites « à tous ordres », ont été développées pour décrire les interactions de hadrons, différentes du calcul systématique des contributions des différents ordres du développement perturbatif. Elles resomment les logarithmes dominants et permettent ainsi d'obtenir des résultats finis dans les régions sensibles aux émissions de partons mous et colinéaires. Les cascades de partons (*parton showers*) sont basées sur ce principe, et sont implémentées dans des générateurs Monte-Carlo comme PYTHIA [33] ou HERWIG [34]. Leur utilisation permet de relier des partons, produits à l'échelle d'énergie de l'interaction dure, à des partons à une échelle d'énergie proche de Λ_{QCD}, par des embranchements successifs de type $1 \to 2$ (par exemple $q \to gq$). La probabilité d'apparition d'un embranchement peut être calculée perturbativement, et permet de formuler, par exponentiation, la probabilité de passer d'une échelle à une autre sans embranchement (« facteur de forme de Sudakov ») :

$$\mathcal{P}_{\mathrm{no-branching}}(t_0, t) \equiv \Delta(t) = \exp\left\{-\int_{t_0}^{t} \frac{dt'}{t'} \sum_{b,c} \int dz \frac{\alpha_{\mathrm{S}}}{2\pi} P_{a\to bc}(z)\right\}, \tag{2.2}$$

où $P_{a\to bc}$ est la probabilité de l'embranchement du parton a en b et c, z est la fraction d'énergie de a donnée à b, et t est une variable d'évolution — reliée typiquement à la virtualité du parton a, son impulsion, ou son angle d'émission.

Le facteur de forme de Sudakov resomme les effets provenant des émissions molles ou colinéaires de gluons, et permet ainsi aux modèles de cascade de fournir des prédictions finies pour ces régions cinématiques. Les modèles de cascade permettent par ailleurs de connecter naturellement les partons produits par l'interaction dure aux hadrons observés, formés par la suite à l'aide de modèles d'hadronisation [33, 17] à partir des partons issus de la cascade partonique. Cependant, comme ces régions sont accentuées logarithmiquement, cette méthode ne permet pas de fournir des prédictions fiables dans le cas d'émissions à grande énergie et grand angle. Par ailleurs, les algorithmes de cascade implémentés à ce jour ne prennent pas en compte, par exemple, l'émission d'un boson Z à partir d'un quark, tel qu'illustré sur la Figure 2.5. Par conséquent, les prédictions des algorithmes de cascade sont limitées pour les régions à grand p_{T} et à grande multiplicité.

I.5 Combinaison des prédictions à ordre fixe et des cascades de partons

Les différentes méthodes exposées plus haut possèdent différents avantages et faiblesses :

- les calculs NLO fournissent des prédictions dont la normalisation est raisonnablement bien contrôlée, mais sont disponibles uniquement pour les processus avec un nombre relativement faible de partons dans l'état final;
- les prédictions à l'ordre des arbres peuvent être faites jusqu'à des multiplicités assez grandes, mais sans un contrôle précis de la normalisation;
- les implémentations de cascade partonique permettent d'obtenir un comportement fiable dans le régime d'émissions molles et colinéaires et fournissent un état final complètement exclusif, mais ont des difficultés à simuler les jets de grande énergie et les événements à plusieurs jets.

Pour bénéficier à la fois de la précision des calculs à ordre fixe dans les régions à grande énergie et de prédictions non divergentes dans le régime d'émissions molles et colinéaires

— nécessaire pour décrire la formation de hadrons, qui sont utilisés par les simulations des détecteurs —, il est possible de combiner les calculs utilisant les éléments de matrice avec les algorithmes de cascade. Trois approches sont possibles :

- la combinaison d'éléments de matrice LO de différentes multiplicité avec des algorithmes de cascade (ME+PS) [35];
- l'extension des algorithmes de cascade au NLO (NLOPS) [36, 37];
- une combinaison des deux approches précédentes (MENLOPS) [38, 39].

Combinaison d'éléments de matrice LO et de cascades partoniques

La combinaison d'éléments de matrice et de cascades partoniques s'effectue en séparant les composants de l'événement qui appartiennent au processus dur de ceux qui se développent pendant son évolution vers les faibles échelles d'énergie. Cette combinaison permet de construire des événements avec plusieurs partons dans l'état final à l'aide d'éléments de matrice au niveau des arbres, puis d'habiller ces événements à l'aide d'un algorithme de cascade. Ainsi, les distributions des émissions dures sont décrites par les éléments de matrices tandis que la structure interne des jets est décrite par la cascade partonique. Cependant, un événement contenant $n+1$ jets peut provenir de l'évolution d'un état final à $n+1$ partons, ou de l'émission dure d'un parton, produit par l'algorithme de cascade et reconstruit comme jet supplémentaire, à partir d'un état final à n partons (voir Figure 2.8). Une prescription est alors définie, qui permet de décider lequel de ces deux chemins doit être emprunté. Le but d'une telle prescription est d'éviter qu'un événement apparaisse dans chacun des cas, et d'assurer que chaque configuration est générée dans au moins un des cas. Plusieurs prescriptions sont possibles, qui satisfont ces exigences.

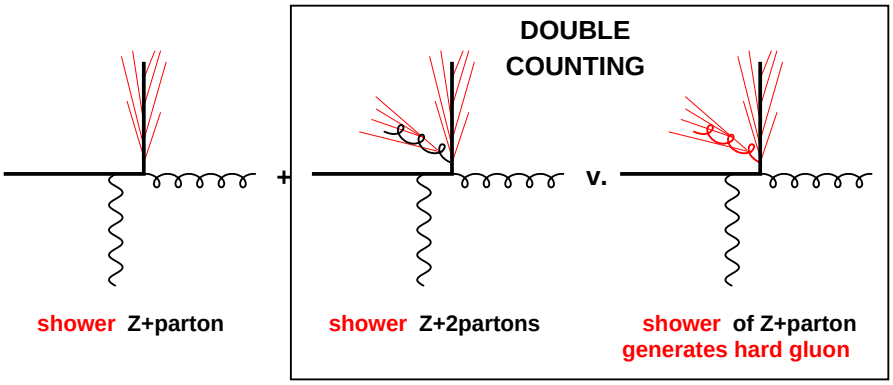


Figure 2.8 : *Illustration du problème de double comptage lorsqu'un algorithme de cascade est appliqué à des événements $Z+1$ parton et $Z+2$ partons [26]*

Parmi celles-ci, les méthodes CKKW [40] et MLM [41] sont les plus courantes. Cette dernière procède de la manière suivante :

1. des événements $Z+n$ partons ($n \leq N$) sont générés avec les éléments de matrice et des coupures sont appliquées sur les partons générés : par exemple, $p_{\mathrm{T}} > p_{\mathrm{T,min}}$ et $\Delta R > \Delta R_{\mathrm{min}}$, où ΔR est la séparation entre deux partons;
2. l'algorithme de cascade est appliqué sur ces événements, suivi d'un algorithme de jet, dont les paramètres reflètent les coupures utilisées précédemment (taille et p_{T});
3. il est exigé que les partons originaux soient associés un à un aux jets reconstruits (à l'exception des événements où $n = N$); dans le cas contraire, l'événement est rejeté.

Les éléments de matrice gouvernent donc le nombre exact de jets dans l'événement, la cascade servant à créer la structure des jets par émissions colinéaires, sans créer de jets supplémentaires.

Extensions des algorithmes de cascade au NLO

Les événements générés par des calculs NLO ne peuvent pas être directement interfacés avec des programmes de cascade partonique comme pour les techniques ME+PS. Ceci est dû à la présence des diagrammes à boucle et des méthodes de soustraction qui font que chaque événement n'a pas de sens physique. Seule la somme sur tous les événements générés permet d'obtenir une section efficace qui a un sens. Par conséquent, les calculs NLO ne sont pas combinés avec les algorithmes de cascade; les cascades partoniques sont plutôt étendues au NLO.

Plusieurs approches peuvent être suivies. La méthode implémentée dans MC@NLO [37] se base sur le fait que la cascade partonique contient déjà une estimation grossière des corrections NLO. Il reste donc seulement à déterminer les corrections restantes en regardant les différences entre la correction NLO complète et celle incluse par la cascade. Le modèle de cascade étant supposé fournir les bonnes prédictions dans le domaine des émissions molles et colinéaires, ces différences doivent être finies. Des configurations de partons sont donc générées, dont les distributions dans l'espace des phases sont proportionnelles à ces différences, puis l'algorithme de cascade leur est appliqué.

La méthode utilisée par POWHEG [42, 43] implémente un algorithme de cascade à une seule émission où le facteur de forme de Sudakov est modifié de telle manière qu'il permette d'obtenir le résultat NLO. Les émissions suivantes sont ensuite prises en charge par l'algorithme de cascade ordinaire.

Combinaison des approches ME+PS et NLOPS

Même si les méthodes ME+PS et NLOPS permettent de corriger certaines faiblesses des éléments de matrice LO et NLO et des algorithmes de cascade, elles souffrent encore de quelques imperfections. En effet, les méthodes de combinaison ME+PS, étant basées sur des éléments de matrice au niveau des arbres, souffrent d'un problème de normalisation et de sensibilité aux échelles de renormalisation et de factorisation. Par ailleurs, l'élévation des algorithmes de cascade au NLO ne permet de modéliser qu'une seule émission supplémentaire de manière exacte, tandis que toutes les émissions suivantes sont modélisées par un algorithme de cascade standard.

La combinaison des deux méthodes permet d'avoir simultanément une section efficace précise au NLO, une description des régimes mous et colinéaires par l'algorithme de cascade, et des émissions réelles d'ordres supérieurs par les éléments de matrice au niveau des arbres [38, 39]. Ceci peut être fait en séparant les événements générés en deux catégories, l'une étant contrôlée par une méthode NLOPS, tandis que les événements de l'autre catégorie sont générés par ME+PS. Le nombre de jets (tels que définis dans l'algorithme ME+PS) dans un événement permet de définir la catégorie d'appartenance de l'événement. La première catégorie contient les événements sans jet, générés par NLOPS. La seconde catégorie contient les événements avec au moins un jet, générés par ME+PS. De manière à obtenir la section efficace inclusive que fournirait le générateur NLOPS, des *k-factors* sont appliqués aux événements générés par ME+PS.

II Intérêts des prédictions et des mesures $Z +$ jets

Les événements $Z+$jets (et similairement $W+$jets) possèdent des signatures similaires à de nombreux processus mettant en jeu le boson de Higgs ou de la physique au-delà du Modèle Standard : des leptons et/ou de l'énergie manquante (p. ex., $Z \to \nu\nu$), associés à des jets. Ces événements sont par conséquent une source importante de bruit de fond pour les recherches de nouvelle physique et pour la recherche du boson de Higgs. Etant donné que les taux de production des canaux de recherche sont en général extrêmement faibles, il est primordial de pouvoir prédire avec une grande précision la quantité d'événements provenant de processus du Modèle Standard. Ceci est particulièrement vrai lorsqu'il est difficile d'extraire des structures cinématiques claires qui distinguent le signal du bruit de fond (p. ex., un pic de masse), et que la recherche d'un signal se fait en comptant le nombre d'événements qui passent certaines coupures (p. ex., la recherche de supersymétrie, la recherche du boson de Higgs dans le canal de désintégration $H \to WW$).

Or, les régions cinématiques considérées pour les recherches sont généralement des régions où les prédictions pour la production d'événements $Z +$ jets sont limitées. Il s'agit par exemple d'événements dont l'échelle d'énergie est grande du fait de coupures sur les p_{T} des jets ou sur la séparation angulaire ou la masse d'une paire de jets. Typiquement, une coupure sur le jet principal supérieure à 100 GeV peut être demandée pour certaines recherches de supersymétrie [44]. Dans le cas de la recherche du boson de Higgs produit par fusion de bosons vecteurs (VBF), des coupures sur la séparation en pseudorapidité des deux jets principaux de l'ordre de $|\Delta\eta_{jj}| > 3$, ou sur la masse invariante de ces deux jets de l'ordre de $m_{jj} > 300\,\mathrm{GeV}$–$400\,\mathrm{GeV}$, sont généralement appliquées [45]. Ces coupures sélectionnent ainsi des régions de l'espace des phases pour lesquelles des corrections d'ordres supérieurs, non prises en compte par les prédictions des processus de bruit de fond, peuvent être grandes. Il est par conséquent important de tester ces prédictions dans ces régions pour mettre en évidence et quantifier d'éventuels écarts avec les mesures.

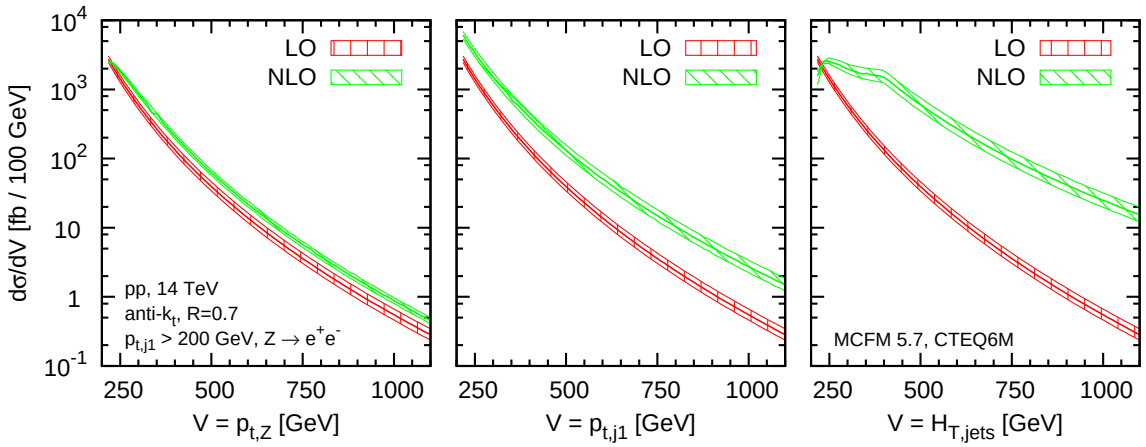


Figure 2.9 : *Distributions LO et NLO obtenues avec MCFM [46, 47] pour trois observables de la production $Z +$ jets : le p_{T} du Z (gauche), le p_{T} du jet principal (milieu), et la somme scalaire des impulsions transverses de tous les jets, $H_{\mathrm{T,jets}}$ (droite) [30]. Les jets reconstruits par l'algorithme anti-k_t, avec $R = 0.7$, d'impulsion transverse $p_{\mathrm{T}} > 200\,\mathrm{GeV}$ sont pris en compte. Les bandes d'incertitudes sont obtenues en variant les échelles de renormalisation et de factorisation simultanément.*

II.1 Corrections QCD au-delà de NLO

Dans le cas où l'impulsion transverse du jet principal surpasse l'échelle donnée par la masse du boson Z, l'état final n'est plus dominé par des événements où un boson Z recule derrière un jet — tel qu'illustré sur la Figure 2.4 —, mais acquiert une contribution significative de diagrammes qui correspondent à l'émission d'un Z par un quark — comme illustré sur la Figure 2.5. Cette contribution n'est pas prise en compte au LO et engendre des *k–factors* importants, de l'ordre de $\alpha_S \ln^2(p_{T,1}/m_Z)$ dans le cas de la distribution en p_T du jet principal, et encore plus grands dans le cas de H_T (voir Figure 2.9) [30]. Ceci provient du fait que les prédictions NLO pour les événements $Z+1$ jet, à ces échelles d'énergie, sont dominées par les résultats LO des topologies $Z+2$ jets, ce qui rend les résultats NLO peu fiables dans ces régions, et affectés de grandes incertitudes d'échelle.

Par ailleurs, dans certaines régions cinématiques (p. ex., pour les grands H_T), d'importantes contributions font défaut aux prédictions NLO $Z+1$ jet. En effet, la partie haute de la distribution en H_T provient non seulement de la production de quelques partons (1 ou 2) de grands p_T, mais aussi, et surtout, de la production d'un grand nombre de partons de faibles p_T qui n'est pas prise en compte par la prédiction NLO $Z+1$ jet.

II.2 Corrections électrofaibles

D'autre part, ni les générateurs Monte Carlo combinant les prédictions par éléments de matrice avec un algorithme de cascade, ni les calculs NLO à ordre fixe ne prennent en compte les corrections électrofaibles. Celles-ci deviennent importantes pour un jet ou un Z à grand p_T, du fait de logarithmes de Sudakov dominants ($\sim \ln^2(\hat{s}/M_Z^2)$) [48]. Ces corrections sont de l'ordre de quelques pour-cent autour de la centaine de GeV et peuvent atteindre -25% pour des p_T de l'ordre du TeV. La Figure 2.10 montre la taille de ces corrections en fonction du p_T du jet principal. La correction provenant des réactions induites par un photon, négligeable, est séparée des autres corrections électrofaibles. Les corrections dans le cas de muons nus ou habillés (avec les photons dans un cône de rayon $\Delta R = 0.1$) sont par ailleurs présentées.

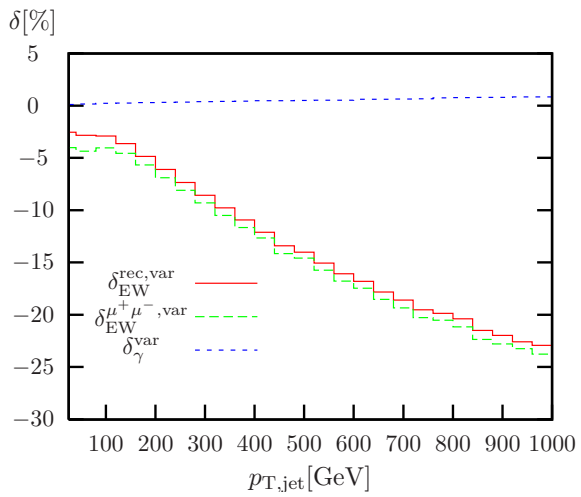


Figure 2.10 : *Corrections électrofaibles pour l'impulsion transverse du jet principal [48]. La courbe $\delta_{EW}^{rec,var}$ correspond à la correction pour des muons habillés. La courbe $\delta_{EW}^{\mu^+\mu^-,var}$ correspond à la correction pour des muons nus. La courbe δ_{γ}^{var} correspond à la correction provenant des réactions induites par un photon.*

II.3 Dénombrement de jets

Certaines recherches, comme celle du boson de Higgs produit par VBF, utilisent la structure du flux de couleur dans les événements de signal pour rejeter d'importantes sources de bruit de fond. En effet, dans ces événements, aucune charge de couleur n'est échangée entre les deux partons produits à grande rapidité. Par conséquent, la région centrale entre les deux jets principaux ne contient en général pas d'activité hadronique, et les événements produits par QCD, comme la grande majorité des événements $Z+$jets, peuvent être éliminés en appliquant un veto sur la présence, dans cette région centrale, d'un troisième jet. Ceci est à peu près équivalent à exiger la présence de deux jets exactement. Cette stratégie de sélection des événements en fonction du nombre — exclusif — de jets est d'ailleurs largement répandue pour la recherche du boson de Higgs en général, par exemple dans les canaux de désintégration $H \to \tau\tau$ [45], ou $H \to WW$ [49]. En effet, dans le but d'optimiser la sélection des événements, ceux-ci sont répartis en diverses catégories basées sur le nombre de jets reconstruits. Il est par conséquent important de savoir prédire l'évolution du bruit de fond (p. ex., $Z+$jets) en fonction du nombre exclusif de jets, qui dépend très fortement des coupures appliquées sur ces jets (p. ex., sur $|\Delta\eta_{jj}|$ et m_{jj}).

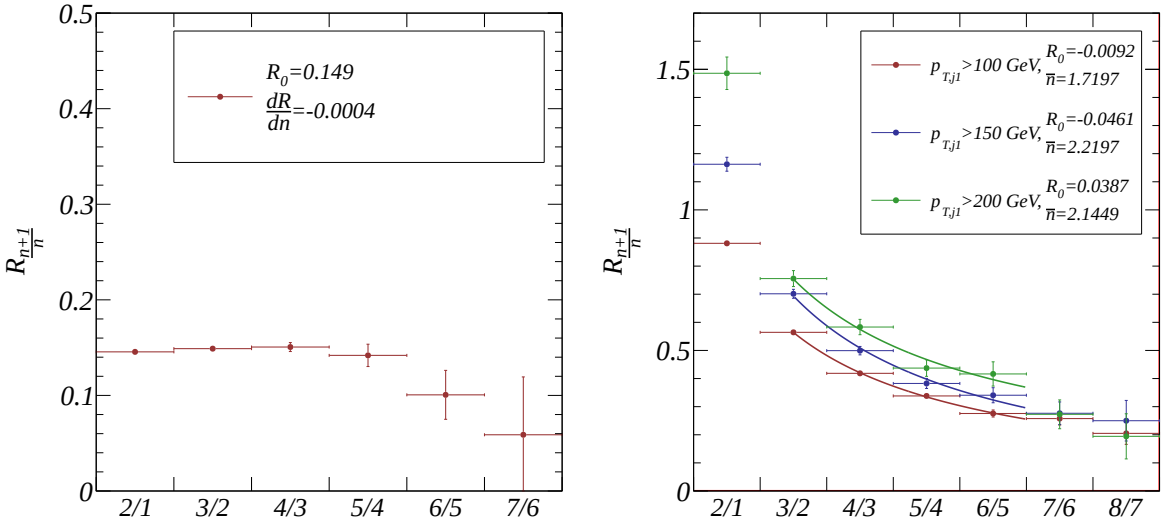
La combinaison d'éléments de matrice au niveau des arbres et d'algorithmes de cascade (voir Section I.5) permet d'étudier l'évolution de la multiplicité exclusive de jets dans les événements $Z+$jets [50, 51, 52]. Deux schémas se dessinent, associés à différentes échelles d'énergie :

- une évolution dite « en escalier » (*staircase scaling*), correspondant à un rapport des sections efficaces exclusives σ_{n+1}/σ_n constant;
- une évolution dite « Poissonnienne » (*Poisson scaling*), correspondant à $\sigma_{n+1}/\sigma_n = \frac{\bar{n}}{n+1}$, où $\bar{n}$ est le nombre moyen de partons émis.

L'évolution en escalier est observée au LHC dans les événements $Z+$jets et $W+$jets [53, 54, 55], et multi-jets [56, 57], lorsque des coupures cinématiques lâches sont appliquées. Quoique la raison de ce comportement ne soit pas totalement claire, il est étroitement lié à la nature non Abélienne de la QCD. Les grandes multiplicités de jets qui constituent cette évolution en escalier sont produites par des scissions successives d'un parton émis dans l'état initial, ces scissions provenant majoritairement du couplage des gluons avec eux-mêmes.

L'évolution de Poisson correspond à des émissions successives et indépendantes, ordonnées par l'angle d'émission. Cette évolution de Poisson apparaît dès que l'on est dominé par des émissions molles et colinéaires. Dans ce cas apparaissent des logarithmes dominants, qui peuvent alors être resommés en un facteur de forme qui encode la probabilité d'émission et contrôle l'évolution de la multiplicité de ces émissions colinéaires. Dans le cas d'événements $Z+$jets, cette évolution apparaît lorsque une échelle d'énergie élevée est générée par certaines coupures (p. ex., une coupure sur le p_{T} du jet principal), qui rend dominants les logarithmes colinéaires et favorise ainsi les émissions colinéaires de gluons. A partir du moment où ces logarithmes ne sont plus dominants (pour les grandes multiplicités), une limite correspondant à l'évolution en escalier est atteinte.

Ces deux types d'évolution, obtenus avec Sherpa 1.3 [58], sont montrés sur la Figure 2.11.



(a) *Evolution en escalier* **(b)** *Evolution Poissonnienne*

Figure 2.11 : *Schémas d'évolution du rapport des multiplicités exclusives dans les événements Z + jets au LHC, prédits par* SHERPA 1.3 *[50]. (a) Evolution en escalier pour une impulsion sur le jet principal $p_{\mathrm{T},1} > 50\,\mathrm{GeV}$. (b) Evolution Poissonnienne pour différentes coupures sur le p_{T} du jet principal, tous les autres jets ayant $p_{\mathrm{T}} > 20\,\mathrm{GeV}$.*

III Calculateurs et générateurs utilisés

Les programmes utilisés dans le Chapitre 6 pour calculer les prédictions théoriques sont brièvement décrits ici. BLACKHAT, en association avec SHERPA, permet de calculer des distributions de sections efficaces différentielles au NLO, au niveau partonique. ALPGEN, associé à HERWIG, ainsi que SHERPA et MC@NLO permettent de générer des événements complètement exclusifs par l'association de calculs à ordre fixe et de cascades partoniques.

III.1 BLACKHAT+SHERPA

BLACKHAT+SHERPA permet de calculer des sections efficaces au NLO, construites à partir de plusieurs ingrédients fournis par BLACKHAT ou SHERPA [59] :

- des corrections virtuelles, calculées à partir des interférences entre les amplitudes au niveau des arbres et les amplitudes à une boucle;
- des corrections réelles;
- un mécanisme pour isoler et éliminer les divergences infrarouges qui apparaissent lors de l'intégration de ces dernières.

BLACKHAT est utilisé pour évaluer les amplitudes à une boucle par des méthodes *on-shell* [60]. Les éléments de matrice à l'ordre des arbres, ainsi que les termes permettant d'éliminer les singularités sont calculés avec un des composants de SHERPA, AMEGIC++ [58, 61]. SHERPA est aussi utilisé pour effectuer l'intégration sur l'espace des phases. L'ensemble de PDFs CT10 [62] est utilisé.

III.2 Alpgen+Herwig

Alpgen [63] est utilisé pour générer des événements multi-partons à partir d'éléments de matrice LO et des PDFs LO CTEQ6L1 [64]. Il est interfacé avec Herwig [34] qui applique un algorithme de cascade partonique et hadronise les partons dans l'état final à l'aide d'un modèle de clusters [17]. La combinaison des cascades avec les éléments de matrice se fait avec le schéma de combinaison MLM [35].

III.3 MC@NLO

MC@NLO [65] est basé sur le générateur Herwig et incorpore des éléments de matrice NLO au sein de cascades partoniques (voir Section I.5). Il permet ainsi de générer des événements Z au NLO. Les PDFs NLO CT10 sont utilisées.

III.4 Sherpa

Sherpa [58], dans sa version 1.4, utilise une méthode MEnloPS [39] pour combiner les prédictions NLO, les éléments de matrice LO d'ordres supérieurs, et la resommation des logarithmes dominants par un algorithme de cascade. Les PDFs CT10 sont utilisées.

3

Le détecteur ATLAS auprès du LHC

Les analyses présentées dans cette thèse sont basées sur des données récoltées par le détecteur ATLAS pendant l'année 2011, provenant de collisions proton–proton à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ produites au LHC. Le LHC et le détecteur ATLAS sont très brièvement décrits dans ce chapitre et les méthodes de reconstruction et de sélection des électrons et des jets sont finalement exposées. L'impasse est faite sur la reconstruction d'autres objets comme les photons, muons, taus, et l'énergie transverse manquante, par volonté de concision, et car seuls les électrons et les jets sont utilisés pour les mesures présentées dans les Chapitres 5 et 6.

I Le LHC

Le LHC (*large hadron collider*) [66] est un collisionneur hadronique proton–proton — et ion–ion — dont le but principal est de sonder la matière à l'échelle de la brisure de symétrie électrofaible (la centaine de GeV) et jusqu'à plusieurs TeV. Les caractéristiques des collisions de hadrons sont d'abord brièvement détaillées dans cette partie, puis le complexe d'accélération des faisceaux est décrit. Les méthodes de mesure de la luminosité — dont la connaissance précise est cruciale pour de nombreuses études — sont finalement passées en revue.

I.1 Collisions de hadrons et contraintes expérimentales

Une des particularités des collisions de protons par rapport à des collisions d'objets ponctuels comme les électrons est le fait que — dans le cas d'interactions inélastiques — ce sont les partons à l'intérieur des hadrons qui interagissent. Ces partons ne transportent qu'une fraction de l'énergie des hadrons, ce qui permet de créer des collisions sur un vaste domaine d'énergie et est particulièrement adapté pour la recherche de nouvelle physique.

Le fait que le proton est un objet étendu et qu'il est gouverné par la QCD complique cependant l'analyse des données de collisions proton–proton et pose des contraintes sur la conception des détecteurs et sur les algorithmes de reconstruction des événements.

- Tout d'abord, la section efficace inélastique proton–proton se trouve à plusieurs ordres de grandeur au dessus de celles des processus d'intérêt : $\sim 60\,\mathrm{mb}$ [67] contre, par exemple, $\sim 1\,\mathrm{nb}$ pour la production de $Z \to \ell\ell$ [68]. Il faut donc être capable de rejeter la majeure partie des événements de collision, qui sont sans intérêt pour la physique de haute énergie, grâce à un système de déclenchement efficace et à une bonne identification des particules.
- Par ailleurs, du fait de la grande section efficace des événements de biais minimum, un accroissement de la luminosité instantanée — nécessaire pour étudier des processus rares — s'accompagne d'un accroissement significatif du nombre d'interactions d'empilement (*pile-up*). Il s'agit de collisions proton–proton supplémentaires qui peuvent avoir lieu au sein du même paquet de protons que l'interaction principale (*pile-up* en temps), ou dans des paquets voisins (*pile-up* hors-temps). Les collisions dans les paquets voisins ont une influence du fait du temps d'intégration des détecteurs : dans le cas du LHC, la distance nominale entre paquets est 25 ns, tandis qu'un signal dans le calorimètre électromagnétique d'ATLAS, par exemple, s'étale sur plusieurs centaines de nanosecondes. Ces collisions supplémentaires produisent un flux d'énergie dans le détecteur, qu'il faut pouvoir estimer et prendre en compte dans la reconstruction des différents objets.
- Enfin, la composition du proton étant gouvernée par la QCD à basse énergie, domaine mal maitrisé théoriquement car non perturbatif, les prédictions théoriques reposent sur l'utilisation de fonctions de distribution de partons (PDFs) déterminées expérimentalement, par exemple à partir de mesures de diffusion profondément inélastique. Il est par ailleurs nécessaire de savoir modéliser les interactions multiples de partons pour décrire l'événement sous-jacent. Or, il n'existe pas un modèle unique, et tous nécessitent d'être ajustés sur des données. Tout ceci entraine des incertitudes sur les prédictions théoriques qui peuvent être importantes.

I.2 La machine

Le LHC est un collisionneur de protons circulaire de 27 km de circonférence installé dans le tunnel construit pour accueillir le LEP, ce dernier ayant cessé de fonctionner en 2000. Il a été conçu pour atteindre une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 14\,\mathrm{TeV}$ (7 TeV par faisceau), et une luminosité instantanée $\mathcal{L} = 10^{34}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ pour un espacement de paquets de 25 ns. Durant les années 2010 et 2011, il a fonctionné à une énergie dans le centre de masse moitié moindre ($\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$) et a atteint des pics de luminosité d'environ $\mathcal{L} = 3.5 \cdot 10^{33}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ fin 2011, avec un espacement de paquets de 50 ns.

Avant d'atteindre l'énergie nominale de collision dans le LHC, les protons sont accélérés dans différents éléments qui sont :
- le Linac ;
- le PSB (*proton synchroton booster*) ;
- le PS (*proton synchroton*) ;
- le SPS (*super proton synchroton*).

A la sortie du SPS, les protons atteignent une énergie de 450 GeV et sont injectés dans le LHC pour y être accélérés jusqu'à leur énergie nominale.

Au niveau du LHC les protons sont accélérés dans deux anneaux concentriques de manière à obtenir des faisceaux de sens opposés. Des aimants dipolaires supraconducteurs permettent de garder les faisceaux sur leur trajectoire quasi circulaire, tandis que des aimants quadripolaires contrôlent leur focalisation. Le champ magnétique des aimants di-

polaires nécessaire pour maintenir la trajectoire circulaire des faisceaux de 7 TeV est de 8.33 T. Ces aimants sont refroidis à 1.9 K pour atteindre un tel champ magnétique.

Les faisceaux se croisent aux niveaux des différents points d'interaction pour créer des collisions dans les expériences fonctionnant auprès du LHC. Deux détecteurs généralistes, ATLAS [69, 70] et CMS [71, 72, 73], enregistrent les produits de collisions proton–proton et ion–ion. Par ailleurs, le détecteur LHCb [74] a été conçu pour effectuer des mesures de précision plus spécifiques de violation de CP et de physique de la saveur. Le détecteur ALICE [75], quant à lui, est plus particulièrement dédié à l'étude des collisions ion–ion.

Le complexe d'accélération est schématisé sur la Figure 3.1. On y voit aussi les emplacements des quatre expériences ATLAS, CMS, LHCb, et ALICE.

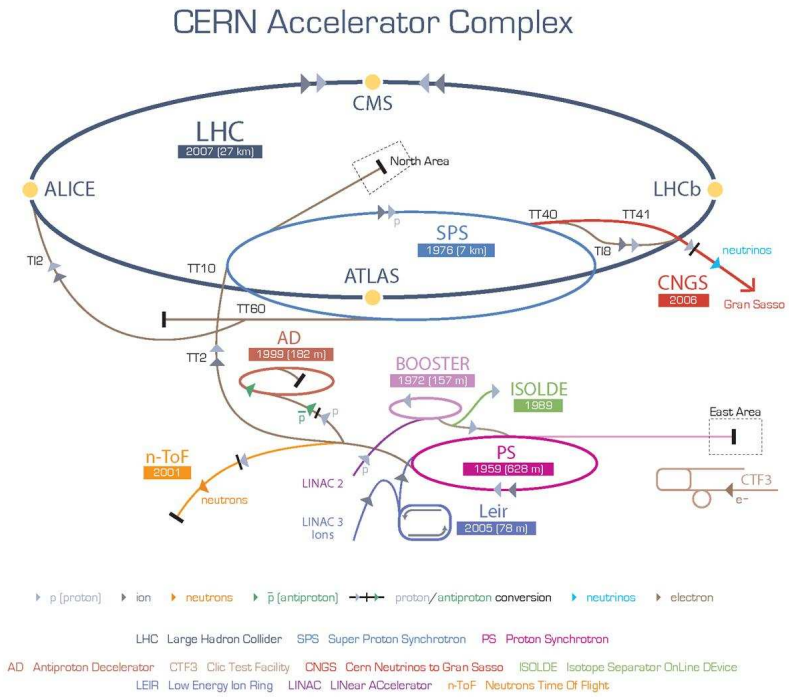


Figure 3.1 : *Schéma du complexe d'accélération du CERN.*

I.3 Mesure de luminosité

Une connaissance précise de la luminosité délivrée par la machine est d'une importance capitale dès que l'on souhaite connaitre la section efficace d'un processus à partir d'un nombre d'événements observés. En effet, le taux d'événements $\dot{N}_X$ produit par un processus X est relié à sa section efficace σ_X par :

$$\dot{N}_X = \mathcal{L}_0 \times \sigma_X, \tag{3.1}$$

où $\mathcal{L}_0$ est la luminosité instantanée délivrée par la machine.

Il existe plusieurs manières de mesurer la luminosité. Une première approche mesure le taux de production d'un processus connu et utilise la formule 3.1 pour remonter à la luminosité à partir de sa section efficace.

Une seconde méthode consiste à mesurer conjointement le taux d'interactions proton–proton total et le taux de diffusion élastique proche du faisceau (à l'avant), et à utiliser le

théorème optique et la définition de la luminosité de l'Equation 3.1 pour calculer à la fois la section efficace totale et la luminosité [76]. Des détecteurs dédiés, comme TOTEM [77] et ALFA [76], ont été installés pour mesurer les protons diffusés à l'avant en utilisant des « Pots Romains ».

Une troisième méthode est celle utilisée en 2010 et 2011 dans ATLAS [78]. Elle permet de calculer la luminosité à partir des paramètres du faisceau. Dans le cas de paquets gaussiens, elle peut s'exprimer par :

$$\mathcal{L}_0 = \frac{N_1 N_2 f N_b}{2\pi\sqrt{\Sigma_{1,x}^2 + \Sigma_{2,x}^2}\sqrt{\Sigma_{1,y}^2 + \Sigma_{2,y}^2}} \tag{3.2}$$

où :
- N_1 et N_2 sont les nombres de protons par paquet dans chacun des faisceaux, aussi appelés courants ;
- f est la fréquence de révolution de la machine ;
- N_b est le nombre de paquets par faisceau ;
- les Σ sont les largeurs transverses des faisceaux.

A cette expression viennent s'ajouter des paramètres correctifs qui prennent en compte différents effets comme les interactions entre faisceaux ou l'angle de croisement des faisceaux. Cette méthode nécessite une mesure précise des courants N_i, ainsi que de la taille latérale des faisceaux. Cette dernière peut-être déterminée par la méthode dite de Van der Meer, qui consiste à mesurer la modification du taux d'interactions lorsque la séparation transverse des faisceaux varie. La précision obtenue à l'aide de cette méthode est de 1.8% pour la prise de données de 2011 (cette incertitude a été déterminée lors d'une mise à jour de la mesure de la luminosité similaire à celle présentée dans [78]).

II Le détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS (*a toroidal LHC apparatus*) a été conçu principalement pour la recherche du boson de Higgs ainsi que celle de nouvelle physique comme la Supersymétrie, les dimensions supplémentaires, la production de nouveaux bosons massifs, etc. Il peut par ailleurs être utilisé pour effectuer des tests de précision de la QCD, de l'interaction électrofaible, de physique de la saveur, et de physique du *top*. Enfin, il peut aussi servir pour étudier les collisions d'ions lourds.

Il est composé d'un ensemble d'aimants supraconducteurs et de trois types de détecteurs :
- un détecteur interne de traces ;
- des calorimètres ;
- un spectromètre à muons.

Ces différents constituants sont détaillés dans la suite après avoir brièvement décrit l'architecture et le système de coordonnées d'ATLAS. La Figure 3.2 fournit une vue d'ensemble des différents sous-systèmes du détecteur ATLAS et de leur assemblage.

II.1 Architecture et système de coordonnées

Le détecteur ATLAS permet de mesurer la direction, l'énergie et la charge des différentes particules émanant du point d'interaction. Il possède une acceptance voisine de 4π

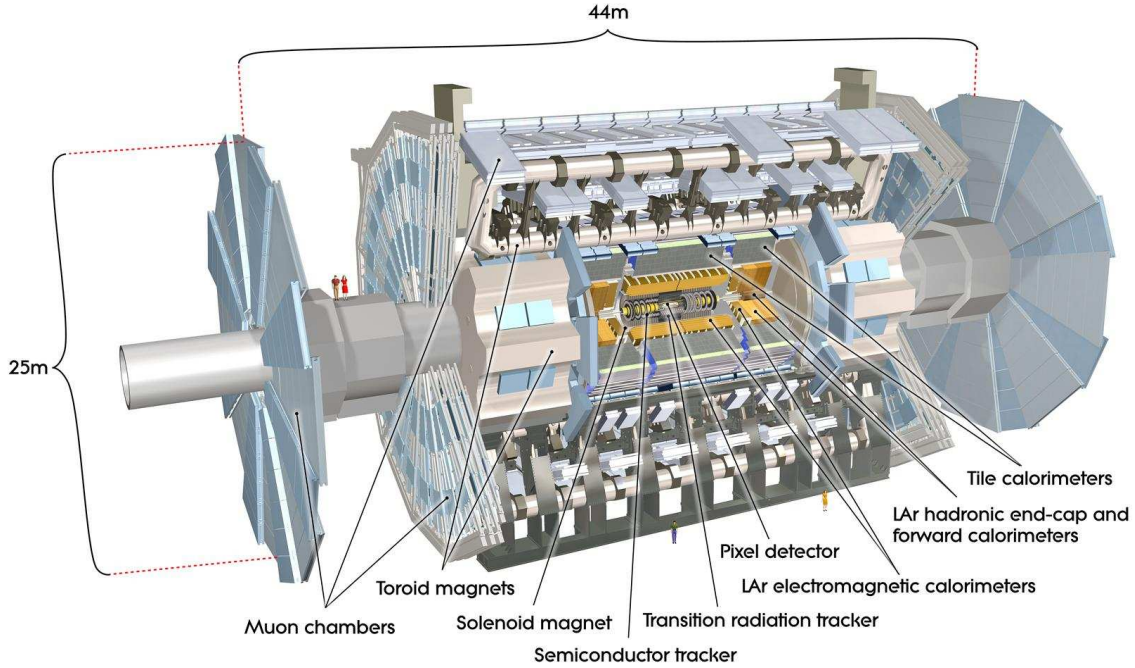


Figure 3.2 : *Vue d'ensemble du détecteur ATLAS et de ses sous-systèmes.*

d'angle solide, avec une couverture totale et complètement symétrique en azimut, et une symétrie avant–arrière suivant l'axe du faisceau. Ses sous-détecteurs sont assemblés sous forme de couches plus ou moins proches du point d'interaction. Au plus près du point d'interaction se trouve le détecteur de traces immergé dans un champ magnétique de 2 T créé par un solénoïde. Au-delà se trouve le système calorimétrique qui mesure l'énergie des particules électromagnétiques et hadroniques dans différentes régions du détecteur. Enfin, le spectromètre à muons entoure les calorimètres, et est situé au sein d'un système d'aimants toroïdaux. Pour les différents détecteurs, on distingue généralement deux régions : la région tonneau, centrale, et la région bouchon qui se situe à l'avant et à l'arrière.

A partir du centre du détecteur, qui est considéré comme l'origine du système de coordonnées d'ATLAS, la base $(\vec{x},\vec{y},\vec{z})$ du repère est définie comme suit (voir Figure 3.3) :

- $\vec{x}$ pointe en direction du centre du LHC ;
- $\vec{y}$ est dirigé vers le haut ;
- $\vec{z}$ est défini par l'axe du faisceau de manière à ce que la base soit directe.

On définit par ailleurs les angles azimutal ϕ et polaire θ, qui sont mesurés respectivement autour et à partir de l'axe du faisceau. Plutôt que l'angle polaire, la pseudorapidité

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right), \tag{3.3}$$

est utilisée pour caractériser la position par rapport au faisceau d'un objet dans le détecteur. Cette quantité est équivalente, dans la limite ultrarelativiste et pour une particule émergeant du centre du détecteur, à la rapidité

$$y = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right), \tag{3.4}$$

invariant de Lorentz suivant l'axe z.

Du fait de la nullité de l'impulsion totale dans le plan transverse x–y — qui découle d'une impulsion transverse des partons initiaux négligeable —, l'énergie transverse E_{T} et l'impulsion transverse p_{T} sont utilisées pour décrire la cinématique des particules. Ainsi, les coordonnées utilisées de manière usuelle dans ATLAS sont E_{T} (p_{T}), η, ϕ, et la distance entre objets dans le détecteur est définie dans le plan η–ϕ :

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \tag{3.5}$$

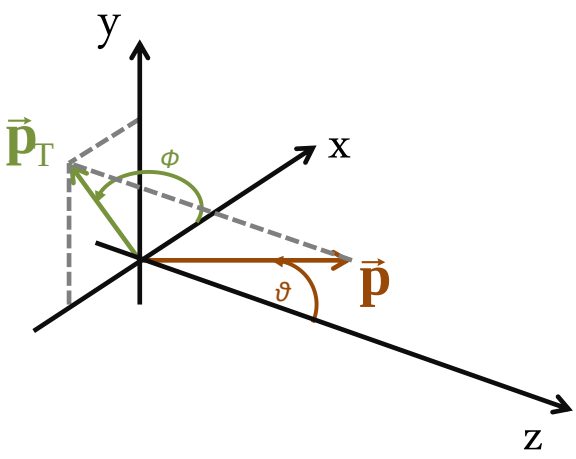


Figure 3.3 : *Système de coordonnées utilisé dans ATLAS.*

II.2 Système magnétique

Le détecteur ATLAS comporte quatre aimants supraconducteurs dont le but est de dévier la trajectoire des particules chargées pour pouvoir mesurer leur impulsion ainsi que leur charge.

- Un solénoïde dans la partie centrale, refroidi à 4.5 K fournit un champ magnétique axial de 2 T au détecteur interne de traces. Il est placé entre le détecteur interne et le calorimètre. Son agencement a été étudié pour minimiser la présence de matière devant le calorimètre, et contribue à environ 0.66 longueurs de radiation pour une incidence normale.
- Un aimant toroïdal tonneau et deux toroïdes bouchons, refroidis à 4.6 K, produisent un champ magnétique entre 0.5 T et 1 T pour le spectromètre à muons, au niveau des régions centrale et bouchon, respectivement.

La Figure 3.4 schématise l'agencement de ces aimants.

II.3 Détecteur interne de traces

Le détecteur de traces est situé au plus proche du faisceau — la première couche de pixels se trouve à environ 5 cm du faisceau — de manière à obtenir une bonne mesure des vertex primaires et secondaires. Il reconstruit la trajectoire des particules chargées dans la région $|\eta| < 2.5$. Trois types de détecteurs, de technologies différentes, sont utilisés conjointement : un détecteur à pixels, un détecteur à micro-pistes de silicium (SCT), et un détecteur à rayonnement de transition (TRT). Les Figures 3.5 (a) et 3.5 (b) montrent une coupe de la partie tonneau et de la partie bouchon du trajectographe, respectivement.

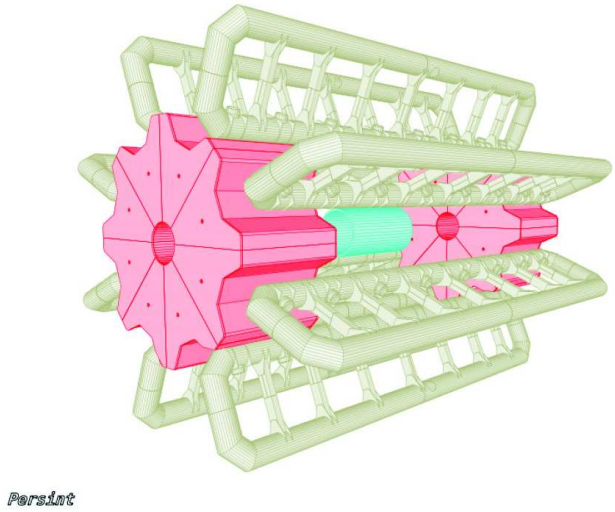
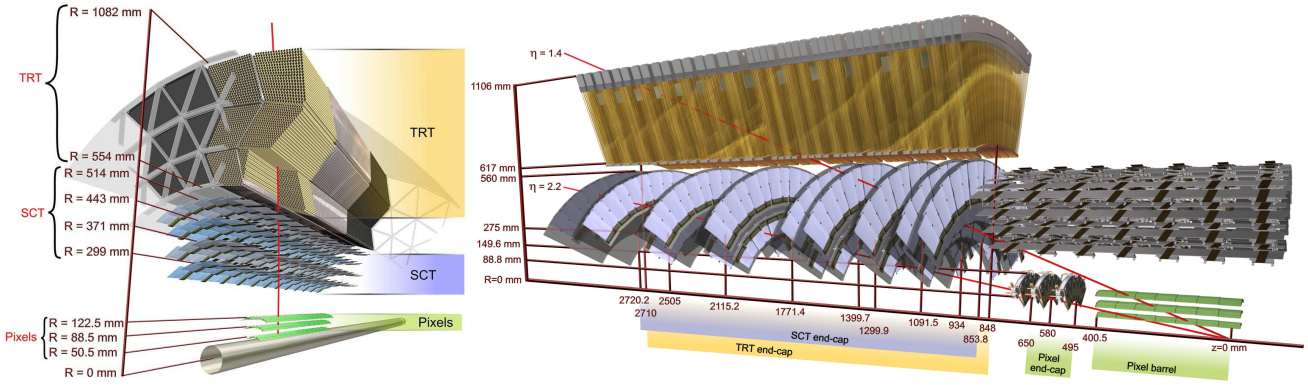


Figure 3.4 : *Vue schématique des aimants du détecteur ATLAS. On y distingue le solénoïde central (turquoise), le toroïde tonneau (vert), et les deux toroïdes bouchons (magenta).*



(a) **(b)**

Figure 3.5 : *Composants du détecteur interne d'ATLAS dans la partie tonneau (a) et un des bouchons (b).*

Détecteur à pixels

Le détecteur à pixels est le trajectographe le plus proche du point d'interaction. Il est composé de modules — chaque module étant constitué de plusieurs dizaines de milliers de pixels — regroupés en trois couches concentriques dans la partie tonneau, et en trois disques perpendiculaires à l'axe du faisceau dans chacun des bouchons. La résolution intrinsèque des différents modules dans la partie tonneau (similaire dans la partie bouchon) prévue à la conception est de $10\,\mu$m dans le plan $R-\phi$ et de $115\,\mu$m selon z.

Ce détecteur utilise des jonctions p-n, mises en conduction par la traversée de particules chargées qui créent des paires électron-trou dans la zone de charge d'espace. De manière à garder de bonnes performances malgré le taux de radiation élevé, des galettes de silicium oxygéné sont utilisées, résultant en un profil de dopage p-n-n$^+$.

Détecteur à micro-pistes de silicium

Le SCT est le second détecteur traversé par une particule émanant du point d'interaction. Son principe de fonctionnement est similaire à celui du détecteur à pixels, mais utilise une technologie plus classique avec une seule transition p-n. Il est composé de quatre couches concentriques dans la partie tonneau et de neuf disques dans chacun des bouchons. Les modules sont positionnés de manière à fournir au moins quatre points de passage dans toute la région $|\eta| < 2.5$. La résolution obtenue par module dans le tonneau est de $17\,\mu$m dans le plan $R-\phi$ et de $580\,\mu$m selon z.

Détecteur à rayonnement de transition

Le détecteur le plus externe du trajectographe est le TRT. Il est composé de nombreux tubes à dérive — appelés pailles — entrelacés avec un matériau à rayonnement de transition. Les tubes sont remplis d'un mélange de xénon, de dioxyde de carbone, et de dioxygène qui permet d'absorber les rayons X de transition. Contrairement au détecteur à pixels et au SCT qui couvrent la région $|\eta| < 2.5$, le TRT ne s'étend que jusqu'à une pseudorapidité de 2.0. Il a été conçu de manière à ce que toute trace chargée de $p_{\mathrm{T}} > 0.5\,\mathrm{GeV}$ et $|\eta| < 2.0$ traverse au moins 36 pailles, à l'exception de la région de transition ($0.8 < |\eta| < 1.0$) où ce nombre décroît jusqu'à 22. La précision intrinsèque est de $130\,\mu$m par paille.

Dans la partie tonneau, les pailles sont disposées parallèlement au faisceau. Dans la partie bouchon, elles sont disposées radialement. La conséquence de cette architecture est l'incapacité du TRT à fournir une information sur la direction longitudinale d'une trace. Il permet cependant d'obtenir une reconstruction de traces quasiment continue grâce au grand nombre de points de mesure, ainsi qu'une identification des électrons complémentaire au calorimètre grâce au rayonnement de transition. Les photons X du rayonnement de transition produisent un signal de plus grande amplitude que celui engendré par la traversée de particules chargées d'ionisation minimum. Ces deux contributions sont distinguées par l'utilisation de deux seuils haut et bas dans l'électronique de lecture.

II.4 Calorimétrie

Les calorimètres d'ATLAS entourent le trajectographe et le solénoïde, et couvrent une pseudorapidité $|\eta| < 4.9$. Ils sont représentés sur la Figure 3.6 : en couleur orangée sont représentés les différents calorimètres qui utilisent de l'argon liquide comme milieu actif, tandis qu'en vert est schématisé le calorimètre hadronique dit « à tuiles ». Les calorimètres à argon liquide sont contenus dans des cryostats qui permettent de maintenir l'argon liquide à une température d'environ 89.3 K.

Tous ces calorimètres sont des calorimètres à échantillonnage : le milieu qui mesure l'énergie déposée est différent de celui qui permet à la gerbe de se développer, et les calorimètres sont composés de couches successives de ces deux milieux. Selon la position et le type de calorimètre, les matériaux utilisés comme milieux actifs et absorbeurs diffèrent.

Calorimètres électromagnétiques

Les calorimètres électromagnétiques (EM) tonneau (EMB, pour *electromagnetic barrel*) et bouchons (EMEC, pour *electromagnetic end-cap*) utilisent de l'argon liquide comme milieu actif, qui possède l'avantage de fournir une réponse linéaire, stable dans le temps, et

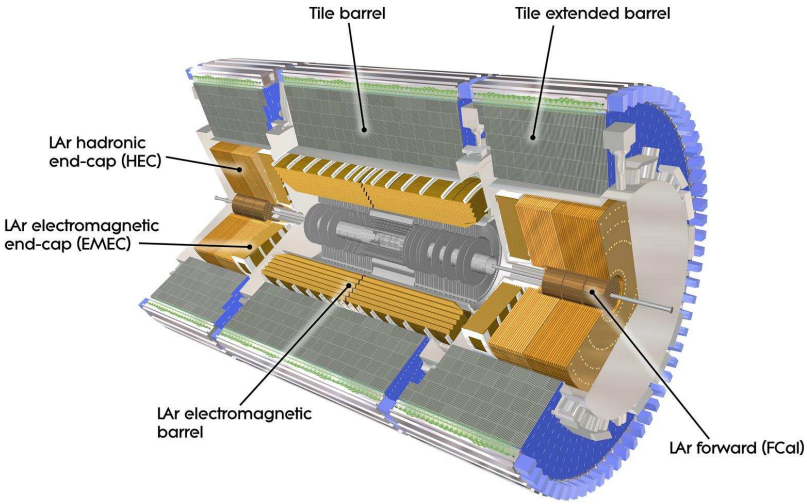


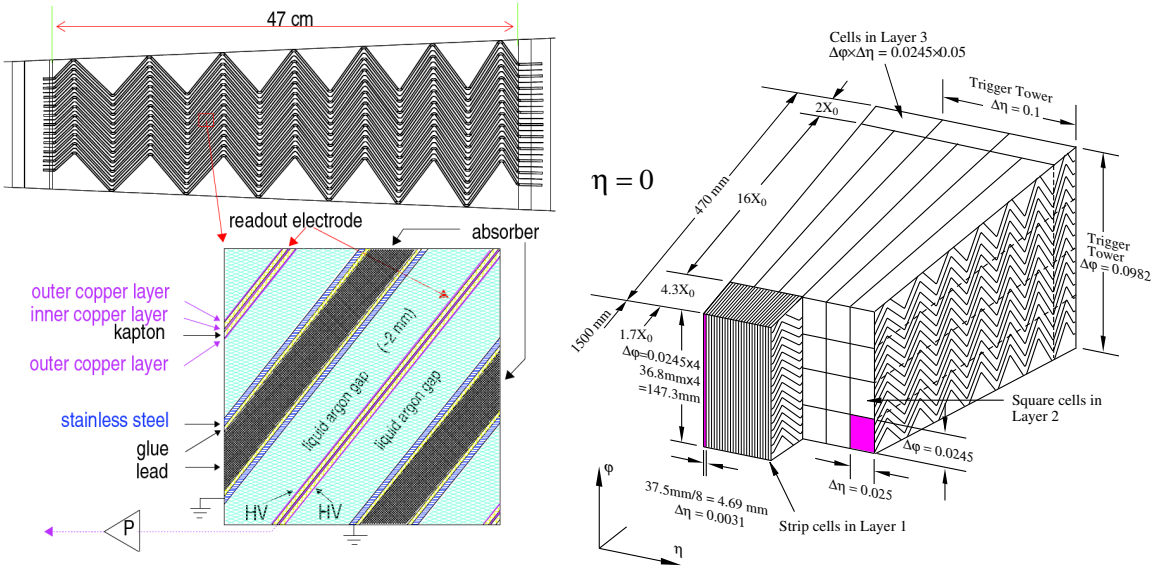
Figure 3.6 : *Ensemble des calorimètres d'ATLAS. En couleur orangée sont représentées les différentes parties utilisant de l'argon liquide comme milieu actif, tandis qu'en vert est schématisé le calorimètre hadronique à tuiles.*

d'être robuste aux radiations. Du plomb est principalement utilisé comme milieu passif. Ces calorimètres ont une géométrie dite « en accordéon » qui fournit une couverture azimutale complète. Cette structure en accordéon est montrée sur la Figure 3.7(a), où l'on distingue les couches de plomb et d'argon liquide, séparées par des feuilles d'acier inoxydable, ainsi que les électrodes de lecture composées de trois couches de cuivre séparées par des feuilles de kapton. Une haute tension est appliquée sur les deux électrodes extérieures, et celle du milieu permet de lire le signal par couplage capacitif.

Les électrodes sont segmentées en profondeur en trois couches (voir Figure 3.7(b)).

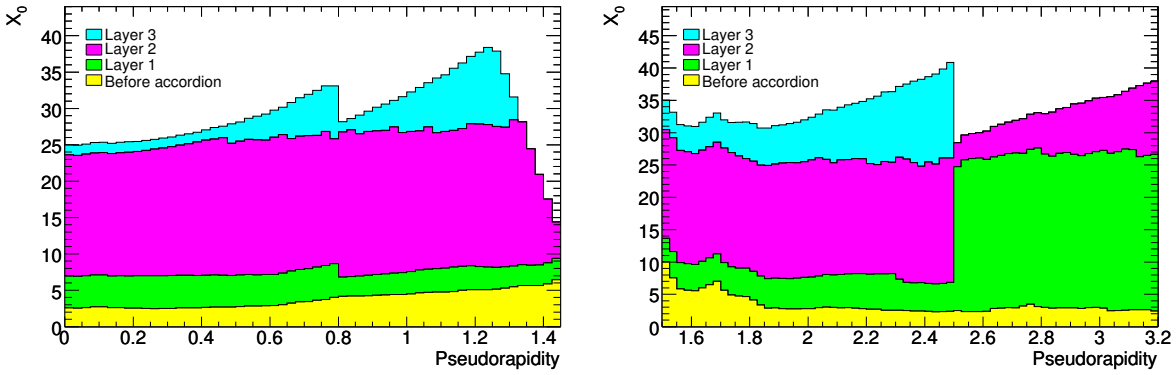
- La première couche est composée de fines bandes, dont la taille varie avec la pseudorapidité (p. ex., $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.003 \times 0.1$ pour $|\eta| < 1.8$), qui permettent une mesure précise de la pseudorapidité ainsi qu'une discrimination efficace entre pions neutres et photons.
- La seconde couche contient la plus grande part des gerbes électromagnétiques. Sa segmentation en ϕ est plus fine que la première couche (p. ex., $\Delta\eta\times\Delta\phi = 0.025\times0.025$ pour $|\eta| < 2.5$).
- Enfin, la troisième couche est utilisée pour mesurer la fin des gerbes électromagnétiques et séparer les électrons et photons des jets. Ses cellules sont de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.050 \times 0.025$.
- A ces trois couches s'ajoute un pré-échantillonneur (*presampler*), sans plomb, positionné juste après le solénoïde de manière à fournir une estimation de l'énergie perdue par les particules lors de leur traversée du trajectographe et du solénoïde.

Les deux demi-tonneaux (de chaque côté du détecteur) s'étendent jusqu'à une pseudorapidité de 1.5. Les deux calorimètres bouchons couvrent la région $1.4 < |\eta| < 3.2$. La région de transition qui sépare les calorimètres EM tonneau et bouchon ($1.37 < |\eta| < 1.52$) possède de moins bonnes performances en raison de la présence de matériaux inertes (câbles, services, etc.). Elle est par conséquent souvent inutilisée dans les analyses de précision. Enfin, le *presampler* couvre la région $|\eta| < 1.8$. La profondeur des différentes couches en terme de nombre de longueurs de radiation est présentée sur la Figure 3.8 en fonction de



(a) *Structure en accordéon* (b) *Module du EMB*

Figure 3.7 : *Schéma de la structure en accordéon des calorimètres électromagnétiques (a), et schéma des différentes couches d'un module du calorimètre électromagnétique tonneau (b) [69].*



(a) *EMB* (b) *EMEC*

Figure 3.8 : *Nombre de longueurs de radiations X_0 des calorimètres électromagnétiques en fonction de la pseudorapidité [69]. Les parties tonneau (a) et bouchon (b) sont montrées séparément. Le nombre de X_0 est détaillé pour chaque couche.*

la pseudorapidité.

La résolution du calorimètre EMB pour des gerbes électromagnétiques, déterminée lors de tests en faisceau d'électrons [79] après soustraction de bruit, est de $\sigma_E/E \approx 10\%/\sqrt{E/\,\mathrm{GeV}} \oplus 0.2\%$. Le premier terme est le terme stochastique et est lié aux fluctuations dans la détection des particules de la gerbe. Le second terme est le terme constant, qui prend en compte les variations de la réponse du détecteur en fonction de la position, du temps, de la température, etc. Un terme constant effectif de 1.2% — qui inclut les effets

provenant de possibles différences de quantité de matière en amont du calorimètre entre la simulation et la réalité — a par ailleurs été mesuré *in situ* à partir des données récoltées en 2010, pour le EMB [80]. Cette valeur est déterminée à partir de la distribution de masse invariante provenant de désintégrations $Z \to ee$, en comparant les résolutions mesurées et prédites.

Calorimètres hadroniques à argon liquide

Les calorimètres hadroniques bouchons (HEC, pour *hadronic end-cap*) sont aussi composés d'argon liquide comme milieu actif, mais le matériau absorbeur est du cuivre. Ils sont constitués de deux roues (HEC1 et HEC2) qui couvrent la région $1.5 < |\eta| < 3.2$ et se trouvent derrière l'EMEC. La taille des cellules est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ pour $|\eta| < 2.5$ et de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ pour $|\eta| > 2.5$. L'emplacement des deux roues du HEC dans un cryostat bouchon est montré sur la Figure 3.9.

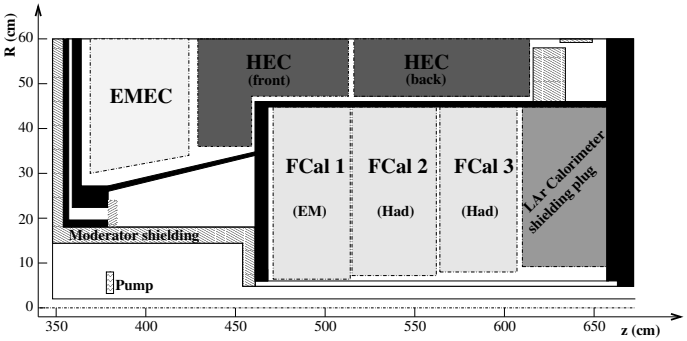


Figure 3.9 : *Schéma montrant l'emplacement du EMEC, des deux roues du HEC, et des trois parties du FCAL dans un cryostat bouchon [69]. Une partie de l'axe vertical est coupée.*

Calorimètre hadronique à tuiles

Le calorimètre à tuiles est situé dans la région centrale et composé d'une partie tonneau ($|\eta| < 1.0$) ainsi que d'une extension de chaque côté ($0.8 < |\eta| < 1.7$). Il s'agit d'un calorimètre à échantillonnage utilisant de l'acier comme absorbeur et des tuiles scintillantes comme milieu actif. Les signaux lumineux produits par le matériau scintillant (du polystyrène dopé au fluor) sont acheminés via des fibres optiques jusqu'à des photomultiplicateurs. Les tuiles sont disposées radialement, perpendiculairement à la ligne de faisceau, et les fibres optiques collectent la lumière sur les bords de chaque tuile, ce qui permet une couverture azimutale quasiment sans transition. Les fibres sont regroupées et reliées aux photomultiplicateurs qui se trouvent à l'extérieur de chaque module. Un schéma du calorimètre à tuiles est montré sur la Figure 3.10.

Le regroupement des fibres optiques permet de définir une structure tridimensionnelle de cellules. De cette manière, trois couches en profondeur sont définies, de dimensions $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ dans les deux premières couches et 0.2×0.1 dans la dernière. Ces cellules sont schématisées sur la Figure 3.11.

La résolution du calorimètre à tuiles dans la partie la plus centrale ($|\eta| = 0.35$) et pour des gerbes hadroniques, déterminée lors de tests en faisceau [81], est de $\sigma_E/E \approx 53\%/\sqrt{E/\,\mathrm{GeV}} \oplus 6\%$.

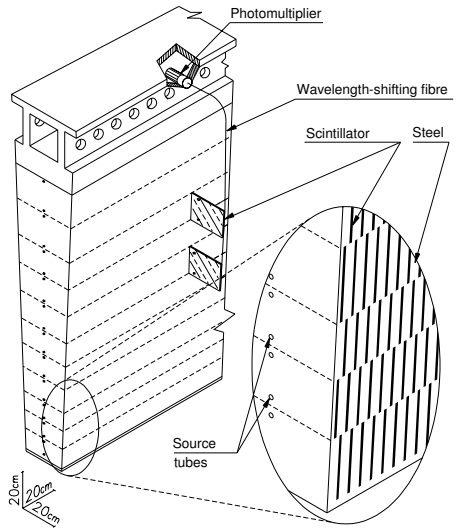


Figure 3.10 : *Schéma d'un module du calorimètre à tuiles [69].*

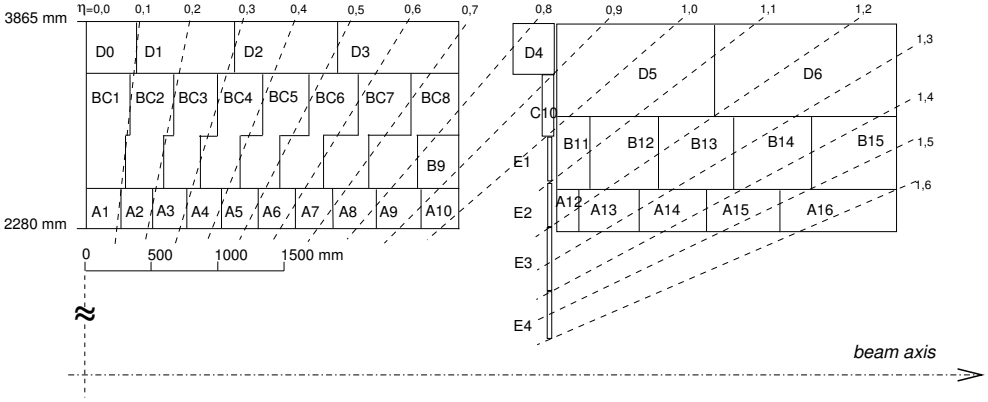


Figure 3.11 : *Segmentation en profondeur et en pseudorapidité des modules du calorimètre à tuile dans la partie tonneau (gauche) et tonneau étendu (droite) [69].*

Calorimètres à l'avant

Les calorimètres à l'avant (FCAL, pour *forward calorimeters*) utilisent aussi de l'argon liquide, et sont composés de trois roues qui couvrent une pseudorapidité $3.1 < |\eta| < 4.9$ (voir Figure 3.9). Dans la première roue, l'absorbeur est du cuivre, tandis que du tungstène est utilisé dans les deux autres roues. Le cuivre permet d'améliorer la résolution et d'accroitre la diffusion de la chaleur, tandis que le tungstène permet de réduire la largeur des gerbes hadroniques. Du fait de son emplacement, le FCAL est soumis à un flux important de particules. C'est pourquoi, pour éviter des problèmes d'accumulation de charges, de très fines couches d'argon liquide sont utilisées, obtenues à l'aide d'une structure d'électrodes en forme de tiges parallèles à la direction du faisceau.

La Figure 3.12 montre la quantité de matière des différents calorimètres en fonction de la pseudorapidité.

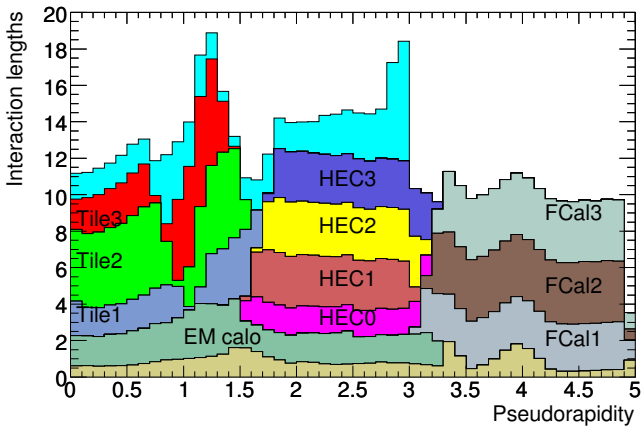


Figure 3.12 : *Quantité de matière exprimée en terme de nombre de longueurs d'interaction en fonction de la pseudorapidité, pour les différents calorimètres, ainsi que pour le spectromètre à muon et la région devant le calorimètre électromagnétique [69].*

II.5 Spectromètre à muons

Le spectromètre à muons utilise la courbure de la trajectoire des muons à travers un champ magnétique pour mesurer leur impulsion, et reconstruit leur trace à l'aide de diverses technologies. Ses systèmes de mesure peuvent être séparés en deux sortes :

- ceux utilisés pour la mesure de précision ;
- ceux utilisés pour le déclenchement du système d'acquisition.

Les systèmes de précision opèrent jusqu'à une pseudorapidité $|\eta| < 2.7$, tandis que les systèmes de déclenchement couvrent la région $|\eta| < 2.4$. Dans la région centrale, les traces sont mesurées dans des chambres arrangées en trois couches cylindriques autour de l'axe de faisceau. Dans la partie bouchon, les modules sont positionnés dans des plans perpendiculaires au faisceau. Du fait de la structure octogonale des aimants, ces chambres à muons sont réparties dans huit secteurs (octants). La structure du spectromètre est illustrée sur la Figure 3.13.

Mesure de précision

La mesure précise de l'impulsion des muons est effectuée par des tubes à dérive MDT (*monitored drift tubes*). Aux endroits soumis à de forts flux de particules (dans les roues centrales les plus proches du point d'interaction) les MDT sont remplacés par des chambres proportionnelles multifils dont les cathodes ont été segmentées en bandes (CSC, pour *cathode strip chambers*).

L'élément de base des chambres MDT est un tube à dérive rempli d'un mélange gazeux composé d'argon et de dioxyde de carbone. Le fil central, fait de tungstène-rhénium, récolte les électrons d'ionisation créés par le passage de particules chargées à travers le gaz. La résolution d'un tube est de $80\,\mu$m.

Les chambres CSC peuvent gérer un plus grand flux de particules (jusqu'à $1000\,\mathrm{Hz/cm^2}$, contre $150\,\mathrm{Hz/cm^2}$ pour les MDT). Chaque chambre contient quatre plans de détection permettant ainsi quatre mesures indépendantes en η et ϕ. Les fils des CSC sont orientés radialement tandis que les bandes qui forment les cathodes sont disposées parallèlement aux fils pour les unes et perpendiculairement pour les autres. La résolution atteinte par un plan CSC est de $60\,\mu$m.

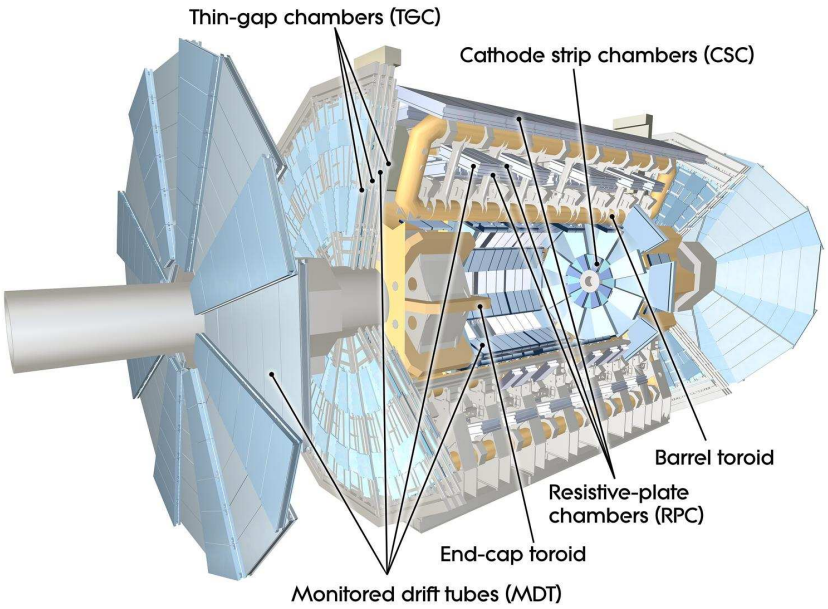


Figure 3.13 : *Vue d'ensemble du spectromètre à muons et des aimants toroïdaux.*

Chambres de déclenchement

Les chambres de déclenchement fournissent des informations rapides sur les traces qui traversent le spectromètre à muons. Ces informations sont utilisées par le système de déclenchement qui en déduit la multiplicité de traces et leur échelle d'énergie approximative. Deux technologies différentes ont été sélectionnées dans la partie tonneau ($|\eta| < 1.05$) et la partie bouchon ($1.05 < |\eta| < 2.4$).

Les chambres RPC (*resistive plate chambers*) sont utilisées dans la partie centrale. Il s'agit de détecteurs constitués de deux plaques résistives séparées par un mélange gazeux. Un champ électrique entre les plaques permet la création d'avalanche lors du passage de particules chargées. Le signal est récupéré par couplage capacitif entre des bandes métalliques positionnées sur les surfaces extérieures des plans résistifs.

Les chambres TGC (*thin gap chambers*) sont des chambres proportionnelles multifils et sont utilisées dans la partie bouchon.

II.6 Système de déclenchement

L'espacement entre paquets de protons délivrés par le LHC et se croisant au niveau du détecteur ATLAS est de 50 ns dans les données récoltées en 2011 (l'espacement nominal étant de 25 ns). Ceci équivaut à une fréquence de croisement de 20 MHz et il serait techniquement impossible de stocker tous les événements de collision — dont la taille est de l'ordre de quelques Mo — à une telle fréquence. Comme, par ailleurs, la section efficace de production d'événements d'intérêt est bien plus faible que la section efficace totale, il est naturel de vouloir enregistrer une partie seulement des événements, choisis généralement selon des critères d'énergie, de multiplicité de particules, et de type de particules.

Le système de déclenchement [82] — qui joue le rôle de filtre — a été conçu dans ce but. Il est composé de trois niveaux en cascade qui permettent de réduire la fréquence

d'enregistrement de 20 MHz à quelques centaines de Hz. Les trois niveaux sont respectivement dénommés L1 (*level 1*), L2 (*level 2*), et EF (*event filter*), les deux derniers niveaux étant regroupés sous l'appellation « déclenchement de haut niveau » (HLT, pour *high level trigger*). L'avantage de ce système est de pouvoir ainsi réduire progressivement le taux d'événement en appliquant des algorithmes de plus en plus complexes.

Le premier niveau de déclenchement recherche des objets de grande impulsion transverse, ainsi que des événements contenant une grande énergie transverse manquante ou une grande énergie transverse totale. Pour cela, il utilise les informations provenant du spectromètre à muons ainsi que des calorimètres — avec une granularité réduite. Ce niveau doit pouvoir prendre une décision en moins de 2.5 μs, et réduit le taux d'événements à quelques dizaines de kHz.

Le second niveau de déclenchement se focalise sur des régions d'intérêt (RoI) définies par le premier niveau. Il s'agit de régions du détecteur où ce dernier a identifié d'éventuels objets physiques. A l'intérieur de ces régions, le niveau 2 utilise toutes les informations des sous-détecteurs pour réduire le taux d'événements à quelques kHz.

Le filtre d'événements utilise des algorithmes et des calibrations similaires à ceux utilisés hors-ligne pour réduire le taux d'événements jusqu'à quelques centaines de Hz et prendre la décision finale concernant la sélection des événements et l'envoi au système d'acquisition.

Déclenchement sur les électrons

Au niveau 1, des objets électromagnétiques sont sélectionnés si l'énergie transverse déposée dans le calorimètre électromagnétique dans deux tours adjacentes de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ est au dessus d'un certain seuil. Une tour calorimétrique est un groupement projectif de cellules situées dans les différentes couches du calorimètre dans une zone du plan η–ϕ donnée. Des régions d'intérêt sont alors construites à partir de 2×2 de ces tours. Ceci est illustré sur la Figure 3.14.

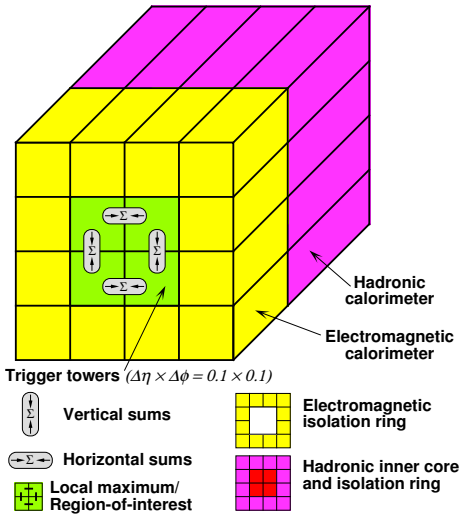


Figure 3.14 : *Schéma des tours calorimétriques utilisées par le système de déclenchement de niveau 1 et définition d'une région d'intérêt [69].*

Des algorithmes rapides de reconstruction des dépôts calorimétriques et des traces sont ensuite appliqués au niveau 2, en utilisant les régions d'intérêt définies par le niveau 1 avec la granularité complète du calorimètre. L'algorithme de recherche des dépôts d'énergie est simplifié par rapport à celui qui est utilisé hors-ligne : la cellule de la seconde couche de

plus grande E_{T} est prise comme germe de la procédure de reconstruction, au lieu d'utiliser l'algorithme de fenêtre glissante décrit dans la section III.1. A ce stade, les traces sont aussi reconstruites — là encore de manière simplifiée de manière à satisfaire les contraintes de temps —, permettant de distinguer les électrons des photons.

Finalement, le niveau EF utilise les mêmes algorithmes de reconstruction et les mêmes algorithmes d'identification que ceux utilisés hors-ligne. Les coupures d'identification sont similaires mais généralement légèrement plus faibles de manière à conserver une pleine efficacité pour l'identification des objets hors-ligne.

III Reconstruction des événements

La reconstruction des objets physiques au sein d'un événement de collision se fait à partir de toutes les informations acquises par les différents sous-détecteurs. En partant de points de passages enregistrés dans le détecteur interne et dans le spectromètre à muons, il est possible de reconstruire les traces des différentes particules chargées. Il est par ailleurs possible de rassembler les dépôts d'énergie dans les calorimètres pour former des groupements de cellules adjacentes appelés *clusters*. Ces traces et ces dépôts d'énergie peuvent ensuite être utilisés pour construire des objets physiques comme les électrons ou les jets.

III.1 Electrons

Les électrons sont définis par un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique et une trace associée. L'énergie des électrons est obtenue à partir de l'énergie déposée dans le calorimètre, calibrée à l'échelle électromagnétique. La définition de base d'un candidat « électron » ne prend pas en compte les signatures particulières d'un électron physique dans le détecteur. Cette définition englobe par conséquent des objets comme les photons convertis, les produits de désintégration de pions neutres en paires de Dalitz ($\pi^0 \to \gamma\, e^+e^-$), et l'immense population de jets. Des critères d'identification ont donc été établis, qui permettent de rejeter ces bruits de fond plus ou moins fortement.

Algorithme de reconstruction

La reconstruction des électrons [80] dans la région centrale du détecteur ($|\eta| < 2.47$) est déclenchée par des *clusters* dans le calorimètre électromagnétique. Ces *clusters* sont ensuite associés aux traces reconstruites dans le détecteur interne.

La recherche de *clusters* se fait par un algorithme dit de « fenêtre glissante » qui sélectionne des tours calorimétriques de base $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 5$ avec une énergie transverse supérieure à 2.5 GeV. Les unités de taille utilisées pour $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ ont les dimensions d'une cellule dans la seconde couche du calorimètre électromagnétique : $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$.

Les traces reconstruites sont extrapolées jusqu'à la seconde couche du calorimètre et associées aux précédents *clusters*. Une distance $\Delta\eta < 0.05$ est requise entre la trace extrapolée et le barycentre du *cluster*. Du fait de la courbure des traces par le champ magnétique, une coupure asymétrique en $\Delta\phi$ est appliquée : $\Delta\phi < 0.1$ dans le sens de courbure de la trace, et $\Delta\phi < 0.01$ dans l'autre sens. Dans le cas où plusieurs traces sont associées à un même *cluster*, celles qui ont des points de passage dans les détecteurs à silicium sont favorisées, ainsi que les traces les plus proches du *cluster* — en terme de ΔR.

Au final, les *clusters* sont reconstruits avec une taille 3×7 dans la partie tonneau et 5×5 dans les parties bouchons.

Définition de l'énergie et de la position

L'énergie associée à un *cluster* est composée de quatre contributions différentes :
- l'énergie mesurée dans le *cluster* ;
- une estimation de l'énergie déposée en amont du calorimètre électromagnétique ;
- une estimation de l'énergie déposée en dehors du *cluster* (fuites latérales) ;
- une estimation de l'énergie déposée au-delà du calorimètre électromagnétique.

Ces termes sont paramétrés en fonction de l'énergie mesurée dans le *presampler* ainsi que dans les trois couches du calorimètre électromagnétique. Les paramètres ont été déterminés à partir d'une simulation détaillée des dépôts d'énergie [69].

L'échelle d'énergie électromagnétique utilisée a été établie par des mesures lors de tests en faisceau [83, 84, 85, 79]. Des mesures *in situ* utilisant des événements $Z \to ee$ déterminent l'échelle d'énergie finale et intercalibrent les différentes parties du détecteur [80]. Une éventuelle mauvaise calibration résiduelle dans une région i est quantifiée par un paramètre α_i :

$$E^{\text{meas}} = E^{\text{true}}(1 + \alpha_i), \tag{3.6}$$

où E^{true} est l'énergie vraie de l'électron, et E^{meas} est l'énergie mesurée par le calorimètre après calibration basée sur simulation. Ces facteurs α_i sont déterminés à partir d'un ajustement par maximum de vraisemblance sur les profils de masse du Z — dans différentes régions du détecteur — obtenus sur simulation. Ces corrections d'échelle d'énergie sont validées à l'aide d'événements $J/\psi \to ee$ et $W \to e\nu$. L'incertitude sur l'échelle d'énergie des électrons en fonction de E_{T} et dans deux régions du détecteur, après calibration à l'aide d'événements $Z \to ee$ provenant des données récoltées en 2010, est montrée sur la Figure 3.15.

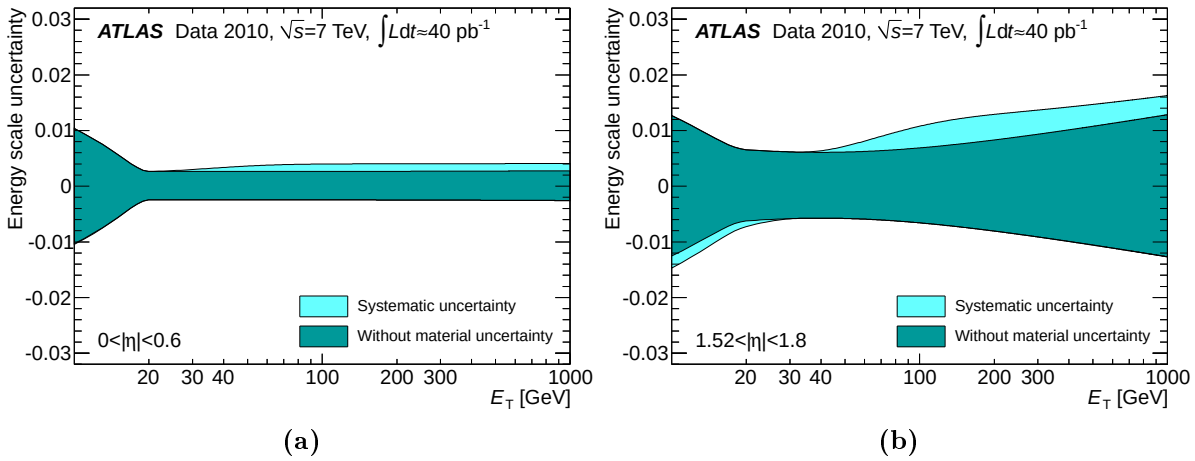


Figure 3.15 : *Incertitudes sur l'échelle d'énergie des électrons obtenues dans les régions* $|\eta| < 0.6$ *(a) et* $1.52 < |\eta| < 1.8$ *(b), en fonction de* E_{T} *[80].*

Au final, la quadri-impulsion des électrons est calculée à partir de l'énergie calibrée du *cluster* et de la direction de la trace au niveau du vertex.

Critères de qualité

Sélection *loose*		
Fuite hadronique	• Rapport de E_{T} dans la première couche du calorimètre hadronique à celle du *cluster* électromagnétique (uniquement pour $\lvert\eta\rvert < 0.8$ et $\lvert\eta\rvert > 1.37$) • Rapport de E_{T} dans le calorimètre hadronique à celle du *cluster* électromagnétique (uniquement pour $\lvert\eta\rvert > 0.8$ et $\lvert\eta\rvert < 1.37$)	R_{had1} R_{had}
Seconde couche du calorimètre EM	• Rapport de l'énergie dans un *cluster* 3×7 à l'énergie dans un *cluster* 7×7 • Largeur latérale de la gerbe	R_{η} $w_{\eta 2}$
Sélection *medium* (inclut la sélection *loose*)		
Première couche du calorimètre EM	• Largeur de la gerbe • Rapport de la différence d'énergie des deux cellules les plus énergétiques à la somme de ces énergies	w_{stot} E_{ratio}
Qualité de la trace	• Nombre de points de mesure dans le détecteur à pixel (≥ 1) • Nombre de points de mesure dans le détecteur à pixels et le SCT ($\geq$7) • Paramètre d'impact transverse ($\lvert d_0\rvert < 5\,\mathrm{mm}$)	n_{pixel} n_{Si} d_0
Association trace–*cluster*	• $\Delta\eta$ entre la position du *cluster* dans la première couche et la trace extrapolée ($\lvert\Delta\eta\rvert < 0.01$)	$\Delta\eta$
Sélection *tight* (inclut la sélection *medium*)		
Association trace–*cluster*	• $\Delta\phi$ entre la position du *cluster* dans la seconde couche et la trace extrapolée ($\lvert\Delta\phi\rvert < 0.02$) • Rapport de l'énergie du *cluster* à l'impulsion de la trace • Coupure plus stricte sur $\Delta\eta$ ($\lvert\Delta\eta\rvert < 0.005$)	$\Delta\phi$ E/p $\Delta\eta$
Qualité de la trace	• Coupure plus stricte sur $\lvert d_0\rvert$ ($\lvert d_0\rvert < 1\,\mathrm{mm}$)	d_0
TRT	• Nombre de points de mesure dans le TRT • Rapport du nombre de points de mesure à haut seuil au nombre total de points de mesure dans le TRT	n_{TRT} f_{TRT}
Conversions	• Nombre de points de mesure dans la b-*layer* • Veto des candidats électron associés à des conversions de photon	n_{BL}

Tableau 3.1 : *Définition des variables utilisées dans les sélections loose, medium, et tight [80].*

L'identification des électrons est basée sur des sélections par coupures et utilise des variables liées à la forme de gerbe, aux propriétés de la trace, et à l'association de la trace au *cluster*. Trois ensembles de coupures sont définis [80] : *loose*, *medium*, et *tight*, qui offrent une réjection des jets, basée sur simulation, de l'ordre de 500, 5000, et 50000, respectivement.

- La sélection *loose* exploite la forme latérale de la gerbe au niveau de la seconde couche du calorimètre électromagnétique, ainsi que les fuites d'énergie dans le calorimètre hadronique.
- Des coupures sur des variables liées au dépôt dans la première couche du calorimètre électromagnétique, ainsi que des conditions sur la qualité de la trace et sur la distance entre la trace et le *cluster* sont ajoutées pour la sélection *medium*.
- Enfin, la sélection *tight* utilise en outre le rapport E/p entre l'énergie du *cluster* et l'impulsion de la trace, ainsi que les informations du TRT pour identifier le type de particule et celles de la première couche de pixels (*b-layer*) pour rejeter les photons convertis.

Le Tableau 3.1 liste les variables utilisées pour les différents critères d'identification.

Les efficacités d'identification des sélections *loose*, *medium* et *tight* pour des électrons dont l'énergie transverse est comprise entre 20 GeV et 50 GeV — qui est l'échelle d'énergie des électrons utilisés dans cette thèse — sont de l'ordre de 95 %, 90% et 80 %, respectivement. Ces efficacités sont déterminées *in situ* par des méthodes de *tag-and-probe* sur des événements $Z \to ee$, $W \to e\nu$, et $J/\psi \to ee$ [80]. Ces méthodes ont pour but de sélectionner un échantillon d'électrons non biaisé et d'une grande pureté — appelés électrons « examinés » (*probe*) — à l'aide de coupures sur d'autres objets de l'événement — appelées conditions d'« étiquettage » (*tag*). L'efficacité d'une sélection peut alors être mesurée en l'appliquant à l'échantillon d'électrons examinés. Dans les cas où des événements $Z \to ee$ sont utilisés, un électron parfaitement identifié est utilisé pour étiqueter l'événement, le second électron servant d'électron examiné. Les efficacités mesurées en 2011 par ces méthodes en fonction de E_{T}, pour la sélection *loose*, sont montrées sur la Figure 3.16.

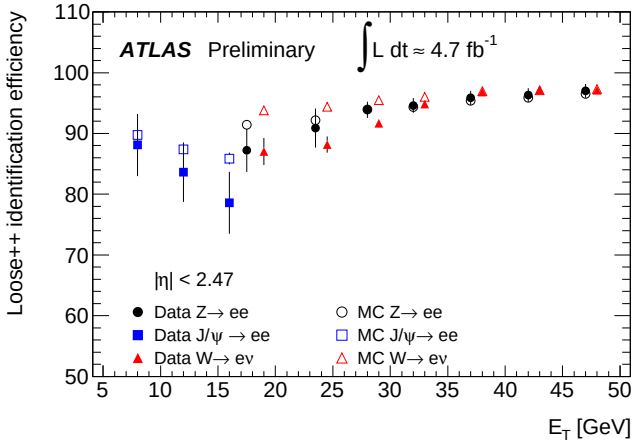


Figure 3.16 : *Efficacités de sélection des électrons avec le critère loose, en fonction de E_{T}. Ces efficacités ont été déterminées par des méthodes de tag-and-probe avec des événements $Z \to ee$, $W \to e\nu$ et $J/\psi \to ee$ enregistrés en* 2011.

III.2 Jets

Un jet est un ensemble de hadrons collimés originaires d'un parton de haute énergie et regroupés en un seul objet. Les algorithmes de jets ont pour but de projeter l'information de ces hadrons en une quadri-impulsion supposée refléter celle du parton initial. Dans les événements de collision enregistrés par ATLAS, les constituants utilisés pour former les jets sont évidemment formés à partir des informations fournies par le détecteur, et ne sont pas à proprement parlé les hadrons issus de la fragmentation.

Reconstruction des jets

Il est possible de définir plusieurs types de jets selon la nature des objets qui les composent :

- des jets construits à partir des informations des détecteurs — que l'on dit reconstruits au niveau du détecteur ;
- des jets construits à partir des hadrons (particules dans l'état final) dans des événements simulés — que l'ont dit reconstruits au niveau hadronique ou au niveau des particules ;

– des jets construits à partir des partons générés dans des événements simulés avant fragmentation — que l'on dit reconstruits au niveau partonique.

Ces objets servent alors comme entrée à un algorithme de construction de jets. L'algorithme anti-k_t [86, 87, 88] est l'algorithme le plus couramment utilisé dans ATLAS. Dans la suite, tout jet est défini par cet algorithme de reconstruction. Un algorithme de construction de jets utilise généralement une distance d_{ij} entre deux objets i et j et une distance maximale au-delà de laquelle les objets ne sont pas combinés. Dans le cas de l'algorithme anti-k_t, la distance d_{ij} est égale à :

$$d_{ij} = \frac{1}{\max(p_{T,i}^2, p_{T,j}^2)} \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \tag{3.7}$$

où $p_{T,i}$ est le p_T de l'objet i, ΔR_{ij} est la distance entre les deux objets dans le plan η–ϕ et R est un paramètre de taille. La distance maximale est défini par :

$$d_{iB} = \frac{1}{p_{T,i}^2} \tag{3.8}$$

L'algorithme procède en cherchant la plus petite d_{ij} ou d_{iB}. S'il s'agit de d_{ij}, alors les objets i et j sont combinés en un seul nouvel objet. S'il s'agit de d_{iB}, alors l'objet i est retiré de la liste des objets et appelé un jet. Ceci est répété jusqu'à ce que plus aucun objet ne subsiste. Cet algorithme permet de faire croître les jets de manière concentrique autour d'un cœur énergétique, jusqu'à ce qu'ils atteignent le rayon R, permettant d'obtenir des jets circulaires. Les algorithmes dits de « cône » permettent aussi d'obtenir des jets circulaires, mais ces algorithmes ne sont pas *infrared-safe*, à la différence de l'algorithme anti-k_t. Les paramètres de taille utilisés dans ATLAS sont $R = 0.4$ et $R = 0.6$.

Dans ATLAS, les jets au niveau du détecteur sont formés à partir de *clusters* topologiques (*topo-clusters*) [89, 90] reconstruits dans les calorimètres[1]. Ces *clusters* sont composés de cellules calorimétriques dont les énergies sont supérieures à des seuils donnés. Ces seuils sont définis cellule par cellule à partir du RMS du bruit — électronique et de *pile-up* — σ dans chacune d'elles. Le processus de construction des *clusters* à partir des cellules calorimétriques est le suivant :

– un *cluster* est initié par une cellule dont l'énergie se trouve au dessus de 4σ ;
– les cellules adjacentes au *cluster* qui ont une énergie supérieure à 2σ sont ajoutées de manière itérative ;
– le *cluster* est fermé en y ajoutant les plus proches cellules voisines ayant une énergie positive.

Cet algorithme permet de trouver de manière efficace les faibles dépôts d'énergie tout en limitant l'inclusion des contributions du bruit. Les *clusters* formés ne sont généralement pas isolés et peuvent atteindre des tailles importantes. Un algorithme de découpage est donc appliqué par la suite de manière à ce qu'il y ait un *cluster* pour chaque maximum local parmi les cellules précédemment associées.

L'énergie et la position des jets reconstruits par l'algorithme anti-k_t à partir de ces *clusters* sont finalement calibrées. La procédure de calibration est détaillée dans le Chapitre 4.

Critères de qualité

Les principaux bruits de fond de jets sont :

[1] Des jets sont aussi créés à partir des traces reconstruites par le détecteur interne, mais ne sont pas présentés ici.

- les événements faisceau-gaz, où un proton du faisceau entre en collision avec le gaz résiduel à l'intérieur du tube à vide;
- les événements faisceau-halo, causés par exemple par des interactions dans les collimateurs sur la ligne de faisceau, loin du détecteur ATLAS;
- les muons provenant de rayons cosmiques interagissant dans le détecteur simultanément avec les événements de collision;
- le bruit électronique dans les calorimètres.

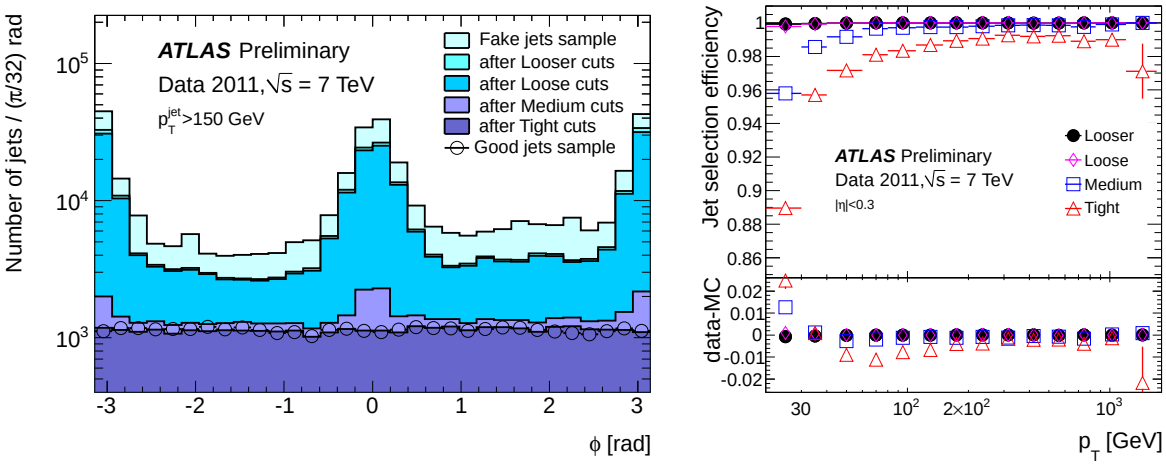
Les critères de sélection des jets doivent rejeter efficacement ces différentes sources de bruit tout en conservant les jets produits dans les collisions proton-proton (dénommés ci-après par le terme « bons jets », par opposition à « faux jets ») avec la plus grande efficacité possible. Comme le niveau et la composition du bruit de fond dépendent de la sélection des événements pour une analyse donnée, plusieurs critères de sélection ont été développés [91]. Par ailleurs, parallèlement à cette sélection de jets, on cherche à réduire la contamination par les jets provenant du *pile-up* pour ne garder que les jets produits par l'interaction dure.

Bruits dans les calorimètres : Le bruit électronique dans les calorimètres engendre des signaux faussement considérés comme dépôts d'énergie et reconstruits comme jets. Une grande partie du bruit est identifiée et éliminée en amont grâce à une inspection des données effectuée juste après la prise de données. Une petite fraction demeure cependant et doit être rejetée à l'aide de critères spécifiques. Les signaux d'ionisation des cellules calorimétriques ayant une forme caractéristique en temps, il est possible de définir un facteur de « qualité » Q qui quantifie les différences entre la forme attendue et la forme observée, pour chaque cellule qui entre dans la construction d'un jet. Ces facteurs de qualité, ainsi que les fractions d'énergie dans le HEC et dans les calorimètres électromagnétiques, sont utilisés pour rejeter les jets de bruit.

Rayons cosmiques et événements produits hors-collisions : La direction du flux d'énergie ainsi que les temps d'enregistrement des signaux sont utilisés pour distinguer les jets dans ces événements des jets provenant de collisions. La fraction d'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique et la fraction maximale d'énergie déposée dans une unique couche du calorimètre sont des variables discriminantes permettant de caractériser la direction du flux d'énergie. Par ailleurs, pour les jets contenus dans l'acceptance du détecteur de traces, la fraction chargée, définie comme la somme scalaire des p_{T} des traces associées à un jet divisée par le p_{T} du jet permet de séparer les jets contenant des hadrons chargés, provenant d'une collision proton–proton, des jets produits hors-collisions. Enfin, le temps d'enregistrement du jet, défini comme la moyenne pondérée — par l'énergie au carré — des temps associés aux dépôts calorimétriques dans chacune des cellules, permet de repérer les jets produits hors-collisions.

Sélections et efficacités : Quatre ensembles de coupures utilisant les variables décrites précédemment sont définis, permettant différents rejets des bruits de fond et différentes efficacités de sélection des jets provenant de l'interaction proton–proton. Ces coupures sont regroupées sous les dénominations *looser*, *loose*, *medium*, et *tight*. La sélection *looser* est la plus lâche et est conçue pour obtenir une efficacité supérieure à 99.8 % tout en rejetant une très grande fraction de faux jets. La sélection *tight* est, quant à elle, conçue pour obtenir un rejet des faux jets aussi important que possible tout en conservant une inefficacité inférieure à quelques pour-cent. Les deux autres sélections sont intermédiaires en terme de rejet de faux jets et d'efficacité de sélection.

Ces critères de sélection des jets sont optimisés en étudiant des échantillons d'événements enrichis en bons ou faux jets. La Figure 3.17(a) illustre les effets des différentes sélections dans l'échantillon enrichi en faux jets. Il s'agit des distributions en ϕ des jets



(a) *Rejet des faux jets* **(b)** *Efficacité de sélection*

Figure 3.17 : *(a) Distributions d'angle azimutal ϕ dans l'échantillon enrichi en faux jets avant et après sélections [91]. La distribution provenant de l'échantillon enrichi en bons jet est aussi superposée. (b) Efficacités de sélections des jets en fonction de $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}$ dans la région centrale du détecteur [91].*

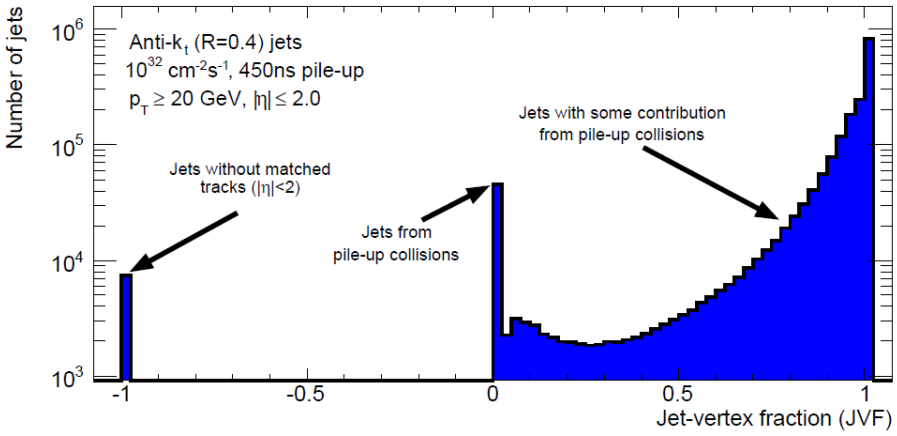


Figure 3.18 : *Distribution de* JVF *pour des jets simulés avec $p_{\mathrm{T}} \geq 20\,\mathrm{GeV}$ et $|\eta| \leq 2.0$ [92]. Cette distribution correspond à une luminosité de $10^{32}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ et un nombre moyen d'interactions de pile-up égal à* 4.1.

après application des différents critères de sélection.

Les efficacités de sélection sont déterminées par une méthode de *tag-and-probe* dans l'échantillon enrichi en bons jets. Celles obtenues pour des jets centraux ($|\eta| < 0.3$) sont montrées sur la Figure 3.17(b) en fonction du p_{T} du jet. Ces efficacités ont aussi été mesurées à l'aide d'événements simulés. Un très bon accord entre données et simulation est observé pour les sélections *looser* et *loose*, tandis que des différences inférieures à 2% (surtout à faible $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}$) sont observées pour les sélections *medium* et *tight*.

Rejet des jets issus du *pile-up* : Parallèlement au rejet du bruit, les traces reconstruites par le détecteur interne sont utilisées pour distinguer les jets produits par l'interaction dure de ceux provenant des interactions de *pile-up*. Pour chaque jet, une quantité

appelée JVF (*Jet Vertex Fraction*) [92] est calculée. Les traces sont associées au jet et à chaque vertex primaire, et pour chaque vertex, d'indice i, la somme scalaire des impulsions transverses des traces associées , Σ_i, est calculée. La variable JVF est définie comme la somme des p_{T} correspondant au vertex de l'interaction dure, Σ_0, divisée par la somme des Σ_i sur tous les vertex primaires. Cette variable permet d'estimer le degré de contamination d'un jet par le *pile-up*. Dans le cas où aucune trace n'est associée au jet, comme c'est généralement le cas pour des jets reconstruits au-delà de l'acceptance du détecteur de traces, la valeur -1 est donnée au JVF de ce jet. La forme typique de la distribution de JVF est montrée sur la Figure 3.18, pour une moyenne de 4.1 interactions de *pile-up*.

Un jet est rejeté lorsque la valeur absolue de sa JVF est inférieure à un certain seuil. La valeur typique utilisée pour les conditions de *pile-up* des données récoltées en 2011 est 0.75.

4

Procédure de calibration des jets reconstruits avec le détecteur ATLAS

Dans ce chapitre sont passées en revue les différentes composantes de la calibration des jets calorimétriques utilisée dans ATLAS lors de la prise de données de 2011, ainsi que les différentes sources d'incertitude associées.

Différentes étapes de calibration en énergie — et direction — sont effectuées, permettant de passer de l'énergie mesurée par les cellules calorimétriques, à l'énergie d'un jet au sein d'un environnement de *pile-up* particulier. La calibration des jets corrige différents effets dus au détecteur, comme la non-compensation, l'énergie perdue dans les matériaux morts, les fuites d'énergie en dehors du calorimètre, les dépôts en dehors du cône du jet par des particules se trouvant à l'intérieur du cône, ou encore les inefficacités engendrées par les seuils de bruit des *clusters* ou par la reconstruction des jets. La chaîne de calibration utilisée en 2011 est basée pour partie sur simulation et pour partie sur des méthodes *in situ* — qui comparent les données avec la simulation. Cette hybridation a pour origine la procédure purement basée sur simulation utilisée en 2010 lors des premières prises de données et est un premier pas vers une méthode de calibration reposant entièrement sur des mesures *in situ*.

I Calibration des constituants

En amont de la formation des jets, les constituants qui entrent dans la construction des jets (*topo-clusters*) sont calibrés, sans aucune référence à un quelconque algorithme de jets. Différentes calibrations ont été développées, de complexités variées, et deux de ces calibrations sont décrites ici : la calibration à l'échelle électromagnétique (EM) est la plus simple et la plus adaptée aux premières analyses de physique. La calibration locale (LCW, pour *local cluster weighting*), quant à elle, utilise des informations supplémentaires pour prendre en compte certaines fluctuations d'énergie des jets.

I.1 Echelle d'énergie électromagnétique

Les jets peuvent être construits à partir des dépôts d'énergie dans le système calorimétrique, calibrés à l'échelle électromagnétique. Cette échelle d'énergie reconstruit fidèlement l'énergie déposée par des particules dans une gerbe électromagnétique au sein du calorimètre. Elle a été établie lors de mesures de test en faisceau d'électrons [79, 81, 83, 84, 85, 93]. La réponse du calorimètre à des processus électromagnétiques a aussi été validée dans les calorimètres hadroniques à l'aide de muons produits d'une part lors de test en faisceaux [81, 94], et provenant d'autre part de rayons cosmiques [95]. L'échelle d'énergie des calorimètres électromagnétiques est finalement corrigée en utilisant la masse invariante de bosons Z se désintégrant en électrons, produits dans des collisions proton–proton [80].

I.2 Calibration locale

Les calorimètres d'ATLAS étant non compensants, leur réponse aux hadrons est plus faible que celle aux électrons et photons. Par ailleurs, les inefficacités de reconstruction et les dépôts d'énergie en dehors des calorimètres font diminuer les réponses à la fois pour les particules électromagnétiques et hadroniques, mais dans des proportions différentes. L'idée de la calibration locale LCW [96] est de prendre en compte la nature des dépôts d'énergie et de leur appliquer différentes corrections s'ils proviennent de gerbes électromagnétiques ou bien hadroniques. De manière à déterminer la nature des dépôts d'énergie, des variables topologiques au niveau des *clusters* sont utilisées.

Cette calibration locale est effectuée en plusieurs étapes et appliquée sur les *clusters* à l'échelle EM.

1. **Classification des *clusters*** : La probabilité p pour un *cluster* de provenir d'une interaction hadronique est tabulée en fonction de son énergie, de sa pseudorapidité, de sa profondeur dans le calorimètre, et de la densité moyenne d'énergie par cellule qui le compose. Ces probabilités sont obtenues à l'aide de simulations MC de pions neutres et chargés.
2. **Correction hadronique** : Des corrections dérivées de simulations MC de pions chargés sont appliquées au niveau des cellules en prenant en compte l'énergie du *topo-cluster* et la densité d'énergie des cellules. Ces corrections sont calculées à partir du véritable dépôt d'énergie et prennent en compte la nature du *cluster*. Si la correction à appliquer pour un *cluster* purement hadronique est C_{HAD}, alors la correction à appliquer pour un *cluster* quelconque, dont la probabilité d'être hadronique est p, telle que déterminée lors de l'étape de classification, est :

$$C = C_{\mathrm{HAD}} \cdot p + C_{\mathrm{EM}} \cdot (1 - p), \tag{4.1}$$

   avec $C_{\mathrm{EM}} = 1$.
3. **Correction des dépôts en dehors des *clusters*** : Les dépôts d'énergie dans le calorimètre qui se trouvent en deçà des seuils de bruit ne sont pas associés au cluster. Ceci est pris en compte par une correction spécifique dépendant de la pseudorapidité du *cluster*, de sa profondeur dans le calorimètre et de l'énergie mesurée autour de celui-ci. Différentes corrections sont calculées pour les gerbes hadroniques et électromagnétiques, et sont appliquées sur un *cluster* donné en utilisant la Formule 4.1 (à la seule différence que la correction C_{EM} n'est pas égale à 1 dans ce cas).

4. **Correction d'énergie déposée dans les matériaux morts** : L'énergie déposée devant le calorimètre électromagnétique et entre les calorimètres électromagnétique et hadronique est estimée à l'aide des dépôts dans certaines couches (p. ex., le *Presampler* pour les dépôts devant le calorimètre). Pour les autres dépôts, pour lesquels des corrélations claires avec les observables liés aux *clusters* ne peuvent être établies, des corrections sont tabulées en fonction de l'énergie et de la pseudorapidité du cluster, ainsi que de la profondeur de gerbe.

II Calibration au niveau des jets de particules

Les jets formés à partir des *topo-clusters* à l'échelle EM ou à l'échelle LCW sont calibrés au niveau des jets de particules [90]. Cette calibration est un ensemble de constantes qui dépendent de l'énergie du jet et de sa position dans le détecteur (pseudorapidité), appelée JES (*Jet Energy Scale*). Cette calibration, appliquée aux jets reconstruits à l'échelle EM, engendre des jets calibrés à l'échelle « EM+JES ». Lorsqu'elle est appliquée aux jets LCW, les jets sont dits calibrés à l'échelle « LCW+JES ». Dans les deux cas, ces constantes de calibration sont déterminées à partir de simulation MC par la comparaison des jets calorimétriques et des jets de particules, et utilisées pour corriger l'énergie et la direction des jets calorimétriques.

Cette correction de JES est déterminée sur des événements simulés contenant des interactions supplémentaires de *pile-up*. La dépendance d'énergie des jets avec le nombre de vertex primaires N_{PV} et le nombre moyen d'interactions par croisement μ est corrigée en appliquant une correction supplémentaire de *pile-up* à l'échelle EM ou LCW.

La direction du jet est aussi corrigée en prenant en compte le fait que celui-ci provient du vertex primaire de l'interaction et non du centre du détecteur.

Ces étapes sont effectuées dans l'ordre suivant : la correction de *pile-up* est appliquée, puis la correction d'origine, et enfin les corrections d'énergie et de direction permettent d'obtenir des jets calibrés au niveau des particules dans les événements simulés par le générateur de référence utilisé.

II.1 Correction de *pile-up*

La correction de *pile-up* est déterminée à partir d'événements dijet générés par PYTHIA [97]. L'approche consiste à calculer la quantité d'impulsion transverse générée par le *pile-up* au sein d'un jet et de soustraire cet offset $\mathcal{O}$ du p_{T} du jet reconstruit à l'échelle EM ou LCW. La calibration des jets est déterminée pour un environnement de *pile-up* donné caractérisé par des valeurs de N_{PV} et μ de référence $(N_{\mathrm{PV}}^{\mathrm{ref}}, \mu^{\mathrm{ref}})$. Par conséquent, $\mathcal{O}(N_{\mathrm{PV}} = N_{\mathrm{PV}}^{\mathrm{ref}}, \mu = \mu^{\mathrm{ref}}) = 0$ par construction. Dans cette thèse, les valeurs de référence utilisées sont $N_{\mathrm{PV}}^{\mathrm{ref}} = 4.9$ et $\mu^{\mathrm{ref}} = 5.4$, correspondant aux valeurs moyennes de N_{PV} et μ dans les échantillons MC utilisés pour la détermination des constantes de calibration.

Les corrections de *pile-up* sont déterminées en supposant une relation linéaire entre l'activité de *pile-up* et sa contribution à l'énergie d'un jet. Ainsi :

$$\begin{aligned}\mathcal{O}(N_{\mathrm{PV}}, \mu, \eta_{\mathrm{det}}) &= \frac{\partial p_{\mathrm{T}}}{\partial N_{\mathrm{PV}}}(\eta_{\mathrm{det}}) \cdot (N_{\mathrm{PV}} - N_{\mathrm{PV}}^{\mathrm{ref}}) + \frac{\partial p_{\mathrm{T}}}{\partial \mu}(\eta_{\mathrm{det}}) \cdot (\mu - \mu^{\mathrm{ref}}) \\ &= \alpha(\eta_{\mathrm{det}}) \cdot (N_{\mathrm{PV}} - N_{\mathrm{PV}}^{\mathrm{ref}}) + \beta(\eta_{\mathrm{det}}) \cdot (\mu - \mu^{\mathrm{ref}})\end{aligned} \tag{4.2}$$

Les coefficients α et β dépendent de la position η_{det} du jet dans le détecteur car les effets du *pile-up* se manifestent différemment dans les différentes régions du détecteur, du fait des différents flux d'énergies, des différentes granularités, et des différentes formes de signaux calorimétriques. Par contre, ils sont considérés indépendants du p_{T} du fait de la nature diffuse du signal de *pile-up*, et du fait que ce signal est non corrélé à l'interaction dure. Un offset est estimé pour chaque échelle d'énergie : $\mathcal{O}^{\mathrm{EM}}$ ou $\mathcal{O}^{\mathrm{LCW}}$. Le p_{T} du jet est ensuite corrigé par cet offset :

$$p^{\mathrm{corr}}_{\mathrm{T,\,EM(LCW)}} = p^{\mathrm{jet}}_{\mathrm{T,\,EM(LCW)}} - \mathcal{O}^{\mathrm{EM(LCW)}}(N_{\mathrm{PV}}, \mu, \eta_{\mathrm{det}}) \tag{4.3}$$

Les coefficients α et β sont déterminés sur simulation séparément pour chaque région du détecteur. La dépendance en N_{PV} de $p^{\mathrm{jet}}_{\mathrm{T}}$ dans différents intervalles en μ est ajustée par une fonction linéaire puis moyennée, résultant en $\alpha(\eta_{\mathrm{det}})$. De la même manière, et indépendamment, la dépendance de $p^{\mathrm{jet}}_{\mathrm{T}}$ en μ est ajustée dans différents intervalles en N_{PV} par une fonction linéaire, permettant d'obtenir le $\beta(\eta_{\mathrm{det}})$ moyen.

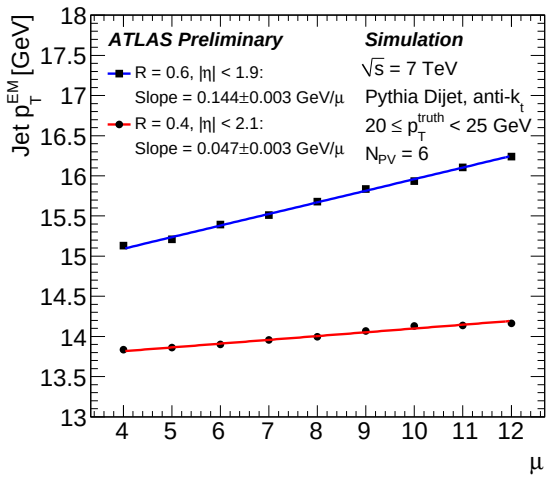


Figure 4.1 : *Impulsion transverse moyenne à l'échelle* EM $p^{\mathrm{jet}}_{\mathrm{T,EM}}$ *pour des jets simulés, en fonction du nombre moyen de collisions* μ*, pour* $20\,\mathrm{GeV} \leq p^{\mathrm{truth}}_{\mathrm{T}} < 25\,\mathrm{GeV}$ *et* $N_{\mathrm{PV}} = 6$ *[97].*

La Figure 4.1 montre la dépendance de $p^{\mathrm{jet}}_{\mathrm{T,EM}}$ avec μ pour un nombre de vertex primaires $N_{\mathrm{PV}} = 6$, dans l'intervalle d'impulsion transverse vraie $20\,\mathrm{GeV} \leq p^{\mathrm{truth}}_{\mathrm{T}} < 25\,\mathrm{GeV}$, et pour deux tailles de jet $R = 0.4$ et $R = 0.6$. Comme attendu, l'impact du *pile-up* croît avec la taille du jet, et ceci est vrai à la fois pour la contribution du *pile-up* hors-temps et pour celle du *pile-up* en temps.

Cette analyse permet d'estimer le p_{T} de particules provenant du *pile-up* en temps, ajouté à des jets de taille $R = 0.4\,(0.6)$ et reconstruits dans la région centrale du détecteur, à environ 370 (850) MeV par vertex primaire. Par ailleurs, l'accroissement du p_{T} des jets dû au *pile-up* hors-temps est estimé à environ 60 (210) MeV par interaction supplémentaire dans la région centrale. Dans la région à l'avant, une diminution de 350 (470) MeV est observée.

II.2 Correction d'origine

Les jets calorimétriques sont reconstruits en utilisant le centre géométrique d'ATLAS comme référence pour le calcul de la direction des jets et de leurs constituants. Les quadri-impulsions des jets sont corrigées événement par événement de telle manière que la direction

de chaque *topo-cluster* pointe vers le vertex primaire de l'interaction dure [90]. Les variables cinématiques de chaque *cluster* sont alors modifiées et la quadri-impulsion du jet est redéfinie comme la somme vectorielle des nouvelles quadri-impulsions des constituants. La pseudorapidité corrigée est appelée η_{origin}. Cette correction améliore la résolution angulaire ainsi que — très légèrement ($< 1\%$) — la réponse en p_{T} des jets. L'énergie du jet n'est, quant à elle, pas affectée.

II.3 Correction d'énergie et de pseudorapidité

La dernière étape des calibrations EM+JES et LCW+JES basées sur simulation permet de retrouver l'énergie des jets de particules à partir de l'énergie des jets reconstruits dans le calorimètre. Ces corrections de JES sont dérivées à partir d'événements dijet générés par PYTHIA [90]. Dans ces événements, les jets calorimétriques isolés et associés (à l'intérieur d'un cône $\Delta R < 0.3$) à des jets de particules — eux-mêmes isolés — sont utilisés. Est considéré comme isolé un jet n'ayant pas d'autre jet — de même type — d'impulsion transverse $p_{\text{T}}^{\text{jet}} > 7\,\text{GeV}$ plus proche que $\Delta R = 2.5 \times R$, où R est le paramètre de distance utilisé dans l'algorithme de jets.

La calibration de JES est paramétrée en fonction de l'énergie du jet reconstruit non calibrée $E_{\text{uncorr}}^{\text{jet}}$ (à l'échelle EM ou LCW) et de la position du jet dans le détecteur η_{det}. L'énergie est utilisée plutôt que le p_{T} car le calorimètre répond à l'énergie déposée, et les réponses peuvent ainsi être directement comparées entre différentes régions du détecteur. La réponse[1] du calorimètre à l'énergie d'un jet est définie par :

$$\mathcal{R}^{\text{jet}} = E_{\text{uncorr}}^{\text{jet}} / E_{\text{truth}}^{\text{jet}} \tag{4.4}$$

pour chaque paire de jets calorimétriques et de particules, et la réponse moyenne $\langle \mathcal{R}^{\text{jet}} \rangle$ est calculée dans chaque intervalle en $(E_{\text{truth}}^{\text{jet}}, \eta_{\text{det}})$. Par ailleurs, la moyenne de l'énergie non corrigée $\langle E_{\text{uncorr}}^{\text{jet}} \rangle$ est aussi calculée dans chacun des intervalles. Finalement, pour chaque intervalle en position η_{det}, la forme fonctionnelle suivante :

$$\mathcal{F}_{\text{calib},\,\eta_{\text{det}}}(E_{\text{uncorr}}^{\text{jet}}) = \sum_{i=0}^{N_{\text{max}}} a_i (\ln E_{\text{uncorr}}^{\text{jet}})^i \tag{4.5}$$

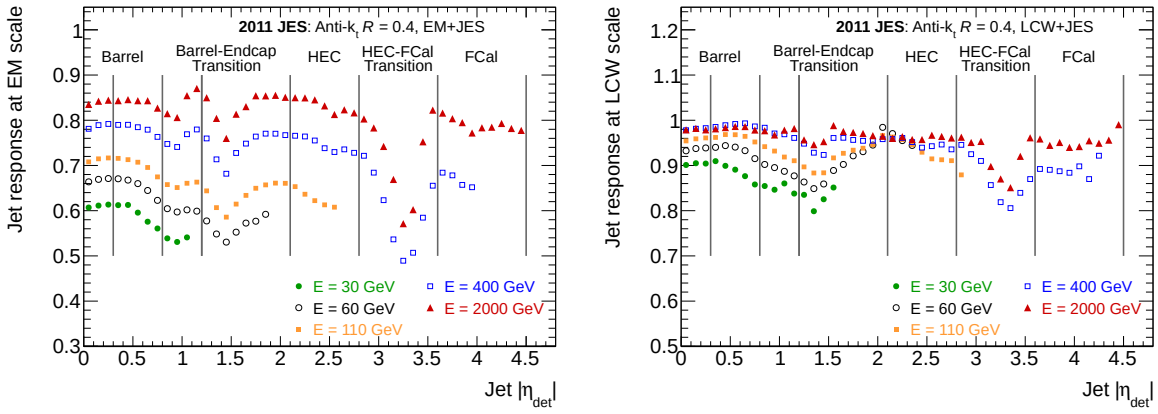
est ajustée sur les points $(\langle E_{\text{uncorr}}^{\text{jet}} \rangle, \langle \mathcal{R}^{\text{jet}} \rangle)$, chaque point correspondant à un intervalle en $E_{\text{truth}}^{\text{jet}}$. Les coefficients a_i sont les paramètres libres de l'ajustement, tandis que N_{max} est choisi entre 1 et 6 selon la qualité de l'ajustement. La correction de JES qui relie l'énergie mesurée à l'énergie vraie est alors définie par $1/\mathcal{F}_{\text{calib},\,\eta_{\text{det}}}(E_{\text{uncorr}}^{\text{jet}})$:

$$E_{\text{corr}}^{\text{jet}} = \frac{E_{\text{uncorr}}^{\text{jet}}}{\mathcal{F}_{\text{calib},\,\eta_{\text{det}}}(E_{\text{uncorr}}^{\text{jet}})} \tag{4.6}$$

Les réponses des jets, aux échelles EM et LCW et pour différents intervalles en énergie $E_{\text{corr}}^{\text{jet}}$, sont montrées en fonction de $|\eta_{\text{det}}|$ sur la Figure 4.2. La réponse des jets à l'échelle LCW est plus proche de 1 que celle des jets à l'échelle EM du fait des corrections appliquées localement en amont.

Après application de la correction d'origine et de la correction d'énergie, la pseudorapidité des jets est finalement corrigée d'un biais provenant de la présence de régions

[1] Par la suite, le terme impropre « réponse d'un jet » sera parfois utilisé par simplicité, tout en sachant que la réponse est celle du détecteur à l'égard du jet.



(a) EM **(b)** LCW

Figure 4.2 : *Réponse moyenne du calorimètre à des jets de taille $R = 0.4$ reconstruits à l'échelle* EM*(a) et* LCW*(b), pour différents intervalles en énergie calibrée, en fonction de la position dans le détecteur [98].*

pauvrement instrumentées. Dans ces régions, les *topo-clusters* sont reconstruits avec une énergie plus faible par rapport aux régions mieux instrumentées, et la direction du jet est alors décalée vers ces dernières. Une correction de pseudorapidité est donc appliquée, définie comme la moyenne de la différence $\Delta\eta = \eta_{\text{truth}} - \eta_{\text{origin}}$ par intervalle en $(E^{\text{truth}}, \eta_{\text{det}})$, paramétrée en fonction de $E^{\text{jet}}_{\text{corr}}$ et η_{det}. Cette différence est inférieure à 0.02 pour la plupart des régions et des énergies et peut atteindre 0.05 dans la région de transition entre les calorimètres bouchons et les calorimètres à l'avant.

III Méthodes *in situ* et correction résiduelle

Jusqu'à ce point, la calibration des jets est purement basée sur simulation, et rien ne garantit que la réponse du calorimètre aux jets soit parfaitement décrite. Ceci peut venir, par exemple, de la description du calorimètre lui-même ou de la matière devant le calorimètre, mais aussi des modèles de cascade partonique ou d'hadronisation qui reproduisent de manière imparfaite la réalité. Par conséquent, une correction supplémentaire est appliquée aux jets reconstruits dans les données, déterminée par des méthodes *in situ*. Cette correction résiduelle est basée sur des mesures de balance dans le plan transverse entre un jet « examiné » (*probe*) et un objet « de référence », et sur une comparaison des ces mesures obtenues avec les données et avec des événements simulés par le générateur de référence utilisé pour la calibration (PYTHIA). Elle est appliquée de manière à ce que les balances obtenues avec les données s'accordent avec celles obtenues avec les événements simulés. Plusieurs mesures *in situ* sont utilisées pour tester et corriger l'énergie des jets dans les données :

- la mesure de balance entre deux jets [99];
- la mesure de balance entre un jet et un boson Z [100] ou un photon [101];
- la mesure de balance entre un jet de grande énergie et le système composé de multiples jets reculant derrière ce jet [102].

Toutes ces mesures permettent d'accéder à différentes régions en p_{T} et η, et sont combinées [98]. Dans la suite, elles sont passées en revue, et le résultat combiné est présenté.

III.1 Evénements dijet et intercalibration

Cette technique exploite la balance en impulsion dans le plan transverse entre deux jets dans le but de corriger les différences de réponses entre différentes régions du détecteur (autrement dit, elle permet d'intercalibrer les différentes régions du détecteur) [99]. Etant donné que cette méthode compare deux mêmes objets, elle ne peut pas être utilisée pour estimer une correction absolue de l'échelle d'énergie des jets. Pour cela, des mesures de balance entre un jet et un autre objet sont utilisées (voir Sections III.2 et III.3).

Deux techniques ont été développées pour caractériser la balance en p_{T} entre les deux jets :

1. **Intercalibration utilisant la région centrale comme référence** : Il s'agit de l'approche standard qui consiste à utiliser la région centrale du détecteur ($|\eta_{\mathrm{det}}| < 0.8$) comme référence. Le jet de référence doit ainsi se trouver dans cette région centrale. La balance entre les deux jets est quantifiée par la variable d'asymétrie :

$$\mathcal{A} = \frac{p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{probe}} - p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}}{p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{avg}}}, \tag{4.7}$$

   où $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{avg}} = (p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{probe}} + p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}})/2$. Des distributions d'asymétrie sont construites dans différents intervalles en η_{det} et $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{avg}}$, et leur moyenne $\langle\mathcal{A}\rangle$ est calculée. Finalement, un facteur d'intercalibration :

$$c_{ik} = \frac{2 - \langle\mathcal{A}\rangle}{2 + \langle\mathcal{A}\rangle}, \tag{4.8}$$

   est calculé dans chacun des intervalles, où i est l'indice de l'intervalle en η_{det} et k celui de l'intervalle en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{avg}}$.

2. **Méthode de la matrice** : L'inconvénient de la méthode précédente est que seuls les événements contenant un jet dans la région centrale du détecteur sont utilisés, ce qui entraine une réduction considérable du nombre d'événements sélectionnés, en particulier pour ceux dont le jet examiné se trouve à l'avant. Une méthode alternative consiste à intercalibrer toutes les régions entre elles de manière à pouvoir utiliser l'ensemble des événements disponibles. Ainsi le jet dit de « référence » et le jet « examiné » sont remplacés par un jet « à gauche » et un jet « à droite » (tels que $\eta_{\mathrm{det}}^{\mathrm{left}} < \eta_{\mathrm{det}}^{\mathrm{right}}$) dans la Formule 4.7 :

$$\mathcal{A} = \frac{p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{left}} - p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{right}}}{p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{avg}}} \tag{4.9}$$

   La réponse $\mathcal{R}$ du jet de gauche par rapport au jet de droite est définie :

$$\mathcal{R} = \frac{p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{left}}}{p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{right}}} = \frac{2 + \mathcal{A}}{2 - \mathcal{A}}, \tag{4.10}$$

   et sa moyenne $\langle\mathcal{R}_{ijk}\rangle$ ainsi que son incertitude $\Delta\langle\mathcal{R}_{ijk}\rangle$ sont évaluées dans chaque intervalle i en $\eta_{\mathrm{det}}^{\mathrm{left}}$, j en $\eta_{\mathrm{det}}^{\mathrm{right}}$ et k en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{avg}}$. Les facteurs d'intercalibration par rapport à la région centrale pour un intervalle k en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{avg}}$, c_{ik} (où $i \in [1,N]$ et N est le nombre d'intervalles en η_{det}), sont obtenus simultanément par la minimisation de la quantité :

$$S(c_{1k}, \ldots, c_{Nk}) = \sum_{j=1}^{N} \sum_{i=1}^{j-1} \left(\frac{1}{\Delta\langle\mathcal{R}_{ijk}\rangle} (c_{ik}\langle\mathcal{R}_{ijk}\rangle - c_{jk}) \right)^2 + X(c_{ik}), \tag{4.11}$$

où le terme $X(c_{ik}) = K(\sum_{i=1}^{N} c_{ik}/N - 1)^2$ est utilisé pour contraindre la procédure de minimisation à ne pas choisir la solution triviale $c_{ik} = 0$ pour tout i. La minimisation de S est effectuée pour chaque intervalle k en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{avg}}$.

Pour les deux méthodes, les événements sélectionnés doivent contenir au moins deux jets opposés dans le plan transverse, et l'impulsion transverse des jets supplémentaires ne doit pas excéder une certaine fraction de $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{avg}}$, dépendant de la région dans laquelle ils se trouvent (par exemple $0.25 \times p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{avg}}$ pour les jets dans la région $|\eta_{\mathrm{det}}| < 2.5$).

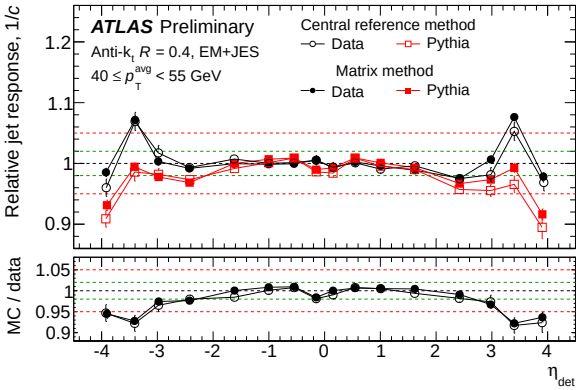


Figure 4.3 : *Inverse du facteur d'intercalibration obtenu avec les données et avec la simulation MC, avec la méthode utilisant la région centrale comme référence et la méthode de la matrice, dans l'intervalle d'impulsion transverse* $40\,\mathrm{GeV} \leq p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{avg}} < 55\,\mathrm{GeV}$ *[99]. Le rapport des résultats obtenus avec les données et avec la simulation est aussi montré. Des jets de taille* $R = 0.4$ *et calibrés à l'échelle* EM+JES *sont utilisés.*

Pour un des intervalle en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{avg}}$, $40\,\mathrm{GeV} \leq p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{avg}} < 55\,\mathrm{GeV}$, l'inverse du facteur d'intercalibration $1/c$ obtenu à l'aide des deux méthodes décrites précédemment avec les données et avec des événements dijet simulés par PYTHIA, est montré en fonction de η_{det} sur la Figure 4.3. Le même rapport entre données et simulation est obtenu avec les deux méthodes, la méthode de la matrice est par conséquent préférée puisqu'elle bénéficie d'une meilleure précision statistique.

La calibration résiduelle utilisée pour corriger l'énergie des jets dans les données est dérivée du rapport des facteurs d'intercalibration obtenus avec les données et avec la simulation $\mathcal{C} = c^{\mathrm{data}}/c^{\mathrm{Pythia}}$. La correction est une fonction du p_{T} du jet et de sa position dans le détecteur η_{det}, $F_{\mathrm{rel}}(p_{\mathrm{T}},\eta_{\mathrm{det}})$, et est obtenue en combinant l'ensemble des rapports $\mathcal{C}$ dans les différents intervalles $(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{avg}}, \eta_{\mathrm{det}})$ à l'aide d'un lissage par un noyau Gaussien :

$$\begin{aligned} F_{\mathrm{rel}}(p_{\mathrm{T}},\eta_{\mathrm{det}}) &= \frac{\sum_{i=1}^{N_{\mathrm{bins}}} C_i \cdot w_i}{\sum_{i=1}^{N_{\mathrm{bins}}} w_i}, \\ w_i &= \frac{1}{\Delta C_i^2} \times \mathrm{Gaus}\left(\frac{\ln p_{\mathrm{T}} - \ln\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{probe}}\rangle_i}{\sigma_{p_{\mathrm{T}}}} \oplus \frac{\eta_{\mathrm{det}} - \langle\eta_{\mathrm{det}}\rangle_i}{\sigma_\eta} \right), \end{aligned} \tag{4.12}$$

où i est l'indice de l'intervalle en $(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{avg}}, \eta_{\mathrm{det}})$, ΔC_i est l'incertitude statistique sur C_i, $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{probe}}\rangle_i$ et $\langle\eta_{\mathrm{det}}\rangle_i$ sont les p_{T} et η_{det} moyen du jet examiné dans l'intervalle i, $\mathrm{Gaus}(x)$ est l'amplitude d'une Gaussienne centrée réduite, $\sigma_{p_{\mathrm{T}}}$ et σ_η sont les largeurs du noyau Gaussien, et $\oplus$ représente la somme quadratique. Les largeurs du noyau Gaussien ont été choisies de telle

manière que le lissage capture la forme du rapport $\mathcal{C}$ tout en introduisant une stabilité vis-à-vis des fluctuations statistiques. Seules les mesures obtenues dans la région $|\eta_{\text{det}}| < 2.8$ ont été incluses dans le calcul de la fonction de correction. La correction est gardée constante pour des pseudorapidités en dehors de cet intervalle car les prédictions des générateurs PYTHIA et HERWIG++ diffèrent largement pour les grandes pseudorapidités (jusqu'à 5% à $|\eta_{\text{det}}| = 4$).

La correction mesurée vaut environ +1% à $|\eta_{\text{det}}| = 1$ et décroît jusqu'à −1% à −3% à $|\eta_{\text{det}}| = 2.4$ et au-delà.

III.2 Mesure de balance dans les événements Z + jet et γ + jet

La mesure de balance en p_{T} dans les événements Z + jet ayant fait l'objet de cette thèse, elle est décrite de manière détaillée dans le Chapitre 5. Seuls les points importants des mesures de balance dans les événements Z + jet et γ + jet sont décrits ici, en mettant l'accent sur les mesures γ + jet.

Deux méthodes sont utilisées pour évaluer la balance en p_{T} dans les événements γ + jet [101] :

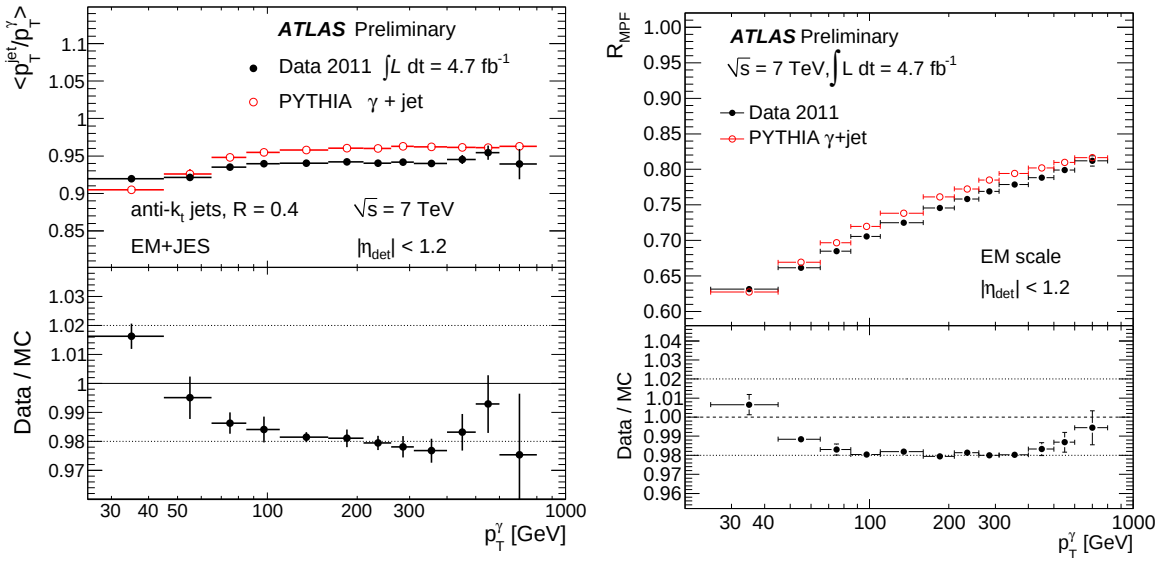
1. **Mesure directe de balance** : Cette méthode mesure la balance directe entre un photon et un jet ($p_{\text{T}}^{\text{jet}}/p_{\text{T}}^{\gamma}$), opposés dans le plan transverse.
2. **Mesure de « fraction d'impulsion transverse manquante projetée » (MPF)** : Le recul hadronique total est utilisé pour estimer la réponse du calorimètre aux jets. Ce recul hadronique est dérivé de la somme vectorielle, projetée sur la direction du photon, des dépôts d'énergie dans le calorimètre projetés dans le plan transverse. Comme pour la mesure directe, le p_{T} du photon sert de référence et la réponse MPF est définie par :
$$\mathcal{R}_{\text{MPF}} = 1 + \frac{\vec{p}_{\text{T}}^{\gamma} \cdot \vec{E}_{\text{T}}^{\text{miss}}}{|\vec{p}_{\text{T}}^{\gamma}|^2}, \tag{4.13}$$
où l'impulsion transverse manquante $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ est calculée à partir des *topo-clusters* à l'échelle EM ou LCW.

Ces deux techniques ont des sensibilités différentes au rayonnement de partons additionnels et au *pile-up*, la MPF étant généralement moins affectée par une activité supplémentaire symétrique dans le plan transverse. Par ailleurs, la MPF n'est pas directement sensible à l'algorithme de jet utilisé (seulement par l'intermédiaire des coupures de sélection des événements) et elle ne mesure pas strictement la réponse du calorimètre à un jet donné et peut donc se baser uniquement sur les échelles d'énergie EM ou LCW. Au contraire, dans le cas de la mesure directe, la balance qui est mesurée se réfère directement à un jet donné, calibré à l'échelle EM+JES ou LCW+JES. Seule la mesure de balance directe a été effectuée avec les événements Z + jet.

Les jets dans les différentes régions du calorimètre sont préalablement intercalibrés à l'aide de la méthode décrite dans la Section III.1. Dans le cas de la MPF, ceci n'impacte qu'indirectement la mesure pour les raisons exposées précédemment. Pour chacune des méthodes, il est demandé aux événements de contenir un objet de référence (Z ou γ) de bonne qualité et ayant un p_{T} au dessus d'un certain seuil. Dans le cas du Z, la sélection se fait sur les leptons issus de la désintégration (seul le canal de désintégration en électrons a été étudié). Il est aussi demandé que l'événement contienne au moins un jet et que le jet de plus grand p_{T} (jet principal) soit opposé à l'objet de référence dans le plan transverse,

et se trouve dans la région centrale du détecteur ($|\eta^{\text{jet}}| < 1.2$). Finalement, dans le but d'avoir une balance satisfaisante entre le jet principal et l'objet de référence, les événements contenant au moins un autre jet — quelque soit sa position dans le détecteur — ayant un p_{T} au dessus d'un certain seuil (20% du p_{T} de l'objet de référence dans le cas de la mesure directe, et 30% dans le cas de la MPF) sont éliminés.

Les distributions de balance et de $\mathcal{R}_{\text{MPF}}$ sont mesurées dans différents intervalles en impulsion transverse de l'objet de référence $p_{\text{T}}^{\text{ref}}$, et leur moyenne est calculée dans chaque intervalle, avec les données et avec des événements générés par PYTHIA. Les rapports de ces moyennes obtenues avec les données et avec la simulation sont calculés et utilisés, après combinaison (voir Section III.4), pour corriger l'énergie des jets dans les données. Ces balances et réponses moyennes dans les événements $\gamma + \text{jet}$ sont montrées sur la Figure 4.4, ainsi que le rapport des résultats obtenus avec les données à ceux obtenus avec les événements simulés, pour des jets de taille $R = 0.4$ et calibrés à l'échelle EM+JES dans le cas de la balance directe, et pour des *clusters* à l'échelle EM dans le cas de la MPF. L'obtention de valeurs plus faibles de $\mathcal{R}_{\text{MPF}}$ par rapport aux valeurs de balance directe vient du fait que l'échelle EM est utilisée, et non l'échelle EM+JES (qui a un sens uniquement lorsque l'on se réfère à un jet).



(a) *Balance directe* **(b)** $\mathcal{R}_{\text{MPF}}$

Figure 4.4 : *Balance directe γ+jet (a) et réponse MPF (b) moyennes obtenues avec les données et avec des événements γ+jet simulés par* PYTHIA*, ainsi que le rapport des deux, en fonction du p_{T} du photon [101]. Dans le cas de la balance directe, des jets de taille $R = 0.4$ calibrés à l'échelle* EM+JES *sont utilisés. Dans le cas de la MPF, des clusters à l'échelle* EM *sont utilisés. Seules les incertitudes statistiques sont montrées.*

La mesure de balance dans les événements $Z + \text{jet}$ s'étend sur l'intervalle $17\,\text{GeV} \leq p_{\text{T}}^{\text{ref}} < 260\,\text{GeV}$, tandis que celle utilisant les événements γ+jet s'étend sur $25\,\text{GeV} \leq p_{\text{T}}^{\text{ref}} < 800\,\text{GeV}$. Dans les événements $\gamma + \text{jet}$, les rapports de balance directe et de réponse MPF sont compatibles entre eux et un décalage entre données et simulation autour de -2% est observé entre 60 GeV et 400 GeV. Un décalage similaire est observé dans les événements $Z + \text{jet}$ entre 45 GeV et 160 GeV. A bas p_{T}, ces rapports tendent à augmenter dans les

événements $\gamma +$ jet tandis qu'ils tendent à diminuer dans les événements $Z +$ jet, tout en restant compatibles du fait des grandes incertitudes systématiques.

III.3 Correction des jets de grande énergie à l'aide d'événements multijets

Cette méthode se sert des jets de faible énergie pour tester la calibration des jets à grand p_{T} — que l'on ne peut pas atteindre par les méthodes $Z +$ jet et $\gamma +$ jet — dans des événements où le jet principal est produit dos à dos avec un ensemble de jets de faibles p_{T}, appelé système de recul [102]. La somme vectorielle des p_{T} de tous les jets à l'exception du jet principal définit l'impulsion transverse du système de recul $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Recoil}}$. La balance multijets (MJB) est définie par :

$$\mathrm{MJB} = \frac{p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Leading}}}{p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Recoil}}}, \tag{4.14}$$

et est utilisée pour tester la calibration du jet principal. Pour cela, les impulsions transverses des jets composant le système de recul sont préalablement corrigées dans les données à l'aide des mesures $Z +$ jet et $\gamma +$ jet, combinées avec la méthode décrite dans la Section III.4.

Les événements ne contenant aucun photon ou lepton (électron ou muon), et contenant au moins trois jets avec $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}} > 25\,\mathrm{GeV}$ et $|\eta^{\mathrm{jet}}| < 2.8$ sont sélectionnés. De la même manière que pour les événements $Z +$ jet et $\gamma +$ jet, le jet principal doit se trouver dans la région centrale du détecteur ($|\eta^{\mathrm{jet}}| < 1.2$). On demande par ailleurs que le jet principal et le système de recul soient opposés dans le plan transverse et que le second jet soit suffisamment éloigné du premier dans le plan transverse.

De la même manière que pour les techniques de balance utilisant des événements $Z+$jet ou $\gamma +$ jet, la MJB moyenne est estimée dans différents intervalles en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Recoil}}$ — qui est la référence dans ce cas —, avec les données et avec des événements générés par PYTHIA, et le rapport des deux est calculé et utilisé pour corriger le p_{T} des jets dans les données après combinaison avec les mesures $Z +$ jet et $\gamma +$ jet. La Figure 4.5 montre la balance multijets obtenue avec les données et avec les événements simulés, ainsi que le rapport des deux, pour des jets de taille $R = 0.4$ calibrés à l'échelle EM+JES. Un décalage entre la balance obtenue avec les donnée et celle obtenue avec les événements simulés de -1% à -2% est observé au-delà de $400\,\mathrm{GeV}$ pour les jets de taille $R = 0.4$.

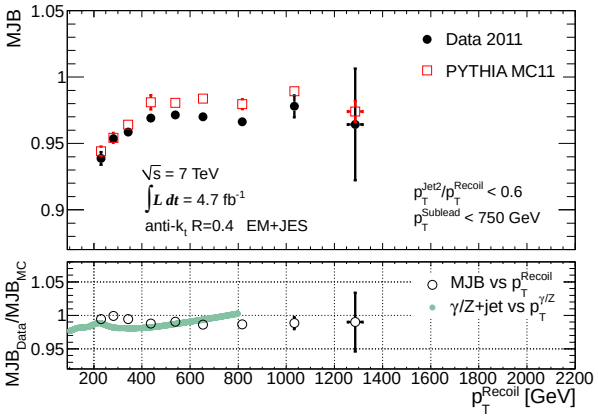


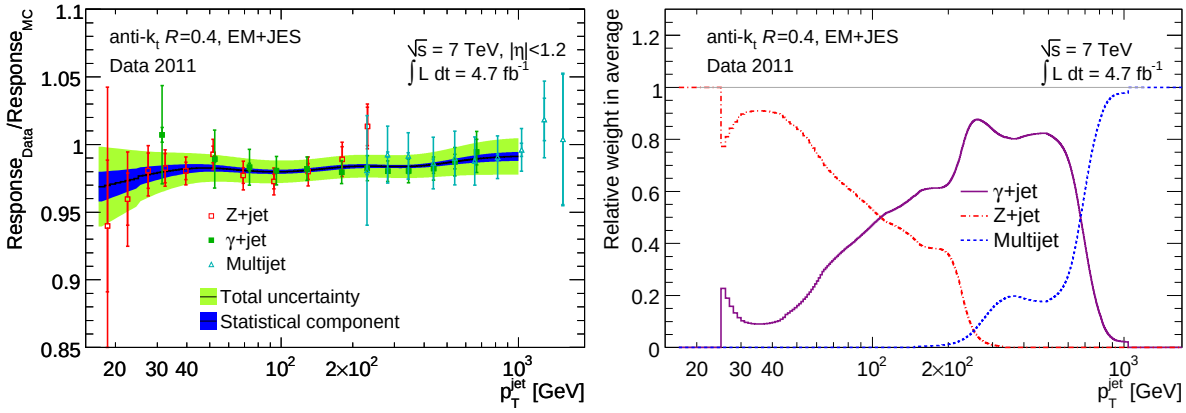
Figure 4.5 : *Balance multijets obtenue avec les données et avec des événements simulés par* PYTHIA, *ainsi que le rapport des deux, pour des jets de taille $R = 0.4$ calibrés à l'échelle* EM+JES *[102]. La courbe verte correspond à la correction obtenue avec les événements $Z +$ jet et $\gamma +$ jet.*

III.4 Combinaison des méthodes *in situ* et correction résiduelle

La correction résiduelle de l'énergie des jets dans les données se fait en deux temps. En premier lieu, les différentes régions du détecteur sont intercalibrées à l'aide de la méthode décrite dans la Section III.1. Puis l'échelle d'énergie absolue est corrigée à l'aide d'une combinaison des mesures décrites en III.2 et III.3. Dans les deux cas, les rapports des données à la simulation sont pris comme facteurs correctifs, car il s'agit de corrections résiduelles appliquées en aval de la calibration basée sur simulation. Etant donnée la corrélation quasi-totale entre la mesure de balance directe et celle de MPF dans les événements γ+jet, deux combinaisons sont faites, l'une utilisant la mesure directe et l'autre utilisant la MPF, et sont comparées. Au final, les résultats des deux combinaisons étant compatibles, seule la combinaison utilisant la mesure de MPF est utilisée car plus précise.

La combinaison est effectuée en fonction du p_{T} des objets de référence et le $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$ moyen dans chaque intervalle est utilisé. Il a été vérifié que la transformation de $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$ en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}$ avait un effet négligeable sur le résultat du fait que $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$ est proche de 1 (la correction est appliquée sur des jets déjà calibrés).

La méthode de combinaison utilisée permet de combiner plusieurs mesures basées sur des intervalles en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$ différents [90, 98]. Pour cela, un ensemble d'intervalles commun à toutes les mesures *in situ* est défini et le rapport des balances est déterminé dans chacun des intervalles et pour chaque mesure *in situ* par interpolation. Les sources d'incertitude systématique des différentes méthodes *in situ* (voir Section IV.1) sont traitées comme complètement corrélées entre les différents intervalles en p_{T} et indépendantes entre elles. Elles sont propagées vers le résultat combiné dans chaque intervalle en p_{T} à l'aide de pseudo-expériences. Le résultat combiné est déterminé par une moyenne pondérée des différentes mesures *in situ*, les poids étant obtenus par une minimisation de χ^2. Le rapport combiné des balances obtenues avec les données et avec les événements simulés est utilisé comme facteur de calibration et est appliqué aux jets dans les données après application d'un lissage utilisant un noyau Gaussien similaire à celui de l'Equation 4.12.



(a) *Mesures in situ et résultat combiné*

(b) *Poids des différentes mesures in situ*

Figure 4.6 : *(a) Mesures in situ et résultat combiné. Les incertitudes statistique et totale sont représentées par des bandes bleue et verte, respectivement [98]. (b) Poids de chacune des mesures in situ participant à la combinaison. Dans les deux cas, ces résultats se rapportent à des jets de taille $R = 0.4$ calibrés à l'échelle* EM+JES *[98].*

Sur la Figure 4.6(a) sont montrés les différents points de mesure des trois méthodes *in situ* ainsi que le résultat de la combinaison. Par ailleurs, les poids attribués à chacune des mesures en fonction du p_{T} sont montrés sur la Figure 4.6(b). La mesure de balance $Z+$jet est dominante à bas p_{T}, jusqu'à environ 100 GeV. Puis la mesure de MPF avec les événements $\gamma+$jet devient prépondérante, et ce jusqu'à un p_{T} d'environ 700 GeV. Enfin, le poids de la mesure utilisant les événements multijets commence à croître significativement à partir de 500 GeV et est la seule mesure qui contribue pour des p_{T} plus grands que 800 GeV.

IV Incertitudes

IV.1 Incertitudes sur les mesures *in situ*

L'ensemble des incertitudes sur les rapports de balance utilisées dans la combinaison sont propagées depuis chaque mesure *in situ* vers le résultat combiné à l'aide de pseudo-expériences [90, 98]. Par ailleurs, l'incertitude sur l'intercalibration, qui s'applique de manière indépendante de la correction absolue, vient s'ajouter à l'incertitude sur le résultat combiné.

Plusieurs causes peuvent être responsables du désaccord observé entre les mesures de balance obtenues avec les données et celles obtenues avec les événements simulés :

1. la réponse des jets peut être différente dans les données et dans la simulation de référence, et c'est le but des méthodes *in situ* de mettre en évidence de telles différences;
2. la mesure de l'énergie de l'objet de référence peut être biaisée;
3. les événements sélectionnés dans les données peuvent être contaminés par des événements de bruits de fond (p. ex., des événements dijet qui contaminent les événements $\gamma+$jet) dans lesquels la balance diffère de celle dans les événements de signal;
4. les balances peuvent être incorrectement simulées, par exemple du fait d'une simulation incorrecte du rayonnement de partons durs supplémentaires.

Les trois derniers points sont des effets systématiques qu'il est nécessaire d'étudier pour estimer l'incertitude sur la mesure du biais provenant des différentes réponses. Une autre source d'incertitude sur la calibration des jets est le fait que celle-ci est déterminée sur des événements simulés par un générateur particulier (Pythia), et ne s'applique qu'imparfaitement sur des événements simulés par un autre générateur. Pour cette raison, les mesures *in situ* sont effectuées avec des événements générés par Pythia et Herwig++ ou Alpgen+Herwig, et les différences observées sont prises comme incertitude systématique[2].

Les sources d'incertitude systématique affectant les différentes mesures *in situ* sont brièvement décrites dans les paragraphes suivants.

- **Balance dans les événements $Z+$jet et $\gamma+$jet** [100, 101] : les effets susceptibles d'affecter la mesure de la balance sont, entre autres, le rayonnement d'un parton de haut p_{T} supplémentaire contribuant au recul contre l'objet de référence, les particules issues de la fragmentation du jet principal se trouvant en dehors du cône du jet, ou encore l'événement sous-jacent. Leur impact sur la mesure de balance peut être estimé, par exemple, en variant les coupures utilisées pour la sélection des événements,

[2]Il est toutefois important de noter que cette incertitude prend en compte à la fois des différences de réponse des jets et des différences dans la simulation de la balance, et mélange ainsi différents effets systématiques.

ou en comparant les prédictions de différents générateurs. L'impact de la connaissance imparfaite de l'impulsion de l'objet de référence (provenant de l'incertitude sur l'échelle d'énergie des électrons et des photons) est par ailleurs estimé en faisant varier l'énergie des photons/électrons. Enfin, l'effet provenant de la contamination par des événements de bruit de fond, où un jet est faussement reconstruit comme photon ou électron, est estimé en mesurant la pureté des événements sélectionnés ainsi que la balance dans des événements de bruit de fond. L'incertitude totale sur la mesure $\gamma+$jet est estimée à environ 1% ou moins pour une grande partie de la gamme en p_{T} étudiée, tandis que celle sur la mesure $Z+$jet est estimée à 1–2% pour $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}} > 35\,\mathrm{GeV}$.

- **Balance dans les événements multijets** [102] : Là encore, on peut distinguer les sources d'incertitude qui affectent la mesure de l'objet de référence (le système de recul), et les sources d'incertitude qui affectent la balance dans les événements sélectionnés du fait de la simulation imparfaite de ces événements. Dans le cas de la balance multijets, les énergies des jets qui composent le système de recul sont corrigées à l'aides des mesures $Z+$jet et $\gamma+$jet et les incertitudes sur ces mesures sont propagées sur la MJB. Il faut par ailleurs tenir compte du fait que ces jets de faible p_{T} utilisés comme référence sont généralement proches les uns des autres, ce qui n'est pas le cas pour les jets utilisés dans les événements $Z+$jet et $\gamma+$jet. Etant donné que la réponse du détecteur à un jet dépend de l'isolation du jet par rapport à ses voisins, une incertitude provenant de la simulation imparfaite de la réponse lors de la présence de jets proches est considérée. Celle-ci est décrite dans la Section IV.3. L'incertitude totale est estimée à 2–3% pour des p_{T} entre 500 GeV et 1.2 TeV.
- **Balance dans les événements dijet** [99] : L'estimation des incertitudes sur la balance dijet est faite de la même manière que pour les autres mesures de balances, à la différence qu'il n'y a pas vraiment d'objet de référence dans ce cas. Dans la région à l'avant et pour les faibles p_{T}, les balance prédites par PYTHIA et HERWIG++ diffèrent d'environ 5%. Ces différences proviennent des différents modèles de cascade partonique implémentés dans PYTHIA et HERWIG++. Il s'agit de la source d'incertitude la plus importante dans cette région, les autres étant tout à fait négligeables. Pour $|\eta_{\mathrm{det}}| = 1.0$ et $p_{\mathrm{T}} = 25\,\mathrm{GeV}$, l'incertitude est d'environ 1%, tandis qu'elle est inférieure au pour-cent pour $p_{\mathrm{T}} = 500\,\mathrm{GeV}$ et $|\eta_{\mathrm{det}}| < 2.0$.

IV.2 Incertitudes de *pile-up*

La correction de *pile-up* étant déterminée sur simulation, elle peut être biaisée du fait de la modélisation imparfaite des effets du *pile-up* sur les jets. Ces biais sont estimés en mesurant l'offset sur les données dans des événements $\gamma+$jet ou à l'aide des jets de traces reconstruits à l'intérieur de l'acceptance du détecteur de trace [97]. La méthode de détermination de l'offset est la même que celle décrite en II.1, à la différence que l'impulsion transverse des jets de particules $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{truth}}$ est remplacée par le p_{T} du photon ou celui du jet de traces associé au jet calorimétrique. La différence par rapport à l'offset obtenu sur Monte-Carlo $\Delta\mathcal{O}$ est calculée pour les deux mesures *in situ* et la moyenne quadratique pondérée des deux différences est prise comme incertitude sur l'offset, les poids étant les inverses des incertitudes sur $\Delta\mathcal{O}$ au carré. L'incertitude est estimée à moins de 0.3% (0.5%) par vertex reconstruit pour les jets centraux de taille $R = 0.4\,(0.6)$ avec $20\,\mathrm{GeV} < p_{\mathrm{T}} < 30\,\mathrm{GeV}$ et pour $\mu = \mu^{\mathrm{ref}}$, et à environ 0.7% par interaction pour $N_{\mathrm{PV}} = N_{\mathrm{PV}}^{\mathrm{ref}}$, indépendamment de la taille du jet. Ces incertitudes peuvent être jusqu'à deux fois plus grandes dans la région à l'avant.

IV.3 Incertitude pour les jets non isolés

La procédure de calibration dans son ensemble utilise des jets isolés. Cependant, les jets sont souvent produits au sein d'un environnement hadronique important et il est nécessaire d'évaluer une incertitude supplémentaire pour ces jets. L'estimation de cette incertitude utilise les jets de traces associés aux jets calorimétriques (à l'intérieur d'un cône $\Delta R < 0.3$) [102]. Pour chaque jet, la distance dans le plan η–ϕ, $R_{\min}$, entre le jet et son plus proche voisin d'impulsion transverse à l'échelle EM $p_{\mathrm{T,EM}}^{\mathrm{jet}} > 7\,\mathrm{GeV}$, est calculée.

La réponse moyenne du jet calorimétrique par rapport au jet de traces associé $\mathcal{R} = \langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{calo}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{track}}\rangle$ est estimée pour différents intervalles en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{calo}}$ et pour différents $R_{\min}$. Le rapport de $\mathcal{R}$ obtenu pour des jets non isolés ($R_{\min} < 2.5R$, où R est la taille des jets) et celui obtenu pour des jets isolés ($R_{\min} > 2.5R$), $\mathcal{R}_{\mathrm{non-iso}}/\mathcal{R}_{\mathrm{iso}}$, est comparé entre données et simulation, et le rapport entre les deux :

$$A_{\mathrm{close-by}} = [\mathcal{R}_{\mathrm{non-iso}}/\mathcal{R}_{\mathrm{iso}}]_{\mathrm{Data}}/[\mathcal{R}_{\mathrm{non-iso}}/\mathcal{R}_{\mathrm{iso}}]_{\mathrm{MC}}, \tag{4.15}$$

est utilisé pour estimer une part de l'incertitude sur la JES provenant de jets voisins.

La quantité $A_{\mathrm{close-by}}$ estime les différences d'effets sur la réponse des jets provenant de la non-isolation, entre les données et la simulation. Cependant, la réponse d'un jet est définie par rapport au jet de traces associé. Par conséquent, l'incertitude obtenue à partir de $A_{\mathrm{close-by}}$ doit être convoluée avec l'incertitude sur la réponse d'un jet de trace non isolé. Cette dernière peut être obtenue de manière similaire en calculant le $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{track}}$ moyen par intervalle de $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{calo}}$ et pour différents $R_{\min}$, ainsi que le rapport de ces $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{track}}$ moyens pour des jets non isolés et isolés $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{non-iso}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}$. Ce rapport peut alors être comparé entre données et simulation, et le rapport des deux :

$$A_{\mathrm{close-by}}^{\mathrm{track-jet}} = [p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{non-iso}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}]_{\mathrm{Data}}/[p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{non-iso}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}]_{\mathrm{MC}} \tag{4.16}$$

quantifie l'incertitude sur la réponse des jets de traces non isolés.

Pour des $R_{\min}$ inférieurs à $2R$, les incertitudes provenant de la non isolation sont estimées à 1–4% pour des p_{T} inférieurs à 50 GeV, et décroissent jusqu'à des valeurs inférieures à 1% pour des p_{T} supérieurs à 400 GeV.

IV.4 Incertitude de saveur

Dans un échantillon d'événements donné, deux autres sources d'incertitudes doivent être prises en compte, provenant du fait que le calorimètre répond différemment aux jets initiés par un quark et à ceux initiés par un gluon (ceci provient des différences de fragmentations, elles-mêmes dues aux différentes charges de couleur). Par la suite, on appellera « jet de quark (gluon) » un jet initié par un quark (gluon). Ces incertitudes proviennent :

1. d'une part de la connaissance imparfaite de la composition en quarks et gluons de l'échantillon;
2. et d'autre part de possibles différences de sensibilité des jets de quark et de gluon aux sources d'incertitudes systématiques.

L'étiquetage d'un jet avec une saveur donnée n'a de sens qu'au premier ordre en théorie des perturbations, mais les ambigüités théoriques ne sont pas pertinentes dans ce contexte d'étude de dépendance de la réponse des jets avec la saveur, et la méthode d'étiquetage décrite ci-après est considérée comme suffisante. L'étiquetage d'un jet se fait en considérant

l'ensemble des partons dans la liste des particules générées, et le parton de plus grande énergie à l'intérieur du jet ($\Delta R < 0.4\,(0.6)$ pour des jets de paramètre $R = 0.4\,(0.6)$) détermine la saveur du jet.

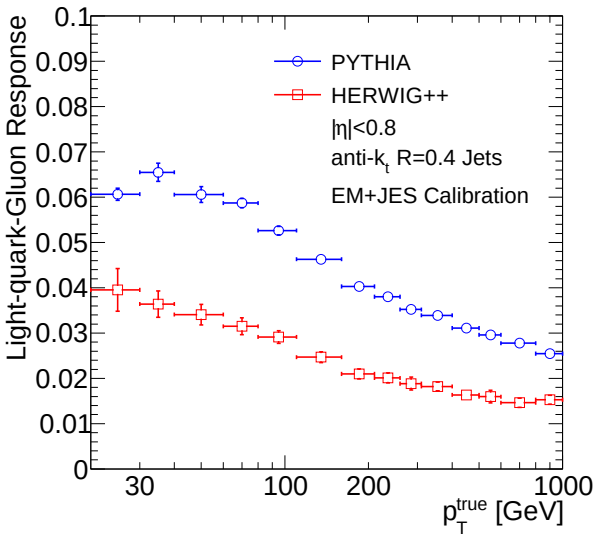


Figure 4.7 : *Différence de réponse entre jets de quark et jets de gluon en fonction du p_T du jet, pour des événements générés par* PYTHIA *et* HERWIG++ *[98]. Les résultats sont montrés pour des jets de taille $R = 0.4$ calibrés à l'échelle* EM+JES.

Le lot de données actuel ne permet encore que de faire des validations grossières des différences de JES entre jets de quark et jets de gluon. Par conséquent, des simulations MC sont utilisées pour comprendre l'impact des sources de systématiques sur les différences de réponses entre jets de quark et jets de gluon. La comparaison entre PYTHIA et HERWIG++ permet d'estimer l'impact des modèles de cascade (p_T-*ordered* vs *angular-ordered*) et d'hadronisation (cordes vs *clusters*) sur cette différence de réponses (voir Figure 4.7). Les différences observées entre PYTHIA et HERWIG++ ne sont pas dues à des différences de réponse des jets de quark, mais à des différences de réponses des jets de gluon. Par conséquent, l'effet sur les jets dans les événements $Z+$jet et $\gamma+$jet utilisés pour corriger la réponse absolue est assez faible, ces événements contenant majoritairement des jets de quark. Au contraire, ces différences sont importantes pour tout autre échantillon enrichi en jets de gluon et sont prises en compte dans l'estimation de l'incertitude de saveur sur l'échelle d'énergie des jets.

En faisant l'hypothèse que l'échelle d'énergie est établie par les méthodes *in situ* pour des jets de quark, l'incertitude de JES dans un échantillon quelconque peut être exprimée sous la forme [98] :

$$\Delta R_s = \Delta R_j \oplus f_g \times \Delta R_g^{\mathrm{ex}} \oplus \Delta f_q \times (R_q - R_g), \tag{4.17}$$

où ΔR_j est l'incertitude de JES incluant toutes les sources d'incertitude à l'exception de la saveur, f_g est la fraction de jets de gluon dans cet échantillon, ΔR_g^{ex} est l'incertitude supplémentaire sur la réponse des jets de gluon telle que déterminée par la comparaison des différentes simulations MC, Δf_q est l'incertitude sur la fraction de jets de quark dans l'échantillon considéré, et R_q et R_g sont les réponses des jets de quark et de gluon, respectivement. Cette incertitude dépend évidemment de l'échantillon d'événements considéré. Dans le cas où la composition en quarks et en gluons est inconnue, une fraction de gluon constante de $50\% \pm 50\%$ est considérée.

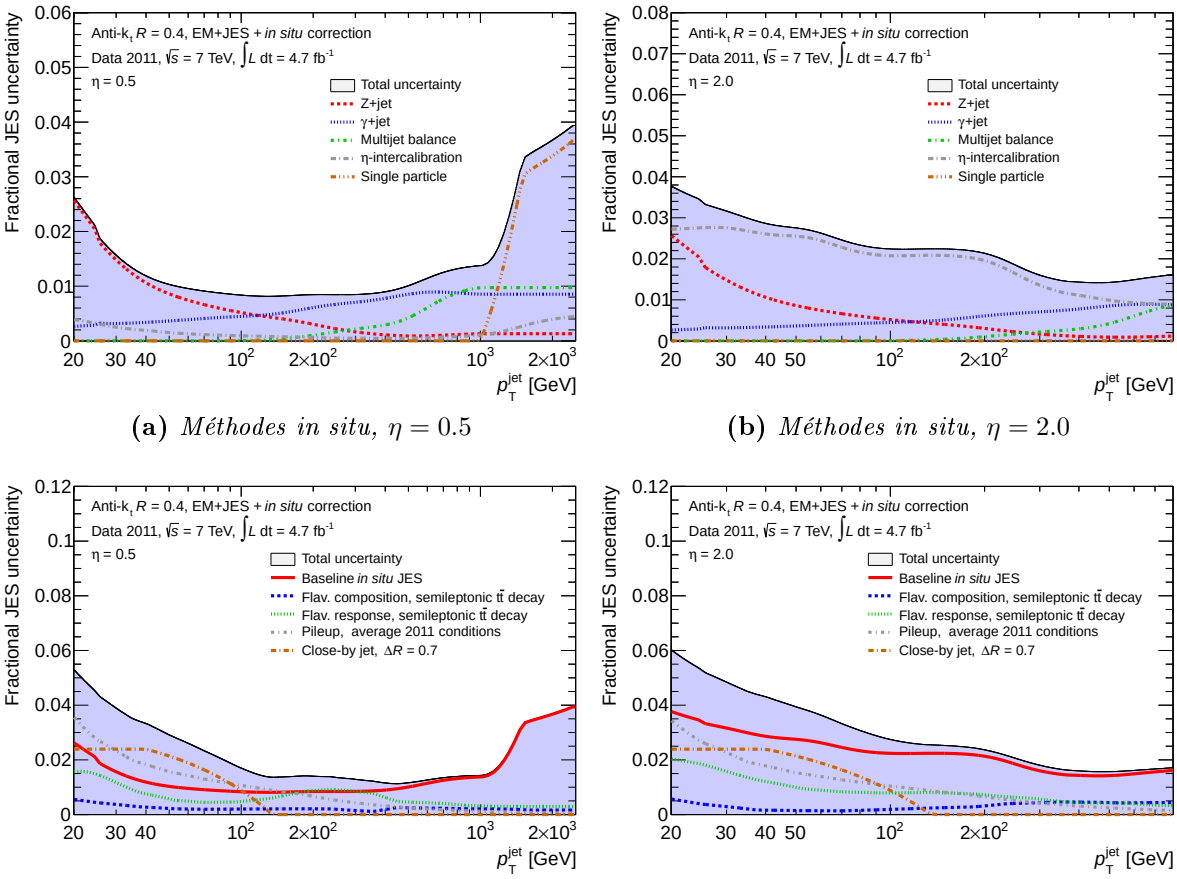
IV.5 Incertitude totale

Les mesures *in situ* ne pouvant atteindre des impulsions transverses supérieures à 1.5 TeV, l'incertitude à très haut p_{T} est obtenue à partir de l'incertitude sur la réponse de hadrons isolés [90, 98, 103]. Cette incertitude est propagée sur l'échelle d'énergie des jets en traitant le jet comme une superposition des dépôts d'énergie des particules isolées.

L'incertitude totale — à l'exception des incertitudes de *pile-up*, de saveur, et de non-isolation — ainsi que ses différentes composantes sont montrées sur les Figures 4.8(a,b) en fonction du p_{T} du jet, pour deux régions du détecteur. Cette même incertitude, à laquelle sont ajoutées :

- l'incertitude de *pile-up*, pour des conditions de *pile-up* similaires à celles de la prise de données de 2011;
- l'incertitude provenant des jets non isolés, en considérant la présence de jets voisins à une distance $R_{\mathrm{min}} = 0.7$; et
- l'incertitude de saveur (réponse et composition), dans le cas d'un échantillon de paires de quarks *top* se désintégrant de manière semi-leptonique;

est montrée sur les Figures 4.8(c,d).



(a) *Méthodes in situ,* $\eta = 0.5$

(b) *Méthodes in situ,* $\eta = 2.0$

(c) *Incertitude totale,* $\eta = 0.5$

(d) *Incertitude totale,* $\eta = 2.0$

Figure 4.8 : *Incertitude de* JES *pour des jets de taille* $R = 0.4$ *calibrés à l'échelle* EM+JES, *à* $\eta = 0.5$ *(a,c) et* $\eta = 2.0$ *(b,d). Les incertitudes provenant des méthodes in situ sont détaillées sur les Figures (a) et (b). L'incertitude totale, dépendant de l'échantillon considéré, et ses composantes sont montrées sur les Figures (c) et (d) [98].*

5

Mesure de balance en p_{T} dans les événements $Z+$ jet

La mesure de balance en p_{T} dans les événements $Z+$jet, utilisant les données récoltées par ATLAS en 2011, est décrite ci-après. Cette mesure a fait l'objet de deux notes [104, 100]. La première est basée sur un peu moins du tiers des données récoltées en 2011, tandis que la seconde utilise l'ensemble de ce lot de données, correspondant à une luminosité intégrée de 4.7fb^{-1}. L'analyse présentée dans [100] est exposée ici.

Cette analyse utilise des événements contenant un jet produit en association avec un boson Z se désintégrant en électrons et mesure la balance en impulsion dans le plan transverse entre ces deux objets. Le but est d'obtenir une correction d'énergie des jets à appliquer dans les données, dérivée de la comparaison de la mesure obtenue avec les données avec celle obtenue avec des événements simulés par Pythia (voir Section III du Chapitre 4).

Cette mesure *in situ* est complémentaire de la mesure similaire de balance entre un photon et un jet. En effet, la mesure basée sur des événements $\gamma+$jet permet d'atteindre des impulsions transverses plus élevées qu'avec les événements $Z+$jet, du fait de la plus grande statistique. Cependant, cette mesure de balance $\gamma+$jet est limitée à faible p_{T} par une plus grande contamination en bruit de fond ainsi que par les seuils de déclenchement sur le p_{T} des photons.

I Principe de la méthode

Dans les événements où un boson Z et un « unique » jet sont produits, le jet recule contre le Z, assurant ainsi une balance en impulsion dans le plan transverse entre les deux objets. Bien entendu, cette balance n'est qu'approximative, pour plusieurs raisons :

- l'impulsion de l'objet de référence (le boson Z) obtenue par la mesure de l'énergie des électrons peut être biaisée;
- une partie des particules provenant de la fragmentation du parton principal ne sont pas incluses dans le cône du jet (on parle de rayonnement en dehors du cône) mais participent à la balance contre le boson Z;

- le critère de jet « unique » ne peut être strictement appliqué et il est nécessaire de définir un seuil en impulsion en deçà duquel un jet supplémentaire est ignoré, qui participe alors à la balance dans le plan transverse;
- le flux d'énergie provenant de l'événement sous-jacent contribue de manière différente à l'énergie des électrons par rapport à celle du jet;
- enfin, les événements de *pile-up* ajoutent de l'énergie aux jets ou engendrent des jets supplémentaires.

Différentes méthodes peuvent être utilisées pour corriger ces effets :

- la balance dans les événements $Z+$jet offre l'avantage de pouvoir utiliser les canaux de désintégration en électrons et en muons du Z, qui sont reconstruits par différents sous-détecteurs et sont donc sensibles à différents effets systématiques (ceci étant dit, seul le canal en électrons est utilisé ici);
- les contributions du rayonnement en dehors du cône et de l'événement sous-jacent peuvent être évaluées en mesurant la densité d'énergie autour des jets (voir Section V);
- la balance peut être extrapolée vers une topologie où l'impact des jets supplémentaires devient négligeable (voir Section IV.2);
- la contribution du *pile-up* à l'énergie d'un jet peut être soustraite — au moins en moyenne — (voir Section II.1 du Chapitre 4) et les jets provenant du *pile-up* peuvent être éliminés (voir Section III.2 du Chapitre 3).

Dans le cas où tous les effets énumérés ci-dessus seraient corrigés, la réponse d'un jet pourrait être estimée en utilisant le p_{T} du Z à la place du p_{T} vrai du jet de particules et utilisée pour calibrer séparément les jets reconstruits dans les données et dans les événements simulés. Cependant, la stratégie suivie est différente puisqu'à la fois les jets dans les données et dans les événements simulés sont calibrés avec des corrections basées sur simulation. La mesure de balance $Z+$jet est alors utilisée uniquement pour corriger d'éventuels biais engendrés par l'application aux données d'une correction provenant de la simulation. Par conséquent, il n'est pas strictement nécessaire de corriger les effets décrits plus haut, mais seulement de s'assurer qu'ils soient correctement décrits par la simulation.

Pour estimer ce biais de calibration, la balance en p_{T} entre un jet et un boson Z, définie par le rapport $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$, est mesurée dans les données et dans des événements simulés par Pythia. L'impulsion transverse de référence $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$ utilisée est la projection du p_{T} du Z sur l'axe du jet dans le plan transverse :

$$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}} = p_{\mathrm{T}}^{Z} \times |\cos \Delta\phi(Z, \mathrm{jet})|, \tag{5.1}$$

où $\Delta\phi(Z, \mathrm{jet})$ est l'angle azimutal entre le Z et le jet. Cette projection permet de corriger partiellement les effets de rayonnement de partons transverse à l'axe du jet dans le plan transverse.

II Lot de données

II.1 Lot de données et générateurs utilisés

Cette analyse est basée sur un lot de données récoltées en 2011 à une énergie $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ et correspondant à une luminosité intégrée de $4.7\mathrm{fb}^{-1}$.

Les mesures de balance obtenues à partir des données sont comparées aux balances obtenues à partir d'un échantillon d'événements $Z \to ee$ simulés par Pythia 6.425 [33]

avec les PDFs MRSTMCal [105]. Cette simulation utilise des éléments de matrice $2 \rightarrow 1$ pour modéliser le processus dur, et un algorithme de cascade de partons [106] pour simuler le rayonnement de partons additionnels. Des poids sont appliqués à la première émission de la cascade de manière à obtenir un accord avec le taux de production par élément de matrice dans la région de l'émission dure. Les interactions multiples de partons [107], ainsi que la fragmentation et l'hadronisation [16], sont aussi simulées. Les paramètres utilisés pour la simulation de l'événement sous-jacent ont été ajustés sur des données, résultant en un *tune* AUET2B-MRST-LO** [108].

Par ailleurs, un échantillon d'événements $Z(\rightarrow ee)+$jets générés par ALPGEN 2.13 [63] est utilisé pour des études d'incertitude systématique. ALPGEN est interfacé avec HERWIG 6.510 [34] pour la simulation de la cascade de partons et la fragmentation, et avec JIMMY 4.31 [109] pour la simulation de l'événement sous-jacent (avec le *tune* AUET2-CTEQ6L1 [110]). Les PDFs CTEQ6L1 [64] sont utilisées.

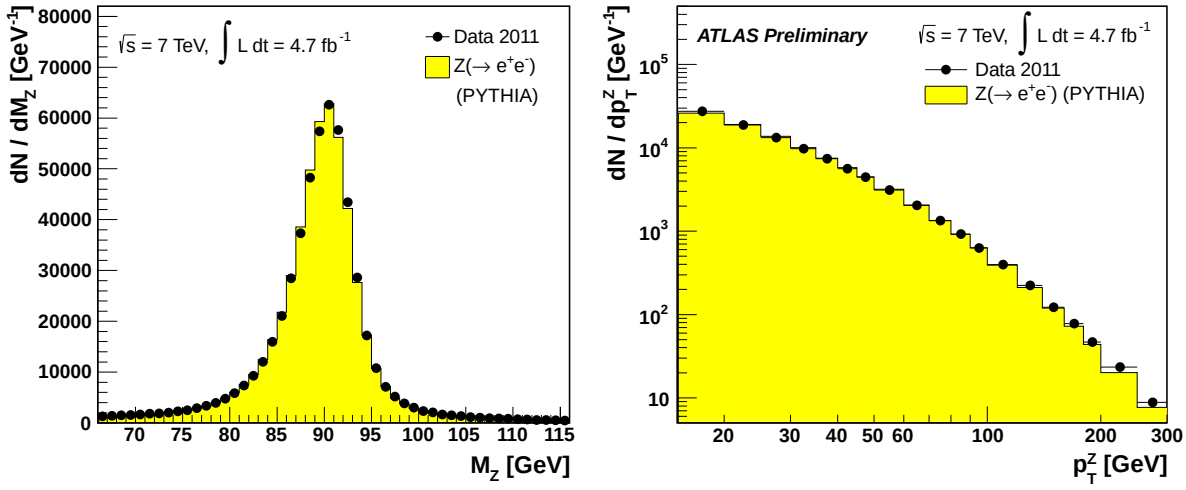
Les événements simulés sont générés avec des interactions supplémentaires de biais minimum, superposées à l'interaction dure. Les effets de collisions proton–proton dans les paquets voisins sont aussi simulés. Ces interactions supplémentaires sont générées par PYTHIA 6.425. Les événements simulés sont pondérés de manière à ce que la distribution du nombre moyen d'interactions par croisement corresponde à celle des données. Les événements générés sont finalement injectés à une simulation complète du détecteur ATLAS et de la chaîne de déclenchement, basée sur GEANT4 [111], et reconstruits avec les mêmes algorithmes que pour les données.

II.2 Sélection des événements

Sélection des événements contenant un boson Z

Les événements sont tout d'abord sélectionnés en ligne à l'aide d'une logique de déclenchement qui requiert la présence d'au moins un électron correctement identifié d'énergie transverse (E_{T}^{e}) supérieure à 20 GeV (ou 22 GeV, selon la période de prise de donnée), ou deux électrons correctement identifiés avec $E_{\mathrm{T}}^{e} > 12\,\mathrm{GeV}$, dans la région $|\eta| < 2.5$. Les événements doivent aussi contenir un vertex primaire correspondant à l'interaction dure avec au moins trois traces associées.

Deux électrons de bonne qualité (*medium*, selon la terminologie définie dans le Chapitre 3) avec $E_{\mathrm{T}}^{e} > 20\,\mathrm{GeV}$ doivent être reconstruits hors-ligne dans la région $|\eta| < 2.47$ — où les régions de transition entre les calorimètres bouchon et tonneaux $1.37 < |\eta| < 1.52$ sont exclues, ainsi que les régions où une mesure précise des énergies n'est pas possible, à cause de pannes de matériel temporaires. Si ces deux électrons ont des charges opposées et une masse invariante à l'intérieur de l'intervalle $66\,\mathrm{GeV} < m_{e^+e^-} < 116\,\mathrm{GeV}$, l'événement est conservé et la quadri-impulsion du candidat Z est reconstruite à partir des quadri-impulsions des deux électrons. La distribution de masse invariante des candidats Z d'impulsion transverse $p_{\mathrm{T}}^{Z} > 15\,\mathrm{GeV}$ reconstruits dans les données et dans les événements simulés par PYTHIA, ainsi que la distribution d'impulsion transverse, sont montrées sur la Figure 5.1. Il a été vérifié que le léger décalage observé entre les distributions de masse invariante dans les données et dans la simulation était couvert par les incertitudes sur l'énergie des électrons.



(a) *Masse invariante des candidats Z*

(b) *p_{T} des candidats Z*

Figure 5.1 : *Distributions de masse invariante (a) et d'impulsion transverse (b) des candidats Z (avec $p_{\mathrm{T}}^{Z} > 15\,\mathrm{GeV}$) dans les événements sélectionnés. Les distributions obtenues avec les données et la prédiction provenant de la simulation* PYTHIA *$Z \to ee$, normalisée au nombre d'événements observés, sont comparées.*

Sélection des jets

L'analyse est effectuée pour les deux schémas de calibration, EM+JES et LCW+JES, et pour deux tailles de jets, $R = 0.4$ et 0.6, résultant en quatre mesures de balance. Tous les jets d'un type donné contenus dans le calorimètre et ayant une impulsion transverse calibrée — à l'échelle EM+JES ou LCW+JES — $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}} > 12\,\mathrm{GeV}$ sont considérés dans l'analyse. La coupure à 12 GeV est imposée par le seuil de reconstruction des jets dans ATLAS de 10 GeV après calibration. Un seuil sensiblement plus haut a été choisi du fait de la correction de *pile-up* et de la correction d'intercalibration appliquées en aval et pouvant biaiser la population des jets proches du seuil de 10 GeV.

Le jet de plus haut p_{T} (jet principal) doit passer le critère de sélection *looser* défini dans la Section III.2 du Chapitre 3, et satisfaire $|\mathrm{JVF}| > 0.5$. Il doit par ailleurs se trouver en dehors des régions où une mesure d'énergie précise est impossible du fait de pannes de matériel temporaires. Finalement, ce jet principal doit être isolé des deux électrons : $\Delta R_{\mathrm{min}} > 0.35\,(0.5)$ pour des jets de taille $R = 0.4\,(0.6)$, où ΔR_{min} est la distance minimale entre le jet et les deux électrons dans le plan η–ϕ. Ces coupures d'isolation ont été déterminées sur simulation en étudiant la réponse du jet $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{truth}}$ en fonction de ΔR_{min}.

En dehors de ces critères de qualité, le jet principal doit se trouver dans la région centrale du détecteur $|\eta^{\mathrm{jet}}| < 1.2$, et être opposé au boson Z dans le plan transverse ($\pi - \Delta\phi(Z, \mathrm{jet}) < 0.3$).

La présence du rayonnement de partons de grand p_{T} supplémentaires détériorant la balance entre le boson Z et le jet principal est réduite en demandant que chacun des jets supplémentaires ait un p_{T} calibré inférieur à 20% du p_{T} du Z — avec une limite inférieure à 12 GeV. Pour les jets à l'intérieur de l'acceptance du détecteur de traces, cette coupure est appliquée uniquement si le jet satisfait $|\mathrm{JVF}| > 0.75$, afin de ne pas éliminer un événement dans le cas où le jet supplémentaire est un jet de *pile-up*. Une coupure de JVF plus lâche

est appliquée sur le jet principal car les critères de sélection des événements (p. ex., la coupure en $\Delta\phi(Z, \text{jet})$) font que ce jet est moins sujet à la contamination par le *pile-up*.

Un résumé des coupures utilisées pour la sélection des événements est présenté dans le Tableau 5.1.

Variable	Coupure
E_{T}^{e}	$> 20\,\mathrm{GeV}$
$\lvert\eta^{e}\rvert$	< 2.47, à l'exception des régions de transition du calorimètre
$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}$	$> 12\,\mathrm{GeV}$
$\lvert\eta^{\mathrm{jet}}\rvert$	< 1.2
ΔR(jet,electrons)	$> 0.35\,(0.5)$ pour les jets de taille $R = 0.4\,(0.6)$
$\pi - \Delta\phi(Z, \text{jet})$	< 0.3
$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet2}}/p_{\mathrm{T}}^{Z}$	< 0.2

Tableau 5.1 : *Résumé des coupures utilisées pour la sélection des événements.*

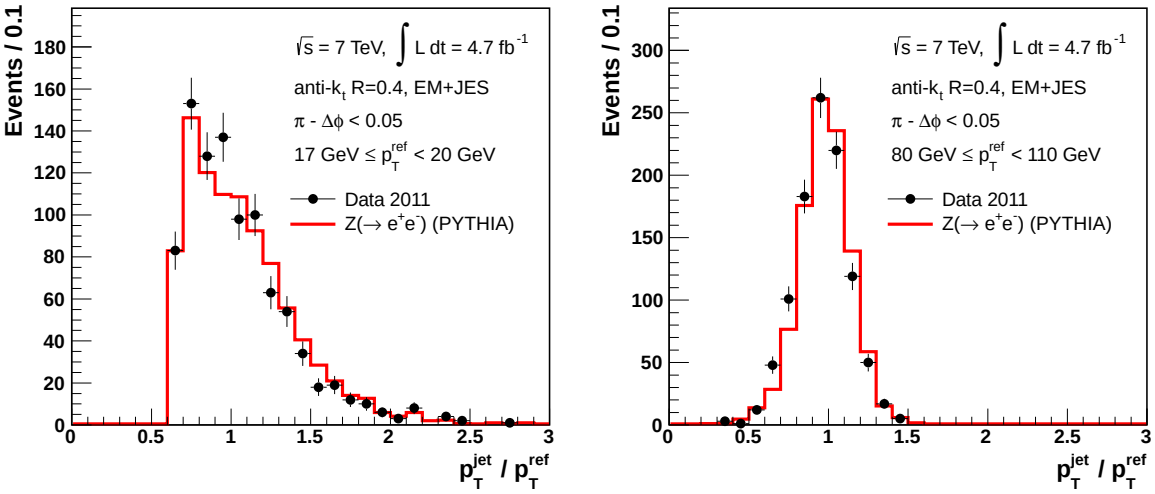
III Distributions de balance et estimation de moyennes

III.1 Distributions de balance

La distribution de balance $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$ dans les événements sélectionnés est construite pour différents intervalles en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$ et $\Delta\phi(Z, \text{jet})$, avec les données et les événements $Z \to ee$ simulés par PYTHIA. Les distributions de balance obtenues dans le premier intervalle en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$ considéré, $17\,\mathrm{GeV} \leq p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}} < 20\,\mathrm{GeV}$, et dans l'intervalle $80\,\mathrm{GeV} \leq p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}} < 110\,\mathrm{GeV}$, pour $\pi - \Delta\phi(Z, \text{jet}) < 0.05$ sont montrées sur la Figure 5.2.

La forme des distributions évolue sensiblement avec le p_{T} de l'objet de référence. Tout d'abord, comme il sera vu plus loin, à la fois la position et la dispersion de la distribution varient avec le p_{T}, et des différences entre données et simulation sont visibles. Par ailleurs, à faible p_{T}, la partie basse des distributions de balance est tronquée. Ceci provient du seuil en p_{T} appliqué sur le jet principal. En effet, si l'on se place dans un intervalle en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$, $[p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref,\,min}}, p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref,\,max}}]$, le seuil en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}$ étant de $12\,\mathrm{GeV}$, aucun événement n'a une balance inférieure à $12\,\mathrm{GeV}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref,\,max}}$. Du fait de la largeur non nulle de l'intervalle, la coupure sur la distribution de balance n'est pas parfaitement abrupte, mais s'étale entre $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}} = 12\,\mathrm{GeV}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref,\,max}}$ et $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}} = 12\,\mathrm{GeV}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref,\,min}}$. Par conséquent, dans le cas de la distribution montrée sur la Figure 5.2(a), le seuil en p_{T} affecte de manière significative la distribution de balance, jusqu'à une valeur de 0.7. Au contraire, pour la distribution montrée sur la Figure 5.2(b), seule la partie de la distribution en deçà de 0.15 est tronquée, ce qui est sans conséquence notable.

A partir des distributions de balance, la balance moyenne est calculée dans chacun des intervalles en p_{T} et $\Delta\phi(Z, \text{jet})$. Etant donnée la troncature des distributions, l'estimation de la moyenne requiert une certaine attention. En effet, il ne s'agit pas de la moyenne de la distribution tronquée que l'on souhaite estimer, mais celle de la distribution sous-jacente que l'on obtiendrait si aucune coupure en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}$ n'était appliquée.



(a) $17\,\mathrm{GeV} \leq p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}} < 20\,\mathrm{GeV}$ **(b)** $80\,\mathrm{GeV} \leq p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}} < 110\,\mathrm{GeV}$

Figure 5.2 : *Distributions de balance obtenues pour* $\pi - \Delta\phi(Z,\mathrm{jet}) < 0.05$, *dans les intervalles* $17\,\mathrm{GeV} \leq p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}} < 20\,\mathrm{GeV}$ *(a) et* $80\,\mathrm{GeV} \leq p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}} < 110\,\mathrm{GeV}$ *(b). Les distributions obtenues avec les données et avec les événements simulés, normalisées à celles des données, sont superposées. Des jets de taille* $R = 0.4$ *calibrés à l'échelle* EM+JES *sont utilisés.*

III.2 Limite de la moyenne arithmétique dans le cas de distributions tronquées

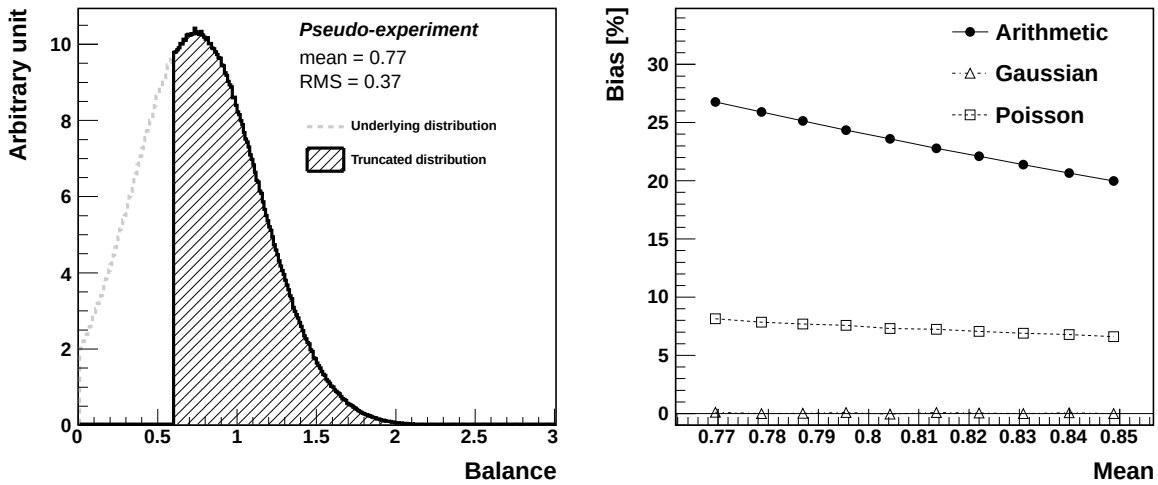
Lorsque la moyenne arithmétique est utilisée comme estimateur de balance moyenne, il est clair que la valeur obtenue est plus grande dans le cas où la distribution est tronquée, car la partie la plus basse de la distribution est manquante. Par conséquent, si la quantité que l'on veut estimer est la moyenne de la distribution sous-jacente, la moyenne arithmétique fournira un résultat biaisé. Il est par ailleurs assez évident de voir que pour une distribution donnée, ce biais augmente avec le seuil de la coupure. De la même manière, pour une coupure donnée, le biais augmente lorsque la distribution est décalée vers les faibles balances. Par conséquent, le biais engendré par la moyenne arithmétique dépend de la moyenne de la distribution sous-jacente.

Ces effets sont quantifiés à l'aide de pseudo-expériences permettant de simuler des distributions de balance ainsi que la coupure en p_{T} sur les jets :

1. des valeurs de balance distribuées suivant plusieurs Gaussiennes de moyennes différentes μ_i et de même écart type σ sont générées;
2. seules les balances positives sont conservées et les distributions résultantes définissent les distributions de balance pour lesquelles on veut estimer la moyenne;
3. ces distributions sont tronquées en deçà d'une certaine coupure c;
4. la moyenne arithmétique des distributions tronquées est calculée en fonction de la moyenne des distributions sous-jacentes.

Les paramètres des Gaussiennes ainsi que la valeur de la coupure sont choisis de telle manière que les distributions obtenues reflètent les distributions de balance mesurées pour $20\,\mathrm{GeV} \leq p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}} < 25\,\mathrm{GeV}$ dans le cas de jets de taille $R = 0.4$ calibrés à l'échelle EM+JES

(voir Section IV) : $\mu_i \in [0.74, 0.83]$, $\sigma = 0.4$, et $c = 0.6$. La distribution générée avec $\mu = 0.74$ — et de moyenne 0.77 — est montrée sur la Figure 5.3(a). Le biais engendré par la moyenne arithmétique de la distribution tronquée par rapport à la moyenne de la distribution sous-jacente est montré sur la Figure 5.3(b), en fonction de la moyenne de la distribution sous-jacente. Un biais d'une vingtaine de pour-cent est observé, qui varie de manière significative (plusieurs pour-cent) lorsque la moyenne est elle-même décalée de quelques pour-cent.



(a) *Distribution de « balance »*

(b) *Biais de différents estimateur de moyenne*

Figure 5.3 : *(a) Distribution Gaussienne de « balance » obtenue par génération de nombres aléatoires et tronquée en dessous de $c = 0.6$. La distribution initiale et la distribution tronquée sont superposées. (b) Biais engendrés par différents estimateurs de moyenne, en fonction de la moyenne de la distribution initiale. Aucune incertitude n'est montrée.*

Le biais n'est en lui-même pas très important dans le cadre de cette analyse car la quantité utilisée pour corriger l'énergie des jets est le rapport des balances obtenues avec les données et avec les événements simulés. Tant que ce biais est identique dans les deux cas, ceci n'affecte pas le résultat. Cependant, dès que la moyenne des balances est différente dans les données et dans la simulation, le biais l'est aussi, et le rapport est par conséquent lui-même biaisé de :

$$b_{\text{data/MC}} = \frac{b_{\text{data}} - b_{\text{MC}}}{1 + b_{\text{MC}}}, \tag{5.2}$$

où $b_{\text{data/MC}}$, b_{data}, et b_{MC} sont les biais — relatifs — sur le rapport, sur la balance dans les données, et sur celle dans la simulation, respectivement. Dans le cas de jets de taille $R = 0.4$ calibrés à l'échelle EM+JES, un décalage de balance d'environ -4% autour de 0.8 est observé entre les données et la simulation, pour un p_{T} entre 20 GeV et 25 GeV (voir Section IV). Un tel décalage entraîne un biais sur le rapport d'environ $+3\%$ lorsque la moyenne arithmétique est utilisée.

Une solution pour estimer la valeur moyenne sous-jacente d'une distribution tronquée consiste à « reconstruire » la distribution initiale à partir de la distribution tronquée en faisant une hypothèse sur la forme de la distribution sous-jacente. La moyenne de la distribution « reconstruite » est alors prise comme estimateur de moyenne. Autrement dit,

une forme fonctionnelle est choisie et ses paramètres sont ajustés à l'aide de la distribution tronquée, puis la moyenne est obtenue à partir de la fonction ajustée. Deux formes fonctionnelles sont utilisées dans le cadre de ces pseudo-expériences :

1. une distribution Gaussienne;
2. une distribution Poissonnienne, étendue aux valeurs non entières.

La distribution Gaussienne permet de s'assurer que le biais est nul lorsque la forme fonctionnelle utilisée décrit parfaitement la distribution sous-jacente (voir Figure 5.3(b)). La distribution Poissonienne permet d'illustrer les conséquences du choix d'une forme fonctionnelle inadaptée. Cette distribution Poissonnienne étendue aux valeurs non entières est définie par :

$$\mathcal{P}(x|a,\lambda) = \frac{\lambda^{ax} \cdot e^{-\lambda}}{\Gamma(ax+1)}, \tag{5.3}$$

où λ est un paramètre strictement positif — correspondant à l'espérance d'une loi de Poisson discrète —, a est un paramètre de changement d'échelle, et $\Gamma(\cdot)$ est la fonction Gamma d'Euler — qui étend la factorielle à l'ensemble des nombres réels (et plus généralement à celui des nombres complexes). Un changement de paramètres permet d'exprimer cette fonction en termes de moyenne $\mu = \lambda/a$ et d'écart type $\sigma = \sqrt{\lambda}/a$:

$$\mathcal{P}(x|\mu,\sigma) = \frac{\lambda^{\frac{\mu x}{\sigma^2}} \cdot e^{-(\frac{\mu}{\sigma})^2}}{\Gamma(\frac{\mu x}{\sigma^2}+1)}, \tag{5.4}$$

Ainsi, le paramètre μ est un estimateur de la moyenne de la distribution sous-jacente. Le biais de cet estimateur est montré sur la Figure 5.3(b). Du fait de l'inadéquation entre le modèle utilisé et la distribution sous-jacente, un biais d'environ 8% — plus faible que celui de la moyenne arithmétique — est obtenu. Cependant, ce biais ne varie que très peu avec la moyenne de la distribution sous-jacente, et engendre par conséquent un biais quasi nul sur un rapport de balances.

III.3 Balances et distributions Poissonniennes

Une forme Poissonnienne telle que définie par l'équation 5.4 est utilisée pour estimer la moyenne des distributions de balance pour les faibles valeurs de $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$, lesquelles sont tronquées. Plusieurs autres formes fonctionnelles ont été testées (Gaussienne, log-normale, Student), et la forme Poissonnienne a été choisie pour la qualité des ajustements et le nombre restreint de ses paramètres. Elle est par ailleurs naturellement bornée aux valeurs positives, et motivée par la prédominance des fluctuations d'échantillonnage sur la résolution.

La coupure de la distribution de balance n'étant pas abrupte mais étalée sur un intervalle qui dépend du seuil en p_{T} des jets et des bornes de l'intervalle en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$, une fonction de seuil est utilisée pour modéliser cette coupure. Là encore, plusieurs formes de seuils ont été testées (fonction d'erreur, polynômes d'ordres divers) et une fonction linéaire a été choisie, définie par morceaux par :

$$\begin{aligned} \mathcal{T}(x < t_{\mathrm{low}}) &= 0 \\ \mathcal{T}(t_{\mathrm{low}} \leq x < t_{\mathrm{high}}) &= \frac{x - t_{\mathrm{low}}}{t_{\mathrm{high}} - t_{\mathrm{low}}} \\ \mathcal{T}(x \geq t_{\mathrm{high}}) &= 1 \end{aligned} \tag{5.5}$$

où $t_{\mathrm{low}} = 12\,\mathrm{GeV}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref,\,max}}$ et $t_{\mathrm{high}} = 12\,\mathrm{GeV}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref,\,min}}$. Celle-ci possède l'avantage d'être complètement définie par les limites du seuil t_{low} et t_{high}, et de fournir des qualités d'ajustement qui ne sont pas inférieures à celles obtenues à l'aide de solutions plus complexes. Au final, la forme fonctionnelle utilisée pour les ajustements est le produit de cette fonction de seuil et de la Poissonnienne définie par l'équation 5.4 :

$$\mathcal{F}(x|\mu,\sigma) = \mathcal{T}(x) \times \mathcal{P}(x|\mu,\sigma) \tag{5.6}$$

Cette fonction $\mathcal{F}(\cdot)$ est, avant ajustement, transformée en fonction constante par morceaux, dont les intervalles sont définis par ceux de la distribution de balance mesurée, et la valeur de la fonction dans un intervalle est égale à la moyenne de $\mathcal{F}(x)$ dans cet intervalle. Autrement dit, la fonction $\mathcal{F}(\cdot)$ est transformée en un histogramme dont les intervalles sont identiques à ceux de l'histogramme de balance. La Figure 5.4 montre un exemple de distribution de balance sur laquelle est superposée la fonction ajustée ainsi que la distribution Poissonnienne sous-jacente.

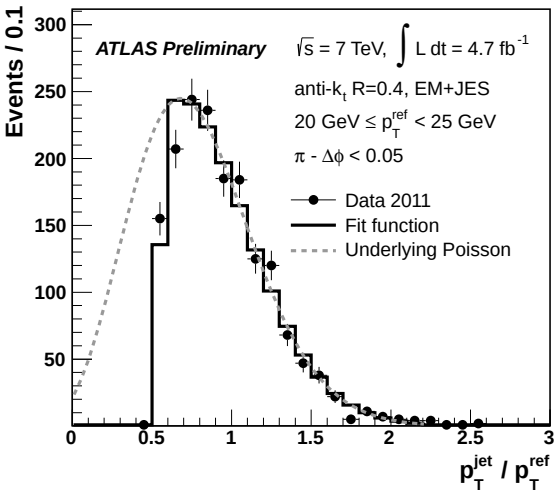


Figure 5.4 : *Distribution de balance obtenue avec les données pour* $20\,\mathrm{GeV} \leq p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}} < 25\,\mathrm{GeV}$ *et* $\pi - \Delta\phi(Z,\mathrm{jet}) < 0.05$. *L'histogramme en trait plein est celui obtenu à partir de la fonction* $\mathcal{F}(\cdot)$ *et ajusté sur la distribution de balance. La courbe en trait pointillé est la Poissonnienne sous-jacente, dont la valeur moyenne est prise comme mesure de balance moyenne.*

L'utilisation d'un ajustement de fonction telle que décrit ci-dessus est rendu nécessaire par l'application d'un seuil en p_{T} sur les jets. Cependant, à mesure que le p_{T} de référence croît, l'effet de ce seuil sur les distributions de balance devient de plus en plus négligeable. Par conséquent, l'estimation de balance moyenne par ajustement est essentiel à bas $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$ mais superflu à partir d'une certaine limite. Cette limite est fixée à 35 GeV, au dessus de laquelle les résultats finals obtenus et présentés dans la Section VII sont inchangés, que l'on utilise une moyenne par ajustement ou une moyenne arithmétique. Pour illustrer ceci, la balance moyenne obtenue par ajustement et la moyenne arithmétique sont montrées sur la Figure 5.5 en fonction de $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$, pour $\pi - \Delta\phi(Z,\mathrm{jet}) < 0.05$. Des pseudo-expériences telles que détaillées dans la Section III.2 indiquent un biais inférieur à 2‰ sur le rapport des balances — obtenues avec les données et avec des événements simulés — lorsque la moyenne arithmétique est utilisée pour $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}} > 35\,\mathrm{GeV}$.

IV Evolution de la balance

La balance moyenne $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle$ est estimée dans différents intervalles en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$ et en $\Delta\phi(Z,\mathrm{jet})$ de la manière décrite dans la Section III.3. Dans chaque intervalle en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$, cette

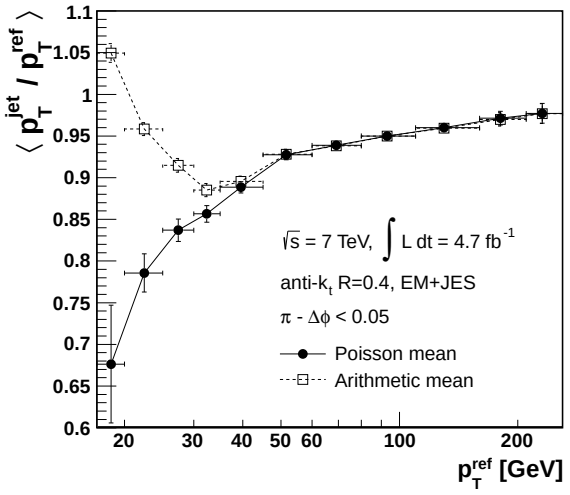


Figure 5.5 : *Balance moyenne obtenue par ajustement et par moyenne arithmétique, en fonction de* $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$*, et pour* $\pi - \Delta\phi(Z,\mathrm{jet}) < 0.05$*, avec les données. Des jets de taille* $R = 0.4$ *et calibrés à l'échelle* EM+JES *sont utilisés.*

balance moyenne est extrapolée à $\Delta\phi(Z,\mathrm{jet}) = \pi$, et le résultat de l'extrapolation est comparé entre données et simulation.

IV.1 Courbe de résolution et contraintes sur l'estimation de moyenne

La largeur des distributions de balance est, elle aussi, calculée en fonction de $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$ et $\Delta\phi(Z,\mathrm{jet})$ de la même manière que pour la moyenne : le paramètre σ de la distribution Poissonnienne est utilisé pour $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}} < 35\,\mathrm{GeV}$ et l'écart type arithmétique des distributions de balance est utilisé au-delà. Dans chaque intervalle en $\Delta\phi(Z,\mathrm{jet})$, les points $(\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle, \sigma(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}))$ — $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle$ étant le $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$ moyen dans l'intervalle en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$ considéré — sont utilisés pour ajuster la forme fonctionnelle suivante :

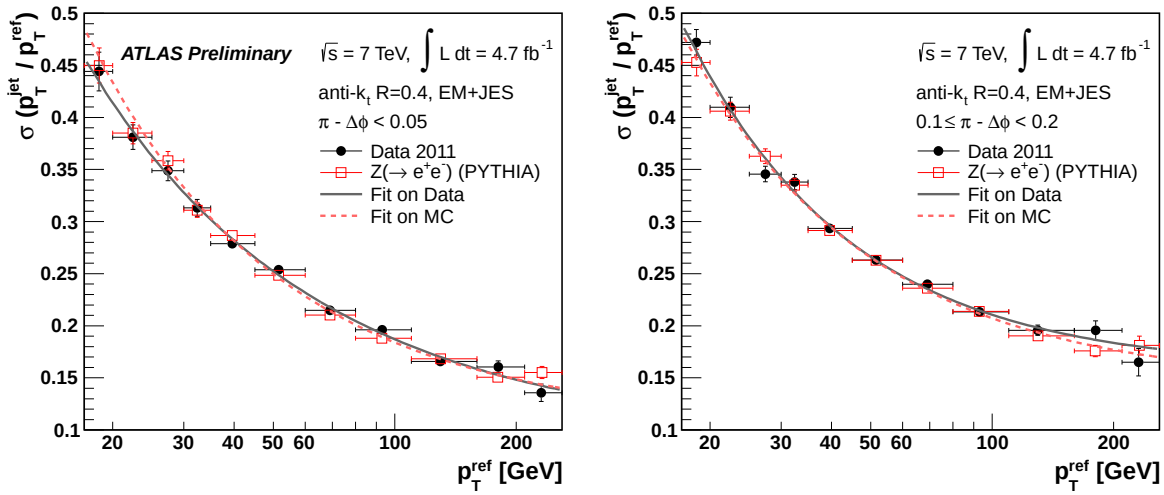
$$\mathcal{W}_{\Delta\phi}(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}) = \frac{a}{\sqrt{p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}}} \oplus \frac{b}{p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}} \oplus c, \tag{5.7}$$

où $\oplus$ représente la somme quadratique. Les résultats de ces ajustements, obtenus avec les données et avec les événements simulés, sont montrés sur la Figure 5.6 pour deux intervalles en $\Delta\phi(Z,\mathrm{jet})$, pour des jets de taille $R = 0.4$ calibrés à l'échelle EM+JES.

Les résultats de ces ajustements sont ensuite utilisés pour fixer le paramètre σ des distributions Poissonniennes, $\sigma = \mathcal{W}_{\Delta\phi}(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}})$, et le paramètre μ est de nouveau ajusté dans chacun des intervalles en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$ et $\Delta\phi(Z,\mathrm{jet})$. La contrainte sur σ entraîne une réduction du nombre de paramètres libres de l'ajustement, permettant ainsi d'atténuer les fluctuations provenant du manque de statistique et de la troncature des distributions de balance.

IV.2 Extrapolation

Dans le but d'estimer la balance moyenne $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle$ pour une topologie où le boson Z et le jet sont dos à dos dans le plan transverse, celle-ci est extrapolée à $\Delta\phi(Z,\mathrm{jet}) = \pi$, pour chaque intervalle en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$, en utilisant les mesures de balance dans les différents intervalles en $\Delta\phi(Z,\mathrm{jet})$. Cette extrapolation est réalisée avec une fonction linéaire, qui offre une certaine robustesse aux fluctuations par rapport, par exemple, à des polynômes d'ordre supérieur. Par ailleurs, aucune indication d'évolution de la balance avec $\Delta\phi(Z,\mathrm{jet})$ autre que linéaire n'a été mise en évidence. Cette linéarité est en partie due à l'utilisation de



(a) $\pi - \Delta\phi(Z, \text{jet}) < 0.05$ **(b)** $0.1 \leq \pi - \Delta\phi(Z, \text{jet}) < 0.2$

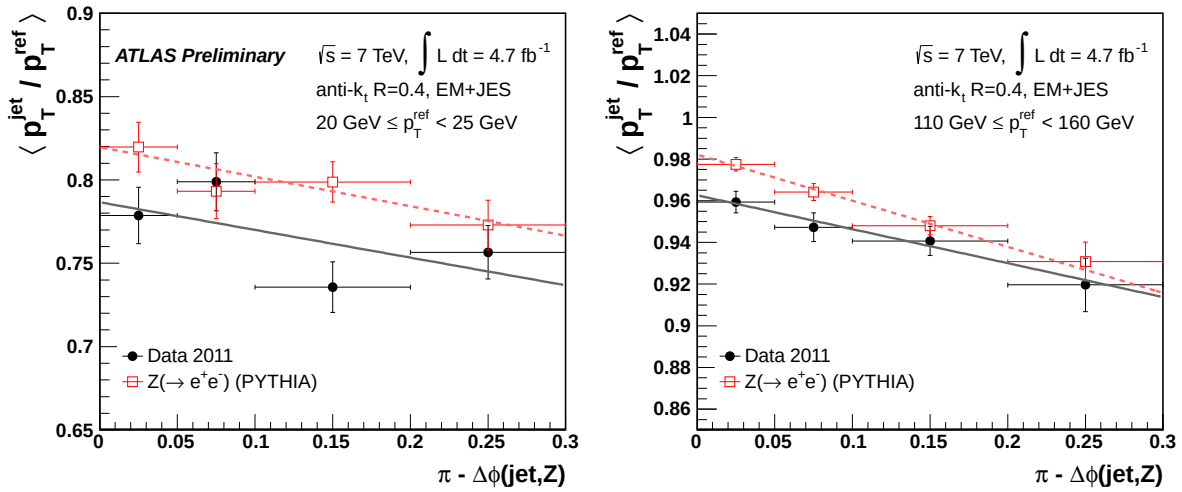
Figure 5.6 : *Largeur des distributions de balance obtenue avec les données et avec des événements simulés, en fonction de* $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$*, pour* $\pi - \Delta\phi(Z, \text{jet}) < 0.05$ *(a) et* $0.1 \leq \pi - \Delta\phi(Z, \text{jet}) < 0.2$ *(b). La forme fonctionnelle ajustée sur ces largeurs est par ailleurs superposée. Des jets de taille* $R = 0.4$ *calibrés à l'échelle* EM+JES *sont utilisés.*

$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$ (voir Equation 5.1) en lieu et place de p_{T}^{Z} comme impulsion transverse de référence, qui atténue significativement la dépendance de $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle$ avec $\Delta\phi(Z, \text{jet})$. L'évolution de $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle$ pour deux intervalles en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$ est montrée sur la Figure 5.7, pour les données et pour la simulation, ainsi que les fonctions linéaires utilisées pour extrapoler $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle$ à $\Delta\phi(Z, \text{jet}) = \pi$.

L'extrapolation permet d'estimer la balance pour une topologie où le Z et le jet sont dos à dos sans avoir à appliquer une coupure sévère — et arbitraire — sur $\Delta\phi(Z, \text{jet})$, tirant ainsi parti d'une plus grande part des données. Et le fait d'avoir une estimation de la balance pour cette topologie particulière réduit la sensibilité de la mesure au rayonnement supplémentaire transverse à l'axe du jet principal dans le plan transverse, ce qui diminue par conséquent l'impact d'une modélisation imparfaite du rayonnement additionnel par la simulation. Une réduction plus complète des effets du rayonnement additionnel sur la mesure de balance serait possible grâce à l'extrapolation de la balance à une topologie « sans rayonnement additionnel ». Ceci n'a pas été appliqué dans cette analyse du fait du seuil de reconstruction élevé des jets, rendant cette extrapolation extrêmement délicate. Mais cet ensemble d'extrapolations, associé à une correction du rayonnement en dehors du cône du jet — tel que décrit dans la Section V —, permettrait de mesurer, *in situ*, la réponse des jets dans les données et dans les événements simulés.

Les valeurs de balance moyenne extrapolée obtenues avec les données et avec les événements simulés sont montrées sur les Figures 5.8(a,b) pour des jets de taille $R = 0.4$ et $R = 0.6$ calibrés à l'échelle EM+JES. La balance mesurée pour des jets de taille $R = 0.6$ est plus grande que celle mesurée pour des jets de taille $R = 0.4$. Plusieurs effets contribuent à cette différence, dont les impacts varient avec le p_{T} :

- les jets de taille $R = 0.6$ sont plus larges et agrègent par conséquent plus de particules issues de la fragmentation, ou provenant de l'événement sous-jacent;



(a) $20\,\mathrm{GeV} \leq p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}} < 25\,\mathrm{GeV}$ **(b)** $110\,\mathrm{GeV} \leq p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}} < 160\,\mathrm{GeV}$

Figure 5.7 : *Evolution de* $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle$ *avec* $\Delta\phi(Z,\mathrm{jet})$ *pour* $20\,\mathrm{GeV} \leq p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}} < 25\,\mathrm{GeV}$ *(a) et* $110\,\mathrm{GeV} \leq p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}} < 160\,\mathrm{GeV}$ *(b), pour les données et pour la simulation. Les fonctions linéaires utilisées pour extrapoler la balance à* $\Delta\phi(Z,\mathrm{jet}) = \pi$ *sont superposées. Des jets de taille* $R = 0.4$ *calibrés à l'échelle* EM+JES *sont utilisés. Seules les incertitudes statistiques sont indiquées.*

- le parton principal peut se scinder en deux partons de plus faibles énergies reconstruits en deux jets de taille $R = 0.4$ et un seul jet de taille $R = 0.6$;
- le seuil en p_{T} sur les jets secondaires est implicitement plus strict dans le cas de jets avec $R = 0.6$ (car ces jets ont une énergie plus grande que leurs homologues de moindre taille), ce qui tend à affecter la balance différemment.

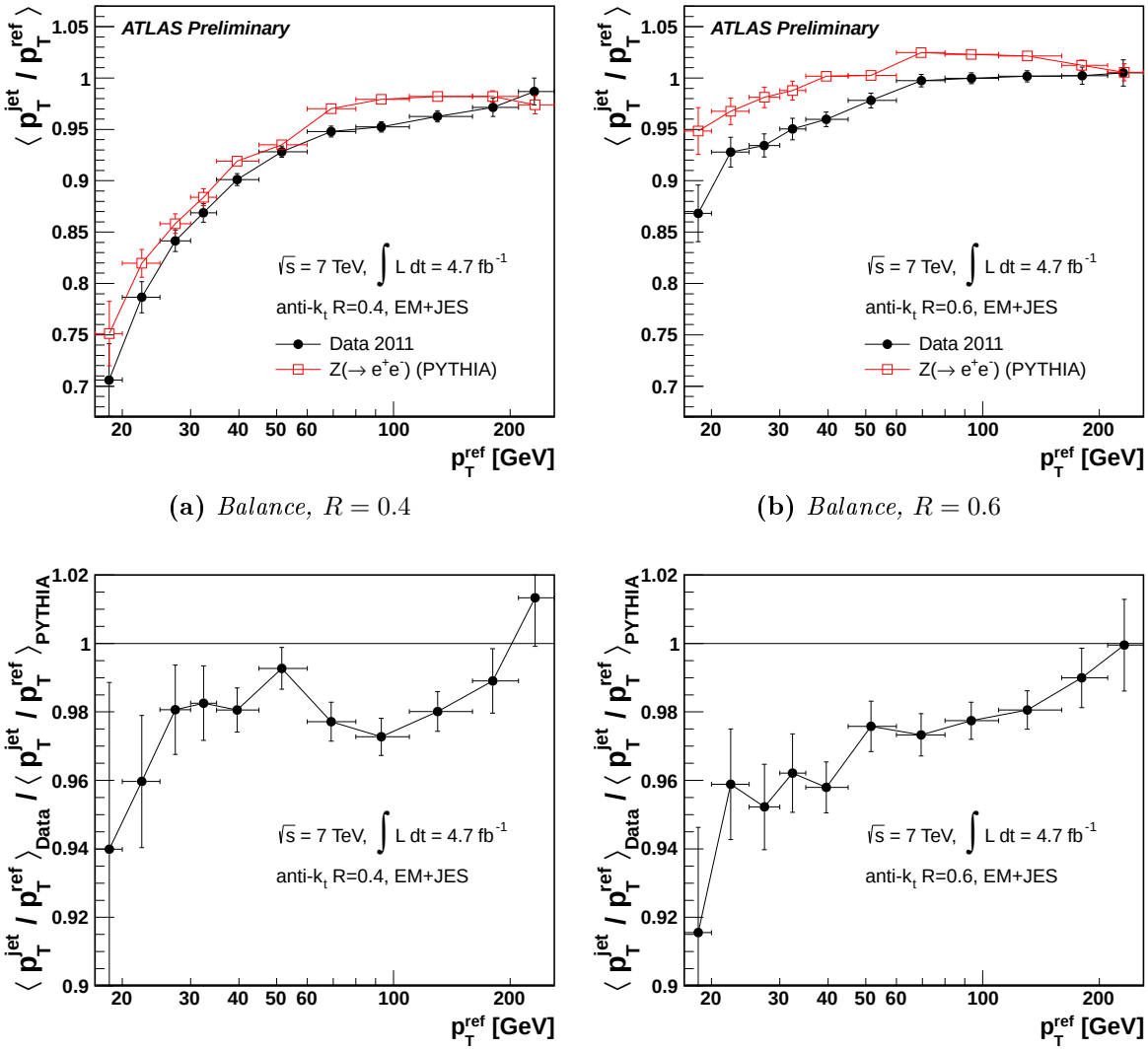
Un décalage entre les balances obtenues avec les données et avec les événements simulés est visible. Il est égal à environ -2% sur une grande partie de la gamme en p_{T} considérée et tend à diminuer pour les faibles p_{T}. Ce rapport est montré sur les Figures 5.8(c,d) pour des jets de taille $R = 0.4$ et $R = 0.6$ calibrés à l'échelle EM+JES.

V Impact du rayonnement en dehors du cône et de l'événement sous-jacent

L'impulsion transverse du boson Z n'est qu'approximativement égale à l'impulsion transverse vraie du jet de particules, du fait — en partie — du rayonnement en dehors du cône provenant de la fragmentation et de la contribution de l'événement sous-jacent :

1. le p_{T} du Z contrebalance les p_{T} de toutes les particules produites à l'intérieur et en dehors du cône du jet, tandis que le jet de particule regroupe uniquement les particules à l'intérieur du cône;
2. le p_{T} vrai du jet de particules inclut le p_{T} des particules produites par l'événement sous-jacent et associés par l'algorithme de jet, tandis que les électrons utilisés pour reconstruire le boson Z reçoivent une contribution plus faible.

Ces effets sont deux des raisons pour lesquelles la mesure de balance en p_{T} dans les événements $Z+$jet n'est pas strictement une mesure de la réponse des jets. Ces effets peuvent



(a) *Balance*, $R = 0.4$

(b) *Balance*, $R = 0.6$

(c) *Rapport*, $R = 0.4$

(d) *Rapport*, $R = 0.6$

Figure 5.8 : *Balances moyennes* $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle$ *extrapolées à* $\Delta\phi(Z,\mathrm{jet}) = \pi$, *obtenues avec les données et avec des événements simulés, en fonction de* $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$, *pour des jets de taille* $R = 0.4$ *(a) et* $R = 0.6$ *(b) calibrés à l'échelle* EM+JES. *Les rapports correspondant sont aussi montrés (c,d). Seules les incertitudes statistiques sont indiquées.*

être estimés et corrigés, et leur mesure est exposée ci-après. Elle est cependant utilisée dans cette analyse uniquement pour estimer l'incertitude systématique associée (voir Section VI.5), mais pas pour corriger les balances mesurées.

V.1 Principe de la mesure

Les deux contributions exposées précédemment (rayonnement en dehors du cône et événement sous-jacent) sont estimées en mesurant le profil de densité d'impulsion transverse des particules autour de l'axe du jet principal dans les événements $Z + \mathrm{jet}$, pour différents intervalles en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$. La sélection des événements est identique à celle décrite dans la

Section II.2.

Les profils peuvent être construits à partir des *clusters* calorimétriques ou des traces reconstruites dans le détecteur interne. Les *clusters* contiennent les dépôts d'énergie de toutes les particules, chargées et neutres, mais incluent aussi l'énergie provenant des interactions de *pile-up*. Puisqu'il est nécessaire de séparer la contribution provenant de l'événement sous-jacent de celle provenant du *pile-up*, les traces sont utilisées pour construire les profils. De manière à éliminer les traces provenant du *pile-up*, seules celles associées au vertex primaire de l'interaction dure sont sélectionnées. Par ailleurs, seules les traces d'impulsion transverse $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{track}} > 400\,\mathrm{MeV}$ et satisfaisant certains critères de qualité (nombre de points de mesures dans les détecteurs à silicium, paramètres d'impacts par rapport au vertex primaire de l'interaction dure) sont considérées. Finalement, les deux traces associées aux électrons provenant de la désintégration du Z sont supprimées. La correction mesurée étant basée sur un rapport de p_{T} contenus dans différents anneaux autour des jets (voir Equation 5.8), le fait de ne pas avoir accès aux particules neutres n'importe pas tant que la fraction de particules chargées reste la même dans les différents anneaux.

La Figure 5.9 illustre le principe de la mesure. Il s'agit du profil de densité moyenne de p_{T} des traces autour du jet principal dans les événements $Z+$jet, en fonction de la distance par rapport à l'axe du jet. Deux régions (anneaux) sont définies :

- **IC** : Il s'agit du cône du jet, R étant la taille du jet.
- **OC** : Il s'agit de la région en dehors du cône du jet. Elle s'étend entre R et R_0, ce dernier étant le rayon à partir duquel seul l'événement sous-jacent contribue à la densité de p_{T}. La détermination de R_0 en pratique fait l'objet de la Section V.4.

Par ailleurs, la contribution de l'événement sous-jacent est indiquée par une bande hachurée et est déterminée à partir de la densité moyenne de p_{T} au-delà de R_0. L'estimation de cette contribution est présentée à la Section V.3.

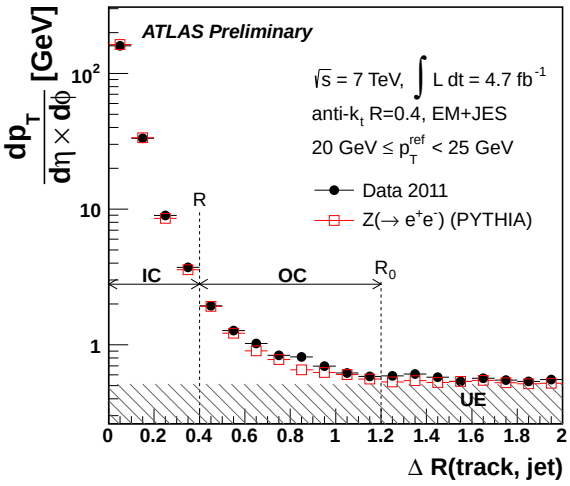


Figure 5.9 : *Densité moyenne d'impulsion transverse des traces autour de l'axe du jet principal dans des événements $Z+$jet avec $20\,\mathrm{GeV} \leq p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}} < 25\,\mathrm{GeV}$, en fonction de la distance par rapport à l'axe du jet. Les rayons R et R_0 définissent les régions interne et externe au jet. La région hachurée indique la contribution de l'événement sous-jacent.*

A partir de ce profil, de la valeur de R_0 et de la contribution de l'événement sous-jacent, un facteur est calculé :

$$k_{\mathrm{ooc}} = \frac{p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC,\,ALL}}}{p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC+OC,\,ALL}} - p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC+OC,\,UE}}}, \tag{5.8}$$

où $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC,\,ALL}}$ est la somme scalaire moyenne des p_{T} des traces contenues dans la région IC, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC+OC,\,ALL}}$ est la somme scalaire moyenne des p_{T} des traces contenues dans les régions IC et OC, et $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC+OC,\,UE}}$ est la contribution moyenne de l'événement sous-jacent dans les régions

IC et OC. Ce facteur k_{ooc} indique à quel point le p_{T} du boson Z diffère du p_{T} vrai du jet de particules, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC,\,ALL}}$ correspondant au p_{T} du jet (le p_{T} de toutes les particules dans le cône du jet, incluant celles provenant de l'événement sous-jacent), et $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC+OC,\,ALL}} - p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC+OC,\,UE}}$ correspondant au p_{T} qui recule derrière le Z (le p_{T} de toutes les particules à l'exception de celles provenant de l'événement sous-jacent, considéré isotrope en moyenne). Le facteur k_{ooc}, appliqué au p_{T} du Z, permet d'estimer le p_{T} vrai du jet de particules.

V.2 Construction de profils

Des anneaux de largeur 0.1 sont définis dans le plan η–ϕ, centrés sur l'axe du jet principal. Pour chaque événement Z + jet, la densité en p_{T} des traces contenues dans chacun des anneaux est calculée (il s'agit de la somme scalaire des p_{T} des traces divisée par l'aire de l'anneau). Ceci est répété pour chacun des événements et une distribution de densité est construite pour chaque anneau, de laquelle est tirée une densité moyenne ainsi qu'une incertitude sur cette densité moyenne. A partir de ces densités moyennes dans chacun des anneaux, un profil tel que montré sur la Figure 5.9 est construit. Cette procédure est effectuée pour différents intervalles en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$.

V.3 Evaluation de la contribution de l'événement sous-jacent à l'énergie d'un jet

La contribution de l'événement sous-jacent est prise égale à la densité moyenne de p_{T} loin du jet. Pour déterminer cette densité, la forme fonctionnelle suivante est ajustée sur les profils décrits plus haut, dans l'intervalle en ΔR $[0, 3]$:

$$f(\Delta R) = \frac{a}{(\Delta R)^b + c} + B, \tag{5.9}$$

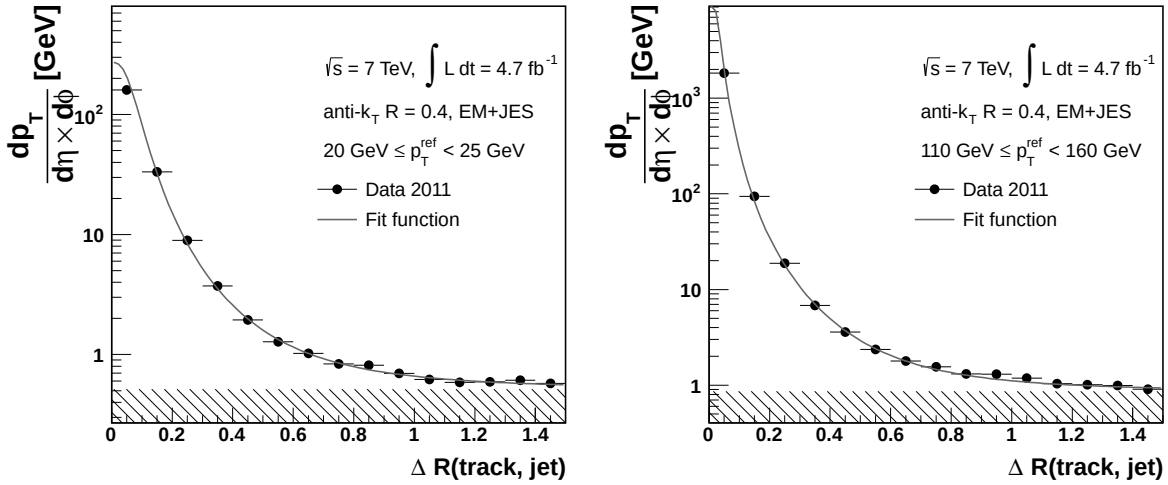
où B donne la valeur de la densité à l'infini, et est identifié à la densité moyenne de p_{T} provenant de l'événement sous-jacent $\frac{dp_{\mathrm{T}}^{\mathrm{UE}}}{d\eta \times d\phi}$. Cette forme fonctionnelle n'est pas directement ajustée sur les profils, et est tout d'abord transformée en fonction constante par morceau de la même manière que décrit dans la Section III.3, à la seule différence que la valeur de la fonction dans chaque intervalle $[R_i, R_{i+1}[$ n'est pas la valeur moyenne de $f(\Delta R)$ dans l'intervalle, mais :

$$\tilde{f}(R_i \leq \Delta R < R_{i+1}) = \frac{2}{R_{i+1}^2 - R_i^2} \times \int_{R_i}^{R_{i+1}} f(R) \cdot R\, dR \tag{5.10}$$

Deux exemples d'ajustement, sur des profils obtenus avec les données, sont montrés sur la Figure 5.10, et la contribution de l'événement sous-jacent déterminée dans chacun des cas est indiquée.

Les valeurs de $\frac{dp_{\mathrm{T}}^{\mathrm{UE}}}{d\eta \times d\phi}$ déterminées dans les différents intervalles en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$, obtenus avec les données et avec les événements simulés, sont montrés sur la Figure 5.11. Un accroissement avec $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$ de la contribution de l'événement sous-jacent est observé, comme attendu [112], et une contribution légèrement inférieure est observée dans les événements simulés par rapport aux données. Finalement, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC+OC,\,UE}}$ est calculé à partir des densités $\frac{dp_{\mathrm{T}}^{\mathrm{UE}}}{d\eta \times d\phi}$ déterminées dans chacun des intervalles en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$:

$$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC+OC,\,UE}} = \frac{dp_{\mathrm{T}}^{\mathrm{UE}}}{d\eta \times d\phi} \times \pi R_0^2 \tag{5.11}$$



(a) $20\,\mathrm{GeV} \leq p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}} < 25\,\mathrm{GeV}$ **(b)** $110\,\mathrm{GeV} \leq p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}} < 160\,\mathrm{GeV}$

Figure 5.10 : *Profils de densité moyenne de p_{T} des traces autour de l'axe du jet principal dans des événements Z + jet, pour $20\,\mathrm{GeV} \leq p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}} < 25\,\mathrm{GeV}$ (a) et $110\,\mathrm{GeV} \leq p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}} < 160\,\mathrm{GeV}$ (b), obtenus avec les données. Les fonctions définies par l'Equation 5.9 et ajustées sur ces profils sont superposées. Par ailleurs, la contribution de l'événement sous-jacent telle que déterminée par ces ajustement est indiquée par une bande hachurée. Des jets de taille $R = 0.4$ calibrés à l'échelle* EM+JES *sont utilisés pour la sélection des événements.*

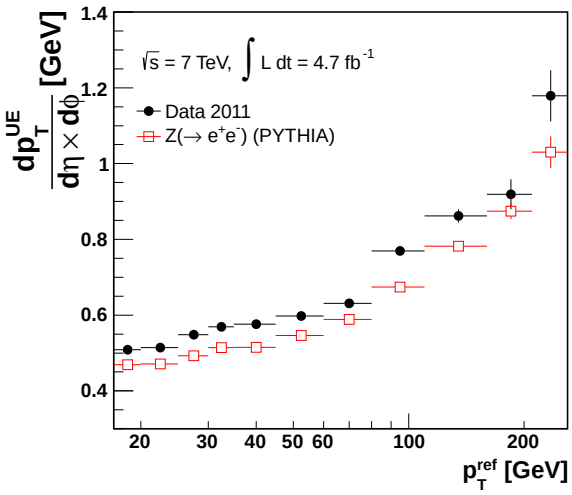


Figure 5.11 : *Densité moyenne de p_{T} des traces provenant de l'événement sous-jacent dans les événements Z + jet, estimée autour de l'axe du jet principal, en fonction de $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$. Les densités obtenues avec les données et avec les événements simulés sont montrées. Des jets de taille $R = 0.4$ calibrés à l'échelle* EM+JES *sont utilisés pour la sélection des événements.*

V.4 Evaluation de l'énergie rayonnée en dehors du cône

Pour estimer la quantité de p_{T} rayonnée en dehors du cône du jet, il est nécessaire de fixer une valeur de R_0 au-delà de laquelle seul l'événement sous-jacent contribue à la densité de p_{T}. A partir de cette valeur, la densité moyenne de p_{T} est constante, tout comme le facteur k_{ooc} — qui peut être calculé en fonction de R_0. En pratique, $\frac{dp_{\mathrm{T}}}{d\eta \times d\phi}$ et k_{ooc} ne sont jamais strictement constants, et un seuil sur la dérivée logarithmique de k_{ooc}, $\frac{dk_{\mathrm{ooc}}/dR_0}{k_{\mathrm{ooc}}}$, est choisi, en dessous duquel k_{ooc} est considéré constant. Une valeur de R_0, $R_0^{0.05}$, est ainsi

définie par :

$$\frac{\frac{dk_{\mathrm{ooc}}}{dR_0}}{k_{\mathrm{ooc}}}(R_0^{0.05}) = 0.05 \tag{5.12}$$

et correspond au R_0 au dessus duquel k_{ooc} varie de moins de 0.5% d'un anneau — de largeur 0.1 — à un autre.

La dérivée logarithmique de k_{ooc} puis $R_0^{0.05}$ sont calculés à partir de la fonction $f(\cdot)$ définie dans l'Equation 5.9, ajustée sur les profils de densité, pour chaque intervalle en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$. Les valeurs de $R_0^{0.05}$ ainsi obtenues avec les données et avec les événements simulés sont montrées en fonction de $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$ sur la Figure 5.12. Ces valeurs diminuent lorsque $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$ augmente, ce qui est directement lié au fait que les jets de plus grand p_{T} sont plus étroits que ceux de faible p_{T}. Finalement, les mêmes valeurs de R_0 sont utilisées pour calculer k_{ooc} dans les données et dans la simulation, prises égales aux maxima des $R_0^{0.05}$ obtenus avec les données et avec les événements simulés.

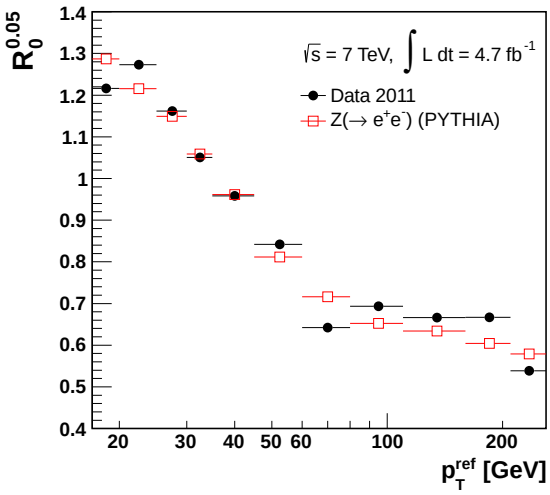


Figure 5.12 : *Valeurs de $R_0^{0.05}$ obtenues pour les données et pour les événements simulés, en fonction de $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$. Des jets de taille $R = 0.4$ calibrés à l'échelle* EM+JES *sont utilisés pour la sélection des événements. Aucune incertitude n'est estimée sur ces valeurs.*

Le rayon R_0 obtenu pour chaque intervalle en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$ définit la région OC, et le p_{T} moyen rayonné en dehors du cône peut alors être estimé en calculant l'intégrale de la densité moyenne dans cette région et en soustrayant la contribution de l'événement sous-jacent telle que déterminée dans la Section V.3.

V.5 Correction

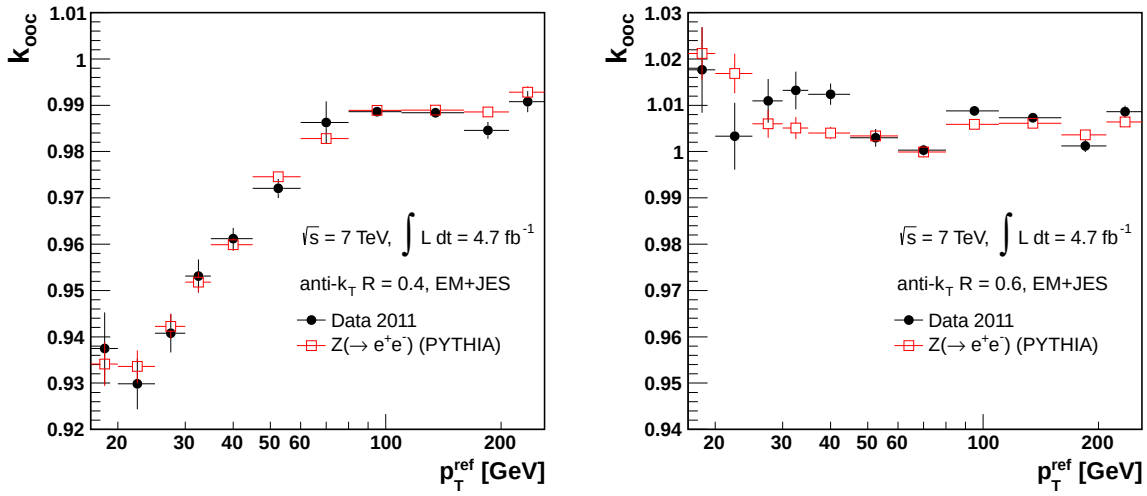
En utilisant les valeurs de R_0 déterminées plus haut, les valeurs de $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC,\,ALL}}$ et $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC+OC,\,ALL}}$ sont calculées en intégrant les profils de densité. Ces valeurs, conjointement avec $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC+OC,\,UE}}$, permettent de calculer k_{ooc}. Il est possible d'estimer k_{ooc} à l'aide de la fonction $f(\cdot)$, comme cela a été fait pour déterminer R_0. Cependant, la valeur de k_{ooc} étant sensible à la qualité de l'ajustement à faible ΔR, le calcul direct de k_{ooc} à partir des profils mesurés est préféré. Il est important de noter que dans le cas de la détermination de R_0, la qualité de l'ajustement à faible ΔR affecte la dérivée de k_{ooc} à grand ΔR dans une bien moindre mesure. Par ailleurs, le choix précis de R_0 est de toute façon arbitraire, et l'utilisation de la fonction $f(\cdot)$ est préférée dans ce cas car elle permet une évaluation de R_0 moins sensible aux fluctuations statistiques.

Les incertitudes statistiques sur les différents termes qui composent k_{ooc} sont propagées en séparant $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC+OC,\,ALL}}$ en deux termes indépendants : $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC+OC,\,ALL}} = p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC,\,ALL}} + p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{OC,\,ALL}}$. Le

terme $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC+OC,\,UE}}$ est par ailleurs considéré indépendant de $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC,\,ALL}}$ et $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{OC,\,ALL}}$, du fait qu'il est majoritairement contraint par les densités mesurées au-delà de R_0. L'incertitude sur k_{ooc} est alors égale à :

$$\delta k_{\mathrm{ooc}} = \left(\frac{1}{p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC+OC,\,ALL}} - p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC+OC,\,UE}}}\right)^2 \times \left\{(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{OC,\,ALL}} - p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC+OC,\,UE}}) \cdot \delta p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC,\,ALL}} \oplus p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC,\,ALL}} \cdot (\delta p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{OC,\,ALL}} \oplus \delta p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC+OC,\,UE}})\right\}, \quad (5.13)$$

où $\delta p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC,\,ALL}}$, $\delta p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{OC,\,ALL}}$, et $\delta p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC+OC,\,UE}}$ sont les incertitudes statistiques sur $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC,\,ALL}}$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{OC,\,ALL}}$, et $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{IC+OC,\,UE}}$, respectivement.



(a) $R = 0.4$ **(b)** $R = 0.6$

Figure 5.13 : *Facteur k_{ooc} obtenu avec les données et avec les événements simulés, pour des jets de taille $R = 0.4$ (a) et $R = 0.6$ (b). Seules les incertitudes statistiques sont indiquées.*

Les valeurs de k_{ooc} mesurées avec les données et avec les événements simulés sont présentées sur la Figure 5.13, pour les jets de taille $R = 0.4$ et $R = 0.6$. L'évolution de ces valeurs en fonction de $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$ et les différences observées entre jets de tailles $R = 0.4$ et $R = 0.6$ sont liés aux effets opposés du rayonnement en dehors du cône et de l'événement sous-jacent. L'événement sous-jacent fait augmenter k_{ooc} tandis que le rayonnement en dehors du cône le fait diminuer. Une valeur de k_{ooc} supérieure à 1 signifie que les effets de l'événement sous-jacent sont prépondérants par rapport à ceux du rayonnement en dehors du cône, et vice-versa. Il est par conséquent prévisible que la valeur de k_{ooc} pour les jets de taille $R = 0.6$ soit supérieure à celle pour les jets de taille $R = 0.4$. Par ailleurs, les effets du rayonnement en dehors du cône s'amenuisant à mesure que le p_{T} augmente, il est attendu que le facteur k_{ooc} augmente avec $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$ pour les jets de taille $R = 0.4$ (les jets de taille $R = 0.6$ sont quant à eux bien moins sujets à cet effet).

Il est important de noter qu'aucune incertitude systématique (p. ex., provenant du choix de R_0) n'a été évaluée, car ce facteur k_{ooc} n'est pas utilisé pour corriger les mesures de balance, mais seulement pour estimer une incertitude sur les rapports des balances obtenues avec les données et avec les événements simulés (voir Section VI.5).

VI Evaluation des incertitudes systématiques

Différentes sources d'incertitudes systématiques sont susceptibles d'affecter le rapport des mesures de balance dans les données et dans la simulation. Les différentes catégories d'incertitudes systématiques sont listées d'une manière générale dans la Section IV.1 du Chapitre 4, et sont détaillées — ainsi que leurs impacts sur le rapport des balances — dans ce qui suit. Les effets systématiques provenant des sources suivantes sont étudiés :

1. le choix des largeurs lors de l'ajustement des distributions Poissonniennes (voir Section IV.1);
2. le choix de l'intervalle utilisé pour effectuer l'extrapolation vers $\Delta\phi(Z, \text{jet}) = \pi$ (voir Section IV.2);
3. le rayonnement de partons supplémentaires de grand p_{T};
4. le rayonnement de particules hors du cône provenant de la fragmentation, et la contribution de l'événement sous-jacent à l'énergie du jet principal (voir Section V);
5. le *pile-up*;
6. la mesure de l'échelle d'énergie des électrons;
7. le choix du générateur MC de référence.

Ces effets systématiques sont quantifiés et une incertitude statistique est estimée sur chaque incertitude systématique.

VI.1 Incertitudes systématiques et signification statistique

Pour la plupart des sources de systématique détaillées plus loin, une incertitude statistique est estimée sur les incertitudes systématiques qu'elles engendrent sur le rapport des mesures de balance obtenues avec les données et avec les événement simulés. L'estimation de plusieurs incertitudes systématiques est basée sur la comparaison des résultats obtenus à partir d'un ensemble d'événements nominal et d'un ensemble d'événements qui, soit contient l'ensemble nominal, soit est contenu dans l'ensemble nominal. C'est le cas lorsqu'une coupure servant à la sélection des événements est modifiée.

Lorsque le rapport des balances ($r = \langle p_{\text{T}}^{\text{jet}}/p_{\text{T}}^{\text{ref}}\rangle_{\text{data}}/\langle p_{\text{T}}^{\text{jet}}/p_{\text{T}}^{\text{ref}}\rangle_{\text{MC}}$) est obtenu avec deux ensembles d'événements, le second étant inclus dans le premier, une estimation grossière de l'incertitude sur la différence des rapports $\Delta r = r_2 - r_1$ (ou $r_1 - r_2$) peut être faite en calculant la différence quadratique des incertitudes sur r_1 et r_2 :

$$(\delta\Delta r)^2 = (\delta r_2)^2 - (\delta r_1)^2 \tag{5.14}$$

Ceci est ainsi appliqué pour l'estimation des incertitudes provenant des sources de systématique suivantes :

- la procédure d'extrapolation, l'incertitude étant obtenue en faisant varier l'intervalle utilisé pour l'extrapolation;
- le rayonnement de partons durs additionnels, l'effet étant estimé en faisant varier la coupure en p_{T} sur les jets secondaires;
- le *pile-up*, dont un des effets est estimé en faisant varier la coupure en JVF sur le jet principal;

VI.2 Procédure d'ajustement des distributions Poissonniennes

Pour $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}} < 35\,\mathrm{GeV}$, la balance moyenne dans un intervalle en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$ et en $\Delta\phi(Z,\mathrm{jet})$ est obtenue en fixant le paramètre de largeur à celui donné par la paramétrisation $\mathcal{W}_{\Delta\phi}(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}})$ définie dans l'Equation 5.7. L'ajustement de la distribution Poissonnienne est effectué de nouveau avec des largeurs plus grande et plus faible suivant les incertitudes sur les paramètres a, b, et c, comme suit :

1. la valeur d'un des trois paramètres est décalée positivement et négativement, et les valeurs des deux paramètres restants sont décalées conjointement en tenant compte de la matrice de corrélation fournie par l'ajustement de $\mathcal{W}_{\Delta\phi}$;
2. ceci est fait pour chacun des paramètres, et les $\mathcal{W}_{\Delta\phi}(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}})$ maximale et minimale ($\mathcal{W}_{\Delta\phi}(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}})^{\mathrm{up}}$ et $\mathcal{W}_{\Delta\phi}(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}})^{\mathrm{down}}$) des six paramétrisations obtenues sont utilisées pour effectuer deux nouveaux ajustements de la distribution Poissonnienne.

Les résultats de balance moyenne dans chacun des intervalles en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$ et $\Delta\phi(Z,\mathrm{jet})$ obtenus avec $\mathcal{W}_{\Delta\phi}(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}})^{\mathrm{up}}$ et $\mathcal{W}_{\Delta\phi}(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}})^{\mathrm{down}}$ sont ensuite utilisés pour effectuer deux nouvelles extrapolations dans chacun des intervalles en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$ et obtenir ainsi deux autres courbes de balance, $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle^{\mathrm{up}}$ et $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle^{\mathrm{down}}$.

Ceci étant fait à la fois avec les données et avec les événements simulés, six mesures de balance sont obtenues :

- $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{data}}$, $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{data}}^{\mathrm{up}}$, $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{data}}^{\mathrm{down}}$, et
- $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{MC}}$, $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{MC}}^{\mathrm{up}}$, $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{MC}}^{\mathrm{down}}$,

$\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{data}}$ et $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{MC}}$ correspondant aux valeurs nominales. De ces six mesures, quatre rapports sont calculés :

- $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{data}}^{\mathrm{up}}/\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{MC}}$,
- $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{data}}^{\mathrm{down}}/\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{MC}}$,
- $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{data}}/\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{MC}}^{\mathrm{up}}$, et
- $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{data}}/\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{MC}}^{\mathrm{down}}$.

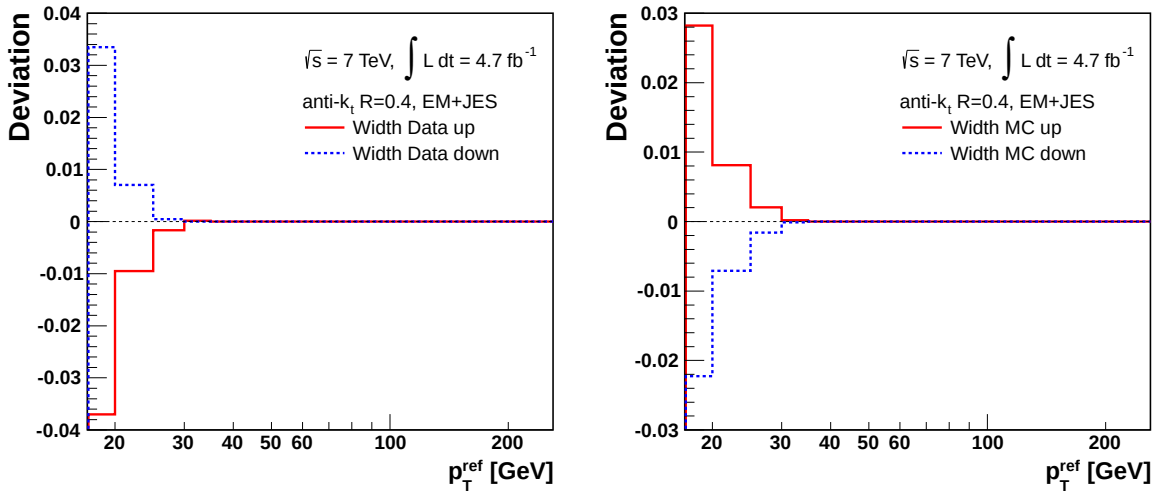
Les balances dans les données et dans la simulation sont décalées séparément car les incertitudes sur les largeurs mesurées dans les données et dans la simulation sont indépendantes. Les incertitudes systématiques provenant du choix de la largeur sont alors définies comme les déviations des rapports précédents par rapport au rapport nominal. Ces incertitudes sont montrées sur la Figure 5.14.

VI.3 Procédure d'extrapolation

L'intervalle nominal en $\Delta\phi(Z,\mathrm{jet})$ utilisé pour extrapoler les mesures de balance à $\Delta\phi(Z,\mathrm{jet}) = \pi$ est $[\pi-0.3,\pi]$. De manière à estimer l'impact de ce choix sur le rapport des balances, la limite inférieure est décalée à $\pi-0.2$ et $\pi-0.4$. Les deux rapports de balance suivants :

- $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{data}}^{\mathrm{up}}/\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{MC}}^{\mathrm{up}}$, et
- $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{data}}^{\mathrm{down}}/\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{MC}}^{\mathrm{down}}$,

sont calculés, où les identifiants « up » et « down » correspondent aux intervalles d'extrapolation $[\pi-0.4,\pi]$ et $[\pi-0.2,\pi]$, respectivement. Les déviations de ces rapports par rapport au rapport nominal sont prises comme incertitudes systématiques et sont montrées sur la Figure 5.15. Les incertitudes sur ces déviations sont calculées en utilisant l'Equation 5.14, étant donné que les extrapolations obtenues sur un intervalle plus petit utilisent un sous-ensemble des événements utilisés par celles obtenues sur un intervalle plus étendu.



(a) (b)

Figure 5.14 : *Déviations des rapports de balance par rapport au rapport nominal, provenant de l'incertitude sur les largeurs des distributions de balance dans les données (a) et dans la simulation (b). Des jets de taille $R = 0.4$ calibrés à l'échelle* EM+JES *sont utilisés. Aucune incertitude sur ces déviations n'est estimée.*

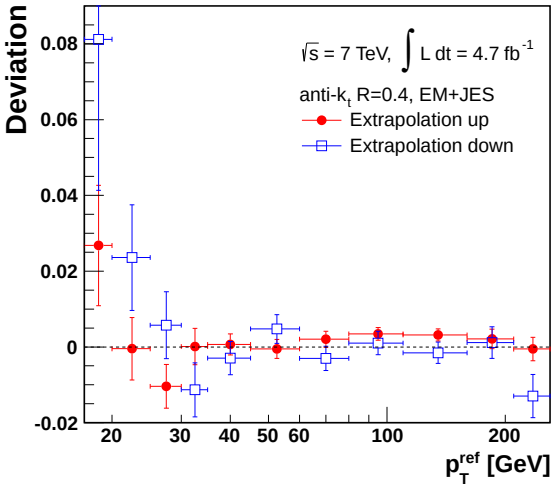


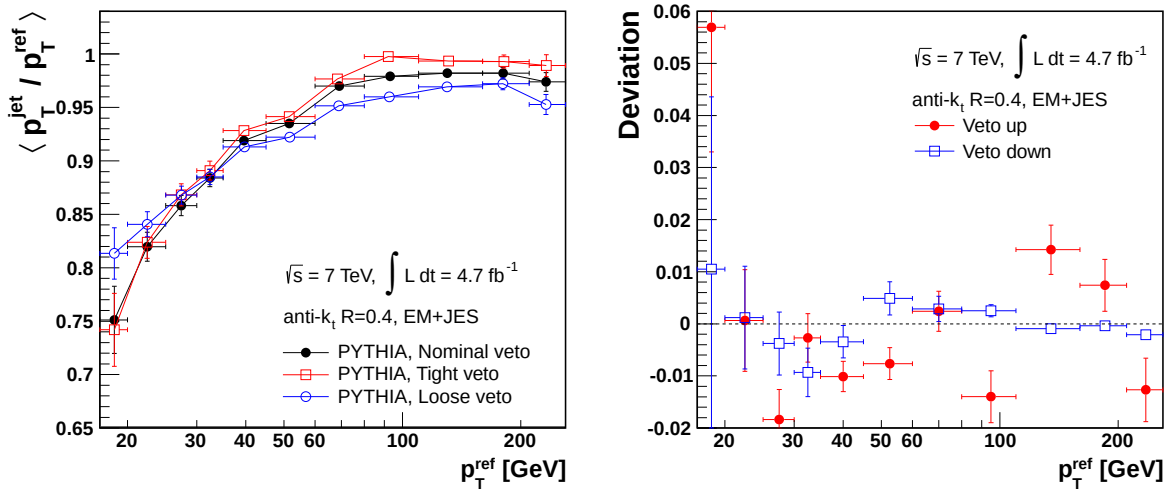
Figure 5.15 : *Déviations des rapports de balance par rapport au rapport nominal, provenant de différents choix d'intervalle d'extrapolation. Des jets de taille $R = 0.4$ calibrés à l'échelle* EM+JES *sont utilisés.*

VI.4 Rayonnement de partons additionnels de grand p_{T}

Les effets du rayonnement de partons additionnels de grand p_{T} sur la balance entre le boson Z et le jet principal sont réduits par l'application d'une coupure en p_{T} sur les jets supplémentaires. Les effets systématiques sur le rapport des balances dans les données et dans la simulation provenant du rayonnement résiduel sont estimés en variant la coupure en p_{T} sur les jets secondaires. La coupure nominale $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet2,nom}} = \max\{12\,\mathrm{GeV}, 0.2\,p_{\mathrm{T}}^{Z}\}$ est relâchée et renforcée :

- $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet2,\,down}} = p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet2,nom}} + 0.1\,p_{\mathrm{T}}^{Z}$;
- $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet2,\,up}} = \max\{10\,\mathrm{GeV}, 0.1\,p_{\mathrm{T}}^{Z}\}$;

et les déviations « up » et « down » du rapport des balances par rapport au rapport nominal — comme présenté dans la Section VI.3 — sont prises comme incertitudes systématiques et montrées sur la Figure 5.16(b). Les incertitudes sur ces déviations sont estimées en utilisant l'Equation 5.14.



(a) (b)

Figure 5.16 : *(a) Impact, sur la mesure de balance obtenue avec les événements simulés, de la modification de la coupure sur le p_{T} des jets secondaires. (b) Déviations des rapports de balance par rapport au rapport nominal, provenant de la modification de cette coupure. Des jets de taille $R = 0.4$ calibrés à l'échelle* EM+JES *sont utilisés.*

La Figure 5.16(a) montre l'effet, sur la balance mesurée avec les événements simulés, de la variation de la coupure en p_{T} sur les jets secondaires. A partir d'un certain p_{T} (aux alentours de 35–40 GeV), la balance augmente de manière évidente lorsque la coupure est renforcée. Ceci est dû à la topologie des événements : à partir d'un certain p_{T}, le second jet est le plus souvent produit à proximité du premier (par FSR), ce qui a tendance à faire baisser la balance entre le jet principal et le boson Z. A plus faible p_{T}, ceci est moins évident, et le second jet dans l'événement est souvent produit dans la direction du Z (par ISR), ce qui a tendance à accroître la balance entre le jet principal et le boson Z.

VI.5 Rayonnement hors du cône et événement sous-jacent

L'impact du rayonnement issu de la fragmentation du parton principal hors du cône et de l'événement sous-jacent a été détaillé dans la Section V. A partir des facteurs k_{ooc} mesurés avec les données et avec les événement simulés, un nouveau rapport de balance est calculé :

$$\frac{\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{ooc}}^{\mathrm{data}}}{\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{ooc}}^{\mathrm{MC}}} = \frac{\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle^{\mathrm{data}}}{\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle^{\mathrm{MC}}} \times \frac{k_{\mathrm{ooc}}^{\mathrm{MC}}}{k_{\mathrm{ooc}}^{\mathrm{data}}}, \tag{5.15}$$

et la différence par rapport au rapport nominal est prise comme incertitude systématique. Cette différence est montrée sur la Figure 5.17 pour les jets de taille $R = 0.4$ calibrés à l'échelle EM+JES. Les incertitudes sont calculées en utilisant l'Equation 5.13.

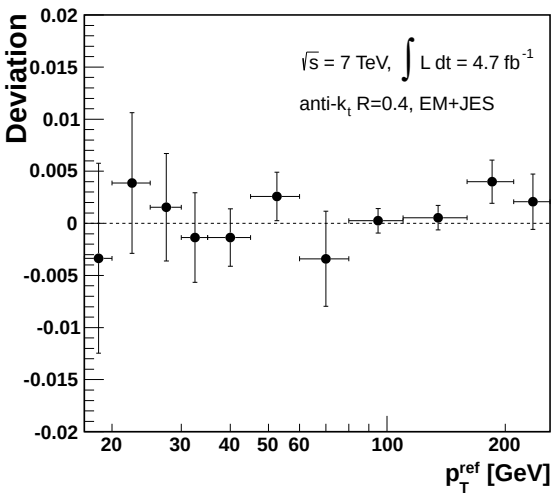


Figure 5.17 : *Déviations des rapports de balance par rapport au rapport nominal, provenant de l'application du facteur correctif* k_{ooc}. *Des jets de taille* $R = 0.4$ *calibrés à l'échelle* EM+JES *sont utilisés.*

VI.6 *Pile-up*

Les interactions supplémentaires sont susceptibles d'ajouter une certaine quantité d'énergie au jet principal issu de l'interaction dure. Elles sont aussi susceptibles de créer un jet de suffisamment grande énergie pour être sélectionné comme jet principal. Le premier effet est corrigé par la correction de *pile-up* décrite dans la Section II.1 du Chapitre 4. Le second est éliminé par la coupure en JVF sur le jet principal.

La correction de *pile-up* est dérivée d'événements simulés et un biais peut-être créé lorsqu'elle est appliquée au données. Par ailleurs, l'hypothèse est faite que cette correction ne dépend pas du p_{T} du jet, ce qui n'est pas strictement le cas. Cependant, ces effets systématiques ont été évalués et une incertitude est associée à la correction de *pile-up*. De manière à ne pas prendre en compte, dans la chaîne de calibration, un même effet systématique plusieurs fois, aucune incertitude provenant de l'ajout d'énergie par le *pile-up* au sein d'un jet n'a été évaluée ici. Il a tout de même été vérifié que la dépendance de la balance avec le nombre de vertex primaires et le nombre moyen d'interactions par croisement était couverte par les incertitudes sur la correction de *pile-up*.

Une incertitude systématique liée au second effet (la sélection d'un jet provenant du *pile-up* comme jet principal) est évaluée en relâchant la coupure en JVF sur le jet principal ($|\mathrm{JVF}| \geq 0$). Le rapport des balances est calculé avec cette nouvelle coupure en JVF et la différence par rapport au rapport nominal est prise comme incertitude systématique. Cette différence est montrée sur la Figure 5.18. L'incertitude sur cette différence est calculée en utilisant l'Equation 5.14.

VI.7 Echelle d'énergie des électrons

L'énergie des électrons étant utilisée pour reconstruire le boson Z qui sert de référence pour la mesure de balance, un éventuel biais sur la mesure de ces énergies affecte directement la mesure de balance. L'incertitude sur la balance provenant de la mesure de l'énergie des électrons est estimée en modifiant ces énergies d'une déviation standard correspondant à l'incertitude sur cette mesure. L'impact sur le rapport des balances est montré sur la Figure 5.19

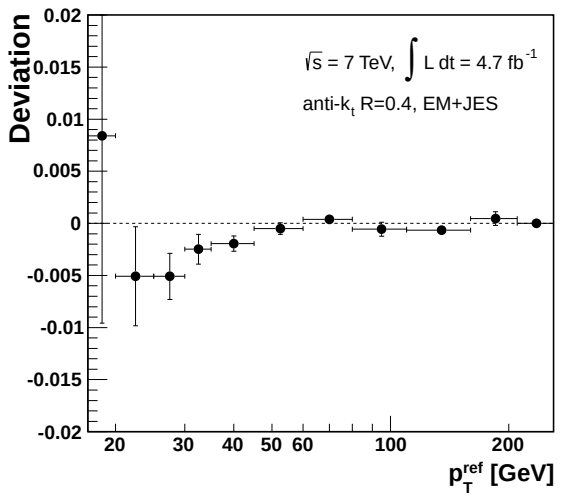


Figure 5.18 : *Déviations des rapports de balance par rapport au rapport nominal, provenant du relâchement de la coupure en* JVF *sur le jet principal. Des jets de taille $R = 0.4$ calibrés à l'échelle* EM+JES *sont utilisés.*

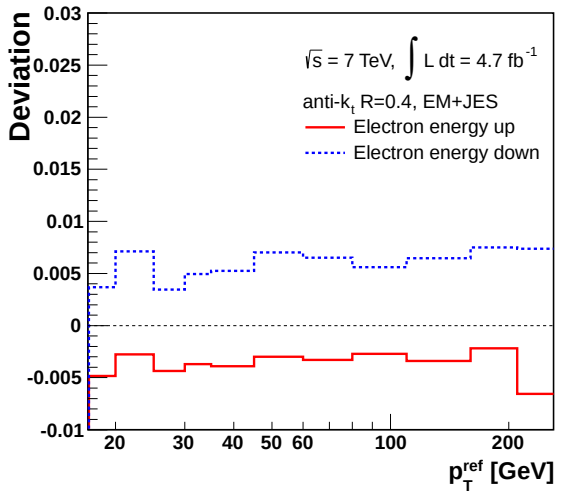


Figure 5.19 : *Déviations des rapports de balance par rapport au rapport nominal, provenant de l'incertitude sur la mesure de l'énergie des électrons. Des jets de taille $R = 0.4$ calibrés à l'échelle* EM+JES *sont utilisés. Aucune incertitude n'est estimée sur ces déviations.*

VI.8 Choix du générateur

Le rapport des balances nominal est calculé en utilisant PYTHIA comme générateur de référence. Il est par ailleurs calculé en utilisant ALPGEN+HERWIG. Ces deux générateurs utilisent différents modèles théoriques pour toutes les étapes de la génération d'événement et leur comparaison donne ainsi une estimation raisonnable des effets systématiques sur la mesure de balance ainsi que sur la réponse des jets utilisée comme référence. La différence du rapport obtenu avec ALPGEN+HERWIG par rapport à celui obtenu avec PYTHIA est montrée sur la Figure 5.20 pour des jets de taille $R = 0.4$ calibrés à l'échelle EM+JES. L'incertitude sur cette différence est égale à :

$$\delta\Delta_{\mathrm{MC}} = \langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{data}} \times \left(\frac{\delta\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{Pythia}}}{\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle^2_{\mathrm{Pythia}}} \oplus \frac{\delta\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{Alpgen}}}{\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle^2_{\mathrm{Alpgen}}} \right)$$
$$\oplus\, \delta\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{data}} \times \left(\frac{1}{\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{Pythia}}} - \frac{1}{\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{Alpgen}}} \right), \quad (5.16)$$

où $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{data}}$, $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{Pythia}}$ et $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{Alpgen}}$ sont les balances moyennes obtenues avec les données, des événements simulés par PYTHIA, et par ALPGEN+HERWIG, respective-

ment, et $\delta\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle$ sont les incertitudes associées.

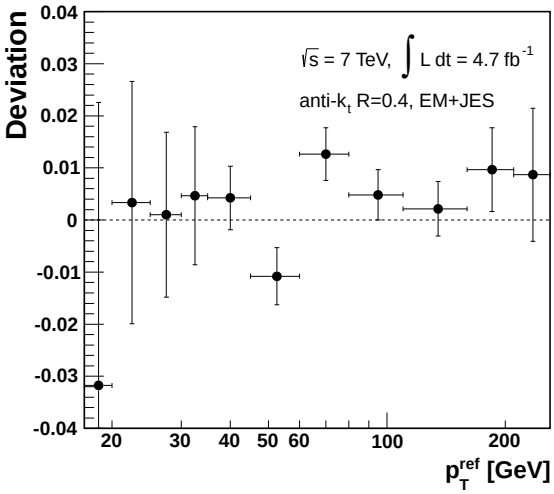


Figure 5.20 : *Déviations des rapports de balance par rapport au rapport nominal, provenant de l'utilisation de différents générateurs MC. Des jets de taille* $R = 0.4$ *calibrés à l'échelle* EM+JES *sont utilisés.*

VI.9 Incertitudes finales

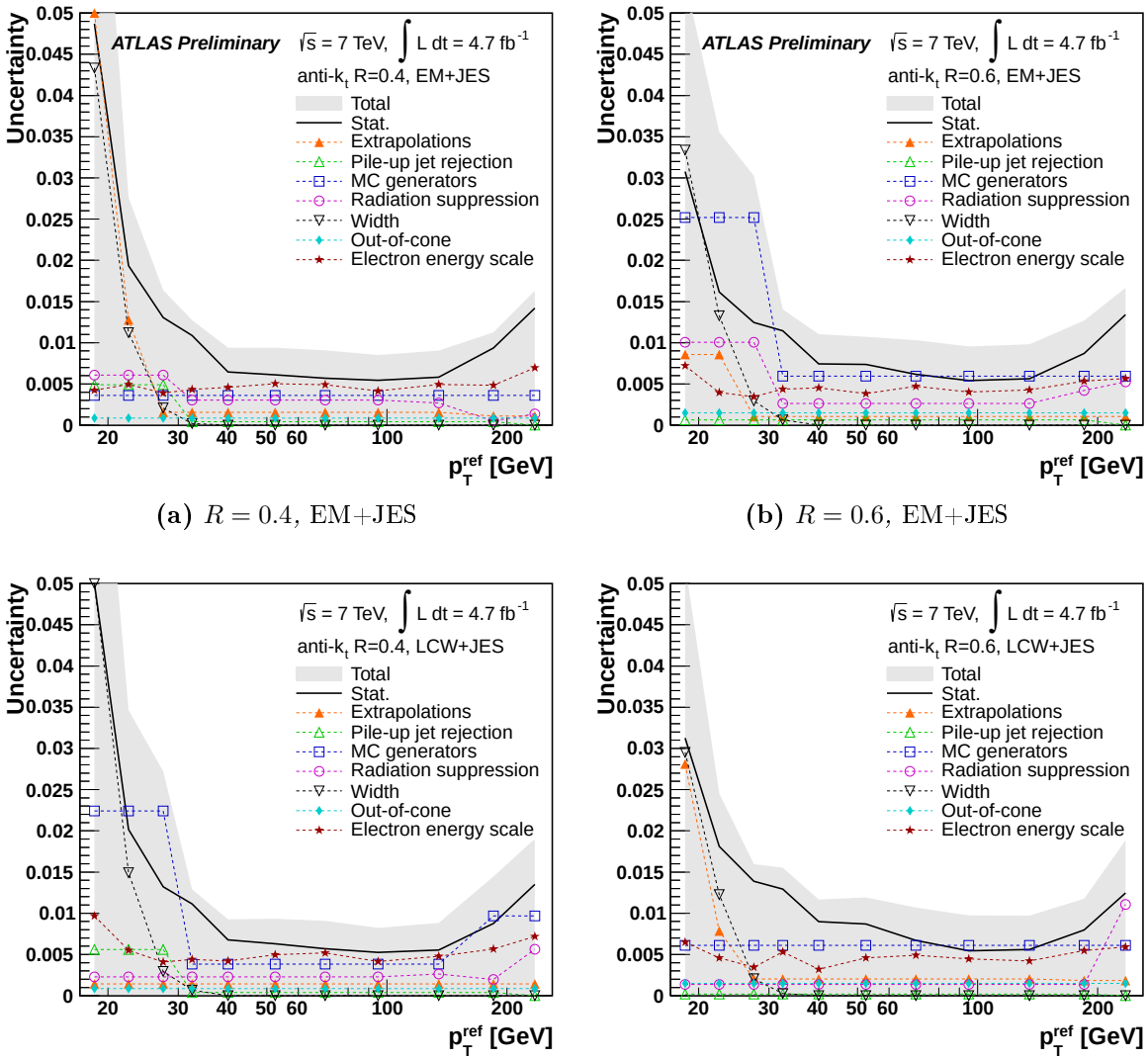
Plusieurs sources d'incertitude sont négligées ou prises en compte de manière globale dans la chaîne de calibration, et les effets correspondants sur la mesure de balance $Z+$jet ne sont par conséquent pas estimés. Ces sources d'incertitude sont les suivantes :

- **Bruit de fond multi-jets** : Le bruit de fond principal des événements $Z+1$ jet provient des événements multi-jets où un ou plusieurs jets sont faussement reconstruits comme électrons. La contamination, par de tels événements, du lot d'événements sélectionnés est estimée à moins de 1% (voir Section III.1 du Chapitre 6). Par conséquent, l'incertitude provenant de cette contamination est négligée.
- ***Pile-up*** : Comme mentionné précédemment, l'incertitude liée au *pile-up* est étudiée et appliquée en dehors de cette analyse de mesure de balance (voir Section IV.2 du Chapitre 4).
- **Saveur** : L'incertitude induite par la composition en quarks et gluons, ainsi que par les différentes sensibilités des jets de quark et de gluon aux effets systématiques, sur l'échelle d'énergie des jets est prise en compte en dehors de cette analyse (voir Section IV.4 du Chapitre 4).

Une procédure est utilisée pour réduire l'impact des fluctuations statistiques sur les déviations présentées précédemment [98]. Les intervalles adjacents sont fusionnés de manière itérative, en prenant en compte les incertitudes statistiques sur les déviations, jusqu'à ce que ces dernières deviennent significatives.

Les déviations provenant d'une même source d'incertitude sont ensuite combinées comme suit :

- si une seule déviation est disponible pour cette source, elle est prise comme incertitude systématique symétrique;
- si deux déviations sont disponibles (« up » et « down »), la moyenne des valeurs absolues des deux déviations est prise comme incertitude systématique symétrique;
- dans le cas particulier de l'incertitude sur la largeur des distributions de balance, les rapports $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{data}}^{\mathrm{up/down}}/\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{MC}}$ sont combinés comme indiqué ci-dessus, ainsi que $\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{data}}/\langle p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}\rangle_{\mathrm{MC}}^{\mathrm{up/down}}$, et les deux résultats sont ajoutés en quadrature.



(a) $R = 0.4$, EM+JES

(b) $R = 0.6$, EM+JES

(c) $R = 0.4$, LCW+JES

(d) $R = 0.6$, LCW+JES

Figure 5.21 : *Résumé des incertitudes sur la rapport des balance obtenues avec les données et avec les événements simulés par* PYTHIA.

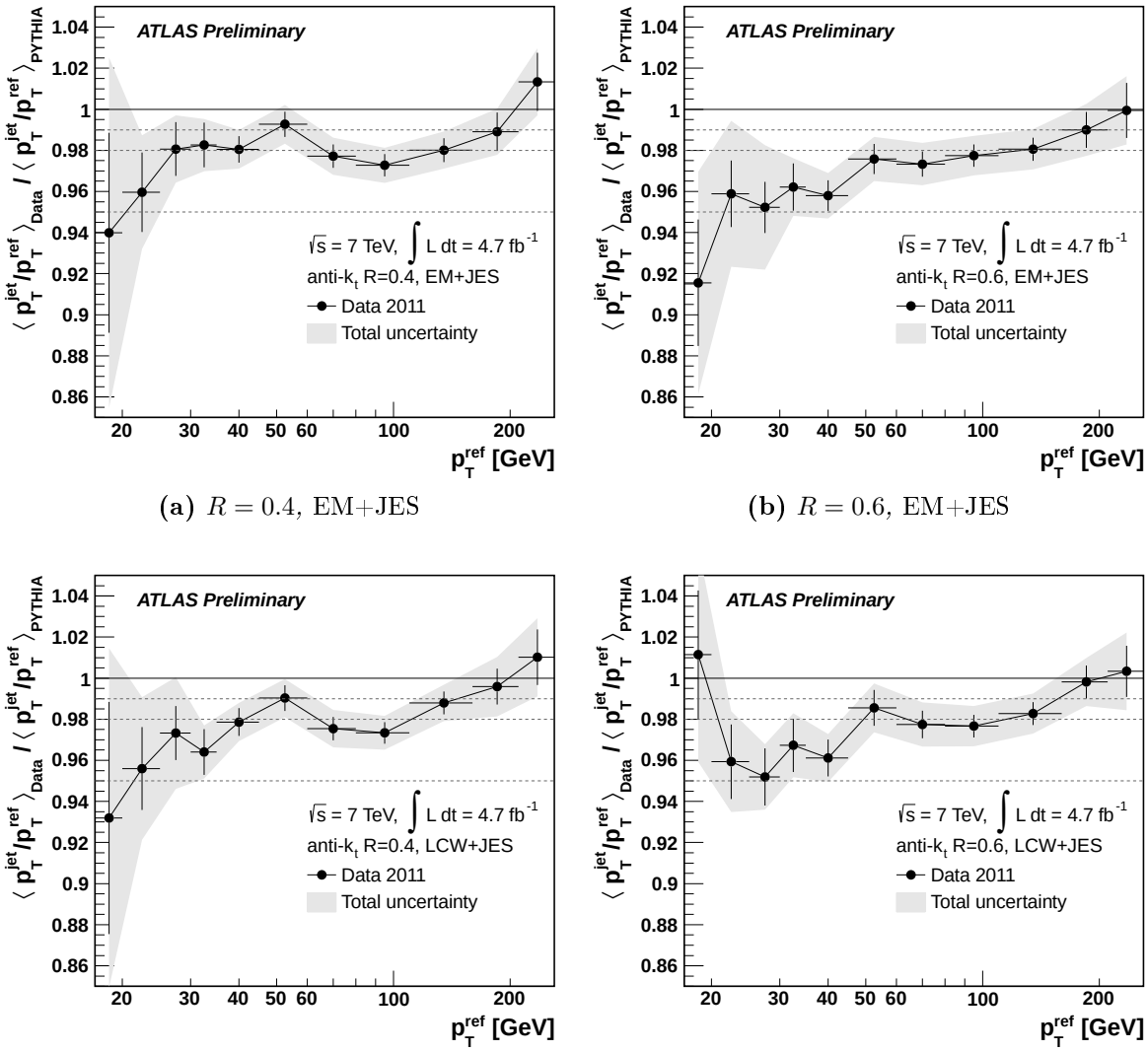
Finalement, l'incertitude totale est la somme quadratique des incertitudes provenant des différentes sources. L'incertitude totale ainsi que les différentes composantes sont détaillées sur la Figure 5.21, pour les deux tailles de jet $R = 0.4$ et $R = 0.6$ et pour les deux calibrations EM+JES et LCW+JES.

Les incertitudes totales estimées pour les différents types de jets considérés, ainsi que les différentes composantes de ces incertitudes totales, sont résumées sur la Figure 5.21. Pour les jets de taille $R = 0.4$, une incertitude inférieure à 2% est obtenue pour des impulsions transverses supérieures à 30 GeV, et de l'ordre de 1% entre 40 GeV et 150 GeV. Pour les p_{T} les plus bas, cette incertitude augmente jusqu'à environ 8%. Pour les jets de taille $R = 0.6$, l'incertitude entre 30 GeV et 150 GeV est légèrement plus élevée que pour les jets de taille $R = 0.4$ du fait de différences entre générateurs un peu plus grandes dans cette région.

VII Résultats

Les rapports de balances obtenues avec les données et avec les événements simulés par PYTHIA sont montrés sur la Figure 5.22, pour les différents types de jets étudiés. Pour les jets de taille $R = 0.4$, un décalage de l'ordre de -2% par rapport à un est observé entre 25 GeV et 160 GeV. A très bas p_{T}, ce décalage diminue jusqu'à environ -6%. Pour les jets de taille $R = 0.6$, un décalage de -2% est observé entre 45 GeV et 160 GeV, et de -4% à -5% entre 20 GeV et 45 GeV.

Ces résultats permettent de corriger l'échelle d'énergie des jets mesurés dans les données, et ainsi d'obtenir une incertitude sur celle-ci plus petite que dans le cas où une calibration basée uniquement sur simulation est utilisée.



(a) $R = 0.4$, EM+JES (b) $R = 0.6$, EM+JES

(c) $R = 0.4$, LCW+JES (d) $R = 0.6$, LCW+JES

Figure 5.22 : *Rapport des balances obtenues avec les données et avec des événements simulés par* PYTHIA *en fonction de* $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{ref}}$. *L'incertitude totale sur ce rapport est représenté par des bandes grises. Des lignes pointillées indiquent les déviations de* -1%, -2%, *et* -5%.

Pour le moment, seules des corrections résiduelles à l'échelle d'énergie des jets sont

déterminées. Mais cette méthode *in situ* pourra être utilisée à l'avenir pour déterminer l'échelle d'énergie des jets de manière indépendante à partir des données et à partir de la simulation. Il faut noter toutefois que ceci nécessitera la prise en compte et la correction d'effets provenant du rayonnement dur additionnel, du rayonnement hors du cône provenant de la fragmentation, et de l'événement sous-jacent. Les effets de la fragmentation et de l'événement sous-jacent peuvent être corrigés à l'aide d'un facteur construit à partir des profils d'impulsion transverse autour du jet (voir Section V). Les effets provenant du rayonnement additionnel d'un parton de grand p_{T} pourront être corrigés en extrapolant la mesure de balance à une topologie « sans rayonnement additionel ». Un premier pas dans cette direction a été présenté dans la Section IV.2, qui consiste à extrapoler la balance à une topologie où le Z et le jet sont dos à dos.

Par ailleurs, de manière identique à la mesure de l'échelle d'énergie des jets, la balance en p_{T} entre un jet et un Z pourra servir à mesurer la résolution en énergie des jets. Ici, les largeurs des distributions de balance ont été utilisées uniquement pour contraindre l'estimation de la moyenne (voir Section IV.1), mais peuvent aussi être utilisées — après correction des effets exposés plus haut — pour mesurer la résolution.

6

Mesure de sections efficaces de production de jets en association avec un boson Z

L'importance de l'étude de la production de jets associés à un boson Z a été soulignée dans le Chapitre 2. Les sections efficaces de production de ces processus ont été mesurées à partir des données récoltées par le détecteur ATLAS en 2010 [53] — correspondant à une luminosité intégrée de 36pb^{-1} — et en 2011 [113] — correspondant à une luminosité intégrée de 4.6fb^{-1}. Le présent chapitre détaille l'analyse basée sur les données de 2011. Le travail présenté dans cette thèse a porté sur la mesure dans le canal électronique et sur la combinaison des mesures dans les canaux électronique et muonique. Les détails sur la mesure dans le canal muonique sont omis ici.

I Description de la mesure

Il est tout d'abord rappelé que les jets peuvent être définis à différents niveaux :

- au niveau du détecteur, à partir des objets reconstruits dans le détecteur (p. ex., à partir des *clusters* calorimétriques);
- au niveau des hadrons (ou particules), à partir des hadrons simulés par les générateurs Monte-Carlo;
- au niveau des partons.

Par ailleurs, des niveaux similaires peuvent être utilisés pour la définition des leptons chargés :

- ils peuvent être reconstruits à partir des informations des détecteurs (p. ex., le détecteur de traces et le calorimètre dans le cas des électrons);
- ils peuvent être définis au niveau des particules, après émission de photons dans l'état final (QED-FSR), puis « habillés » avec les photons présents dans un cône autour d'eux (typiquement de taille $\Delta R = 0.1$);
- ils peuvent être définis au niveau de Born (avant QED-FSR).

Les mesures de sections efficaces s'effectuent en plusieurs étapes, détaillées par la suite :

1. les distributions d'intérêt sont tout d'abord construites à partir de quantités mesurées, au niveau du détecteur, pour une région fiducielle donnée;
2. ces distributions sont corrigées des effets du détecteur et amenées au niveau des particules (jets de hadrons et leptons habillés) par une technique dite d'*unfolding*;
3. parallèlement, les distributions au niveau partonique (comme celles fournies par Blackhat+Sherpa) sont amenées au niveau des particules en leur appliquant des corrections qui prennent en compte les effets provenant du rayonnement des leptons, de la fragmentation, et de l'événement sous-jacent;
4. les mesures peuvent ainsi être comparées avec les différentes prédictions pour les deux canaux de désintégration (électrons et muons);
5. finalement, les mesures effectuées pour les deux canaux de désintégration sont combinées. Pour cela, chaque mesure est extrapolée à une région fiducielle commune, et corrigée des effets du rayonnement des leptons.

II Lot de données

II.1 Lot de données et générateurs utilisés

Cette analyse est basée sur un lot de données récoltées en 2011 à une énergie $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ et correspondant à une luminosité intégrée de 4.6fb^{-1}. Les mesures au niveau du détecteur sont confrontées aux prédictions $Z/\gamma^*(\rightarrow \ell\ell)$+jets ($\ell = e, \mu$) données par deux générateurs :

- Alpgen 2.13 [63] interfacé avec Herwig 6.520 [34] pour la simulation de la cascade partonique et de la fragmentation, et avec Jimmy 4.31 [109] pour la simulation de l'événement sous-jacent (avec le *tune* AUET2-CTEQ6L1 [110]). Photos [114] est utilisé pour simuler le rayonnement QED dans l'état final. Les PDFs CTEQ6L1 [64] sont utilisées.
- Sherpa 1.4 [58], avec les PDFs CT10 [62].

Les événements simulés sont générés avec des interactions supplémentaires de biais minimum, superposées à l'interaction dure. Les effets de collisions proton–proton dans les paquets voisins sont aussi simulés. Ces interactions supplémentaires sont générées par Pythia 6.425 [33]. Les événements simulés sont pondérés de manière à ce que la distribution du nombre moyen d'interactions par croisement corresponde à celle des données. Les événements générés sont finalement injectés à une simulation complète du détecteur ATLAS et de la chaîne de déclenchement, basée sur Geant4 [111], et reconstruits avec les mêmes algorithmes que pour les données.

Au niveau des particules, des prédictions supplémentaires sont confrontées aux données.

- Celles données par le générateur MC@NLO 4.01 [65], basé sur Herwig et utilisant Jimmy pour simuler l'événement sous-jacent (avec le *tune* AUET2-CT10 [110]). Les PDFs CT10 sont utilisées.
- Celles données par Blackhat+Sherpa [59], avec les PDFs CT10.

Les prédictions données par Alpgen, Sherpa, et MC@NLO sont normalisées à la section efficace inclusive au NNLO déterminée par Fewz [115, 116], avec des PDFs NNLO MSTW2008 [117].

Par ailleurs, plusieurs bruits de fond sont considérés dans cette analyse :

- $W(\rightarrow \ell\nu) + \text{jets}$;

- $Z/\gamma^*(\rightarrow \tau\tau) +$ jets;
- WW, WZ, ZZ;
- *single-top*.
- $t\bar{t}$;
- multijets.

Les événements $W(\rightarrow \ell\nu)$+jets et $Z/\gamma^*(\rightarrow \tau\tau)$+jets sont générés avec ALPGEN+HERWIG, et normalisés au NNLO, de la même manière que pour les événements de signal. Les événements diboson sont générés par HERWIG, en association avec JIMMY, qui utilise le *tune* AUET2-LO* [110], et sont normalisés aux sections efficaces inclusives NLO. Les événements *single-top* sont générés par ACERMC [118], interfacé avec PYTHIA. La contamination par des événements $t\bar{t}$ et multijets est estimée à partir des données (voir Sections III.1 et III.2).

II.2 Sélection des événements

La sélection des événements $Z \rightarrow ee$ est similaire à celle décrite dans la Section II.2 du Chapitre 5. Elle diffère cependant sur quelques points et est rappelée dans son ensemble ici. Les événements sont tout d'abord sélectionnés en ligne à l'aide d'une logique de déclenchement qui requiert la présence d'au moins deux électrons correctement identifiés avec $E_{\mathrm{T}}^{e} > 12\,\mathrm{GeV}$, dans la région $|\eta| < 2.5$. Les événements doivent aussi contenir un vertex primaire correspondant à l'interaction dure avec au moins trois traces associées.

Deux électrons de bonne qualité (*medium*, selon la terminologie définie dans le Chapitre 3) avec $E_{\mathrm{T}}^{e} > 20\,\mathrm{GeV}$ doivent être reconstruits hors-ligne dans la région $|\eta| < 2.47$ — où les régions de transition entre les calorimètres bouchon et tonneaux $1.37 < |\eta| < 1.52$ sont exclues, ainsi que les régions où une mesure précise des énergies n'est pas possible en raison de pannes de matériel temporaires. Si ces deux électrons ont des charges opposées, une séparation angulaire $\Delta R(e^+e^-) > 0.2$, et une masse invariante à l'intérieur de l'intervalle $66\,\mathrm{GeV} < m_{e^+e^-} < 116\,\mathrm{GeV}$, l'événement est conservé et la quadri-impulsion du candidat Z est reconstruite à partir des quadri-impulsions des deux électrons.

Les jets utilisés au niveau du détecteur dans cette analyse sont des jets calorimétriques de taille $R = 0.4$ calibrés à l'échelle EM+JES (voir Section II du Chapitre 5). L'énergie des jets reconstruits dans les données est par ailleurs corrigée à l'aide des mesures *in situ* décrites dans la Section III du Chapitre 5. Les jets d'impulsion transverse $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}} > 30\,\mathrm{GeV}$ et de rapidité $|y^{\mathrm{jet}}| < 4.4$ sont sélectionnés. Ils doivent pas ailleurs satisfaire le critère de sélection *looser* défini dans la Section III.2 du Chapitre 3 et satisfaire $|\mathrm{JVF}| > 0.75$ s'ils sont à l'intérieur de l'acceptance du détecteur de traces. Enfin, les jets qui se trouvent à une distance $\Delta R < 0.5$ d'un des électrons sont éliminés. Si un des jets sélectionnés se trouve dans une région du détecteur où une mesure précise de l'énergie n'est pas possible du fait de pannes de matériel temporaires, l'événement est éliminé.

Les différentes coupures appliquées sur les électrons et sur les jets sont récapitulées dans le Tableau 6.1. Lorsqu'aucune condition n'est demandée sur le nombre de jets dans l'événement, on parle de sélection « inclusive ».

III Estimation des bruits de fond à partir des données

Les événements multijets et $t\bar{t}$ sont les deux sources de bruit de fond principales. La contamination par ces bruits de fond est déterminée à partir des données en sélectionnant des échantillons d'événements dominés par l'un ou l'autre des processus multijets et $t\bar{t}$, qui

Variable	Coupure
E_{T}^{e}	$> 20\,\mathrm{GeV}$
$\lvert\eta^{e}\rvert$	< 2.47, à l'exception des régions de transition du calorimètre
$\Delta R(e^{+}e^{-})$	> 0.2
$m_{e^{+}e^{-}}$	$> 66\,\mathrm{GeV}$ et $< 116\,\mathrm{GeV}$
$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}$	$> 30\,\mathrm{GeV}$
$\lvert y^{\mathrm{jet}}\rvert$	< 4.4
ΔR(jet,électrons)	> 0.5

Tableau 6.1 : *Résumé des coupures utilisées pour la sélection des événements.*

sont ensuite extrapolés à la région du signal. La mesure du bruit de fond $t\bar{t}$ n'ayant pas fait l'objet de cette thèse, elle n'est que brièvement décrite, tandis que de plus amples détails sont donnés sur l'estimation du bruit de fond multijets.

III.1 Estimation du bruit de fond multijets

Le bruit de fond multijets — appelé aussi plus loin « bruit de fond QCD » — provient principalement de la mauvaise identification de jets en électrons. Les prédictions MC pour ce bruit de fond sont entachées de grandes incertitudes, ce qui justifie son estimation à partir des données. Ceci est fait en sélectionnant un échantillon enrichi en événements multijets et susceptible de reproduire la cinématique des événements multijets dans la région du signal, puis en appliquant sur ces événements un facteur de normalisation approprié.

Méthode d'estimation

Un échantillon d'événements, appelé échantillon QCD, est obtenu en modifiant les critères de sélection standards décrits dans la Section II.2, comme suit :

- ces événements sont sélectionnés en ligne à l'aide d'une logique de déclenchement qui requiert la présence d'au moins deux électrons ou photons identifiés de manière lâche, avec $E_{\mathrm{T}} > 20\,\mathrm{GeV}$;
- le critère d'identification des électrons est inversé : la présence d'au moins deux électrons *loose* (voir Chapitre 3) ne satisfaisant pas le critère d'identification *medium* est demandée.

La faible contamination (environ 2%) de cet échantillon QCD par des événements de signal $Z/\gamma^{*}(\rightarrow ee)+$jets et par les autres bruits de fond listés dans la Section II.1 est estimée en appliquant les mêmes coupures sur les événements simulés, et est soustraite.

Cet échantillon d'événements QCD est ensuite normalisé pour refléter le taux de contamination dans la région du signal et utilisé pour modéliser les distributions du bruit de fond QCD pour toutes les observables considérées dans l'analyse. Ce taux de contamination est estimé par l'ajustement de la normalisation de deux histogrammes sur la distribution de masse invariante diélectron obtenue dans les données, étendue à une fenêtre de masse plus grande que 66 GeV–116 GeV. Ces deux histogrammes sont :

- la distribution de masse invariante provenant de l'échantillon QCD;
- la distribution de masse invariante provenant des événements de signal et des autres bruits de fond, simulés.

Cet ajustement est effectué pour des masses entre 50 GeV et 150 GeV. Ainsi, la région en dehors du pic de masse permet de contraindre la normalisation de l'échantillon QCD, tandis que la région du pic contraint de manière quasiment indépendante la normalisation de la distribution provenant des événements simulés. La taille des intervalles des histogrammes utilisés est choisie égale à 1 GeV. Le résultat de cet ajustement est montré sur la Figure 6.1.

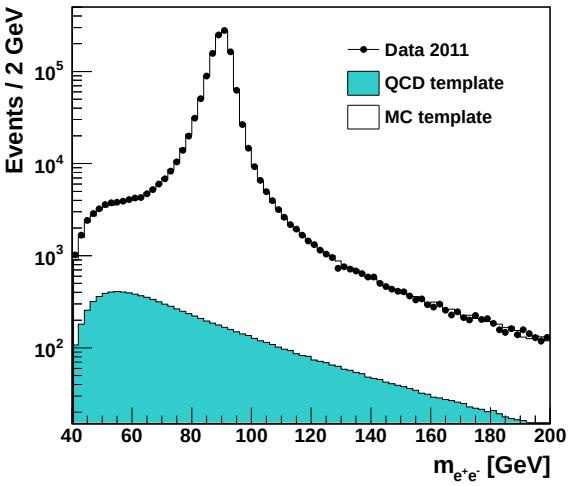


Figure 6.1 : *Résultat de l'ajustement du bruit de fond QCD sur la masse invariante diélectron dans les événements $Z/\gamma^*(\rightarrow ee)$ inclusifs.*

Incertitudes

Des incertitudes statistiques et systématiques sont estimées sur le taux de bruit de fond QCD dans la sélection Z inclusive. Deux sources d'incertitude statistique sont considérées, et leurs effets sont ajoutés en quadrature :

- l'incertitude statistique sur les données, qui est propagée sur le taux de bruit de fond QCD par la procédure d'ajustement;
- l'incertitude statistique sur l'histogramme de bruit de fond QCD. Cette incertitude est propagée vers le taux de bruit de fond QCD en faisant fluctuer indépendamment chaque valeur de l'histogramme, en accord avec son incertitude statistique, selon une distribution Poissonnienne, et en effectuant de nouveau la procédure d'ajustement. Ceci est répété 500 fois et le RMS des 500 taux de bruit de fond obtenus est pris comme incertitude statistique.

Par ailleurs, différentes sources d'incertitudes systématiques sont considérées, énumérées ci-après.

- Le choix de la fenêtre de masse utilisée pour l'ajustement et de la taille des intervalles. Pour estimer les effets de ces choix sur la valeur du taux de bruit de fond QCD, deux autres fenêtres sont utilisées (50 GeV–140 GeV et 60 GeV–160 GeV), et l'ajustement est effectué avec des largeurs d'intervalles de 2 GeV.
- Le choix du générateur utilisé pour modéliser la distribution de masse invariante du signal. Le générateur nominal est ALPGEN+HERWIG, et SHERPA est utilisé pour estimer l'incertitude systématique liée au choix de ce générateur.
- Les mesures de l'échelle d'énergie et de la résolution des électrons. Cette échelle d'énergie et cette résolution sont modifiées d'une déviation standard correspondant aux incertitudes sur ces mesures.

– La forme de l'histogramme de bruit de fond QCD. Un paramètre libre est ajouté, qui permet d'ajuster la forme de la distribution de masse invariante du bruit de fond QCD :

$$\mathrm{QCD}'(m) = \mathrm{QCD}(m) \times (a \cdot m + 1), \tag{6.1}$$

où $\mathrm{QCD}(m)$ est la distribution de masse invariante nominale du bruit de fond QCD et a est le paramètre libre supplémentaire.

Variation systématique	Taux de QCD (%)
Nominal	0.374
Sherpa	0.308
Energie augmentée	0.412
Energie diminuée	0.373
Résolution augmentée	0.350
Résolution diminuée	0.414
Intervalles de 2 GeV	0.372
50 GeV–140 GeV	0.374
60 GeV–160 GeV	0.267
Bruit de fond modifié	0.344

Tableau 6.2 : *Liste de toutes les variations systématiques étudiées et taux de bruit de fond QCD obtenus dans chacun des cas, pour la sélection inclusive.*

Les différentes variations systématiques, ainsi que les taux de bruit de fond QCD obtenus dans chacun des cas, sont listés dans le Tableau 6.2. La plus grande variation par rapport au taux nominal est obtenue par le décalage de la fenêtre de masse vers les grandes masses. Les différentes sources d'incertitude sont regroupées en quatre catégories :

– le choix du générateur;
– les mesures d'énergie des électrons;
– la taille des intervalles des histogrammes;
– la forme de la distribution de bruit de fond QCD.

A l'intérieur de chaque catégorie, l'incertitude systématique positive (négative) est choisie comme étant la plus grande déviation positive (négative) par rapport au taux de bruit de fond QCD nominal. Les incertitudes obtenues pour chaque catégorie sont ajoutées en quadrature et l'incertitude systématique totale est symétrisée en prenant la valeur maximale entre les déviations positive et négative.

L'incertitude totale sur le taux de bruit de fond est la somme quadratique des incertitudes systématique et statistique.

Résultats

Le taux de bruit de fond QCD dans la sélection Z inclusive, obtenu par l'ajustement décrit précédemment, est utilisé pour normaliser les événements de l'échantillon QCD. Le taux de bruit de fond dans une région particulière de l'espace des phases (p. ex., dans les événements ayant au moins 3 jets tels que définis dans la Section II.2) est obtenu en appliquant les mêmes coupures sur l'échantillon QCD normalisé. L'incertitude sur le taux de bruit de fond dans cette région particulière de l'espace des phases comprend l'incertitude sur le poids appliqué à l'échantillon QCD (incertitude de normalisation) ainsi que l'incertitude

statistique dans cette région. Les taux de bruit de fond QCD pour différentes multiplicités de jets ainsi que les incertitudes associées sont détaillés dans le Tableau 6.3.

Multiplicité	Taux nominal (%)	Incertitude stat.	Incertitude de normalisation
≥ 0 jet	0.374	± 0.001	± 0.129
≥ 1 jet	0.579	± 0.002	± 0.199
≥ 2 jets	0.654	± 0.004	± 0.225
≥ 3 jets	0.700	± 0.009	± 0.241
≥ 4 jets	0.721	± 0.020	± 0.248
≥ 5 jets	0.743	± 0.045	± 0.256
≥ 6 jets	0.915	± 0.120	± 0.315

Tableau 6.3 : *Taux de bruit de fond QCD et incertitudes associées, pour différentes multiplicités de jets.*

Le taux de bruit de fond QCD augmente de 0.4% à 0.9% pour des échantillons d'événements contenant $\geq$ 0 jet à $\geq$ 6 jets. L'incertitude est d'environ 30% et est dominée par l'incertitude sur le facteur de normalisation — elle-même dominée par l'incertitude systématique.

III.2 Estimation du bruit de fond $t\bar{t}$

La contamination des événements sélectionnés par des événements $t\bar{t}$ provient en grande majorité du canal dileptonique de désintégration des quarks *top*. Ainsi, les événements $t\bar{t}$ contenant deux électrons dans l'état final (ee) forment le bruit de fond $t\bar{t}$ des événements $Z/\gamma^*(\rightarrow ee)$+jets. Les événements $t\bar{t}$ contenant un électron et un muon dans l'état final ($e\mu$) sont utilisés pour modéliser le bruit de fond $t\bar{t}$, en se basant sur le fait que la cinématique des événements ee est identique à celle des événements $e\mu$.

Ainsi, un échantillon d'événements $t\bar{t}$ est sélectionné dans les données en appliquant les coupures décrites dans la Section II.2, à la seule différence que la présence d'un électron et d'un muon est demandée, au lieu de deux électrons. Les bruits de fond sont soustraits de ces événements. Des facteurs, déterminés sur simulation, sont ensuite appliqués aux distributions obtenues avec ces événements, pour passer des distributions $e\mu$ aux distributions ee.

Le taux de bruit de fond $t\bar{t}$ évolue de 0.1% à 18% pour des événements contenant ≥ 0 jet à $\geq$ 6 jets. L'incertitude totale sur l'estimation de ce bruit de fond évolue de 13% à 40%, et est composée d'une incertitude statistique, d'une incertitude provenant des facteurs $e\mu \rightarrow ee$, et d'une incertitude provenant de la soustraction des bruits de fond.

IV Correction des effets du détecteur

La distribution d'une observable basée sur des événements $Z/\gamma^*(\rightarrow ee) +$ jets, mesurée dans les données au niveau du détecteur, est contaminée par les différents bruits de fond listés dans la Section II.1. Ces bruits de fond sont donc tout d'abord soustraits de cette distribution à partir de leur estimation, soit fournie par la simulation, soit obtenue à partir des données (voir Section III). Par ailleurs, cette distribution est affectée par des effets expérimentaux de résolution du détecteur et d'inefficacité de reconstruction, et par des

sources susceptibles de créer des « faux » jets (p. ex., le *pile-up*). De manière à faciliter l'interprétation des résultats, ainsi que leur comparaison avec les prédictions théoriques et avec les mesures obtenues par d'autres expériences, ces effets expérimentaux sont corrigés par une technique dite d'*unfolding*, qui ramène la distribution mesurée au niveau du détecteur vers la distribution sous-jacente au niveau des particules.

Le niveau des particules est défini ici par les objets suivants :

- les leptons — provenant de la désintégration du Z — habillés avec les photons — provenant eux-mêmes de la désintégration du Z — à l'intérieur d'un cône de taille $\Delta R = 0.1$ autour du lepton considéré;
- les jets de taille $R = 0.4$ reconstruits par l'algorithme anti-k_{t} à partir de toutes les particules dans l'état final à l'exception des produits de désintégration du Z.

Le terme « habillé » signifie que les quadri-impulsions des photons sont ajoutées à la quadri-impulsion du lepton. Par ailleurs, les mêmes coupures cinématiques que celles définies dans la Section II.2 sont appliquées sur ces objets.

Deux méthodes d'*unfolding* sont utilisées dans cette analyse : l'*unfolding* « bin par bin » et l'*unfolding* « Bayésien itératif » [119, 120] appelé ici simplement « *unfolding* Bayésien ».

IV.1 *Unfolding* bin par bin

L'*unfolding* bin par bin est le moyen le plus simple d'obtenir la distribution au niveau des particules à partir de celle mesurée au niveau du détecteur. Pour une observable $\mathcal{O}$ donnée, la distribution au niveau du détecteur $\sigma_{\mathrm{Reco}}(\mathcal{O})$ et celle au niveau des particules $\sigma_{\mathrm{Truth}}(\mathcal{O})$ sont déterminées à partir d'événements $Z/\gamma^*(\rightarrow \ell\ell) + \text{jets}$ simulés. Le rapport des deux distributions $U_{\mathrm{BBB}}(\mathcal{O}) = \sigma_{\mathrm{Truth}}(\mathcal{O})/\sigma_{\mathrm{Reco}}(\mathcal{O})$ est alors calculé et utilisé pour corriger la distribution au niveau du détecteur mesurée dans les données : $\sigma^{\mathrm{Data}}_{\mathrm{Truth}}(\mathcal{O}) = U_{\mathrm{BBB}}(\mathcal{O}) \times \sigma^{\mathrm{Data}}_{\mathrm{Reco}}(\mathcal{O})$.

Une des faiblesses de cette méthode est le fait qu'elle ne prend pas en compte les corrélations entre intervalles voisins. Ces corrélations peuvent être négligées uniquement si les migrations d'un intervalle de l'observable au niveau des particules, $\mathcal{O}_{\mathrm{Truth},i}$, vers un autre intervalle au niveau du détecteur, $\mathcal{O}_{\mathrm{Reco},j}$, sont négligeables. D'autre part, la correction appliquée dépend de la distribution $\sigma_{\mathrm{Truth}}(\mathcal{O})$ du générateur utilisé, qui peut engendrer un biais sur la distribution corrigée $\sigma^{\mathrm{Data}}_{\mathrm{Truth}}(\mathcal{O})$, provenant des imperfections de la simulation. Un tel biais est généralement estimé en comparant les résultats obtenus avec différents générateurs.

IV.2 *Unfolding* Bayésien

L'*unfolding* Bayésien propose une solution à ces deux problèmes en utilisant le théorème de Bayes de manière itérative, permettant d'effectuer l'inversion d'une matrice de migration $\mathcal{O}_{\mathrm{Truth},i} \rightarrow \mathcal{O}_{\mathrm{Reco},j}$ en se basant sur une distribution $\sigma_{\mathrm{Truth}}(\mathcal{O})$ *a priori*. La matrice de migration et la distribution *a priori* sont obtenues à l'aide d'événements simulés. La matrice de migration inversée permet alors de trouver une estimation de $\sigma^{\mathrm{Data}}_{\mathrm{Truth}}(\mathcal{O})$ à partir de $\sigma^{\mathrm{Data}}_{\mathrm{Reco}}(\mathcal{O})$ mesurée dans les données. Cette procédure est effectuée de manière itérative, c'est-à-dire que cette distribution $\sigma^{\mathrm{Data}}_{\mathrm{Truth}}(\mathcal{O})$ obtenue à partir de la distribution mesurée peut alors être utilisée comme nouvelle distribution *a priori* pour estimer une nouvelle matrice de migration inverse, et ainsi de suite.

Ainsi, cette méthode permet de prendre en compte les migrations entre intervalles

engendrées, entre autres, par les effets de résolution du détecteur. Par ailleurs, dans le cas idéal où la distribution mesurée n'est perturbée par aucune fluctuation statistique, la procédure itérative permet de converger vers un résultat qui ne dépend pas de la première distribution *a priori* utilisée.

Cependant, en pratique, les fluctuations statistiques de la distribution mesurée sont injectées dans la distribution *a priori* mise à jour. Par conséquent, les fluctuations statistiques sont renforcées à chaque itération et la distribution $\sigma^{\text{Data}}_{\text{Truth}}(\mathcal{O})$ obtenue après un grand nombre d'itérations devient largement dominée par ces fluctuations. Ainsi, le nombre d'itérations doit être choisi de telle manière que la distribution $\sigma^{\text{Data}}_{\text{Truth}}(\mathcal{O})$ obtenue s'approche de la distribution sous-jacente tout en n'étant pas significativement affectée par les fluctuations statistiques. Il faut donc noter que si l'*unfolding* Bayésien permet en théorie de s'affranchir de la simulation utilisée, ceci n'est pas complètement le cas en pratique, à cause, d'une part, de l'impossibilité d'effectuer un grand nombre d'itérations, et d'autre part à cause du choix de la matrice de migration qui dépend entièrement de la simulation.

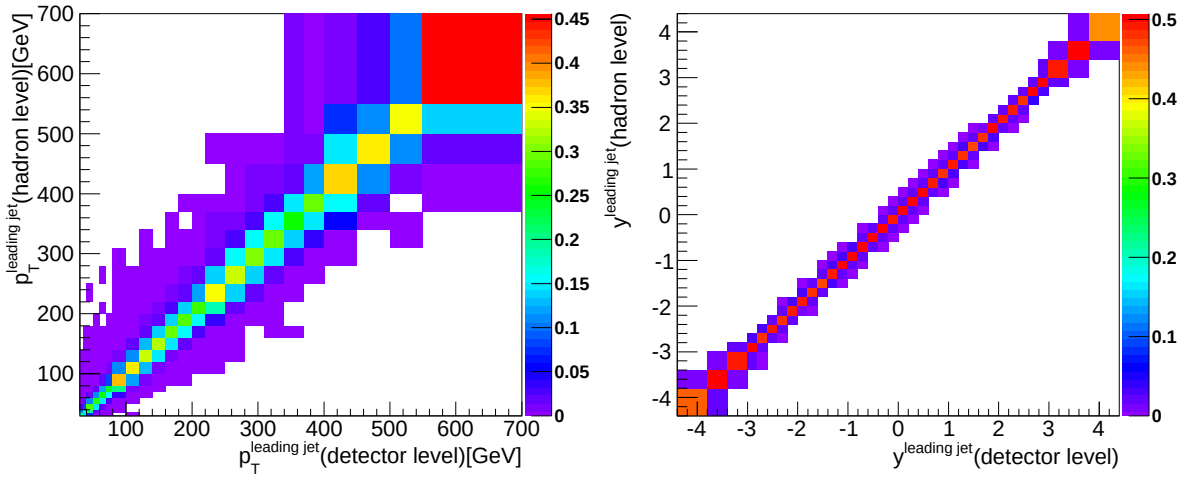
IV.3 Implémentation

Dans cette analyse, l'*unfolding* Bayésien est choisi pour obtenir les distributions au niveau des particules à partir des distributions mesurées au niveau du détecteur. L'*unfolding* bin par bin est utilisé pour estimer les incertitudes systématiques liées au choix de la méthode. L'implémentation de ces deux méthodes dans RooUnfold [121] est utilisée. Les événements $Z/\gamma^*(\rightarrow ee)+$jets générés par Alpgen+Herwig sont utilisés pour construire les matrices de migration et les distributions *a priori*.

Pour construire la matrice de migration, chaque jet de particules dans un événement généré est associé au jet calorimétrique le plus proche à l'intérieur d'un cône de taille $\Delta R = 0.4$. Ces paires de jets sont ordonnées en fonction du p_{T} du jet de particules — qui peut être différente de la hiérarchie des jets calorimétriques. A partir de ces paires de jets contenues dans un événement, une observable donnée est calculée au niveau des particules ($\mathcal{O}_{\text{Truth}}$) et au niveau du détecteur ($\mathcal{O}_{\text{Reco}}$), et le point ($\mathcal{O}_{\text{Truth}}, \mathcal{O}_{\text{Reco}}$) est utilisé pour remplir la matrice de migration correspondant à cette observable. Dans le cas où l'observable ne peut pas être calculée au niveau du détecteur du fait de jets de particules non associés, seule $\mathcal{O}_{\text{Truth}}$ est calculée, et inversement si des jets calorimétriques n'ont pas de jets associés au niveau des particules. Au final, chaque intervalle ($\mathcal{O}_{\text{Truth},i}, \mathcal{O}_{\text{Reco},j}$) de la matrice est divisé par le nombre d'événements pour lesquels $\mathcal{O}_{\text{Truth}} \in \mathcal{O}_{\text{Truth},i}$. Ainsi, l'intégrale sur une ligne $\mathcal{O}_{\text{Truth},i}$ correspond à l'efficacité de reconstruction dans cet intervalle, tandis que la valeur de la matrice dans un intervalle ($\mathcal{O}_{\text{Truth},i}, \mathcal{O}_{\text{Reco},j}$) est la probabilité pour que la valeur d'une observable au niveau des particules $\mathcal{O}_{\text{Truth},i}$ soit mesurée au niveau du détecteur en $\mathcal{O}_{\text{Reco},j}$. La Figure 6.2 montre les matrices de migration correspondant au p_{T} et à la rapidité du jet principal.

Les matrices de migration contiennent les informations de migration, mais aussi les efficacités de reconstruction à travers leur normalisation. Il manque cependant un ingrédient important qui est l'information sur les événements pour lesquels l'observable au niveau du détecteur peut être calculée mais pas celle au niveau des particules. Ceci peut avoir lieu pour différentes raisons :

- le boson Z passe les coupures fiducielles au niveau du détecteur, mais pas au niveau des particules;
- un jet calorimétrique de p_{T} supérieur à 30 GeV est associé à un jet de particules qui ne passe pas cette coupure;



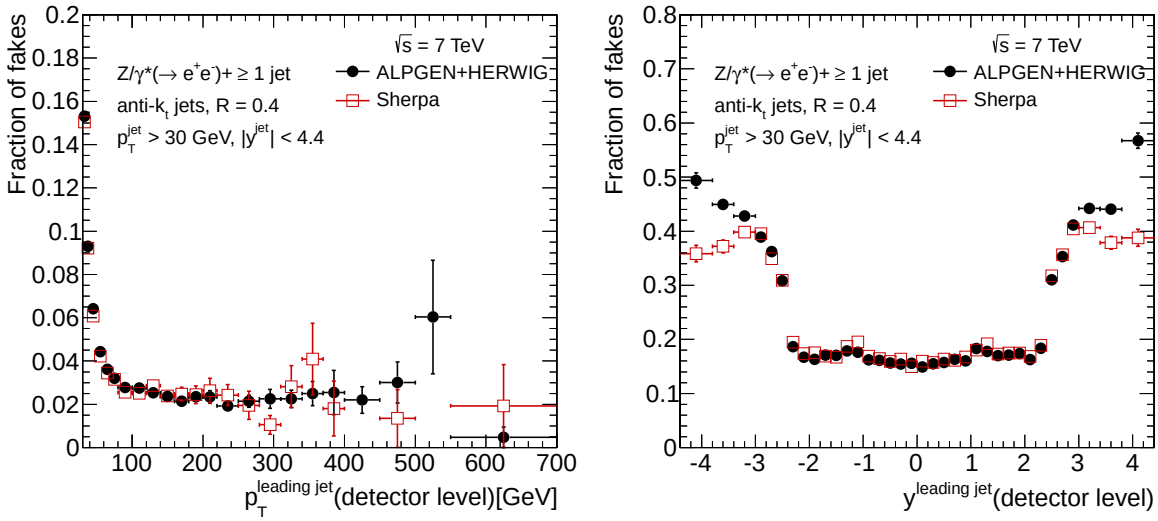
(a) p_T *du jet principal* **(b)** *Rapidité du jet principal*

Figure 6.2 : *Matrices de migration obtenues à partir d'événements* $Z/\gamma^*(\rightarrow ee)$ + *jets générés par* ALPGEN+HERWIG, *pour le* p_T *(a) et la rapidité (b) du jet principal.*

- un parton dur engendre un nombre différent de jets au niveau des particules et au niveau du détecteur, dû par exemple aux seuils de bruit dans la formation des *clusters* ou à l'énergie supplémentaire provenant du *pile-up*;
- un jet additionnel est créé par le *pile-up*;

Ces différentes causes sont traitées en ajoutant une ligne à la matrice de migration, qui correspond donc aux cas où un événement extérieur à l'espace des phases considéré au niveau des particules migre à l'intérieur de la région étudiée au niveau du détecteur. Ces événements sont regroupés sous l'appellation « faux ». Leur taux est montré sur la Figure 6.3 en fonction du p_T et de la rapidité du jet principal. L'augmentation du taux de « faux » jets à bas p_T provient principalement de l'accroissement du nombre de jets issus de l'extérieur de l'espace des phases. Une augmentation brutale de ce taux est aussi visible au niveau de la rapidité $|y| \approx 2.5$, au delà de laquelle les jets provenant du *pile-up* ne peuvent plus être identifiés. Ainsi, les « faux » jets dans cette région proviennent en grande partie des événements de *pile-up*. Les taux obtenus à partir d'ALPGEN+HERWIG et de SHERPA sont comparés, et un bon accord général entre les deux est observé, à l'exception de la région très à l'avant, au delà de $|y| \approx 3.0$. Ces différences proviennent de différents spectres en p_T pour les jets à l'avant, entre ALPGEN+HERWIG et SHERPA, qui entrainent différentes migrations autour de $p_T = 30\,\text{GeV}$.

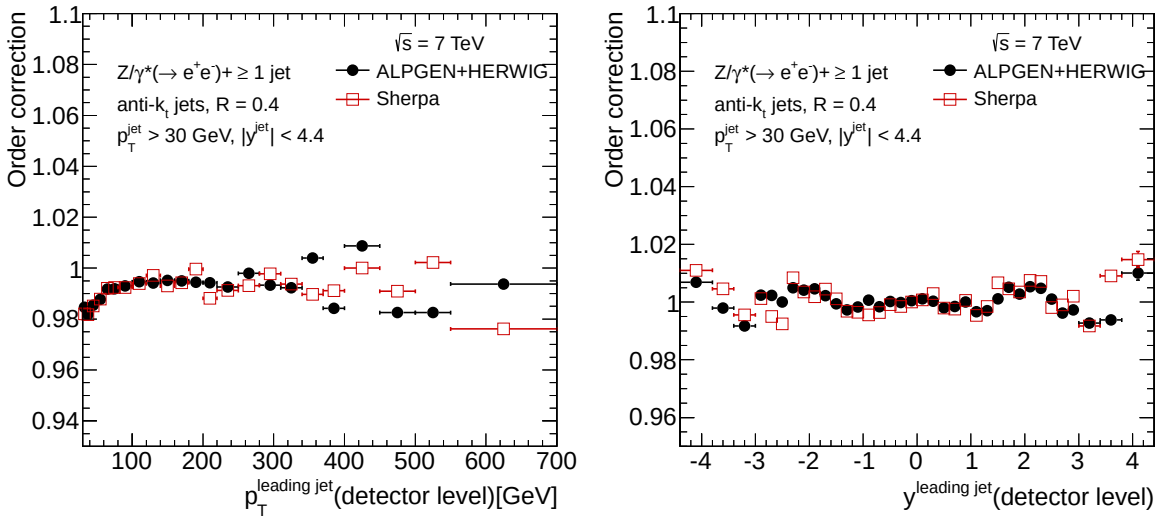
Une dernière chose doit être prise en compte et corrigée. Le choix de la hiérarchie des jets pour la procédure d'*unfolding* diffère de la hiérarchie des jets calorimétriques mesurés dans les données. En effet, les jets calorimétriques utilisés pour construire les matrices de migration sont ordonnés par le p_T du jet de particules associé. Tandis que les jets calorimétriques mesurés dans les données sont ordonnés par leur p_T au niveau du détecteur. Cette différence d'ordonnancement entraîne des différences dans la forme de certaines distributions. Par conséquent, un facteur correctif est appliqué, avant *unfolding*, à la distribution d'une observable mesurée dans les données. Ce facteur transforme, pour une simulation donnée, la distribution obtenue avec l'ordonnancement par le p_T au niveau du détecteur, en la distribution obtenue avec l'ordonnancement par le p_T au niveau des particules. Ces



(a) p_{T} *du jet principal* **(b)** *Rapidité du jet principal*

Figure 6.3 : *Taux de faux obtenus à partir d'événements $Z/\gamma^*(\rightarrow ee)+$jets générés par* ALPGEN+HERWIG *et* SHERPA*, en fonction du p_{T} (a) et de la rapidité (b) du jet principal.*

facteurs sont montrés sur la Figure 6.4 pour la distribution de p_{T} et de rapidité du jet principal. Ces facteurs correctifs sont généralement petits (inférieurs à 2% si l'on oublie les fluctuations statistiques dans certaines régions), et similaires entre ALPGEN+HERWIG et SHERPA.



(a) p_{T} *du jet principal* **(b)** *Rapidité du jet principal*

Figure 6.4 : *Corrections d'ordonnancement obtenues à partir d'événements $Z/\gamma^*(\rightarrow ee)+$jets générés par* ALPGEN+HERWIG *et* SHERPA*, pour le p_{T} (a) et la rapidité (b) du jet principal. Aucune incertitude statistique n'a été estimée sur ces corrections.*

IV.4 Choix du nombre d'itérations

Le nombre d'itérations de l'*unfolding* Bayésien pour chaque distribution est choisi à l'aide d'événements provenant de deux générateurs, SHERPA et MC@NLO. La quantité d'événements dans les deux cas est comparable à celle des données, de manière à être affecté par les fluctuations statistiques de manière similaire. Les distributions au niveau du détecteur obtenues à partir d'événements simulés par ces générateurs sont corrigées vers le niveau des particules — en utilisant ALPGEN+HERWIG pour construire les matrices de migration, etc. — et les distributions obtenues sont comparées aux véritables distributions générées. Pour chaque distribution, les différences entre la distribution corrigée et la distribution véritable sont quantifiées par la variable :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(U_i - T_i)^2}{(\delta T_i)^2}, \tag{6.2}$$

où U_i et T_i sont les valeurs de la distribution corrigée et de la distribution véritable, respectivement, dans l'intervalle i, et δT_i est l'incertitude statistique sur T_i. La somme parcourt tous les intervalles de la distribution. Cette variable est calculée pour différents nombres d'itérations, et le nombre d'itérations pour lequel elle est minimale est choisi et utilisé pour corriger la distribution mesurée dans les données.

Les valeurs optimales du nombre d'itérations obtenues avec SHERPA et MC@NLO sont égales dans la plupart des cas, et une à deux itérations sont généralement suffisantes. Si le choix entre deux valeurs n'est pas clair, soit parce que le χ^2 obtenu pour ces deux valeurs est très similaire, soit parce que les résultats obtenus avec SHERPA et avec MC@NLO diffèrent, la valeur la plus faible est choisie. Le plus petit nombre d'itération est préféré pour limiter l'impact des fluctuations statistiques sur la distribution corrigée. Le fait d'obtenir des valeurs optimales très similaires avec SHERPA et MC@NLO — malgré les prédictions radicalement différentes que ces deux générateurs fournissent (voir Section VIII) — est le signe que ces valeurs peuvent raisonnablement être utilisées sur les données.

V Incertitudes systématiques

Les différents effets systématiques qui affectent les mesures de section efficace $Z/\gamma^*(\to ee)$ + jets au niveau du détecteur sont évalués sur les distributions prédites par ALPGEN+HERWIG et sur les distributions des bruits de fond, tandis que les distributions mesurées dans les données sont gardées inchangées. Ce choix permet aux incertitudes systématiques estimées de bénéficier du plus grand nombre d'événements simulés par rapport au nombre d'événements mesurés. Ceci résulte en un plus faible impact des fluctuations statistiques sur l'estimation de ces incertitudes, et permet d'avoir un traitement cohérent de tous les effets systématiques.

Pour propager ces effets systématiques sur les distributions au niveau des particules, les matrices de migration et les taux de faux utilisés par la procédure d'*unfolding* sont modifiés pour chaque source de systématique, et sont utilisés pour déterminer de nouvelles distributions au niveau des particules. Pour chaque source, les différences par rapport aux distributions nominales sont prises comme incertitude systématique. Dans le cas des systématiques provenant de l'évaluation des bruits de fond, les bruits de fond soustraits sont modifiés, tandis que l'*unfolding* est effectué avec les matrices de migration et les taux de faux nominaux.

Les différentes sources d'incertitude considérées pour les mesures de section efficace $Z/\gamma^*(\rightarrow ee) + \text{jets}$ au niveau du détecteur sont :

- les efficacités de déclenchement, de reconstruction, et d'identification des électrons;
- la mesure de l'échelle d'énergie et de la résolution des électrons;
- la mesure de l'échelle d'énergie et de la résolution des jets;
- les estimations des bruits de fond (à partir des données ou à partir d'événements simulés);

Une autre source de systématique s'ajoute lorsque des sections efficaces au niveau des particules sont considérées : la procédure d'*unfolding*. Les effets du *pile-up* ont par ailleurs été étudiés (voir Section VII.2). Une bonne description de ces effets par la simulation est observée et aucune incertitude systématique associée n'est donc considérée.

Lorsqu'un effet systématique est estimé par des décalages positif et négatif d'un paramètre de nuisance résultant, pour chaque source, en deux différences par rapport aux valeurs nominales— généralement de signes opposés —, l'incertitude — symétrique — correspondante est prise égale à la moyenne des valeurs absolues des deux différences. Lorsqu'une seule valeur d'incertitude est estimée, elle est symétrisée en prenant la pleine différence par rapport aux valeurs nominales.

V.1 Reconstruction et identification des électrons

Les efficacités de déclenchement, de reconstruction, et d'identification des électrons diffèrent légèrement dans les données et dans les événements simulés. Ces différences peuvent atteindre quelques pour-cent et sont corrigées par l'application de poids sur les événements simulés. Les incertitudes sur les mesures d'efficacité se reflètent sur ces poids et sont propagées sur les mesures de sections efficaces en augmentant et en diminuant ces poids d'après leurs incertitudes.

D'autres incertitudes proviennent des mesures de l'échelle d'énergie des électrons et de leur résolution. L'incertitude sur l'énergie des électrons est propagée en augmentant et en diminuant cette énergie de manière corrélée pour tous les électrons. Par ailleurs, une meilleure résolution est mesurée sur les événements simulés par rapport à celle des électrons dans les données. La résolution des électrons simulés est dégradée à l'aide d'un générateur de nombres pseudo-aléatoires de manière à égaler celle mesurée avec les données. L'écart type de cette dispersion supplémentaire est diminué ou augmenté selon l'incertitude sur la résolution, de manière à propager cette incertitude vers les mesures de sections efficaces.

V.2 Echelle d'énergie et résolution des jets

La détermination de l'échelle d'énergie des jets ainsi que celle de son incertitude sont détaillées dans le Chapitre 4. Les incertitudes provenant des différentes sources d'incertitude systématique sont regroupées en 14 composantes indépendantes [98] puis propagées séparément vers les mesures de sections efficaces en augmentant ou diminuant de manière corrélée l'énergie de tous les jets. L'incertitude totale sur les mesures de sections efficaces liée à l'échelle d'énergie des jets est la somme quadratique des incertitudes obtenues à partir de ces 14 composantes.

La résolution en énergie des jets est mesurée avec les données et avec des événements générés par PYTHIA à l'aide de deux méthodes *in situ* basées sur des événements dijet. L'incertitude sur cette résolution est dérivée des différences obtenues entre les données et

les événements simulés, ainsi qu'entre les deux méthodes *in situ* [122]. Cette incertitude est propagée sur les mesures de sections efficaces en augmentant la dispersion des énergies des jets à l'aide d'un générateur de nombres pseudo-aléatoires. Etant donnée la nature stochastique de la procédure, ceci est réitéré cinq fois, en modifiant la graine du générateur, et la moyenne des incertitudes obtenues est prise comme incertitude symétrique.

V.3 Estimation des bruits de fond

L'incertitude sur un bruit de fond particulier provient de deux sources distinctes, qui sont traitées différemment. La première incertitude est celle qui affecte la normalisation de ce bruit de fond. Il peut s'agir de l'incertitude sur le facteur appliqué à un ensemble d'événements provenant des données et utilisé pour modéliser ce bruit de fond (voir Section III), ou de l'incertitude sur la section efficace si ce bruit de fond est modélisé à l'aide d'un générateur. La seconde incertitude est l'incertitude statistique provenant du caractère fini de l'échantillon de bruit de fond.

L'incertitude provenant de la normalisation est considérée comme complètement corrélée entre les différents intervalles d'une observable donnée, comme toutes les autres incertitudes systématiques. Au contraire, l'incertitude statistique est considérée comme complètement non corrélée entre intervalles et est ajoutée quadratiquement aux autres incertitudes statistiques.

V.4 *Unfolding*

Quoique les résultats obtenus par l'*unfolding* Bayésien soient moins dépendants du générateur utilisé que pour l'*unfolding* bin par bin, cette dépendance reste tout de même présente. Par conséquent, la procédure d'*unfolding* est effectuée en utilisant ALPGEN+HERWIG et SHERPA, et la différence entre les deux résultats est prise comme incertitude systématique. Par ailleurs, une incertitude liée au choix de la méthode d'*unfolding* est estimée en comparant les résultats obtenus par l'*unfolding* Bayésien et ceux obtenus par un *unfolding* bin par bin.

Les incertitudes obtenues, liées au choix du générateur et au choix de la méthode d'*unfolding*, sont particulièrement sensibles aux fluctuations statistiques. Les déviations $\mathcal{D}^k(\mathcal{O}_i)$ par rapport aux résultats nominaux — où k est un indice permettant d'identifier la source d'incertitude, $\mathcal{O}$ est l'observable considéré, et i est un indice permettant d'identifier un intervalle de l'observable $\mathcal{O}$ — sont par conséquent lissées par des noyaux Gaussiens :

$$\begin{aligned}
\tilde{\mathcal{D}}^k(\mathcal{O}_i) &= \frac{\sum_{j=1}^{N_{\text{bins}}} \mathcal{D}^k(\mathcal{O}_j) \cdot \mathcal{W}(\mathcal{O}_i, \mathcal{O}_j)}{\sum_{j=1}^{N_{\text{bins}}} \mathcal{W}(\mathcal{O}_i, \mathcal{O}_j)}, \\
\mathcal{W}(\mathcal{O}_i, \mathcal{O}_j) &= w(\mathcal{O}_j) \times \text{Gaus}\left(\frac{S(\mathcal{O}_i) - S(\mathcal{O}_j)}{\sigma_{\mathcal{O}}}\right),
\end{aligned} \tag{6.3}$$

où les $\tilde{\mathcal{D}}^k(\mathcal{O}_i)$ sont les déviations lissées, $w(\mathcal{O}_j)$ sont un ensemble de poids tels que $\sum_{j=1}^{N_{\text{bins}}} w(\mathcal{O}_j) = 1$, Gaus$(\cdot)$ est une Gaussienne centrée réduite, $S(\cdot)$ est une fonction de changement d'échelle, et $\sigma_{\mathcal{O}}$ est la largeur du noyau Gaussien pour l'observable $\mathcal{O}$. Les poids $w(\mathcal{O}_j)$ sont calculés à partir des incertitudes statistiques sur les résultats nominaux

fournis par la procédure d'*unfolding*, $\delta\sigma(\mathcal{O}_j)$:

$$w(\mathcal{O}_j) = \frac{1/(\delta\sigma(\mathcal{O}_j))^2}{\sum_{j=1}^{N_{\text{bins}}} 1/(\delta\sigma(\mathcal{O}_j))^2} \tag{6.4}$$

La fonction S est prise égale au logarithme népérien dans les cas où l'observable $\mathcal{O}$ est une variable d'énergie/masse/impulsion : $S(\mathcal{O}) = \ln(\mathcal{O}/1\,\text{GeV})$. Dans les autres cas, il s'agit de la fonction identité. Les valeurs de $\sigma_{\mathcal{O}}$ sont choisies pour chaque observable de manière à ce que le lissage capture la forme des déviations tout en introduisant une stabilité vis-à-vis des fluctuations statistiques. Ces valeurs varient entre 0.2 et 0.8.

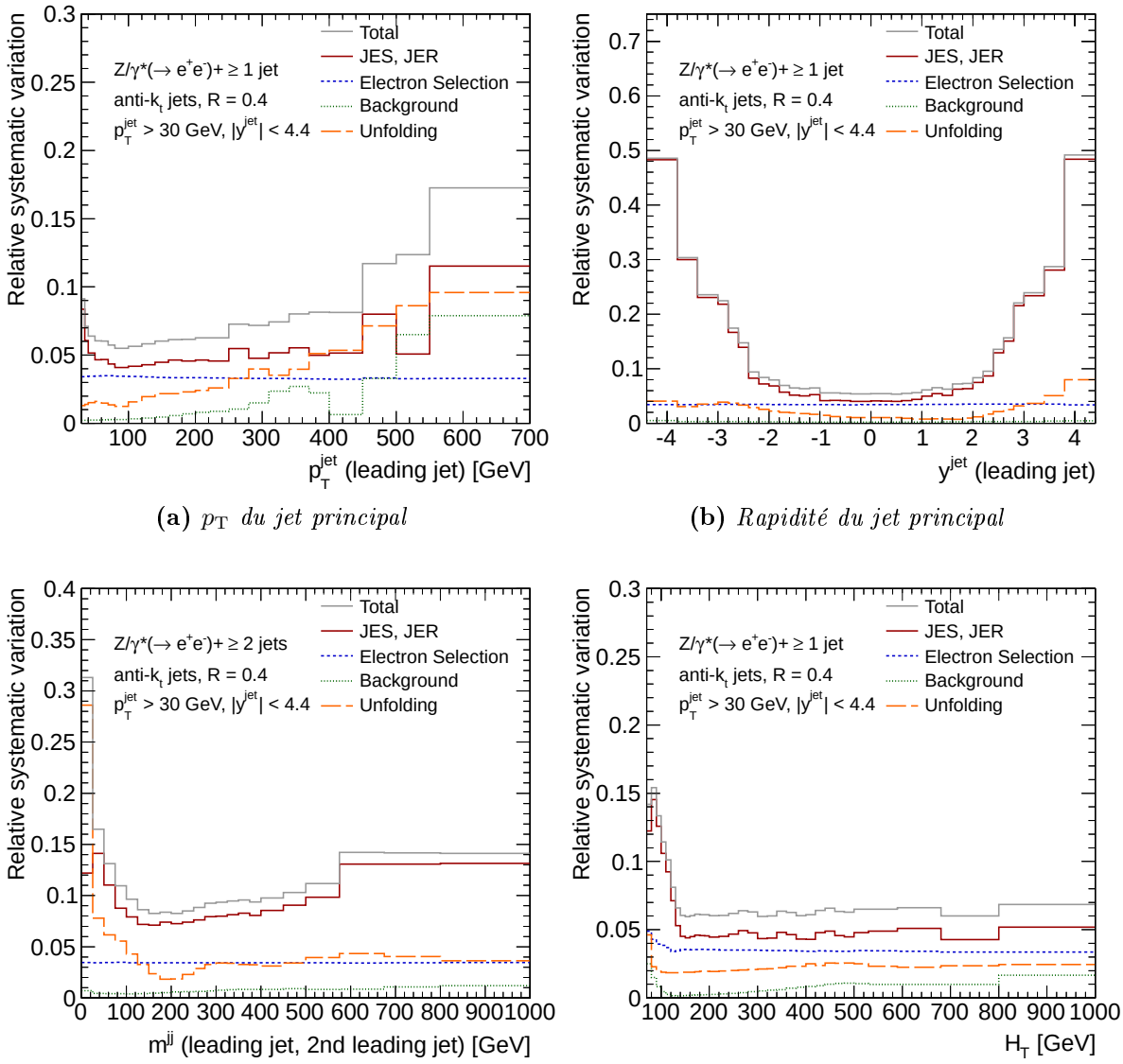
Une dernière incertitude liée à l'*unfolding* est considérée. Les incertitudes statistiques sur les résultats obtenus par *unfolding* prennent uniquement en compte celles des distributions au niveau du détecteur mesurées avec les données, et la matrice de migration est considérée exempte d'incertitude statistique. Cependant, du fait de la taille finie des échantillons Monte-Carlo utilisés pour effectuer l'*unfolding*, les matrices de migration sont sujettes à des fluctuations statistiques. Pour estimer l'impact des ces fluctuations sur les résultats, la valeur de chaque élément de matrice est modifiée de manière pseudo-aléatoire en accord avec son incertitude statistique, et la procédure d'*unfolding* est effectuée de nouveau avec la nouvelle matrice de migration. Ceci est répété 100 fois et le RMS des 100 distributions obtenues est pris comme incertitude supplémentaire.

V.5 Résumé des incertitudes

Les valeurs des différentes incertitudes systématiques sont montrées dans le Tableau 6.4 pour différentes multiplicités de jets. Pour la sélection inclusive $Z/\gamma^*(\to ee)$, le déclenchement, la reconstruction, et l'identification des électrons sont les sources d'incertitude dominantes, de l'ordre de quelques pour-cent. A partir du moment où au moins un jet est requis, l'échelle d'énergie et la résolution des jets deviennent les sources d'incertitude dominantes, et leurs effets combinés augmentent jusqu'à atteindre plusieurs dizaines de pour-cent pour $Z+\geq 7$ jets. Les incertitudes relatives sont montrées pour quelques observables sur la Figure 6.5.

	$Z/\gamma^*(\to ee)$	$Z+\geq 1$ jet	$Z+\geq 2$ jets	$Z+\geq 3$ jets	$Z+\geq 4$ jets
Electrons : déclenchement	2.0%	2.0%	2.0%	2.0%	2.0%
Electrons : reconstruction	1.6%	1.6%	1.6%	1.6%	1.6%
Electrons : identification	2.2%	2.3%	2.3%	2.3%	2.2%
Electrons : énergie	0.14%	0.22%	0.22%	0.21%	0.24%
Electrons : résolution	0.007%	0.01%	0.01%	0.008%	0.02%
Jets : énergie	-	6.5%	9.7%	13%	16%
Jets : résolution	-	2.9%	2.7%	3.2%	3.8%
Bruit de fond : multijets	0.13%	0.21%	0.25%	0.27%	0.29%
Bruit de fond : $t\bar{t}$	0.02%	0.05%	0.16%	0.29%	0.41%
Bruit de fond : autres	0.01%	0.05%	0.10%	0.10%	0.08%
Unfolding	0.43%	0.32%	1.4%	1.5%	1.9%

Tableau 6.4 : *Incertitudes relatives pour les différentes sources de systématique, pour différentes multiplicités de jets.*



(a) *p_{T} du jet principal*

(b) *Rapidité du jet principal*

(c) *Masse invariante dijet*

(d) *H_{T}*

Figure 6.5 : *Incertitudes relatives correspondant à différentes sources de systématique, en fonction du p_{T} (a) et de la rapidité (b) du jet principal, de la masse invariante des deux jets principaux (c), et de H_{T} (d).*

VI Prédictions théoriques

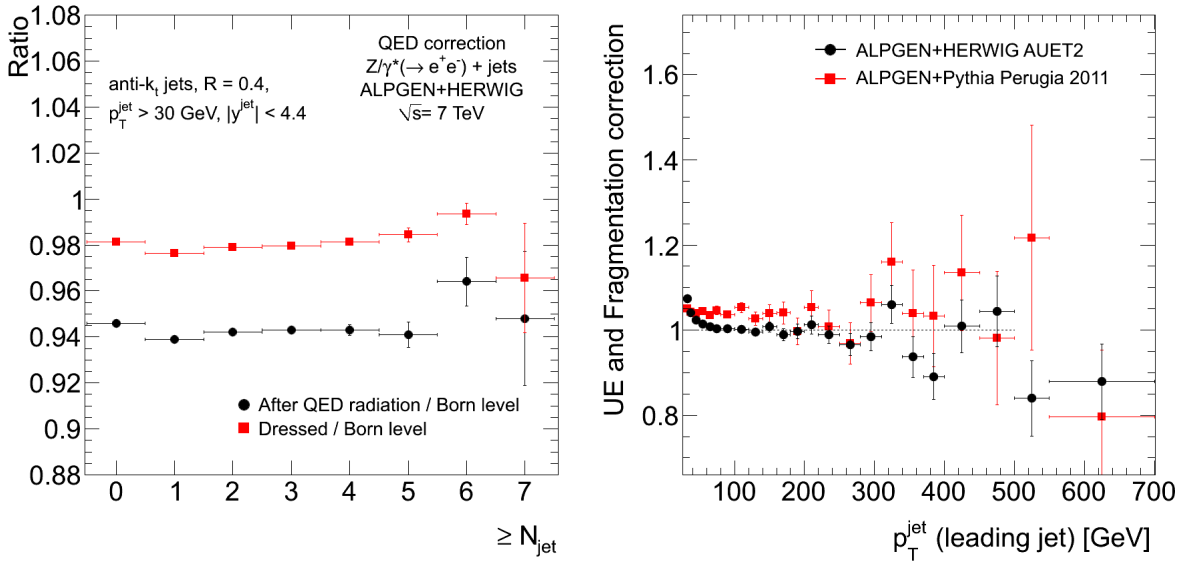
VI.1 Prédictions au niveau partonique et conversion au niveau des particules

Les prédictions théoriques au niveau partonique — au NLO — sont fournies par BLACKHAT+SHERPA, avec les PDFs CT10, et avec des échelles de renormalisation et de factorisation prises égales à $H_{\mathrm{T}}/2$ — fixées événement par événement. Les jets sont reconstruits à partir des partons avec l'algorithme anti-k_{t} et le paramètre de taille $R = 0.4$.

Ces prédictions au niveau partonique sont converties en sections efficaces au niveau des particules par l'application de corrections qui reproduisent les effets :

– du rayonnement QED dans l'état final (QED-FSR);
– de l'événement sous-jacent; et
– de la fragmentation.

Ces corrections sont déterminées à partir du générateur ALPGEN+HERWIG, interfacé avec PHOTOS pour la simulation de QED-FSR, et avec JIMMY — utilisant le *tune* AUET2-CTEQ6L1 — pour la simulation de l'événement sous-jacent. La correction de QED-FSR est définie comme le rapport des sections efficaces obtenues, d'une part à partir des électrons habillés (voir Section IV), et d'autre part à partir des électrons au niveau de Born. Cette correction vaut environ -2% et ne présente pas de dépendance significative avec le nombre de jets ou les diverses observables de jets étudiées. Elle est montrée sur la Figure 6.6(a) pour différentes multiplicités de jets. La correction obtenue dans le cas où les électrons après QED-FSR ne sont pas habillés est aussi montrée, pour comparaison. La correction des contributions non perturbatives (événement sous-jacent et fragmentation) est définie par le rapport des sections efficaces obtenues avec et sans fragmentation et interaction entre les restes de protons. La fragmentation a tendance à réduire la quantité d'énergie collectée par l'algorithme anti-k_t du fait des particules produites en dehors du cône du jet. Au contraire, l'événement sous-jacent a tendance à accroître l'énergie des jets. La correction combinée de ces deux effets dépend du p_T du jet et est de l'ordre de $+7\%$ à bas p_T et diminue jusqu'à devenir négligeable lorsque le p_T augmente. Cette correction est montrée en fonction du p_T du jet principal sur la Figure 6.6(b).



(a) *QED-FSR* **(b)** *Contributions non perturbatives*

Figure 6.6 : *(a) Correction de QED-FSR en fonction de la multiplicité inclusive de jets. La correction obtenue dans le cas où les électrons après QED-FSR ne sont pas habillés est aussi montrée, pour comparaison. (b) Correction des effets de l'événement sous-jacent et de la fragmentation en fonction du p_T du jet principal. Les résultats obtenus avec différents modèles de l'événement sous-jacent et de la fragmentation sont montrés.*

VI.2 Incertitudes

Les incertitudes sur les prédictions théoriques au niveau des partons proviennent :
- de l'incertitude sur les PDFs, obtenue à partir des 52 vecteurs propres fournis par CT10;
- de l'incertitude sur α_S au niveau de la masse du Z, qui est varié de ± 0.002 autour de la valeur nominale $\alpha_S(m_Z) = 0.118$;
- du choix des échelles de renormalisation et de factorisation, qui sont variées d'un facteur 2 de manière corrélée.

L'incertitude de PDFs entraîne une incertitude sur les sections efficaces qui varie de 2% à 4% avec le nombre de jets, et de 2% à 8% avec le p_T du jet principal entre 30 GeV et 500 GeV. La variation de α_S entraîne une incertitude sur les sections efficaces qui varie de 2% à 6% avec le nombre de jets. La variation des échelles de renormalisation et de factorisation entraîne des variations sur les sections efficaces de 4% à 13% en fonction du nombre de jets, et de 2% à 22% pour un p_T du jet principal croissant.

Par ailleurs, les incertitudes sur les facteurs correctifs présentés précédemment sont estimées en comparant les résultats obtenus avec d'autres générateurs que ALPGEN+HERWIG. Ainsi, la correction de FSR est aussi estimée à partir d'événements générés par SHERPA et la différence entre les deux corrections est prise comme incertitude systématique. Dans le cas des corrections des contributions non perturbatives, le résultat nominal est comparé avec la correction obtenue avec ALPGEN+PYTHIA, utilisant le *tune* PERUGIA2011C [110] (voir Figure 6.6).

L'incertitude totale sur la prédiction au niveau des particules est prise égale à la somme quadratique de toutes les incertitudes systématiques présentées plus haut, ainsi que des incertitudes statistiques sur les corrections pour passer du niveau partonique au niveau des particules.

VII Résultats au niveau du détecteur

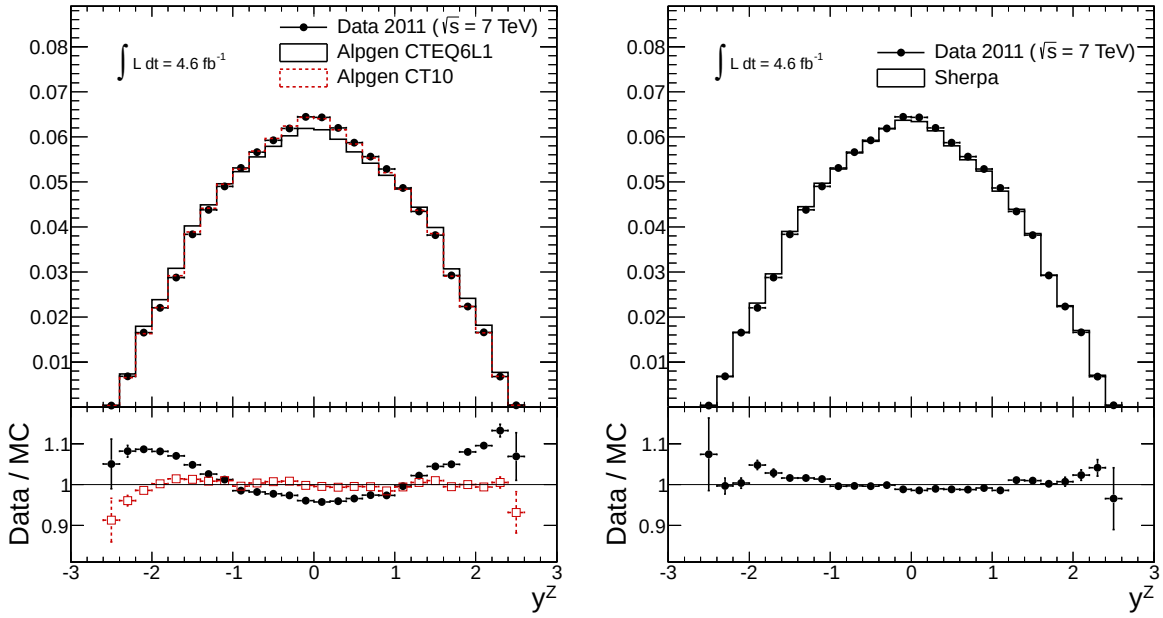
Les observables sont tout d'abord mesurées au niveau du détecteur et comparées aux prédictions fournies par ALPGEN+HERWIG et SHERPA après ajout d'événements de *pile-up* et simulation des effets du détecteur.

VII.1 Rapidité du Z et repondération des PDFs

L'étude de la rapidité du Z n'est pas le but de cette analyse. Cependant, sa distribution affecte la normalisation de toutes les distributions de jets étudiées. En effet, du fait de l'acceptance finie du détecteur, des coupures sur la pseudorapidité des leptons sont appliquées. Les distributions de pseudorapidité des leptons étant directement liées à celle de la rapidité du Z, la forme de cette dernière détermine l'efficacité des coupures fiducielles. Par conséquent, une mauvaise simulation de la rapidité du Z entraîne des différences de normalisation entre les distributions obtenues avec les données et avec des événements simulés.

Or, la distribution de rapidité du Z n'est pas correctement décrite par ALPGEN+HERWIG, comme le montre la Figure 6.7(a). Au contraire, la distribution de rapidité obtenue avec SHERPA (Figure 6.7(b)) s'accorde beaucoup mieux avec les données. Cependant, lorsque les événements générés par ALPGEN+HERWIG avec les PDFs CTEQ6L1 sont repondérés de

manière à ce que les PDFs correspondent aux PDFs CT10, l'accord est nettement amélioré et devient similaire à celui obtenu avec SHERPA (voir Figure 6.7(a)).



(a) ALPGEN+HERWIG **(b)** SHERPA

Figure 6.7 : *Distribution de rapidité du boson Z dans les événements $Z/\gamma^*(\rightarrow ee)$. La distribution obtenue avec les données est comparée à celle obtenue avec des événements générés par* ALPGEN+HERWIG*(a) et par* SHERPA*(b). La distribution obtenue avec l'échantillon* ALPGEN+HERWIG*, repondéré au niveau des PDFs CT10, est aussi comparée avec la distribution des données (a). Toutes ces distributions sont normalisées à l'unité.*

Un facteur correctif est donc appliqué sur les distributions prédites par ALPGEN+HERWIG au niveau du détecteur et montrées dans la Section VII.3. Ce facteur corrige la différence d'efficacité des coupures fiducielles — dans la sélection $Z/\gamma^*(\rightarrow ee)$ inclusive — obtenue avec les événements ALPGEN+HERWIG sans repondération et avec les mêmes événements repondérés au niveau des PDFs CT10. Ces efficacités sont déterminées au niveau des particules en utilisant des électrons habillés, et sont définies par :

$$\epsilon = \frac{N_{\mathrm{Fid}}}{N_{\mathrm{Tot}}}\,, \tag{6.5}$$

où N_{Fid} est le nombre d'événements $Z/\gamma^*(\rightarrow ee)$ sélectionnés à l'intérieur de la région fiducielle ($p_{\mathrm{T}}^e > 20\,\mathrm{GeV}$ et $|\eta^e| < 2.47$ à l'exception des régions de transition), et N_{Tot} est le nombre d'événements $Z/\gamma^*(\rightarrow ee)$ sélectionnés sans coupures en p_{T} ou $|\eta|$. Le facteur correctif est alors défini par :

$$C_\epsilon = \frac{\epsilon_{\mathrm{CT10}}}{\epsilon_{\mathrm{CTEQ6L1}}}\,, \tag{6.6}$$

où $\epsilon_{\mathrm{CTEQ6L1}}$ est l'efficacité des coupures fiducielles obtenue à partir des événements générés par ALPGEN+HERWIG sans repondération de PDFs, tandis que ϵ_{CT10} est l'efficacité obtenue à partir des événements repondérés. Un facteur $C_\epsilon = 1.06$ est obtenu.

VII.2 Effets du *pile-up*

Les effets du *pile-up* sur les distributions mesurées sont réduits, d'une part par la soustraction de l'énergie moyenne provenant du *pile-up* (voir Section II.1 du Chapitre 4), et d'autre part par la coupure en JVF (voir Section III.2 du Chapitre 3). Cependant, des effets résiduels sont attendus du fait de l'impossibilité d'identifier les jets provenant du *pile-up* au-delà de l'acceptance du détecteur de traces, et du fait que la correction d'énergie est une correction moyenne. Il est par conséquent nécessaire de vérifier que ces effets sont correctement simulés.

Il est tout d'abord nécessaire de vérifier que la distribution du nombre de vertex primaires N_{PV} est correctement décrite par la simulation. Cette distribution, obtenue dans les événements $Z/\gamma^*(\rightarrow ee)$ provenant des données et simulés par ALPGEN+HERWIG, est montrée sur la Figure 6.8, et un bon accord est observé, avec toutefois une légère tendance de la simulation à sous-estimer le nombre de vertex primaires.

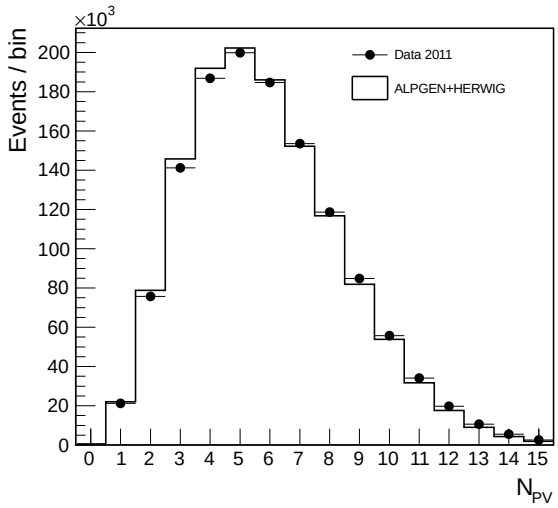


Figure 6.8 : *Distributions du nombre de vertex primaires obtenues avec les données et avec des événements simulés par* ALPGEN+HERWIG. *La distribution obtenue avec* ALPGEN+HERWIG *est normalisée au nombre d'événements observés.*

Les effets du *pile-up* sont par ailleurs mis en évidence en mesurant les distributions de multiplicité de jets, ainsi que celles du p_{T} et de la rapidité des jets, dans des événements sujets à différentes conditions de *pile-up*, et en comparant ces distributions aux distributions nominales. Quatre régions sont ainsi définies, affectées en proportions différentes par le *pile-up* en temps et hors-temps :

- $\mu < 6.5$ et $5 \leq N_{\mathrm{PV}} < 8$ (« petits μ »);
- $\mu \geq 10.5$ et $5 \leq N_{\mathrm{PV}} < 8$ (« grands μ »);
- $6.5 \leq \mu < 10.5$ et $N_{\mathrm{PV}} < 5$ (« petits N_{PV} »);
- $6.5 \leq \mu < 10.5$ et $N_{\mathrm{PV}} \geq 8$ (« grands N_{PV} »);

Ces distributions de jets sont mesurées dans chacune de ces régions et normalisées par le nombre d'événements $Z/\gamma^*(\rightarrow ee)$ dans la région considérée. Enfin, le rapport entre ces distributions normalisées et la distribution nominale correspondante (sans coupure sur N_{PV} et μ) est calculé, à partir des données et des événements simulés. Les rapports correspondant à la distribution de rapidité des jets dans les régions à grands et à petits N_{PV} sont montrés sur la Figure 6.9.

Le rapport de ces rapports obtenus à partir des données et à partir des événements simulés est finalement calculé et comparé aux incertitudes systématiques provenant de la soustraction d'énergie de *pile-up*. Le rapport correspondant à la distribution de rapidité des

jets dans les régions à grands et à petits N_{PV}, ainsi que celui correspondant à la distribution de p_{T} des jets dans les régions à grands et à petits μ sont montrés sur la Figure 6.10. Dans le cas de la distribution de p_{T}, la coupure sur le p_{T} est abaissée à 20 GeV.

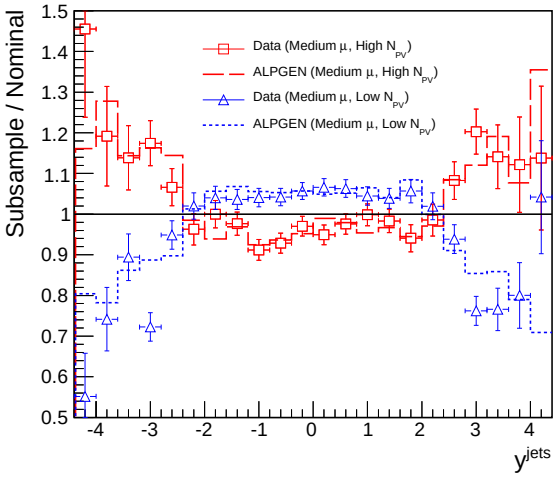
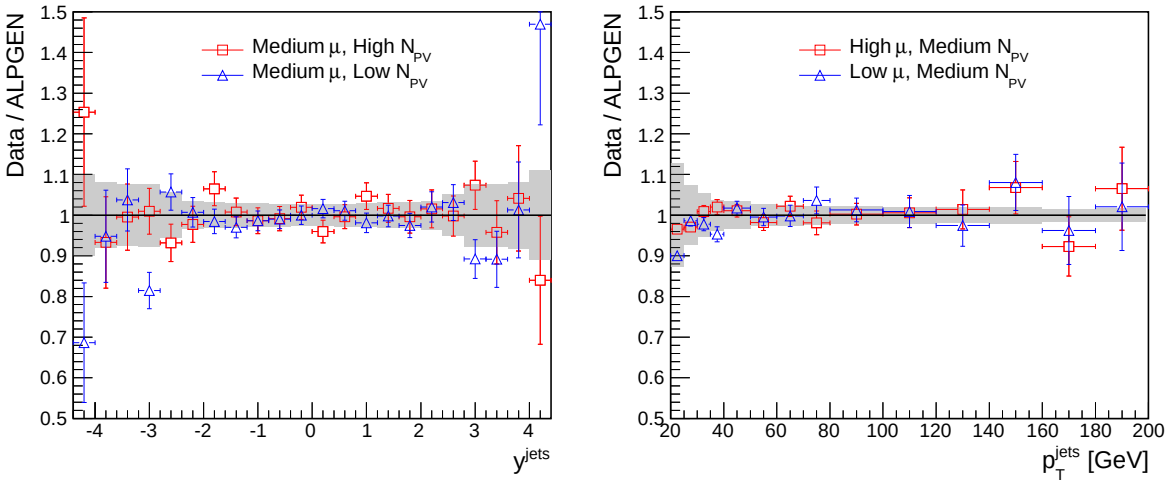


Figure 6.9 : *Impact du pile-up en temps sur la distribution de rapidité des jets. Cet impact est quantifié en comparant les distributions obtenues dans les régions à petits et grands N_{PV} avec la distribution nominale. Les résultats obtenus avec les données et avec des événements simulés sont comparés. Seules les incertitudes statistiques sont montrées.*

Les effets du *pile-up* sur les distributions étudiées sont en général bien décrits par la simulation et les différences observées se trouvent à l'intérieur des incertitudes. La déviation la plus significative se trouve dans la région $|y| \approx 3$, qui correspond à une région de transition entre les calorimètres bouchons et les calorimètres à l'avant.



(a) *Rapidité des jets, variations en N_{PV}*

(b) *p_{T} des jets, variations en μ*

Figure 6.10 : *Rapport des impacts du pile-up obtenus avec les données et avec les événements simulés, dans le cas de la distribution de rapidité dans les régions à grands et petits N_{PV}, et dans le cas de la distribution de p_{T} dans les régions à grands et petits μ. Les bandes grises représentent l'incertitude provenant de la soustraction de pile-up à l'énergie des jets.*

VII.3 Comparaison des données avec les prédictions

Les distributions de différentes observables au niveau du détecteur, mesurées à partir des données et prédites par ALPGEN+HERWIG et SHERPA, sont comparées. Aucune interprétation des résultats n'est faite ici. Celles-ci sont faites dans la Section VIII.

Sélection standard

Les nombres d'événements observés et prédits sont comparés pour différentes multiplicités de jets et en fonction de différentes observables. Les prédictions incluent les contributions du signal — générés par ALPGEN+HERWIG ou par SHERPA — et les contributions des différents bruits de fond. Les bruits de fond multijets et $t\bar{t}$ sont estimés à partir des données (voir Section III). Les incertitudes systématiques sont celles décrites dans la Section V à l'exception de l'incertitude systématique sur l'*unfolding*. L'incertitude théorique sur la section efficace inclusive $Z/\gamma^*(\rightarrow ee)$ au NNLO (5%) est par ailleurs prise en compte. Le Tableau 6.5 détaille les nombres d'événements prédits et observés pour chaque multiplicité de jets. La Figure 6.11 compare ces nombres d'événements prédits et observés.

La Figure 6.12 montre les distributions prédites et observées de la masse invariante et du p_{T} de la paire diélectron (aussi notée Z dans la suite) dans les événements contenant au moins un jet, et les Figures 6.13 et 6.14 montrent les distributions des p_{T} et rapidités des quatre jets principaux des événements $Z/\gamma^*(\rightarrow ee)$+jets. Les distributions de variables dijet (distances entre les deux jets principaux, masse invariante dijet, rapport des p_{T} des deux jets principaux) sont montrées sur les Figures 6.15 et 6.16. Les distributions de H_{T} et de S_{T} dans les événements contenant au moins un jet sont montrées sur la Figure 6.17, H_{T} étant la somme scalaire des p_{T} des deux électrons et de tous les jets contenus dans l'événement, et S_{T} étant la somme scalaire des p_{T} de tous les jets uniquement. La multiplicité moyenne de jets dans les événements $Z+\geq 1$ jet est montrée sur la Figure 6.18 en fonction de H_{T}. Finalement, les distributions des p_{T} du Z et du jet principal dans les événements contenant exactement un jet sont montrées sur la Figure 6.19.

Préselection VBF

Un boson de Higgs, ou un Z, produit par fusion de bosons vecteurs (VBF) est accompagné de deux jets à l'avant, séparés par une grande distance en rapidité, et d'une faible activité hadronique dans la région centrale du détecteur [123]. Les événements de Higgs produits par VBF sont sélectionnés en appliquant tout d'abord des coupures sur la masse invariante des deux jets et sur leur séparation en rapidité, puis en éliminant les événements contenant un troisième jet central. Ici, une préselection de type VBF est appliquée sur les événements $Z/\gamma^*(\rightarrow ee)+$ jets ($m^{jj} > 350\,\mathrm{GeV}$ et $|\Delta y^{jj}| > 3.0$), et la distribution de multiplicité, ainsi que celles du p_{T} et de la rapidité du troisième jet sont étudiées (voir Figures 6.20(a,b,c)). Par ailleurs, l'efficacité de survivre au veto sur le troisième jet (ou simplement « efficacité du veto »), après préselection de type VBF, est montrée sur la Figure 6.20(d) en fonction de la coupure en p_{T} utilisée pour le veto.

Etude des rapports de multiplicités

Les rapports de multiplicités exclusives (voir Section II.3 du Chapitre 2 pour les motivations d'une telle mesure) sont montrés (Figures 6.21 et 6.22) pour trois sélections d'évé-

nements :

- la sélection standard détaillée dans la Section II.2;
- la sélection standard avec une coupure supplémentaire sur le p_{T} du jet principal, $p_{\mathrm{T}} > 150\,\mathrm{GeV}$;
- la préselection VBF ($m^{jj} > 350\,\mathrm{GeV}$ et $|\Delta y^{jj}| > 3.0$).

Les bruits de fond sont préalablement soustraits de la distribution de multiplicité obtenue à partir des données, et les rapports sont construits à partir des distributions de multiplicités exclusives sans bruits de fond. Selon la sélection, deux formes fonctionnelles différentes sont ajustées sur ces rapports :

- une fonction linéaire $R_{(n+1)/n} = R_0 + \frac{dR}{dn} \times n$, correspondant à l'évolution en escalier de la multiplicité (voir Section II.3 du Chapitre 2);
- une hyperbole $R_{(n+1)/n} = \frac{\bar{n}}{n}$, correspondant à l'évolution Poissonnienne.

Les valeurs des paramètres ajustés sont indiquées. L'incertitude systématique sur les résultats obtenus à partir des données comprend uniquement l'incertitude provenant de la soustraction des bruits de fond, tandis que l'incertitude systématique sur les résultats prédits par les générateurs MC inclut toutes les autres sources d'incertitude systématique.

	$Z \to ee$	$Z+ \geq 1$ jet	$Z+ \geq 2$ jets	$Z+ \geq 3$ jets
$Z/\gamma^*(\to ee)$ (ALPGEN)	1248948 ± 78614	191512 ± 16876	42924 ± 4599	9003.4 ± 1188.3
$Z/\gamma^*(\to ee)$ (SHERPA)	1193227 ± 75067	175813 ± 16047	36128 ± 4128	7421.8 ± 1070.3
$W \to e\nu$	457.0 ± 37.5	137.0 ± 15.2	37.1 ± 6.0	9.59 ± 2.72
$Z/\gamma^*(\to \tau\tau)$	658.7 ± 48.4	108.0 ± 11.0	24.8 ± 4.4	5.67 ± 1.21
WW,WZ,ZZ	1854.8 ± 148.1	1182.7 ± 98.0	499.2 ± 53.9	110.8 ± 15.8
single-top	162.3 ± 10.2	135.3 ± 8.7	54.8 ± 4.9	13.7 ± 2.3
$t\bar{t}$	1958.7 ± 213.7	1539.2 ± 107.9	1132.8 ± 75.1	495.0 ± 36.7
multijets	4590.1 ± 1580.8	1108.3 ± 381.7	276.8 ± 95.4	62.6 ± 21.6
Evénements prédits (ALPGEN)	1258629 ± 78749	195722 ± 16942	44949 ± 4647	9701 ± 1205
Evénements prédits (SHERPA)	1202908 ± 75203	180023 ± 16113	38153 ± 4176	8119 ± 1087
Evénements observés	1228767	191566	42358	8941
	$Z+ \geq 4$ jets	$Z+ \geq 5$ jets	$Z+ \geq 6$ jets	$Z+ \geq 7$ jets
$Z/\gamma^*(\to ee)$ (ALPGEN)	1835.5 ± 305.6	343.9 ± 68.3	56.7 ± 13.7	9.36 ± 2.64
$Z/\gamma^*(\to ee)$ (SHERPA)	1592.4 ± 253.1	355.4 ± 74.7	88.3 ± 22.6	18.7 ± 5.4
$W \to e\nu$	0.53 ± 0.55	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0
$Z/\gamma^*(\to \tau\tau)$	1.44 ± 0.58	0.19 ± 0.25	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0
WW,WZ,ZZ	18.8 ± 3.5	3.05 ± 0.68	0.27 ± 0.26	0.02 ± 0.03
single-top	2.80 ± 0.53	0.47 ± 0.29	0.03 ± 0.04	0.0 ± 0.0
$t\bar{t}$	159.9 ± 17.3	47.2 ± 9.8	13.0 ± 4.9	4.40 ± 3.29
multijets	14.0 ± 4.8	3.00 ± 1.05	0.63 ± 0.23	0.26 ± 0.10
Evénements prédits (ALPGEN)	2032.9 ± 309.6	397.8 ± 69.8	70.6 ± 14.7	14.0 ± 4.2
Evénements prédits(SHERPA)	1789.9 ± 257.3	409.3 ± 76.2	102.3 ± 23.3	23.3 ± 6.3
Evénements observés	1941	404	68	17

Tableau 6.5 : *Nombre d'événements prédits et observés pour plusieurs multiplicités de jets. Les incertitudes statistiques et systématiques combinées sont données.*

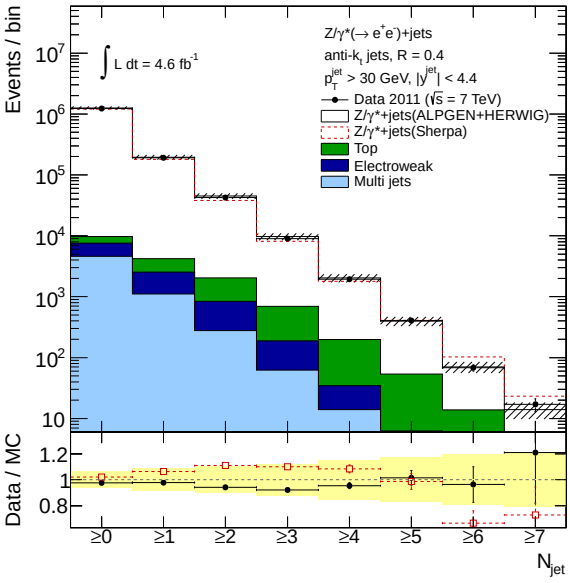
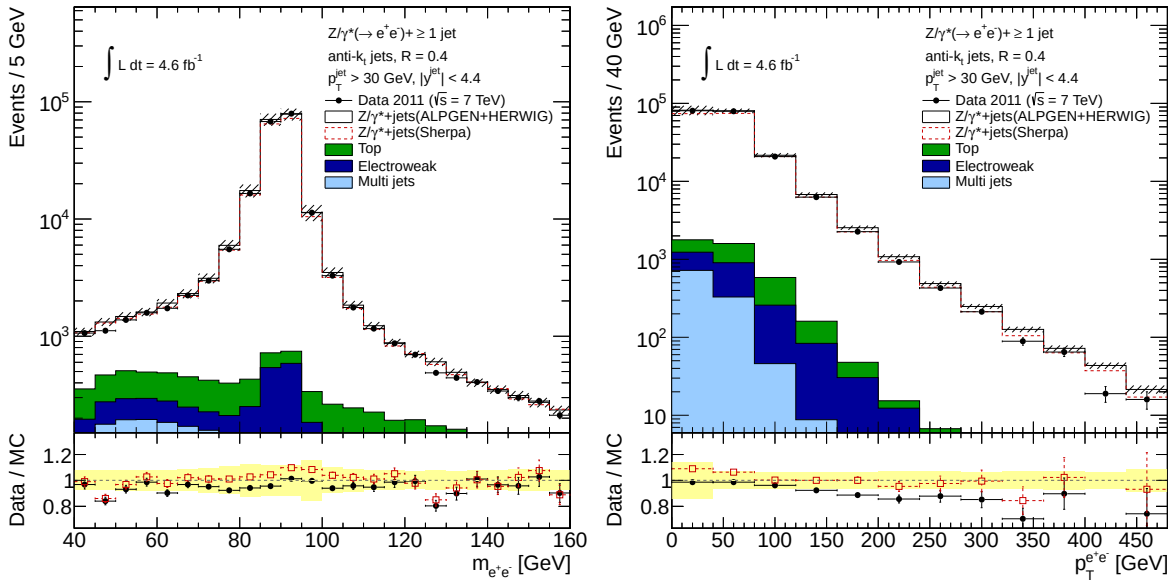


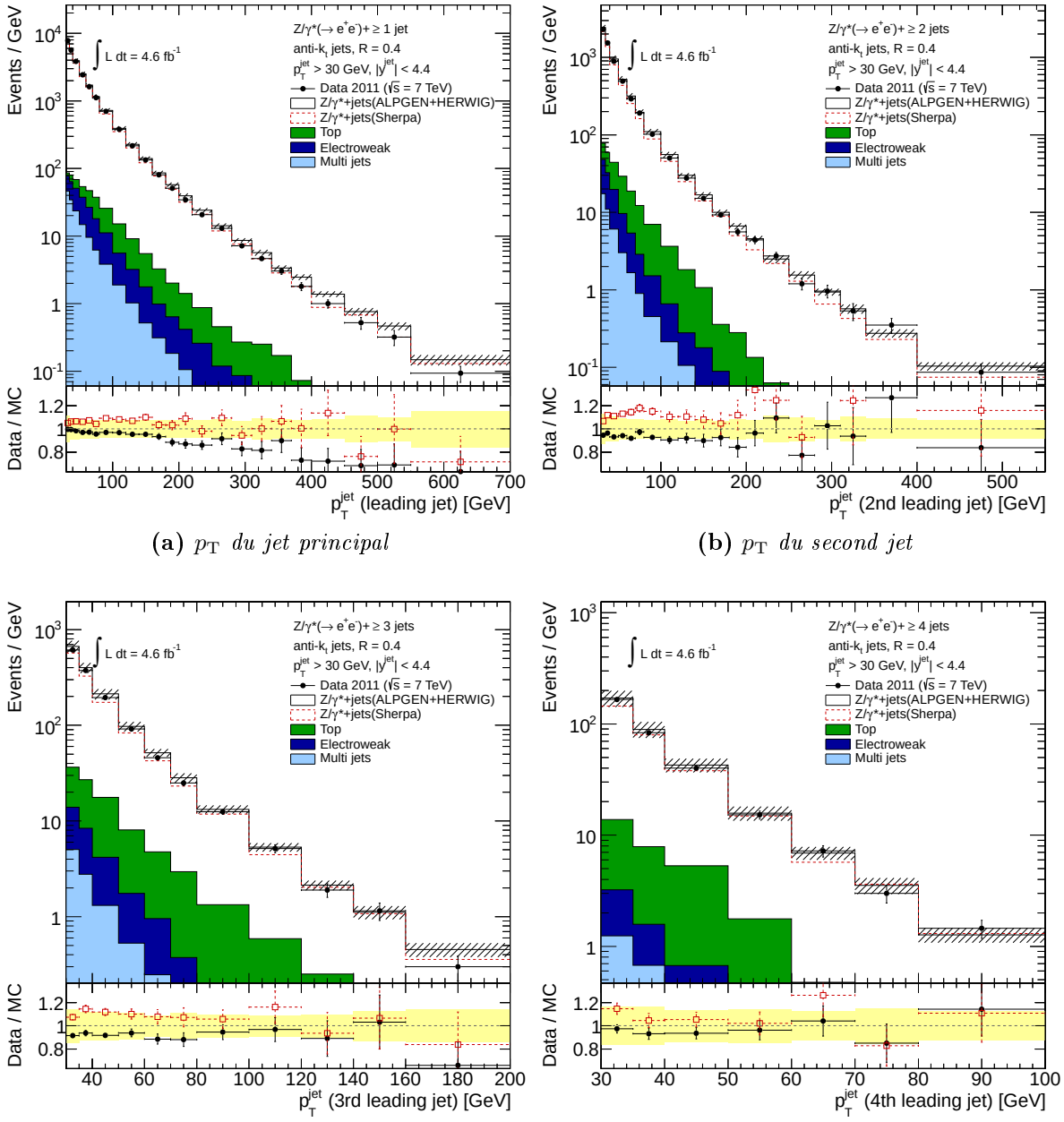
Figure 6.11 : *Distribution de la multiplicité de jets, obtenue avec les données et avec des événements simulés. Les distributions prédites sont obtenues en sommant les distributions du signal (*ALPGEN+HERWIG *ou* SHERPA*) et celles des différents bruits de fond. Les bruits de fond $t\bar{t}$ et multijets sont déterminés à partir des données. Les rapports des distributions prédites et mesurées sont aussi montrés. Les incertitudes systématiques sont représentées par des bandes hachurées noires et des bandes jaunes pleines.*



(a) *Masse de la paire e^+e^-*

(b) *p_T de la paire e^+e^-*

Figure 6.12 : *Distributions de la masse (a) et du p_T (b) des paires e^+e^- dans les événements contenant au moins un jet, obtenues avec les données et avec des événements simulés. Les distributions prédites sont obtenues en sommant les distributions du signal (*ALPGEN+HERWIG *ou* SHERPA*) et celles des différents bruits de fond. Les bruits de fond $t\bar{t}$ et multijets sont déterminés à partir des données. Les rapports des distributions prédites et mesurées sont aussi montrés. Les incertitudes systématiques sont représentées par des bandes hachurées noires et des bandes jaunes pleines.*



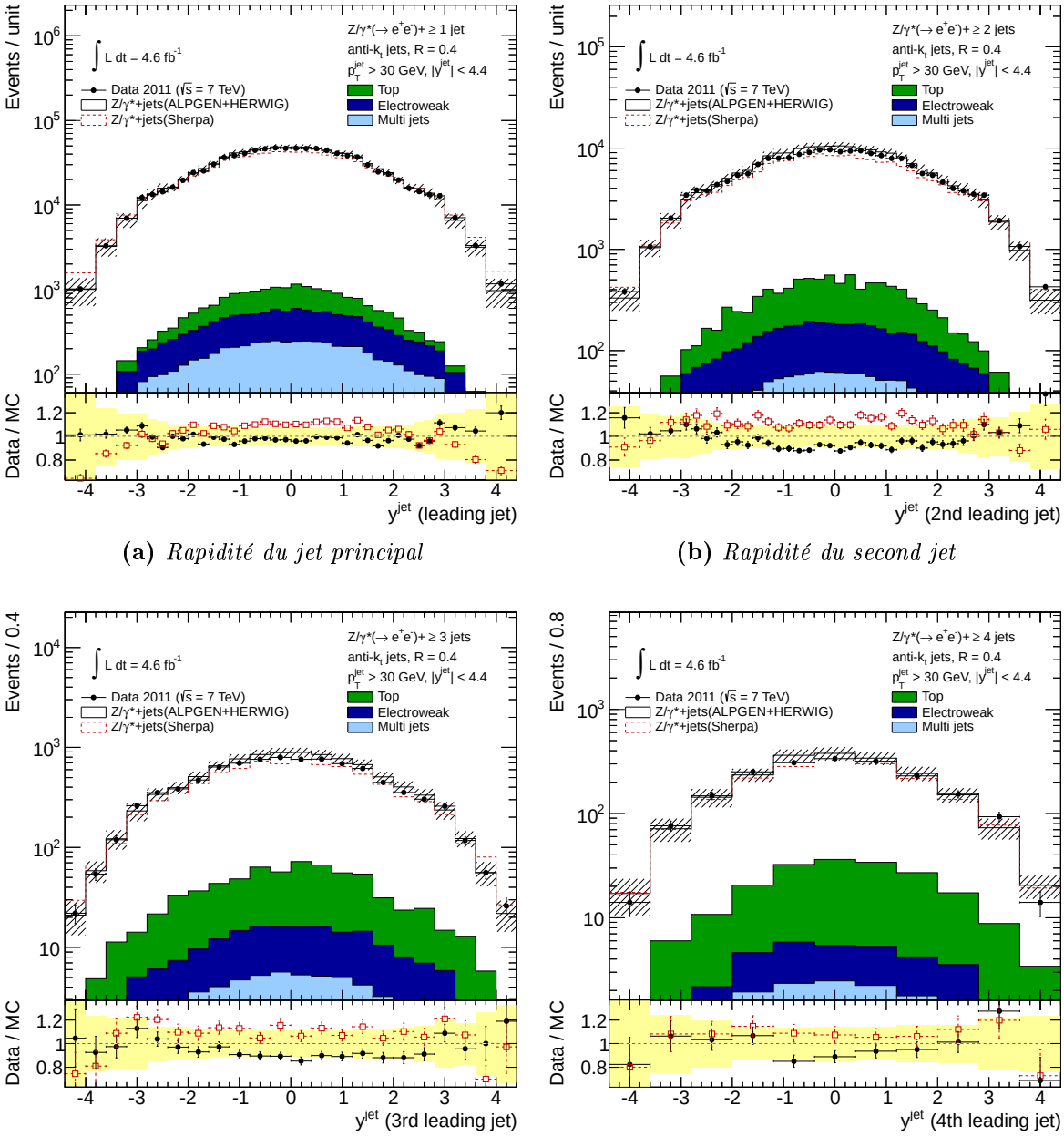
(a) p_{T} *du jet principal*

(b) p_{T} *du second jet*

(c) p_{T} *du troisième jet*

(d) p_{T} *du quatrième jet*

Figure 6.13 : *Distributions des p_{T} des premier (a), second (b), troisième (c), et quatrième (d) jets, obtenues avec les données et avec des événements simulés. Les distributions prédites sont obtenues en sommant les distributions du signal (*ALPGEN+HERWIG *ou* SHERPA*) et celles des différents bruits de fond. Les bruits de fond $t\bar{t}$ et multijets sont déterminés à partir des données. Les rapports des distributions prédites et mesurées sont aussi montrés. Les incertitudes systématiques sont représentées par des bandes hachurées noires et des bandes jaunes pleines.*



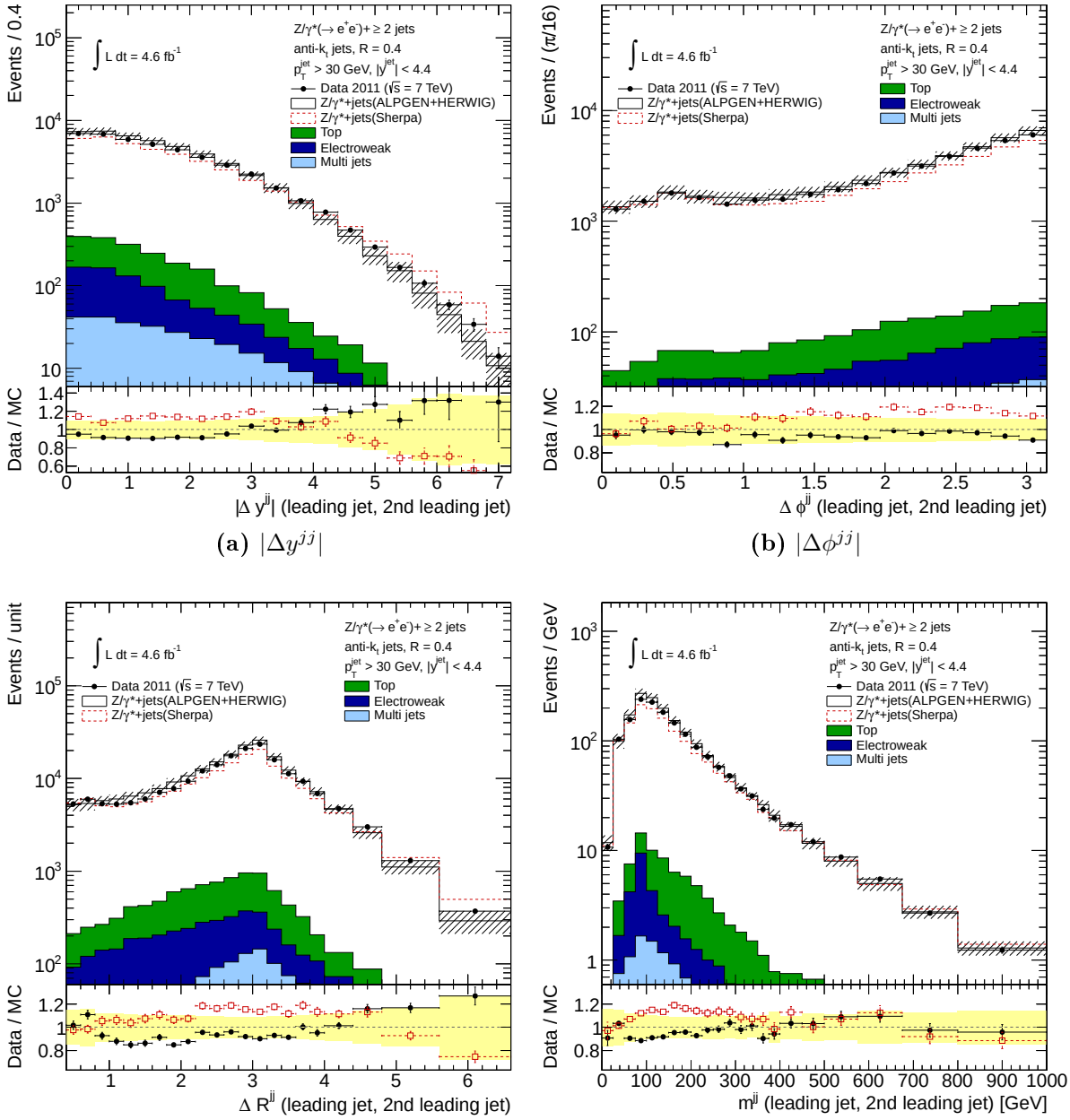
(a) *Rapidité du jet principal*

(b) *Rapidité du second jet*

(c) *Rapidité du troisième jet*

(d) *Rapidité du quatrième jet*

Figure 6.14 : *Distributions des rapidités des premier (a), second (b), troisième (c), et quatrième (d) jets, obtenues avec les données et avec des événements simulés. Les distributions prédites sont obtenues en sommant les distributions du signal (*ALPGEN+HERWIG *ou* SHERPA*) et celles des différents bruits de fond. Les bruits de fond $t\bar{t}$ et multijets sont déterminés à partir des données. Les rapports des distributions prédites et mesurées sont aussi montrés. Les incertitudes systématiques sont représentées par des bandes hachurées noires et des bandes jaunes pleines.*



(a) $|\Delta y^{jj}|$ **(b)** $|\Delta\phi^{jj}|$

(c) ΔR^{jj} **(d)** *Masse dijet*

Figure 6.15 : *Distributions de* $|\Delta y^{jj}|$ *(a),* $|\Delta\phi^{jj}|$ *(b),* ΔR^{jj} *(c) entre les deux jets principaux, et distribution de la masse invariante des deux jets principaux (d), obtenues avec les données et avec des événements simulés. Les distributions prédites sont obtenues en sommant les distributions du signal (*ALPGEN+HERWIG *ou* SHERPA*) et celles des différents bruits de fond. Les bruits de fond* $t\bar{t}$ *et multijets sont déterminés à partir des données. Les rapports des distributions prédites et mesurées sont aussi montrés. Les incertitudes systématiques sont représentées par des bandes hachurées noires et des bandes jaunes pleines.*

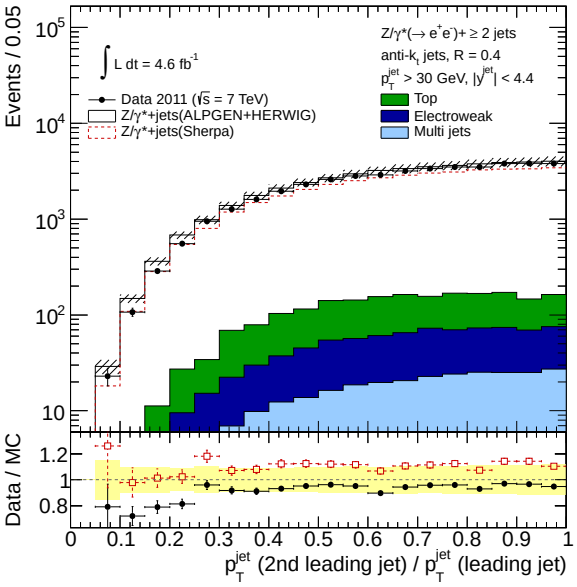
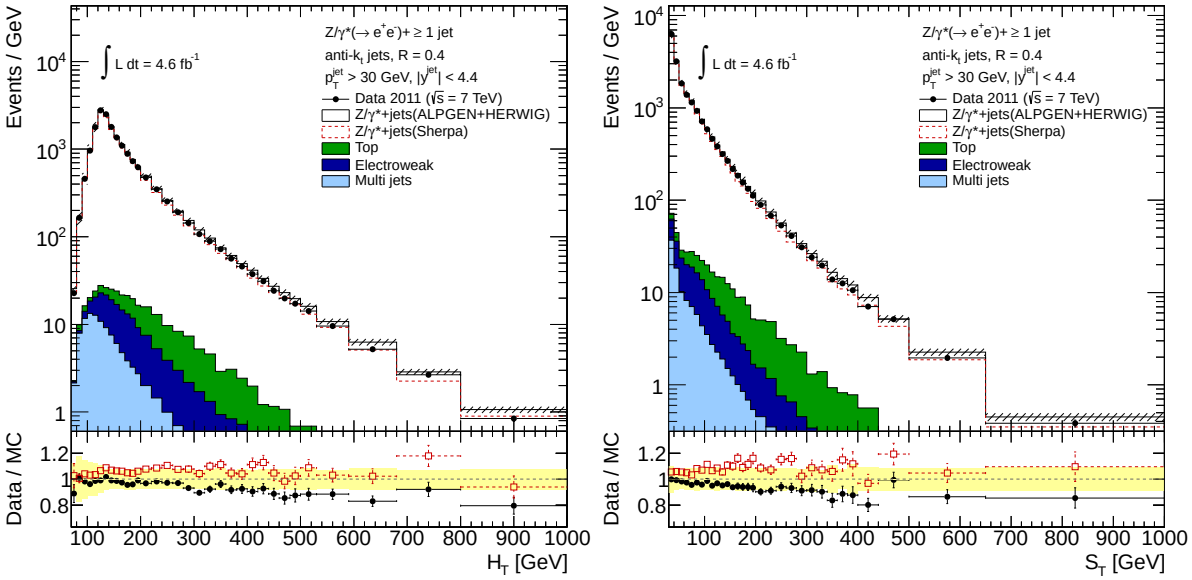


Figure 6.16 : *Distributions du rapport des p_{T} du second jet et du premier jet, obtenues avec les données et avec des événements simulés. Les distributions prédites sont obtenues en sommant les distributions du signal (*ALPGEN+HERWIG *ou* SHERPA*) et celles des différents bruits de fond. Les bruits de fond $t\bar{t}$ et multijets sont déterminés à partir des données. Les rapports des distributions prédites et mesurées sont aussi montrés. Les incertitudes systématiques sont représentées par des bandes hachurées noires et des bandes jaunes pleines.*



(a) H_{T} **(b)** S_{T}

Figure 6.17 : *Distributions de H_{T} (a) et S_{T} (b) dans les événements contenant au moins un jet, obtenues avec les données et avec des événements simulés. Les distributions prédites sont obtenues en sommant les distributions du signal (*ALPGEN+HERWIG *ou* SHERPA*) et celles des différents bruits de fond. Les bruits de fond $t\bar{t}$ et multijets sont déterminés à partir des données. Les rapports des distributions prédites et mesurées sont aussi montrés. Les incertitudes systématiques sont représentées par des bandes hachurées noires et des bandes jaunes pleines.*

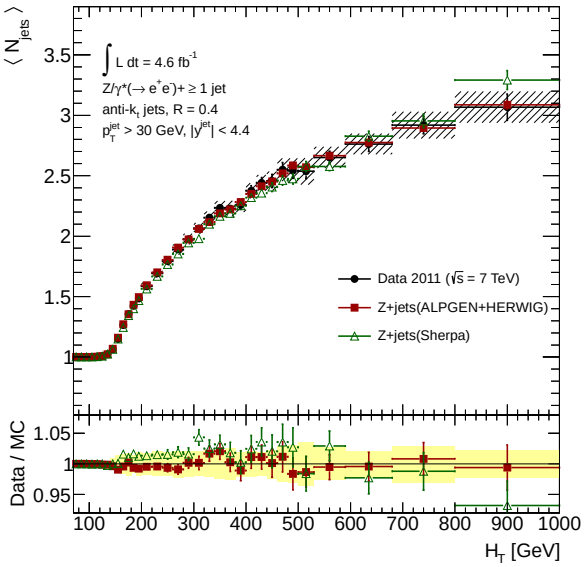
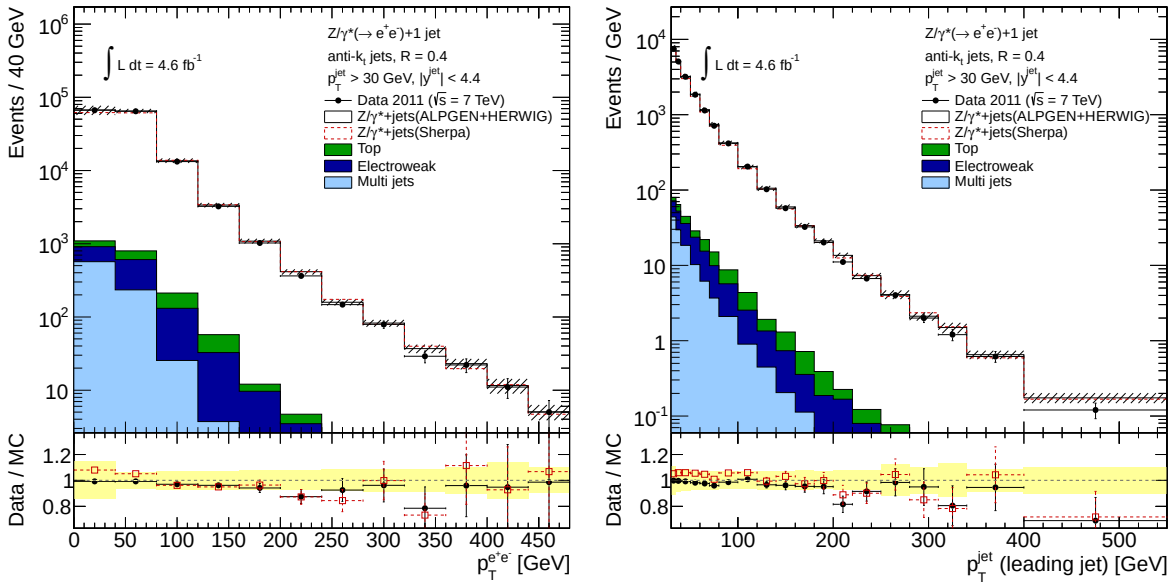
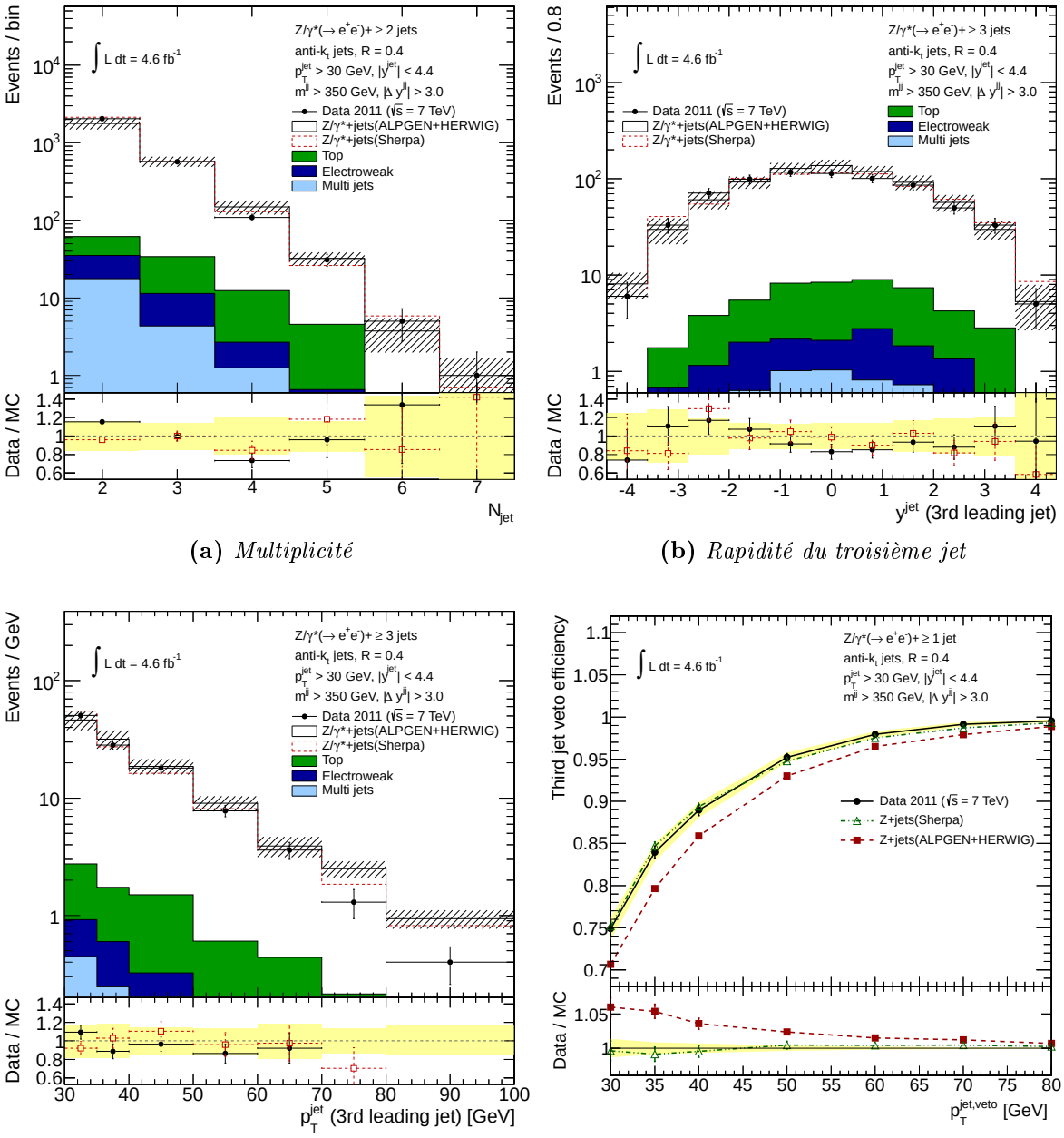


Figure 6.18 : *Multiplicité moyenne de jets dans les événements $Z+\geq 1$ jet en fonction de H_{T}. Les résultats obtenus à partir des données sont comparés aux prédictions fournies par* ALPGEN+HERWIG *et* SHERPA. *Les rapports des valeurs mesurées aux valeurs prédites sont aussi montrés.*



(a) p_{T} *de la paire* e^+e^- **(b)** p_{T} *du jet*

Figure 6.19 : *Distributions du p_{T} de la paire e^+e^- (a) et du jet (b) dans les événements contenant exactement un jet, obtenues avec les données et avec des événements simulés. Les distributions prédites sont obtenues en sommant les distributions du signal (*ALPGEN+HERWIG *ou* SHERPA*) et celles des différents bruits de fond. Les bruits de fond $t\bar{t}$ et multijets sont déterminés à partir des données. Les rapports des distributions prédites et mesurées sont aussi montrés. Les incertitudes systématiques sont représentées par des bandes hachurées noires et des bandes jaunes pleines.*



(a) *Multiplicité*

(b) *Rapidité du troisième jet*

(c) p_{T} *du troisième jet*

(d) *Efficacité du veto sur le troisième jet*

Figure 6.20 : *Distributions de multiplicités de jets exclusives (a), de la rapidité (b) et du* p_{T} *(c) du troisième jet, et efficacité du veto sur le troisième jet en fonction de son* p_{T} *(d), dans les événements VBF* ($m^{jj} > 350\,\mathrm{GeV}$ *et* $|\Delta y^{jj}| > 3.0$)*, obtenues avec les données et avec des événements simulés. Les distributions (a,b,c) prédites sont obtenues en sommant les distributions du signal (*ALPGEN+HERWIG *ou* SHERPA*) et celles des différents bruits de fond. Dans le cas de l'efficacité (d), les bruits de fond sont soustraits des données. Les bruits de fond* $t\bar{t}$ *et multijets sont déterminés à partir des données. Les rapports des distributions et efficacité prédites et mesurées sont aussi montrés. Les incertitudes systématiques sont représentées par des bandes hachurées noires et des bandes jaunes pleines.*

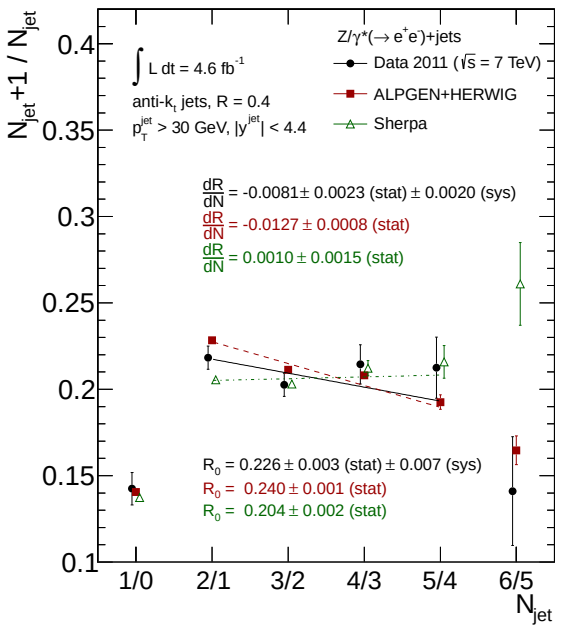
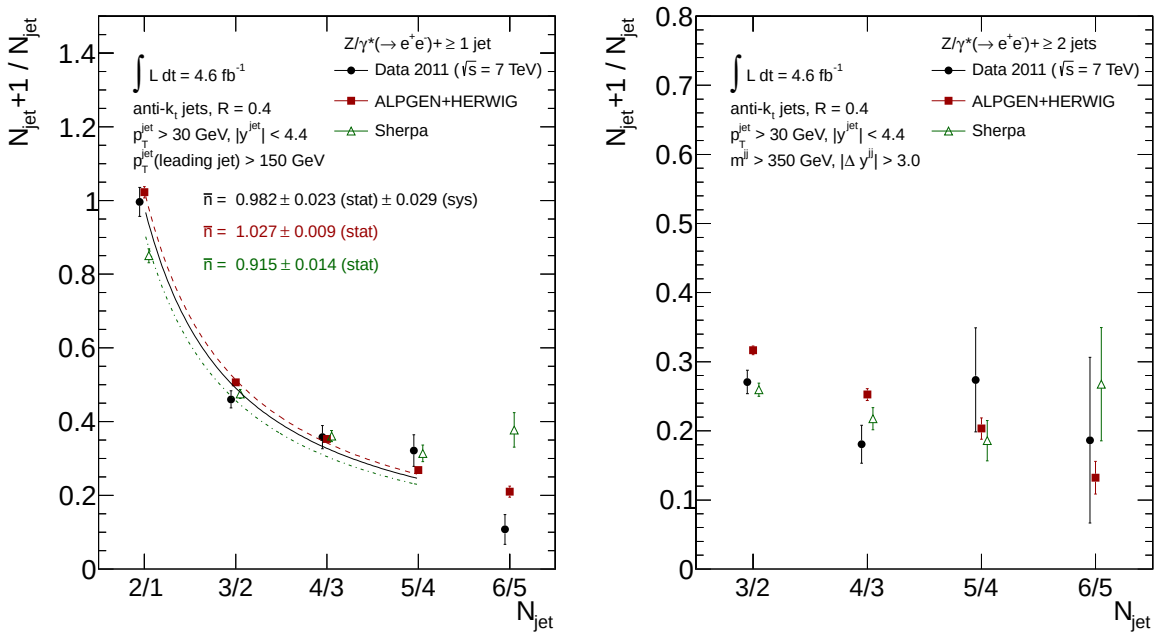


Figure 6.21 : *Rapport des multiplicités exclusives de jets obtenues avec la sélection standard. Les rapports obtenus avec les données et avec des événements simulés par* ALPGEN+HERWIG *et* SHERPA *sont comparés. Des fonctions linéaires ajustées sur ces rapports sont superposées. Les paramètres de ces fonctions sont par ailleurs indiqués.*



(a) $p_T(\text{leading jet}) > 150\,\text{GeV}$ **(b)** $m^{jj} > 350\,\text{GeV}, |\Delta y^{jj}| > 3.0$

Figure 6.22 : *Rapport des multiplicités exclusives de jets obtenues avec une coupure supplémentaire sur le* p_T *du jet principal,* $p_T^{\text{jet 1}} > 150\,\text{GeV}$ *(a), et avec la présélection VBF (*$m^{jj} > 350\,\text{GeV}$ *et* $|\Delta y^{jj}| > 3.0$*) (b). Les rapports obtenus avec les données et avec des événements simulés par* ALPGEN+HERWIG *et* SHERPA *sont comparés. Des hyperboles ajustées sur ces rapports sont superposées sur la Figure (a). Les paramètres de ces fonctions sont par ailleurs indiqués.*

VIII Résultats au niveau des particules

Les distributions mesurées au niveau du détecteur présentées dans la Section VII.3 sont corrigées des effets du détecteur par un *unfolding* Bayésien (voir Section IV). Les distributions au niveau des particules obtenues sont alors comparées aux prédictions fournies par BLACKHAT+SHERPA (voir Section VI), et par les générateurs ALPGEN+HERWIG, SHERPA, et MC@NLO. Toutes les sections efficaces, à l'exception des sections efficaces mesurées en fonction de la multiplicité, sont divisées par la section efficace inclusive $\sigma(Z/\gamma^*(\rightarrow ee))$, permettant ainsi d'éliminer certains effets systématiques.

Les distributions au niveau des particules sont toutes regroupées à la fin de cette section, tandis que les commentaires et interprétations sont scindés en plusieurs parties, ci-dessous.

VIII.1 Multiplicité de jets

Il a déjà été mentionné dans la Section II.3 du Chapitre 2 que le dénombrement des jets et les vetos basés sur la multiplicité de jets étaient des ingrédients importants dans les recherches du boson de Higgs ou de nouvelle physique pour optimiser les analyses ou éliminer les événements de bruit de fond. Des générateurs ME+PS sont généralement utilisés pour prédire la contamination par les processus du Modèle Standard. Ces prédictions dépendent de l'implémentation des éléments de matrice LO, de la modélisation du rayonnement de partons mous, et de la procédure d'association des éléments de matrice aux algorithmes de cascade.

	Section efficace mesurée [pb]	Section efficace NLO [pb]
$Z/\gamma^*(\rightarrow ee)$	[4.245± 0.004 (stat)± 0.145 (syst) ± 0.077 (lumi)]$\times 10^2$	$3.906^{+0.119}_{-0.112} \times 10^2$
$Z+ \geq 1$ jet	[6.049± 0.016 (stat)± 0.473 (syst) ± 0.110 (lumi)]$\times 10^1$	$5.672^{+0.278}_{-0.253} \times 10^1$
$Z+ \geq 2$ jets	[1.317± 0.007 (stat)± 0.139 (syst) ± 0.024 (lumi)]$\times 10^1$	$1.300^{+0.037}_{-0.075} \times 10^1$
$Z+ \geq 3$ jets	2.666± 0.032 (stat)± 0.356 (syst) ± 0.049 (lumi)	$2.707^{+0.120}_{-0.275}$
$Z+ \geq 4$ jets	[5.623± 0.149 (stat)± 0.947 (syst) ± 0.103 (lumi)]$\times 10^{-1}$	$5.650^{+0.214}_{-0.773} \times 10^{-1}$

Tableau 6.6 : *Sections efficaces mesurées et prédites par* BLACKHAT+SHERPA *pour différentes multiplicités.*

Le Tableau 6.6 et les Figures 6.23(a,b) comparent les multiplicités de jets inclusives et exclusives mesurées et prédites. Les multiplicités prédites par BLACKHAT+SHERPA sont en accord avec les multiplicités observées, tout comme celles prédites par ALPGEN+HERWIG. On note toutefois dans le cas de ALPGEN+HERWIG une tendance à sous-estimer la section efficace pour les événements contenant plus de cinq jets — ceci est plus nettement visible sur les résultats e–μ combinés (voir Figure 6.35(a)). Ceci est dû au fait que les éléments de matrice utilisés génèrent jusqu'à cinq partons. Les multiplicités supérieures sont contrôlées par le modèle de cascade implémenté dans HERWIG. SHERPA, quant à lui, tend à sous-estimer — parfois à la limite des incertitudes — les sections efficaces pour les événements contenant de un à quatre jets. Les prédictions de MC@NLO sont fournies à titre indicatif, tout en sachant qu'elles ne peuvent être fiables pour les multiplicités plus grandes qu'un jet, modélisées par la cascade de partons. La différence entre sections efficaces observées et prédites par MC@NLO augmente d'ailleurs avec le nombre de jets et un facteur 10

entre les deux sections efficaces est déjà atteint pour $Z+ \geq 3$ jets. Aucun commentaire supplémentaire ne sera fait dans la suite concernant la mauvaise description des données par MC@NLO.

Les multiplicités obtenues dans deux sélections particulières sont montrées sur les Figures 6.23(c,d). Dans le premier cas, il est demandé au jet principal d'avoir un p_{T} plus grand que 150 GeV, ce qui introduit une échelle d'énergie élevée et modifie l'évolution de la multiplicité (voir Section II.3 du Chapitre 2). Dans le second cas, une présélection VBF ($m^{jj} > 350$ GeV et $|\Delta y^{jj}| > 3.0$) est appliquée aux événements.

Les rapports $R_{(n+1)/n}$ des sections efficaces obtenues pour les multiplicités n et $n+1$ permettent d'éliminer une partie des incertitudes systématiques provenant de l'échelle d'énergie et de la résolution des jets et sont donc plus sensibles pour tester les différentes prédictions. Les rapports de multiplicités inclusives et exclusives sont montrées sur la Figure 6.24. Un rapport constant est observé pour la sélection standard à partir de $R_{\geq 2/\geq 1}$ et $R_{2/1}$, compatible avec les mesures précédentes [53, 54], et correspondant à une évolution en escalier. Les rapports de multiplicités exclusives, dans l'intervalle $R_{2/1} \leq R_{(n+1)/n} \leq R_{5/4}$ — où Alpgen+Herwig et Sherpa sont supposés fournir une bonne description du rayonnement de partons —, sont utilisés pour ajuster une fonction linéaire $R_{(n+1)/n} = R_0 + \frac{dR}{dn} \times n$. Les résultats des ajustements sont montrés sur la Figure 6.25 (ainsi que sur la Figure 6.21 au niveau du détecteur). Ces ajustements montrent un rapport quasiment constant autour de $R_0 = 0.23$. La pente caractérisant l'évolution de ce rapport est très faible mais non compatible avec zéro. Sherpa prédit un rapport légèrement trop faible pour les faibles multiplicités et légèrement trop grand pour les plus grandes multiplicités, tandis que les évolutions prédites par Blackhat+Sherpa et Alpgen sont en meilleur accord avec les données.

Lorsqu'une échelle d'énergie élevée est introduite par une coupure sur l'impulsion transverse du jet principal, $p_{\mathrm{T}} > 150$ GeV, les valeurs du rapport $R_{(n+1)/n}$ deviennent bien plus grandes pour les faibles multiplicités ($R_{2/1} \approx 1$) et décroissent vers le rapport de l'évolution en escalier $R_{(n+1)/n} \approx 0.2$ pour les grandes multiplicités (voir Figures 6.24 et 6.26, et 6.22 au niveau du détecteur). Il est attendu dans ce cas que l'évolution devienne Poissonnienne, ce qui correspond à un rapport $R_{(n+1)/n} = \frac{\bar{n}}{n}$. Cette fonction est ajustée sur les rapports et les résultats des ajustements sont montrés sur la Figure 6.26. Une valeur $\bar{n} \approx 1.01$ est obtenue dans les données, qui fournit une description raisonnable de l'évolution du rapport. De nouveau, les valeurs de $\bar{n}$ obtenues à partir Blackhat+Sherpa et Alpgen sont compatibles avec les données. On peut par ailleurs voir que Sherpa prédit un rapport $R_{2/1}$ trop faible (Figure 6.22).

Finalement, l'évolution du rapport de multiplicités exclusives est aussi étudié pour la présélection VBF ($m^{jj} > 350$ GeV et $|\Delta y^{jj}| > 3.0$). Les résultats sont présentés sur les Figures 6.23(d), 6.24(d), et 6.26(b) — et 6.22(b) au niveau du détecteur. Dans ce cas, une diminution du rapport avec la multiplicité est aussi clairement observé, quoiqu'il soit difficile d'affirmer qu'il s'agisse d'une évolution Poissonnienne. Un assez bon accord est observé entre les rapports prédits par Sherpa et les rapports mesurés. Au contraire, Alpgen+Herwig prédit dans ce cas des rapports trop élevés. Blackhat+Sherpa prédit lui aussi des rapports trop élevés, à la limite des incertitudes dans le cas du rapport 2/1.

VIII.2 Impulsions transverses

Les distributions de multiplicités permettent de tester les simulations du rayonnement de multiples partons mous. Mais une description correcte de ces distributions n'implique pas

forcément une bonne description de la production de jets énergétiques. En particulier (voir Chapitre 2), lorsque l'impulsion transverse du jet surpasse la masse du Z, la section efficace acquiert une contribution importante provenant d'événements dijet dans lesquels un Z est émis à partir d'un quark dans l'état final. Ceci entraîne de grandes incertitudes d'échelle non seulement pour les prédictions au LO, mais aussi au NLO (voir Section II.1 du Chapitre 2. Par ailleurs, les contributions des corrections électrofaibles augmentent significativement pour des impulsions transverses du Z au-delà de 100 GeV (voir Section II.2 du Chapitre 2).

La Figure 6.27 montre les sections efficaces différentielles en fonction des p_{T} des quatre jets principaux, normalisées à la section efficace inclusive $\sigma(Z/\gamma^*(\rightarrow ee))$. La prédiction fournie par Blackhat+Sherpa est compatible avec les sections efficaces mesurées, pour les quatre distributions. Alpgen+Herwig prédit en général des sections efficaces compatibles avec les données, à l'exception des grandes valeurs de p_{T} du jet principal, pour lesquelles la section efficace est surestimée. Il a déjà été vu précédemment que Sherpa tend à sous-estimer les sections efficaces pour les multiplicités entre un et quatre jets. Ceci se reflète sur les distributions de p_{T} par un décalage global entre la distribution mesurée et la distribution prédite. Si seule la forme des distributions est comparée, un bon accord général est observé, avec, comme pour Alpgen+Herwig — quoique de manière bien moins significative —, une tendance à surestimer la section efficace pour la production d'un jet principal à grand p_{T}. La mesure de section efficace en fonction du p_{T} du Z dans les événements $Z+\geq 1$ jet permet de sonder des effets similaires (voir Figure 6.28(c)), tout en étant moins sensible à l'échelle d'énergie et à la résolution des jets, permettant ainsi de contrôler ce qui est observé sur le p_{T} du jet principal. La même tendance de Alpgen+Herwig à surestimer la section efficace pour les grandes impulsions transverses est observée. Au contraire, la prédiction de Sherpa est en excellent accord avec la distribution mesurée, à l'exception peut-être de la région au-delà de 300 GeV, où le manque de statistique ne permet pas de conclure. Une mauvaise description des sections efficaces mesurées par les prédictions de Blackhat+Sherpa est visible à partir de $p_{\mathrm{T}}^{Z} \approx 80$ GeV. Ceci provient des multiplicités manquantes qui ne sont pas prises en compte par une prédiction $Z+\geq 1$ jet au NLO.

Les corrections électrofaibles sont calculées dans des événements contenant un seul jet associé au Z [48]. Un échantillon enrichi en tels événements est sélectionné en appliquant un veto sur le second jet. Les spectres en p_{T} du jet et du boson Z dans ces événements contenant un unique jet sont montrés sur les Figures 6.28(a) et 6.28(d). Pour la région cinématique considérée, des corrections électrofaibles de l'ordre de -10% (-20%) pour des p_{T} du jet de l'ordre de 200 GeV (500 GeV) sont prédites. Cependant, les corrections QCD peuvent affecter le spectre en p_{T} d'un même ordre de grandeur. Etant donnée la plus faible statistique dans cette sélection exclusive, ainsi que l'accroissement des incertitudes d'échelle, aucune déviation claire des prédictions par rapport aux mesures ne peut être observée.

La région des grands p_{T}, dominée par les événements contenant deux jets, peut aussi être sondée à partir du rapport des p_{T} du jet principal et du second jet $p_{\mathrm{T}}(\text{2nd jet})/p_{\mathrm{T}}(\text{1st jet})$, dans la région des faibles rapports. Cette distribution est montrée sur la Figure 6.28(b). La même tendance à la surestimation de la section efficace par Alpgen+Herwig que celle observée sur la Figure 6.27(a), affecte la région $p_{\mathrm{T}}(\text{2nd jet})/p_{\mathrm{T}}(\text{1st jet}) < 0.2$. Un effet similaire est aussi visible pour les prédictions de Sherpa, en plus du décalage global déjà commenté.

VIII.3 Rapidités et variables angulaires

Les variables angulaires des jets et entre jets sont importantes pour la recherche de nouvelle physique ou du boson de Higgs pour séparer les événements de signal des événements de bruits de fond. Les jets sont reconstruits et calibrés dans le détecteur ATLAS jusqu'à $|\eta| = 4.5$, permettant d'étudier la production de jets à l'avant. Cependant, les effets systématiques sur l'énergie des jets à l'avant, provenant de la modélisation de la cascade de partons (voir Section IV.1 du Chapitre 4) ou du *pile-up* (voir Section IV.2 du Chapitre 4), sont importants et limitent la précision de la mesure dans cette région.

La Figure 6.29 montre les distributions de rapidité des quatre jets principaux. Pour la rapidité des deux premiers jets, ALPGEN+HERWIG tend à prédire des distributions légèrement trop étroites, tout en étant tout à fait compatible avec les mesures étant données les très grandes incertitudes dans la région à l'avant. SHERPA, quant à lui, prédit des distributions significativement trop larges, tout comme — dans une moindre mesure — BLACKHAT+SHERPA. Les différences observées sur les distributions de rapidité des troisième et quatrième jets sont bien moins significatives. Les résultats sur les distributions de rapidité individuelles se reflètent sur la distribution de la distance en rapidité entre les deux jets principaux montrée sur la Figure 6.30(a) : ALPGEN+HERWIG tend à prédire des distances trop faibles entre les deux jets tandis que SHERPA et BLACKHAT+SHERPA tendent à prédire des distances trop grandes.

Les Figures 6.30(b,c) complètent l'étude des relations angulaires entre les deux jets principaux. Il s'agit des sections efficaces différentielles en fonction de l'angle azimutal et de la distance dans le plan η–ϕ entre les deux jets, ΔR^{jj}. ALPGEN+HERWIG et BLACKHAT+SHERPA fournissent des prédictions de la distribution de $|\Delta\phi^{jj}|$ en très bon accord avec les mesures, tandis que SHERPA tend à sous-estimer la propension des deux jets principaux à être produits dos à dos dans le plan transverse. La distribution de ΔR^{jj} combine les effets des distributions de $|\Delta y^{jj}|$ et $|\Delta\phi^{jj}|$. Il y a cependant certains effets visibles supplémentaires qui affectent les faibles distances entre jets, liés à l'association des éléments de matrice et des cascades de partons. Ces effets restent cependant plus faibles que les incertitudes sur les mesures.

La description des relations angulaires entre jets et des énergies des jets affecte directement la description de la masse invariante des deux jets principaux. Cette variable est souvent employée pour la recherche de nouvelle physique ou du boson de Higgs, soit pour chercher une résonance, soit pour augmenter le rapport signal à bruit. La section efficace différentielle en fonction de la masse invariante dijet est montrée sur la Figure 6.30(d). Mis à part pour les faibles masses (liées aux faibles ΔR^{jj}), la distribution est correctement décrite pas ALPGEN+HERWIG et BLACKHAT+SHERPA. Si l'on fait abstraction du problème de normalisation de SHERPA et de la description des faibles masses, la forme de la distribution est relativement bien décrite par SHERPA à l'exception d'une légère tendance à surestimer la section efficace pour les hautes masses.

VIII.4 H_{T} et S_{T}

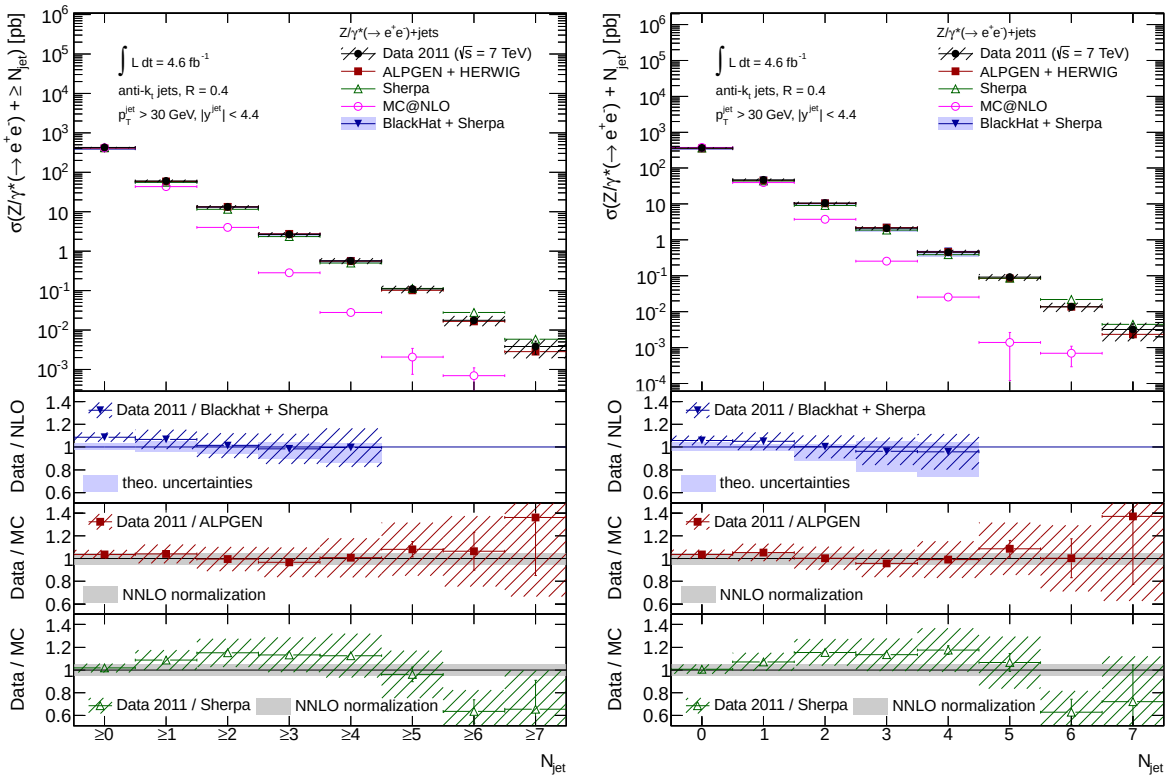
Les quantités basées sur la somme inclusive des p_{T} des objets dans l'état final, comme H_{T} ou S_{T}, sont aussi couramment utilisées pour les recherches de particules massives. Les grandes valeurs de H_{T} et S_{T} proviennent des événements contenant un petit nombre d'objets très énergétiques ou un grand nombre d'objets de moindre énergie — ces derniers étant majoritaires. Par conséquent, des descriptions correctes de la multiplicité de jets et du

p_{T} des jets sous-tendent la bonne modélisation des grandes valeurs de H_{T} et S_{T}. Les sections efficaces différentielles en fonction de H_{T} et S_{T} sont montrées sur la Figure 6.31. SHERPA, malgré son problème récurrent de normalisation, semble fournir la meilleure description des deux distributions. ALPGEN+HERWIG montre une tendance à surestimer la section efficace pour les grandes valeurs de H_{T} et S_{T}, ce qui est lié aux différences observées sur les distributions des p_{T} des jets. Les valeurs fournies par BLACKHAT+SHERPA, basées sur un calcul NLO pour des événements $Z+ \geq 1$jet, sous-estiment clairement les sections efficaces mesurées pour des valeurs $H_{\mathrm{T}} > 300\,\mathrm{GeV}$ et $S_{\mathrm{T}} > 200\,\mathrm{GeV}$. Ces grandes valeurs sont créées dans le cas de BLACKHAT+SHERPA par deux jets énergétiques, tandis que la composante provenant de nombreux jets de faibles p_{T} n'est pas incluse. En effet, le nombre moyen de jets dans les événements $Z+ \geq 1$jet augmente significativement à partir d'environ 150 GeV et dépasse 2 à partir de 300 GeV (voir Figure 6.18).

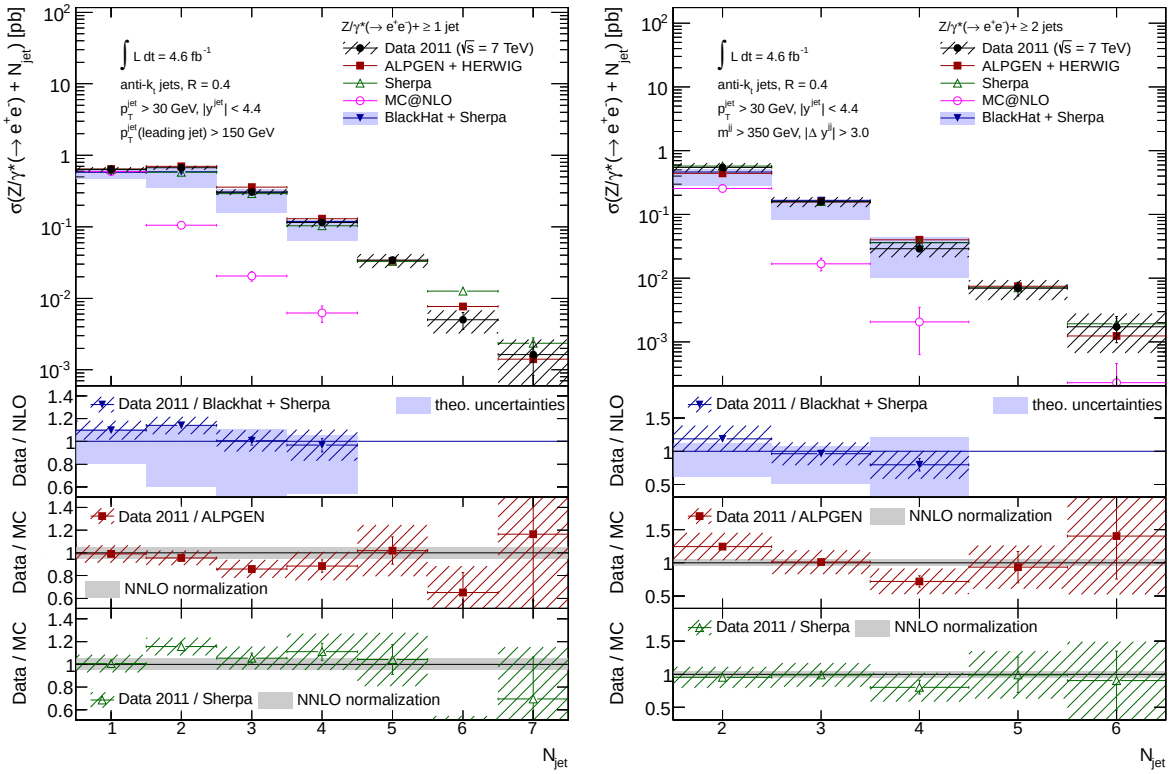
VIII.5 Présélection VBF et troisième jet

L'étude des variables cinématiques du troisième jet dans les événements passant la présélection VBF ($m^{jj} > 350\,\mathrm{GeV}$ et $|\Delta y^{jj}| > 3.0$) est importante car un veto sur ce troisième jet, qui prend en compte le p_{T} et la rapidité du jet, est généralement appliqué dans les analyses de recherche du boson de Higgs produit par VBF. La bonne modélisation des p_{T} et rapidité du troisième jet dans ces événements préselectionnés est donc nécessaire, en plus de la bonne modélisation des multiplicités, pour prédire correctement l'impact des bruits de fond après veto. Les Figures 6.32 et 6.20(b,c) montrent les distributions de p_{T} et de rapidité du troisième jet dans ces événements, au niveau hadronique et au niveau du détecteur. En général, ALPGEN+HERWIG, SHERPA, et BLACKHAT+SHERPA fournissent une bonne description des données, à l'exception de la région en p_{T} au delà de 70 GeV.

L'efficacité d'un veto sur ce troisième jet a aussi été étudiée et est montrée en fonction du seuil en p_{T} du veto, au niveau du détecteur, sur la Figure 6.20(d). Un très bon accord entre la prédiction de SHERPA et les données est observé. Au contraire, ALPGEN+HERWIG prédit une efficacité trop faible, du fait du trop grand rapport de multiplicité 3/2.

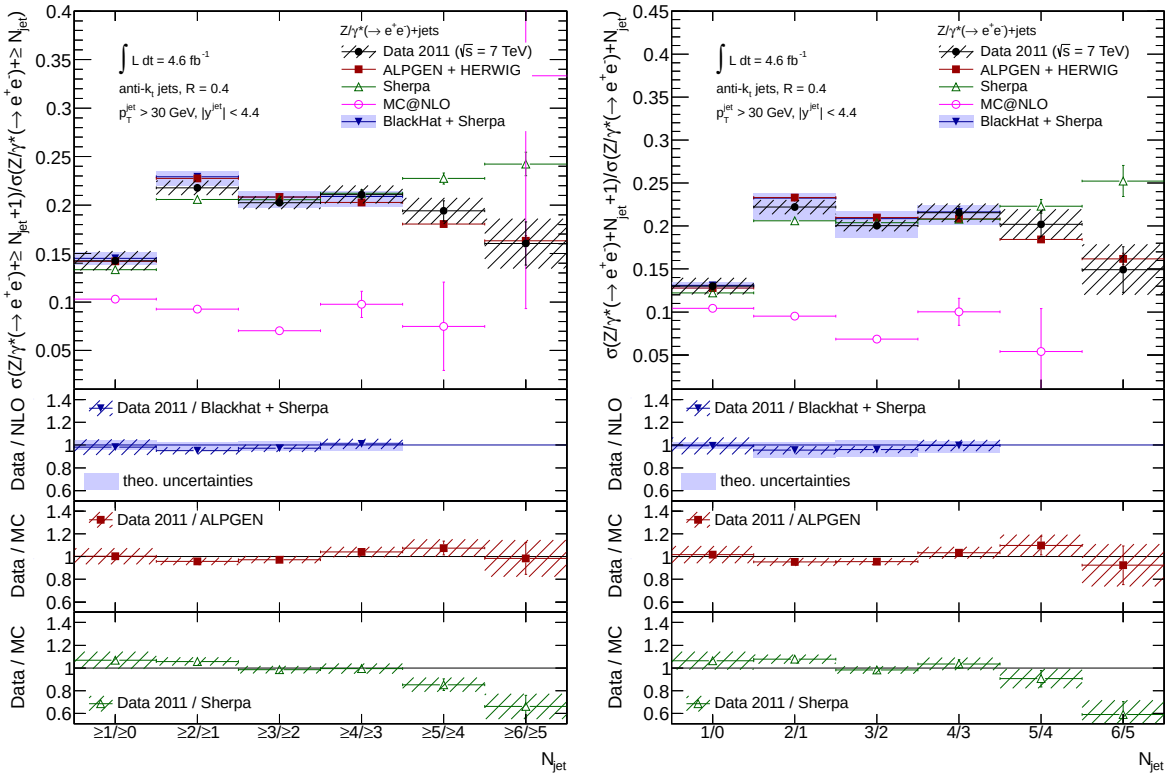


(a) *Multiplicités inclusives* **(b)** *Multiplicités exclusives*

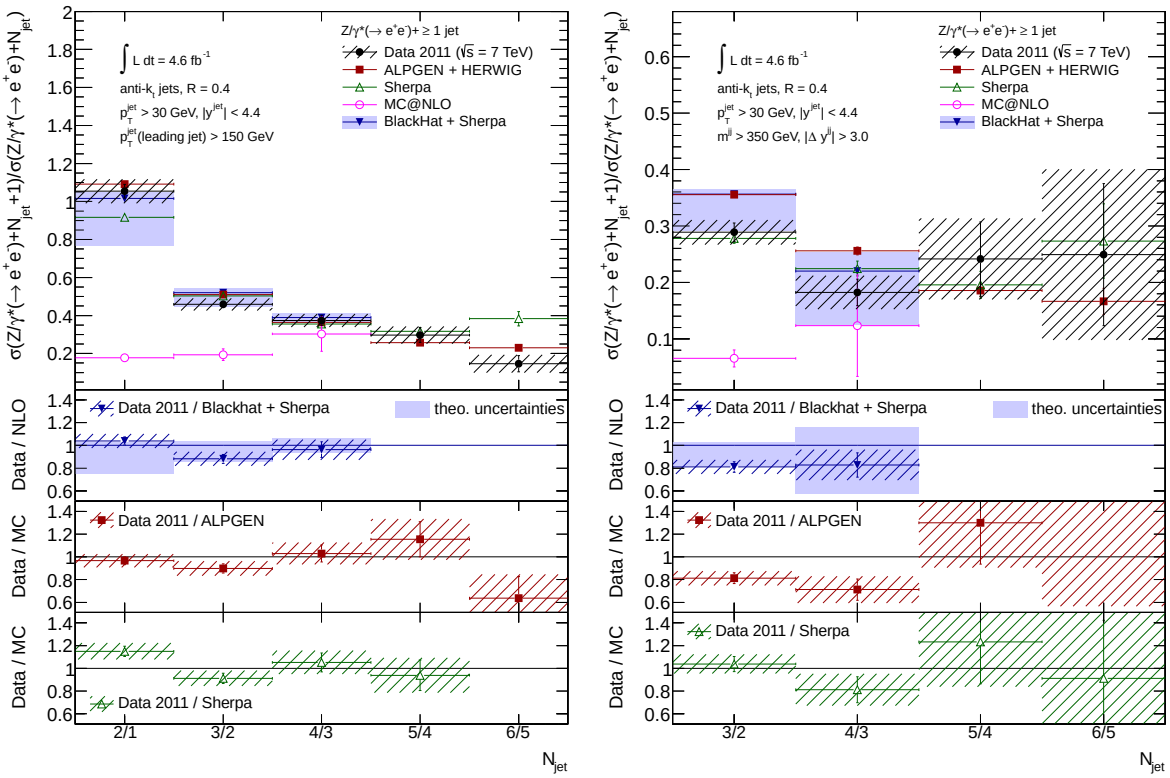


(c) $p_{\mathrm{T}}(\text{leading jet}) > 150\,\mathrm{GeV}$ **(d)** $m^{jj} > 350\,\mathrm{GeV}$ *et* $|\Delta y^{jj}| > 3.0$

Figure 6.23 : *Sections efficaces en fonction des multiplicités inclusives (a) et exclusives (b) obtenues avec la sélection standard, avec une coupure supplémentaire sur le* p_{T} *du jet principal (*$p_{\mathrm{T}}(\text{leadingjet}) > 150\,\mathrm{GeV}$*) (c), et avec la préselection VBF (d). Les valeurs mesurées sont comparées aux prédictions fournies par* BLACKHAT+SHERPA, ALPGEN+HERWIG, SHERPA, *et* MC@NLO. *Les incertitudes statistiques et systématiques sur les mesures, combinées, sont représentées par des bandes hachurées. Les incertitudes théoriques sur les prédictions NLO sont représentées par des bandes bleues. L'incertitude sur la section efficace inclusive au NNLO est représentée par une bande grise.*



(a) *Multiplicités inclusives* **(b)** *Multiplicités exclusives*



(c) $p_{\mathrm{T}}(\text{leading jet}) > 150\,\mathrm{GeV}$ **(d)** $m^{jj} > 350\,\mathrm{GeV}$ *et* $|\Delta y^{jj}| > 3.0$

Figure 6.24 : *Rapports des sections efficaces des multiplicités inclusives (a) et exclusives (b) obtenues avec la sélection standard, avec une coupure supplémentaire sur le* p_{T} *du jet principal* ($p_{\mathrm{T}}(\text{leading jet}) > 150\,\mathrm{GeV}$) *(c), et avec la préselection VBF (d). Les valeurs mesurées sont comparées aux prédictions fournies par* BLACKHAT+SHERPA, ALPGEN+HERWIG, SHERPA, *et* MC@NLO. *Les incertitudes statistiques et systématiques sur les mesures, combinées, sont représentées par des bandes hachurées. Les incertitudes théoriques sur les prédictions NLO sont représentées par des bandes bleues. L'incertitude sur la section efficace inclusive au NNLO est représentée par une bande grise.*

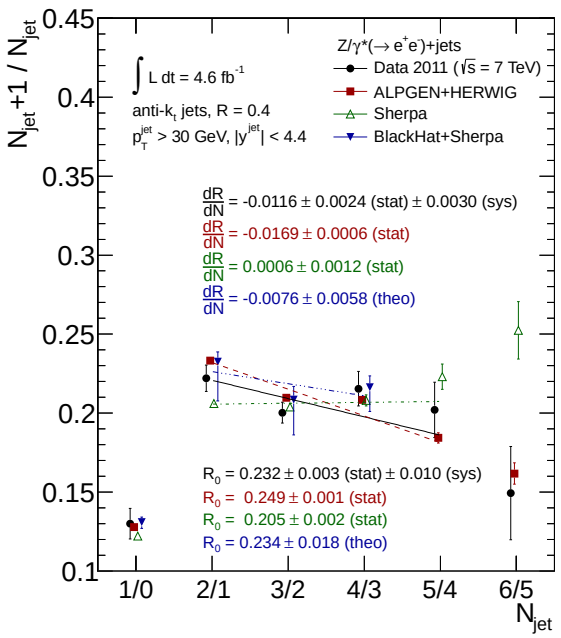
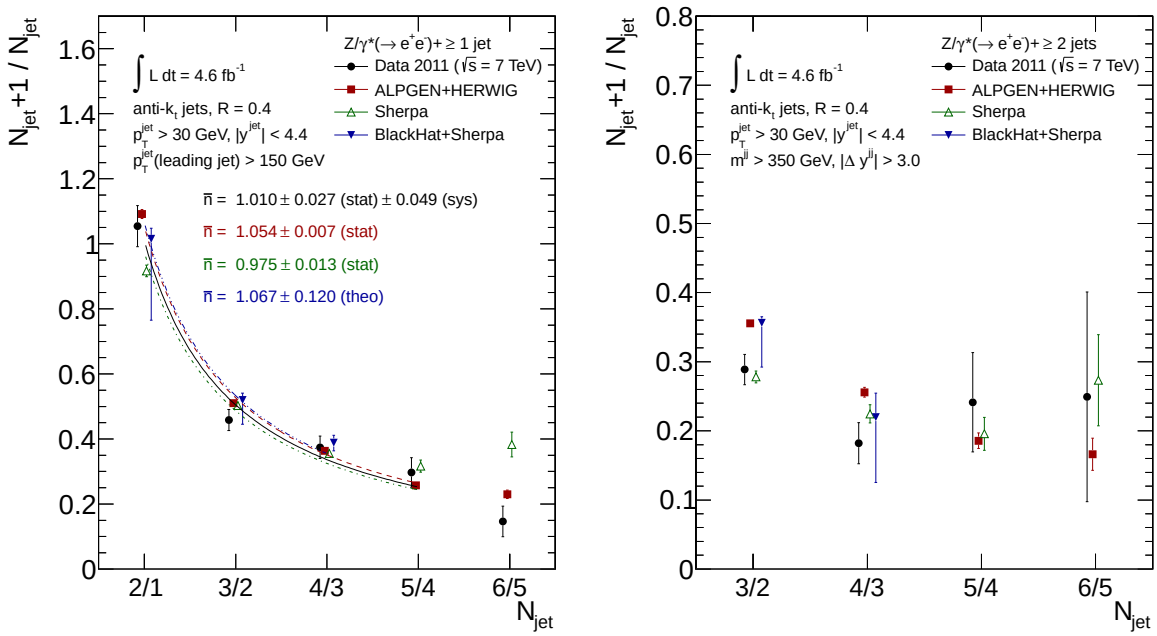
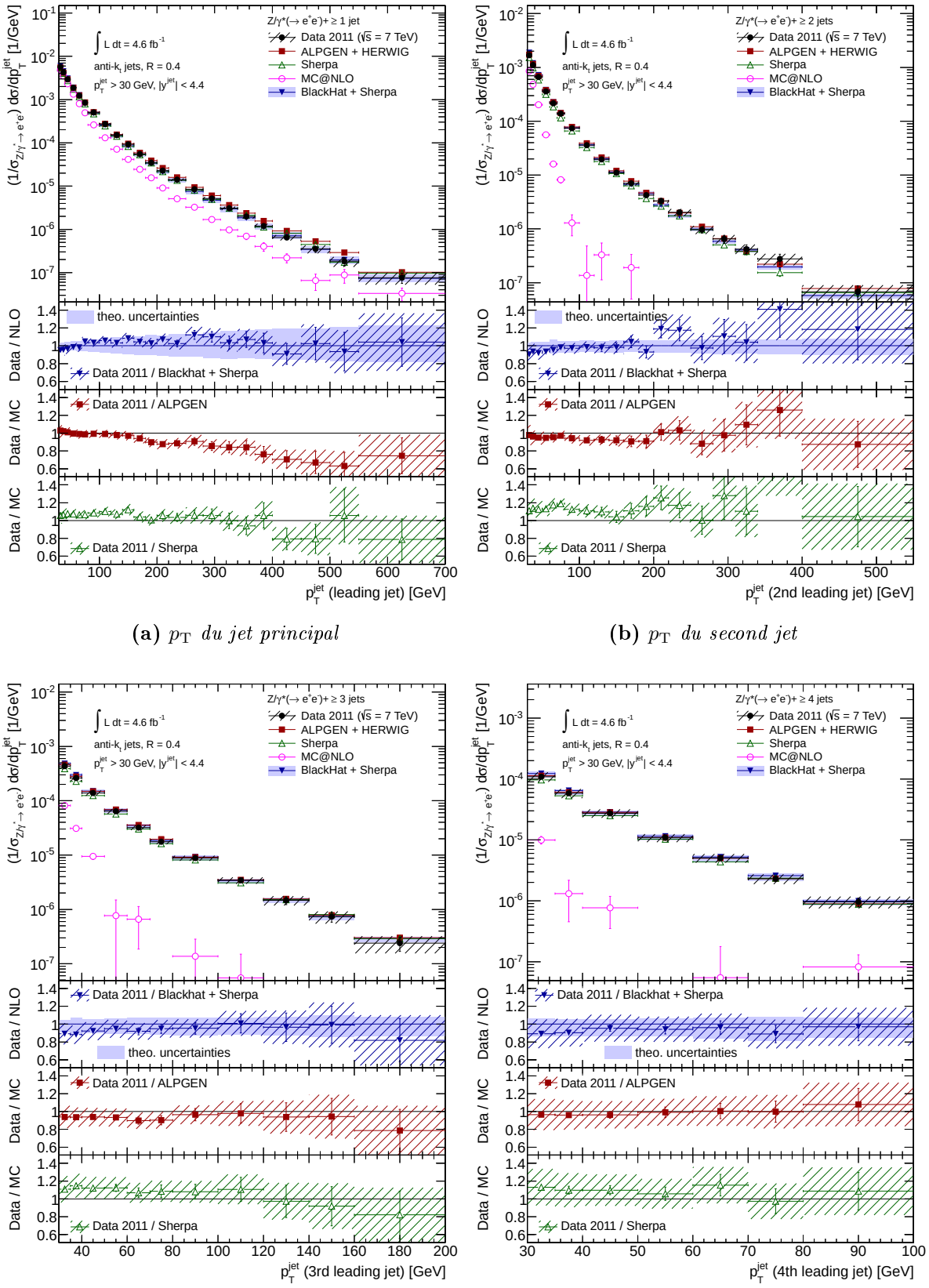


Figure 6.25 : *Rapports des sections efficaces des multiplicités exclusives obtenues avec la sélection standard. Les rapports obtenus avec les données et avec* BLACKHAT+SHERPA, ALPGEN+HERWIG *et* SHERPA *sont comparés. Des fonctions linéaires ajustées sur ces rapports sont superposées. Les paramètres de ces fonctions sont par ailleurs indiqués.*



(a) $p_T(\text{leading jet}) > 150\,\text{GeV}$ **(b)** $m^{jj} > 350\,\text{GeV}$ *et* $|\Delta y^{jj}| > 3.0$

Figure 6.26 : *Rapport des sections efficaces des multiplicités exclusives de jets obtenus avec une coupure supplémentaire sur le* p_T *du jet principal,* $p_T^{\text{jet}\,1} > 150\,\text{GeV}$ *(a), et avec la présélection VBF (b). Les rapports obtenus avec les données et avec* BLACKHAT+SHERPA, ALPGEN+HERWIG *et* SHERPA *sont comparés. Des hyperboles ajustées sur ces rapports sont superposées sur la Figure (a). Les paramètres de ces fonctions sont par ailleurs indiqués.*



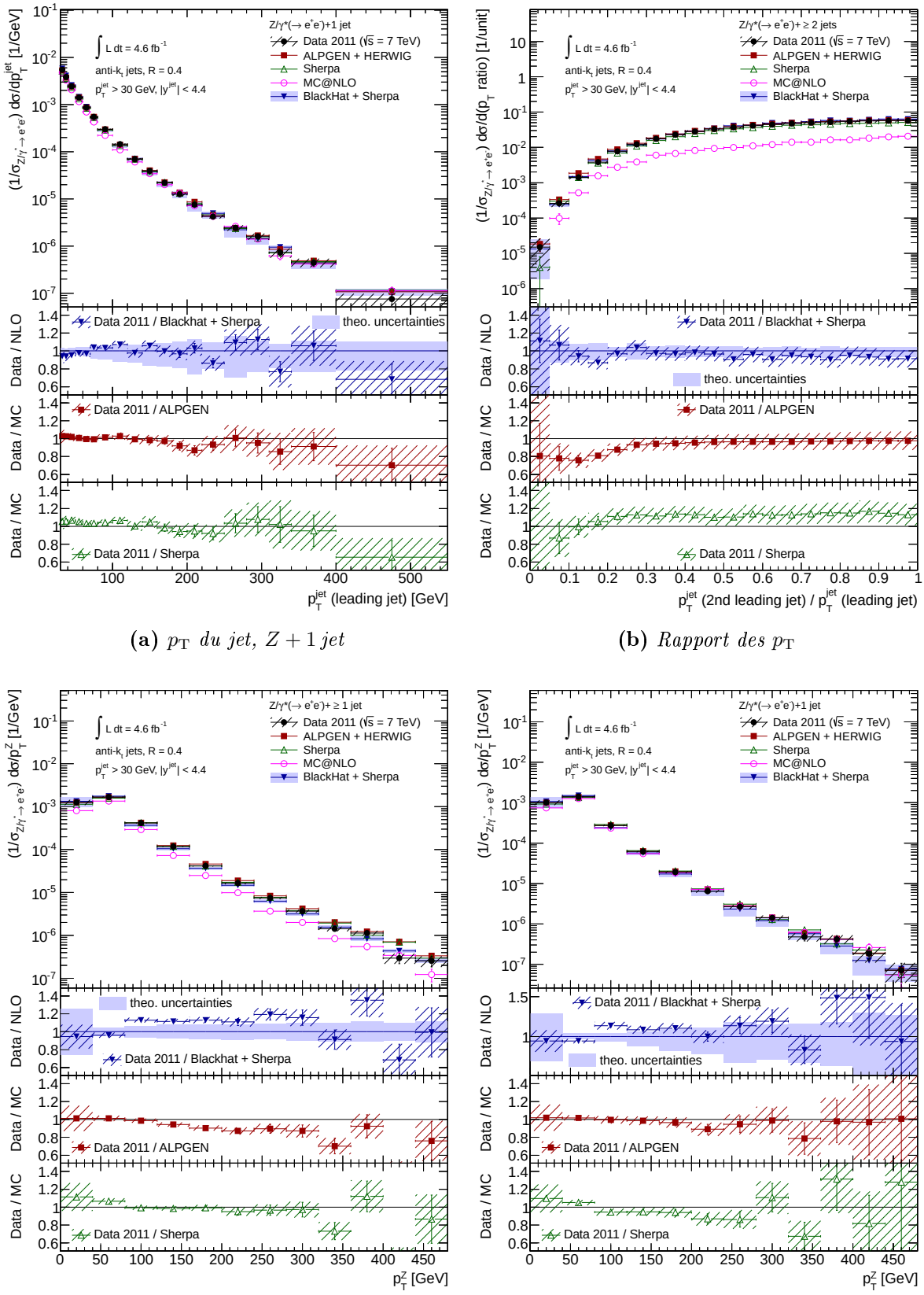
(a) p_{T} *du jet principal*

(b) p_{T} *du second jet*

(c) p_{T} *du troisième jet*

(d) p_{T} *du quatrième jet*

Figure 6.27 : *Sections efficaces différentielles normalisées à la section efficace inclusive* $\sigma(Z/\gamma^*(\rightarrow ee))$, *en fonction du* p_{T} *du premier (a), second (b), troisième (b), et quatrième (d) jets. Les valeurs mesurées sont comparées aux prédictions fournies par* BLACKHAT+SHERPA, ALPGEN+HERWIG, SHERPA, *et* MC@NLO. *Les incertitudes statistiques et systématiques sur les mesures, combinées, sont représentées par des bandes hachurées. Les incertitudes théoriques sur les prédictions NLO sont représentées par des bandes bleues.*



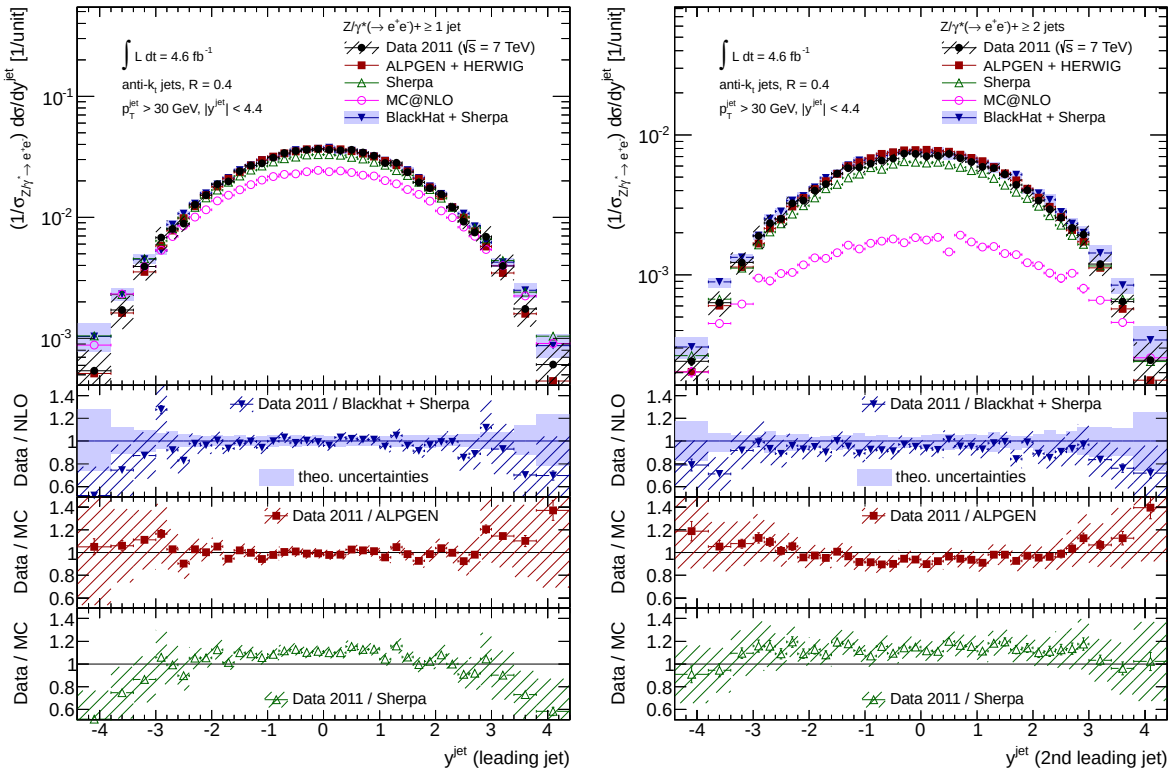
(a) p_{T} *du jet, $Z+1$ jet*

(b) *Rapport des* p_{T}

(c) p_{T} *du Z, $Z+\geq 1$ jet*

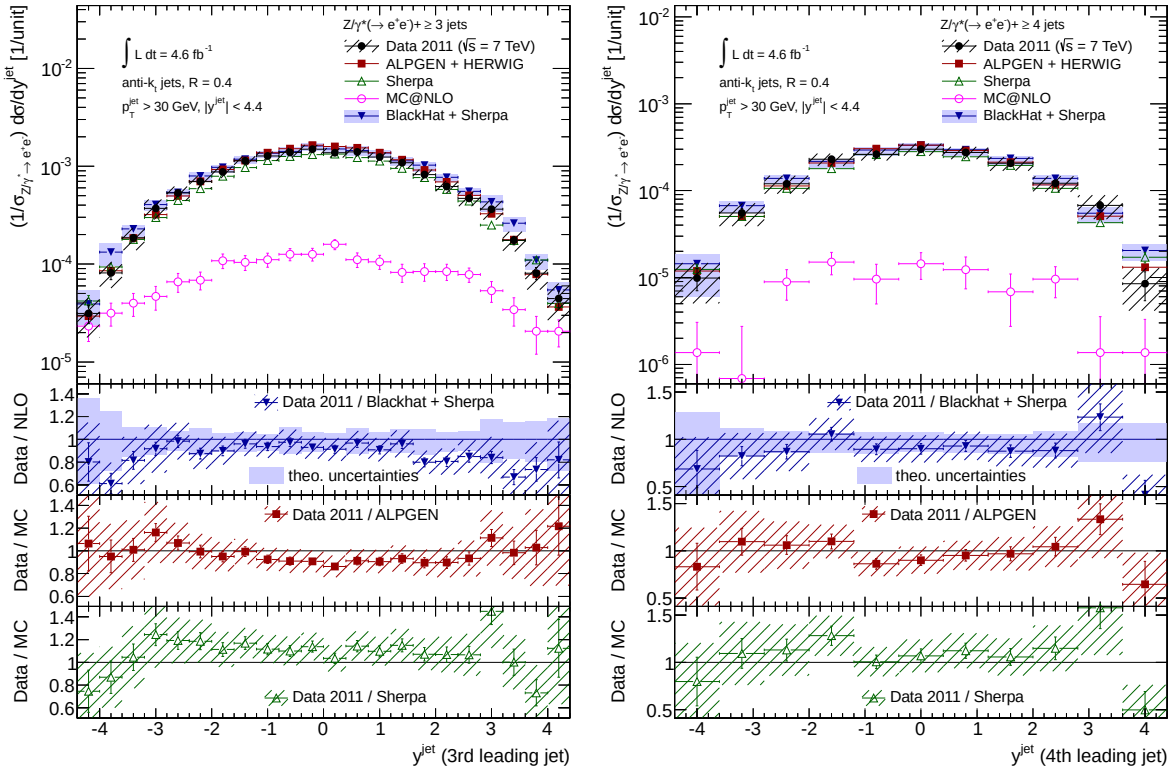
(d) p_{T} *du Z, $Z+1$ jet*

Figure 6.28 : *Sections efficaces différentielles normalisées à la section efficace inclusive $\sigma(Z/\gamma^*(\rightarrow ee))$, en fonction du p_{T} du jet pour des événements contenant exactement un jet (a), en fonction du rapport des p_{T} des deux jets principaux (b), et en fonction du p_{T} du Z, pour des événements contenant au moins un jet (c), et exactement un jet (d). Les valeurs mesurées sont comparées aux prédictions fournies par* BLACKHAT+SHERPA, ALPGEN+HERWIG, SHERPA, *et* MC@NLO. *Les incertitudes statistiques et systématiques sur les mesures, combinées, sont représentées par des bandes hachurées. Les incertitudes théoriques sur les prédictions NLO sont représentées par des bandes bleues.*



(a) *Rapidité du jet principal*

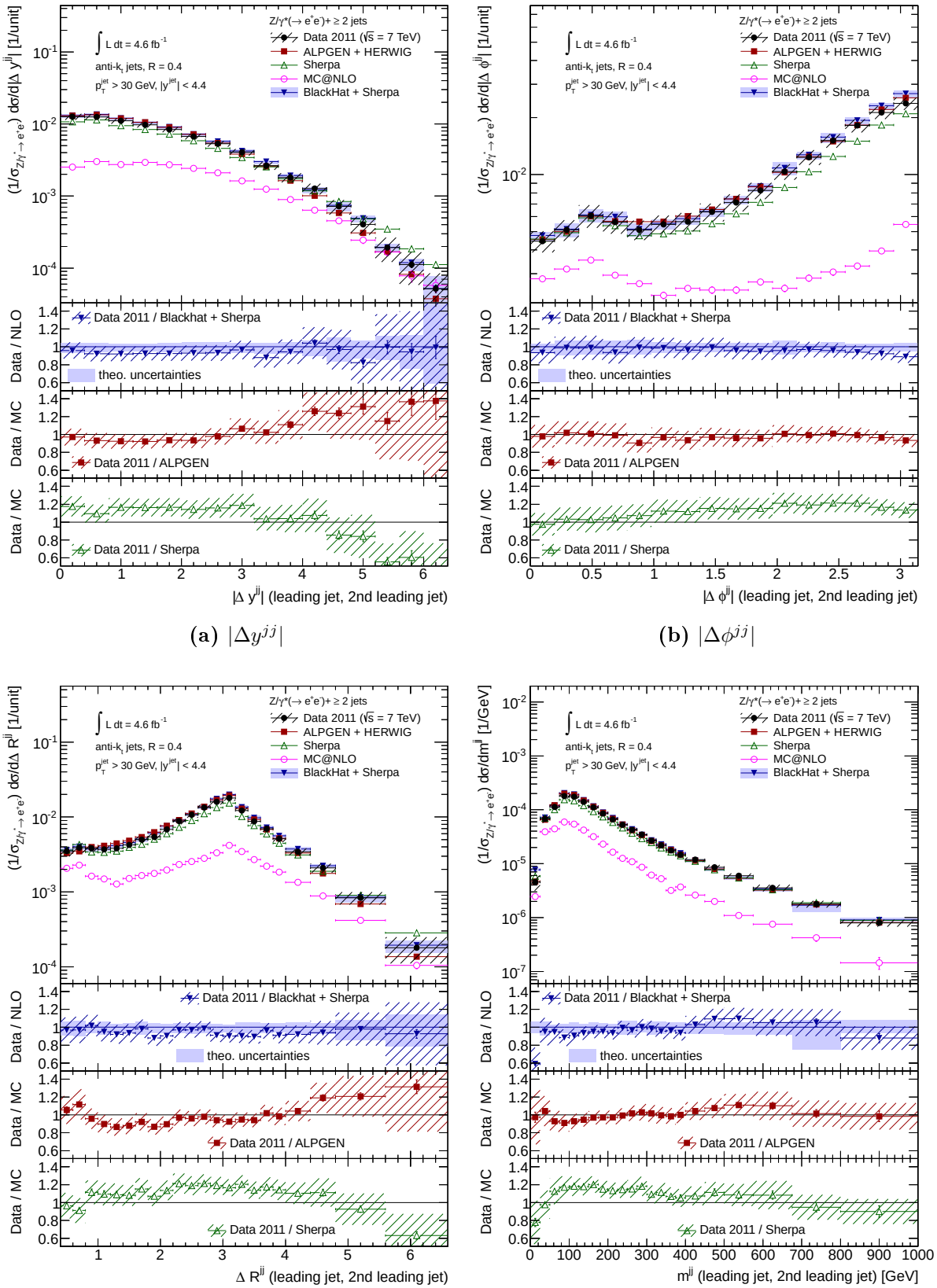
(b) *Rapidité du second jet*



(c) *Rapidité du troisième jet*

(d) *Rapidité du quatrième jet*

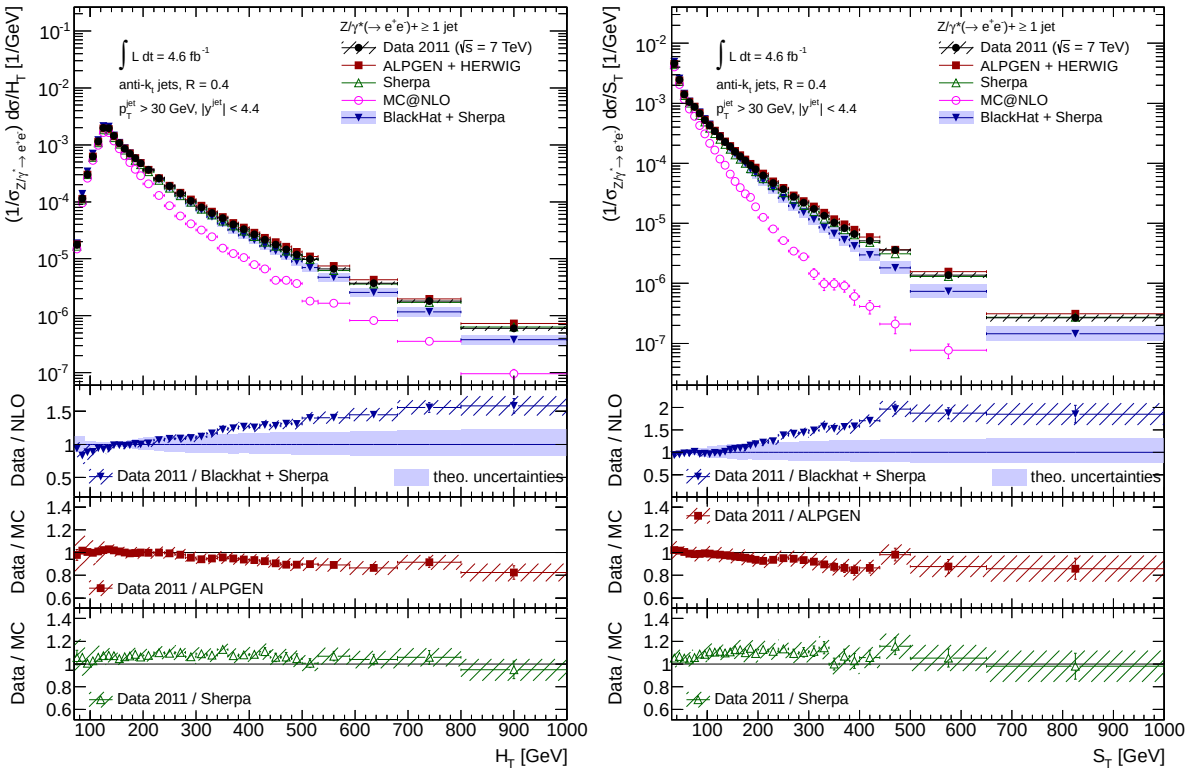
Figure 6.29 : *Sections efficaces différentielles normalisées à la section efficace inclusive $\sigma(Z/\gamma^*(\rightarrow ee))$, en fonction de la rapidité du premier (a), second (b), troisième (b), et quatrième (d) jets. Les valeurs mesurées sont comparées aux prédictions fournies par* BLACKHAT+SHERPA, ALPGEN+HERWIG, SHERPA, *et* MC@NLO. *Les incertitudes statistiques et systématiques sur les mesures, combinées, sont représentées par des bandes hachurées. Les incertitudes théoriques sur les prédictions NLO sont représentées par des bandes bleues.*



(a) $|\Delta y^{jj}|$ (b) $|\Delta \phi^{jj}|$

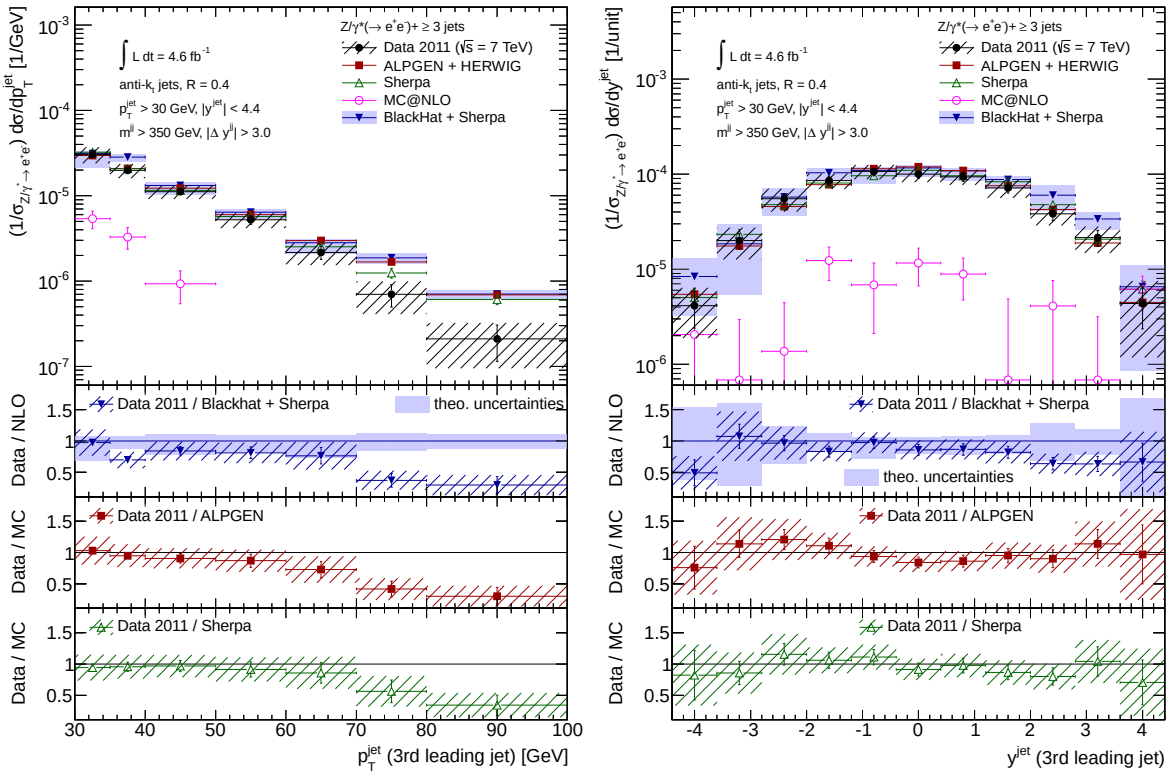
(c) ΔR^{jj} (d) *Masse dijet*

Figure 6.30 : *Sections efficaces différentielles normalisées à la section efficace inclusive $\sigma(Z/\gamma^*(\rightarrow ee))$, en fonction de $|\Delta y^{jj}|$ (a), $|\Delta\phi^{jj}|$ (b), ΔR^{jj} (c), et de la masse invariante des deux jets principaux (d). Les valeurs mesurées sont comparées aux prédictions fournies par* BLACKHAT+SHERPA, ALPGEN+HERWIG, SHERPA, *et* MC@NLO. *Les incertitudes statistiques et systématiques sur les mesures, combinées, sont représentées par des bandes hachurées. Les incertitudes théoriques sur les prédictions NLO sont représentées par des bandes bleues.*



(a) H_{T} **(b)** S_{T}

Figure 6.31 : *Sections efficaces différentielles normalisées à la section efficace inclusive $\sigma(Z/\gamma^*(\rightarrow ee))$, en fonction de H_{T} (a) et de S_{T} (b). Les valeurs mesurées sont comparées aux prédictions fournies par* BLACKHAT+SHERPA, ALPGEN+HERWIG, SHERPA, *et* MC@NLO. *Les incertitudes statistiques et systématiques sur les mesures, combinées, sont représentées par des bandes hachurées. Les incertitudes théoriques sur les prédictions NLO sont représentées par des bandes bleues.*



(a) p_{T} **(b)** *Rapidité*

Figure 6.32 : *Sections efficaces différentielles normalisées à la section efficace inclusive $\sigma(Z/\gamma^*(\rightarrow ee))$, en fonction du p_{T} (a) et de la rapidité (b) du troisième jet dans les événements passant la présélection VBF. Les valeurs mesurées sont comparées aux prédictions fournies par* BLACKHAT+SHERPA, ALPGEN+HERWIG, SHERPA, *et* MC@NLO. *Les incertitudes statistiques et systématiques sur les mesures, combinées, sont représentées par des bandes hachurées. Les incertitudes théoriques sur les prédictions NLO sont représentées par des bandes bleues.*

IX Combinaison des canaux électrons et muons

Les sections efficaces différentielles $Z +$ jets sont mesurées dans les canaux de désintégration en électrons et muons et sont combinées en prenant en compte les corrélations, entre les deux canaux, des différents effets systématiques affectant les mesures. Les sections efficaces mesurées sont au préalable corrigées des effets du rayonnement QED et extrapolées à une même région fiducielle. Les résultats combinés sont comparés aux prédictions fournies par BLACKHAT+SHERPA, ALPGEN+HERWIG, et SHERPA.

IX.1 Corrections des sections efficaces

Les sections efficaces mesurées dans les deux canaux sont tout d'abord mises au même niveau en terme de rayonnement QED et de région fiducielle. Des leptons habillés sont utilisés pour définir le niveau de mesure des sections efficaces présentées dans la Section VIII. Or, le rayonnement QED affecte les électrons et les muons de manière différente et il est impossible de combiner les sections efficaces à ce niveau. Seul le niveau de Born fournit des sections efficaces cohérentes entre les deux canaux. Des facteurs correctifs sont donc appliqués sur les sections efficaces mesurées pour passer du niveau des électrons habillés au niveau de Born. Ces facteurs sont déterminés à partir d'événements générés par ALPGEN+HERWIG, interfacé avec PHOTOS, et l'incertitude systématique est estimée en comparant les résultats obtenus avec SHERPA. L'incertitude statistique sur ces corrections est aussi prise en compte. L'inverse de cette correction est montré sur la Figure 6.6 en fonction de la multiplicité de jets, dans le cas des électrons. Elle est de l'ordre de 2% pour les deux canaux, et aucune dépendance significative avec la multiplicité de jets ou toute autre observable de jets n'est observée.

Par ailleurs, les sections efficaces dans les deux canaux sont définies dans différentes régions fiducielles :

- $p_{\mathrm{T}}^{\ell} > 20\,\mathrm{GeV}$, et $|\eta^{\ell}| < 2.47$ à l'exception de $1.37 < |\eta^{\ell}| < 1.52$ pour les électrons;
- $p_{\mathrm{T}}^{\ell} > 20\,\mathrm{GeV}$, et $|\eta^{\ell}| < 2.4$ pour les muons.

Les sections efficaces sont donc extrapolées à $|\eta^{\ell}| < 2.5$ avant d'être combinées. Les facteurs d'extrapolation sont déterminés à partir des événements générés par ALPGEN+HERWIG, repondérés vers les PDFs CT10 (voir Section VII.1). Les incertitudes systématiques sur ces facteurs d'extrapolation sont estimées en les comparant avec les facteurs obtenus à partir de ALPGEN+HERWIG sans repondération, et à partir de SHERPA. Des facteurs d'extrapolation égaux à 1.14 dans le canal électronique et 1.05 dans le canal muonique sont obtenus. Les incertitudes sur ces valeurs sont de l'ordre du pour mille.

IX.2 Méthode de combinaison

Après application des corrections détaillées plus haut, chaque paire de distributions est combinée individuellement en minimisant la fonction de χ^2 suivante [124, 125] :

$$\chi^2 = \sum_{k,i} \frac{[m^i - \sum_j \gamma^i_{j,k} m^i b_j - \mu^i_k]^2}{(\delta^i_{\mathrm{stat},k})^2 \mu^i_k (m^i - \sum_j \gamma^i_{j,k} m^i b_j) + (\delta^i_{\mathrm{uncor},k} m^i)^2} + \sum_j b_j^2 \tag{6.7}$$

L'indice k identifie les différents canaux de mesure (électrons et muons), l'indice i identifie les différents points de mesure de la quantité considérée, et l'indice j identifie les différentes

sources d'incertitudes systématiques, corrélées entre les points de mesure. La section efficace mesurée au point i dans le canal k est exprimée par μ_k^i, et m^i est la section efficace combinée au point i. Les nombres b_j sont des paramètres de nuisance associés aux différentes sources d'incertitudes systématiques corrélées, et exprimés en nombre de déviations standard. L'incertitude systématique relative sur la section efficace mesurée au point i dans le canal k provenant de la source j est exprimée par $\gamma_{j,k}^i$. Les incertitudes statistique et systématique non corrélée relatives sur la section efficace mesurée au point i dans le canal k sont exprimées par $\delta_{\mathrm{stat},k}^i$ et $\delta_{\mathrm{uncor},k}^i$, respectivement.

Les paramètres libres de l'ajustement sont les m^i et b_j. Les déviations des m^i par rapport aux mesures μ_k^i sont minimisées, tout en autorisant des décalages des sections efficaces provenant des différentes sources de systématique ($b_j \neq 0$). Une pénalité sur le χ^2 égale à b_j^2 est toutefois ajoutée pour un tel décalage.

Les incertitudes statistiques sont considérées proportionnelles à la racine carrée du nombre d'événements, tandis que les incertitudes systématiques (corrélées et non corrélées) sont considérées proportionnelles à la valeur centrale de la section efficace (incertitudes multiplicatives).

IX.3 Traitement des systématiques

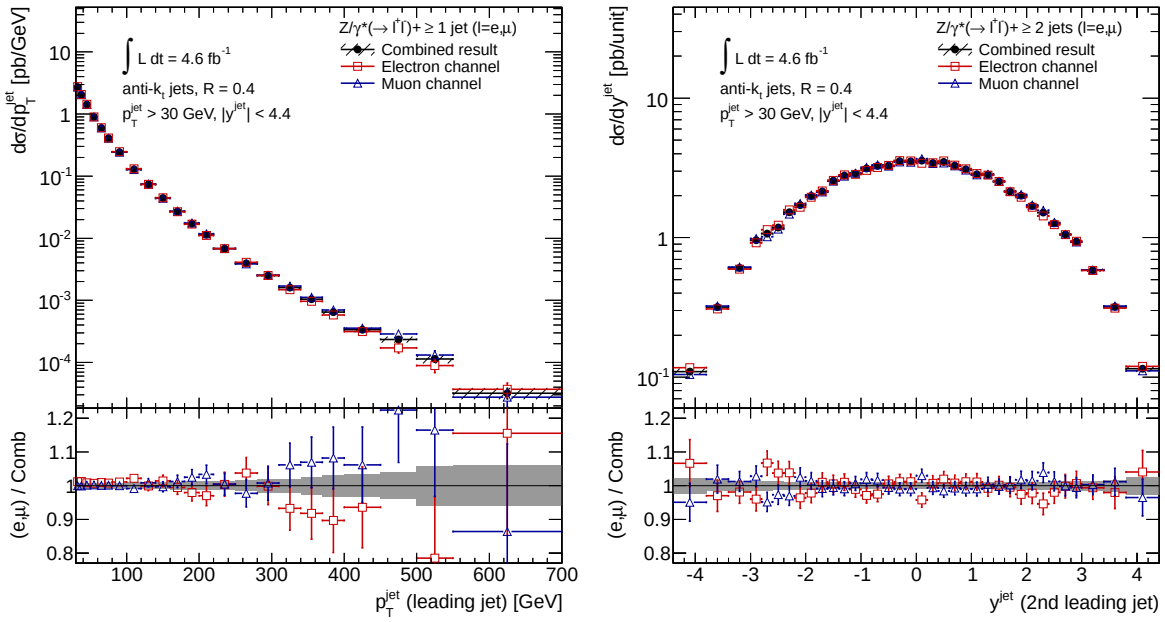
Les différents effets systématiques sont séparés en plusieurs catégories.

- Certains effets systématiques sont non corrélés entre les points de mesure et indépendants entre les deux canaux. Cette catégorie regroupe la composante statistique de l'estimation des bruits de fond, la composante statistique des corrections du rayonnement QED, et l'incertitude statistique sur les matrices de migration utilisées par la procédure d'*unfolding*. Les incertitudes statistiques provenant de l'estimation des bruits de fond sont ajoutées quadratiquement à l'incertitude statistique $\delta_{\mathrm{stat},k}^i$. Les incertitudes statistiques provenant des corrections du rayonnement QED et des matrices de migration sont ajoutées quadratiquement au terme $\delta_{\mathrm{uncor},k}^i$.
- Certains effets systématiques sont complètement corrélés entre les points de mesure mais indépendants entre les deux canaux. Cette catégorie regroupe les effets provenant de la normalisation du bruit de fond multijets, de l'échelle d'énergie et de la résolution des électrons, de l'échelle d'impulsion et de la résolution des muons, et des efficacités d'identification, de reconstruction, et de déclenchement des leptons.
- Certains effets systématiques sont complètement corrélés entre les points de mesure et corrélés entre les deux canaux, mais affectent de manière différente les mesures dans chacun des canaux. Cette catégorie regroupe les effets provenant des normalisations des bruits de fond $t\bar{t}$, *single-top*, W + jets, $Z/\gamma^*(\rightarrow \tau\tau)$ + jets, et diboson, ainsi que de la composante systématique des corrections du rayonnement QED, et des facteurs d'extrapolation. Les incertitudes systématiques correspondantes, ainsi que celles provenant de la catégorie précédente sont incluses dans la combinaison à travers les $\gamma_{j,k}^i$. Si une source de systématique donnée n'affecte pas la section efficace mesurée dans un des deux canaux, le $\gamma_{j,k}^i$ correspondant est pris égal à 0.
- Finalement, certains effets systématiques sont complètement corrélés entre les points de mesure, corrélés entre les deux canaux, et ont le même impact sur les sections efficaces mesurées dans les deux canaux. Cette catégorie regroupe les effets provenant de l'échelle d'énergie et la résolution des jets, la luminosité, et la procédure d'*unfolding*. Les incertitudes correspondantes ne sont pas incluses dans la combinaison. L'incertitude sur le résultat combiné provenant d'une de ces sources est prise

égale à la moyenne pondérée des incertitudes correspondantes sur les mesures dans les deux canaux, les poids étant ceux déterminés par la procédure de combinaison.

IX.4 Comparaison des mesures dans les deux canaux avec les résultats combinés

Pour chaque observable, les mesures obtenues dans chacun des canaux sont comparées à la distribution combinée. Deux exemples sont montrés sur la Figure 6.33. Les rapports entre mesures originales et résultats combinés sont aussi montrés, avec les incertitudes statistiques et systématiques. Les incertitudes systématiques sont celles obtenues sur le résultat combiné à l'exception des composantes qui sont complètement corrélées entre les deux canaux.



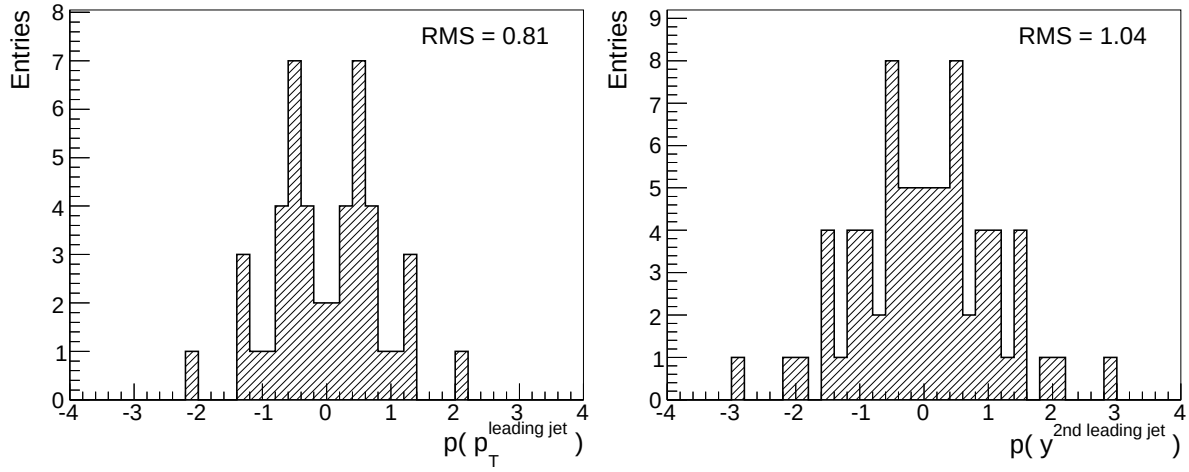
(a) p_{T} *du jet principal* **(b)** *Rapidité du second jet*

Figure 6.33 : *Sections efficaces différentielles en fonction du p_{T} du jet principal (a) et de la rapidité du second jet (b). Les sections efficaces mesurées dans les canaux électronique et muonique sont comparées aux sections efficaces combinées. Les incertitudes systématiques sur le résultat combiné, à l'exception des composantes qui sont complètement corrélées entre les deux canaux, sont représentées par des bandes hachurées et des bandes grises.*

La distribution des *pulls* est aussi construite. Pour un point i et un canal k, le *pull* est défini par :

$$p_k^i = \frac{\mu_k^i - m^i(1 - \sum_j \gamma_{j,k}^i b_j)}{\sqrt{(\delta_{\mathrm{stat+uncor},k}^i)^2 - (\delta_{\mathrm{stat+uncor,comb}}^i)^2}}, \tag{6.8}$$

où $\delta_{\mathrm{stat+uncor},k}^i$ et $\delta_{\mathrm{stat+uncor,comb}}^i$ sont les sommes quadratiques des incertitudes statistique et systématique non corrélée, au point i, dans le canal k et sur le résultat combiné, respectivement. Deux distributions de *pulls*, correspondant aux combinaisons montrées sur la Figure 6.33 sont montrées sur la Figure 6.34. Pour les différentes distributions de *pulls* correspondant aux différentes combinaisons, des RMS compris entre 0.5 et 1.1 sont obtenus.

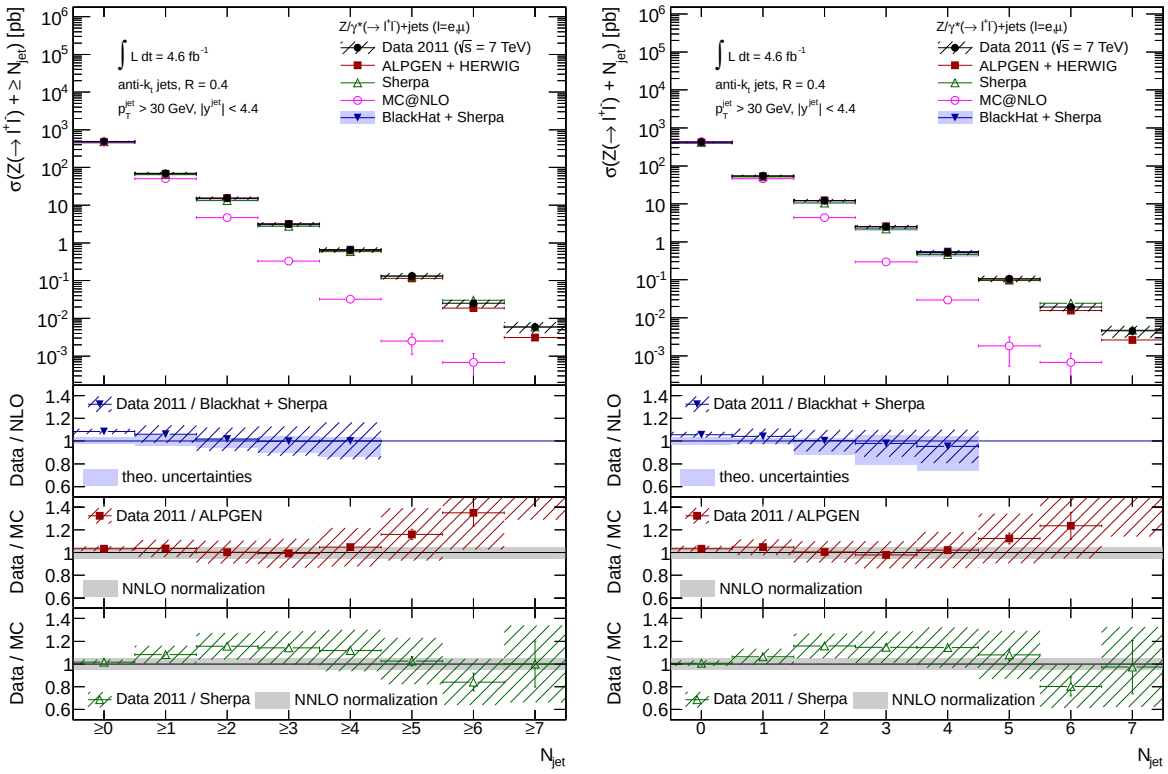


(a) p_{T} *du jet principal* **(b)** *Rapidité du second jet*

Figure 6.34 : *Distributions de pulls correspondant aux combinaisons des sections efficaces différentielles en fonction du* p_{T} *du jet principal (a) et de la rapidité du second jet (b). Le RMS des distributions est indiqué.*

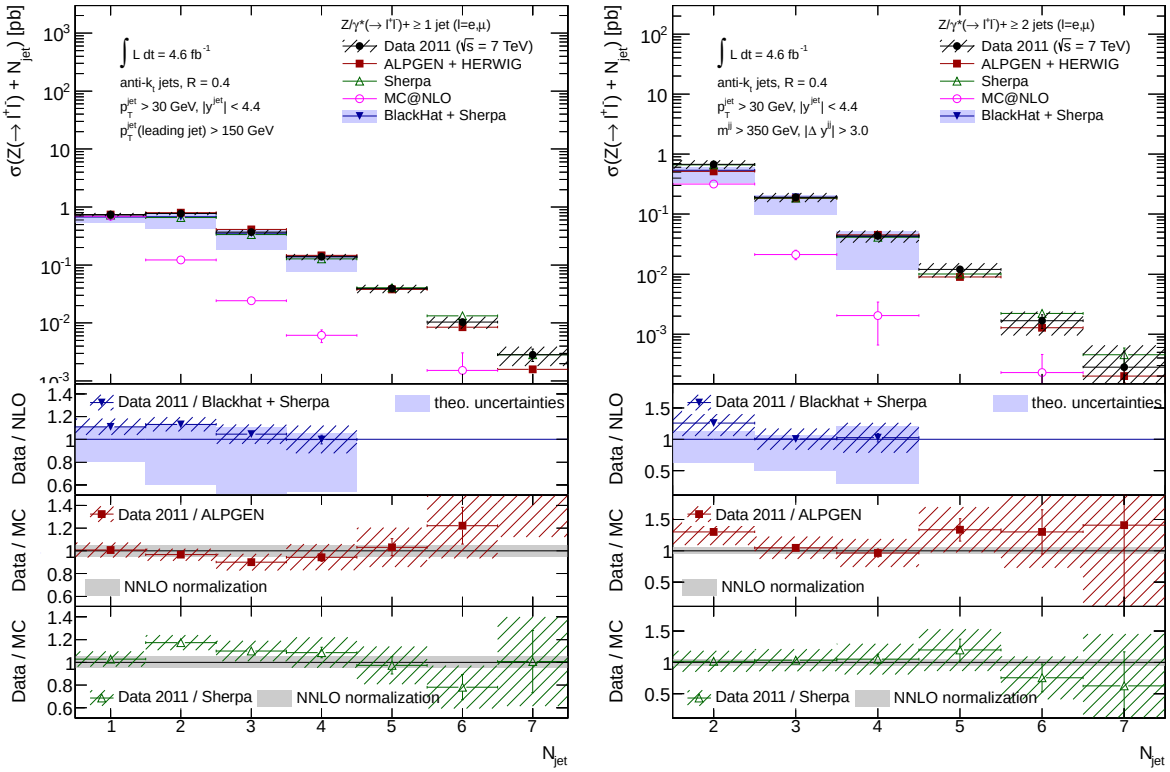
IX.5 Résultats combinés

Les valeurs de χ^2/n_d des différentes combinaisons, où n_d est le nombre de degrés de liberté de l'ajustement, sont réparties entre 0.2 et 1.5 pour l'ensemble des combinaisons. L'ensemble des sections efficaces combinées sont montrées sur les Figures 6.35 à 6.41. Elles sont comparées aux prédictions fournies par BLACKHAT+SHERPA, ALPGEN+HERWIG et SHERPA. Ces sections efficaces ne sont pas normalisées à la section efficace inclusive $Z/\gamma^*(\rightarrow \ell\ell)$ comme c'était le cas pour les sections efficaces montrées dans la Section VIII. Cependant, des conclusions similaires à celles exposées dans la Section VIII peuvent être faites dans le cas des résultats combinés, et ne seront pas répétées.



(a) *Multiplicité inclusive*

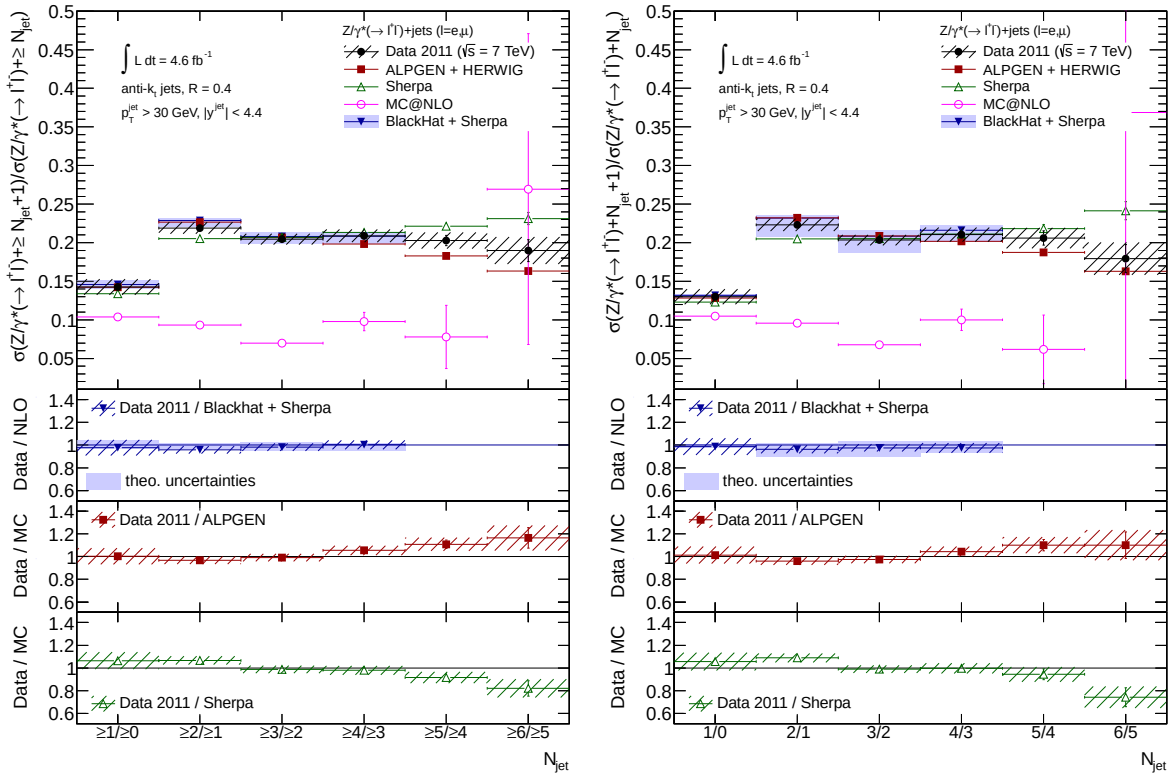
(b) *Multiplicité exclusive*



(c) $p_{\mathrm{T}}(\text{leading jet}) > 150\,\mathrm{GeV}$

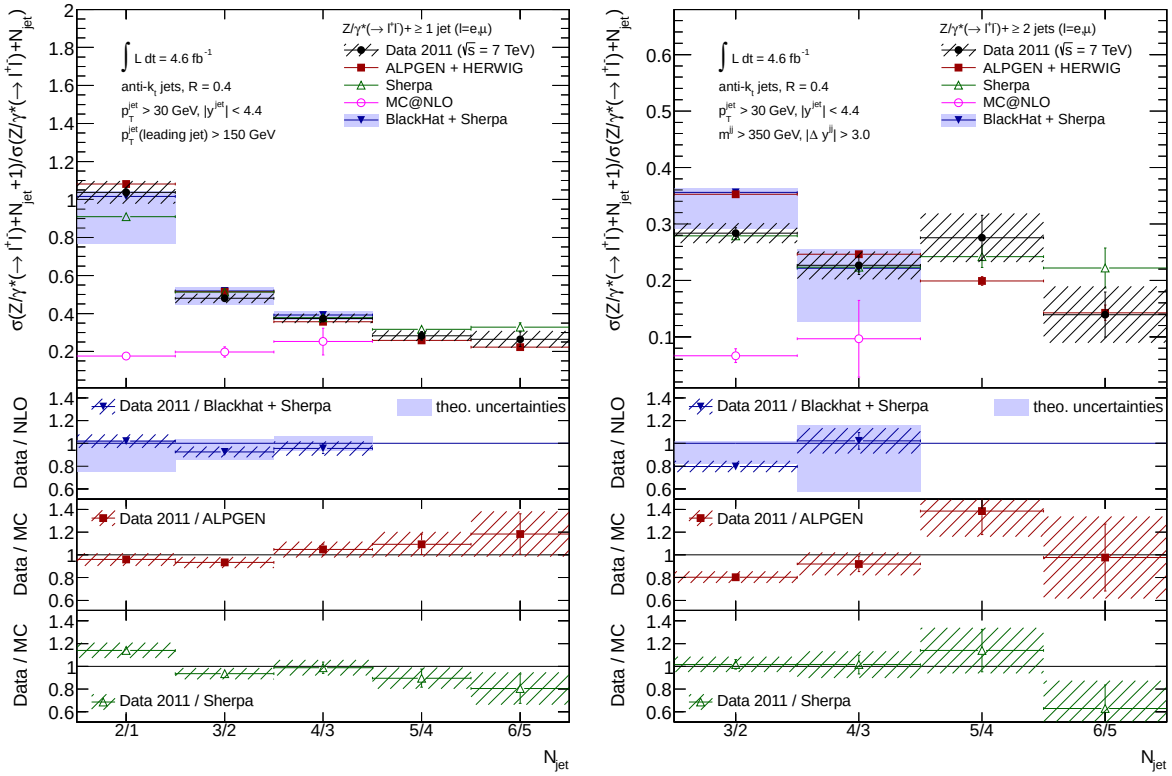
(d) $m^{jj} > 350\,\mathrm{GeV}$ *et* $|\Delta y^{jj}| > 3.0$

Figure 6.35 : *Section efficace combinée en fonction des multiplicités inclusives (a) et exclusives (b) obtenue avec la sélection standard, avec une coupure supplémentaire sur le* p_{T} *du jet principal* ($p_{\mathrm{T}}(\text{leading jet}) > 150\,\mathrm{GeV}$) *(c), et avec la préselection VBF (d). Les valeurs mesurées sont comparées aux prédictions fournies par* BLACKHAT+SHERPA, ALPGEN+HERWIG, SHERPA, *et* MC@NLO. *Les incertitudes statistiques et systématiques sur les mesures, combinées, sont représentées par des bandes hachurées. Les incertitudes théoriques sur les prédictions NLO sont représentées par des bandes bleues. L'incertitude sur la section efficace inclusive au NNLO est représentée par une bande grise.*



(a) *Multiplicités inclusives*

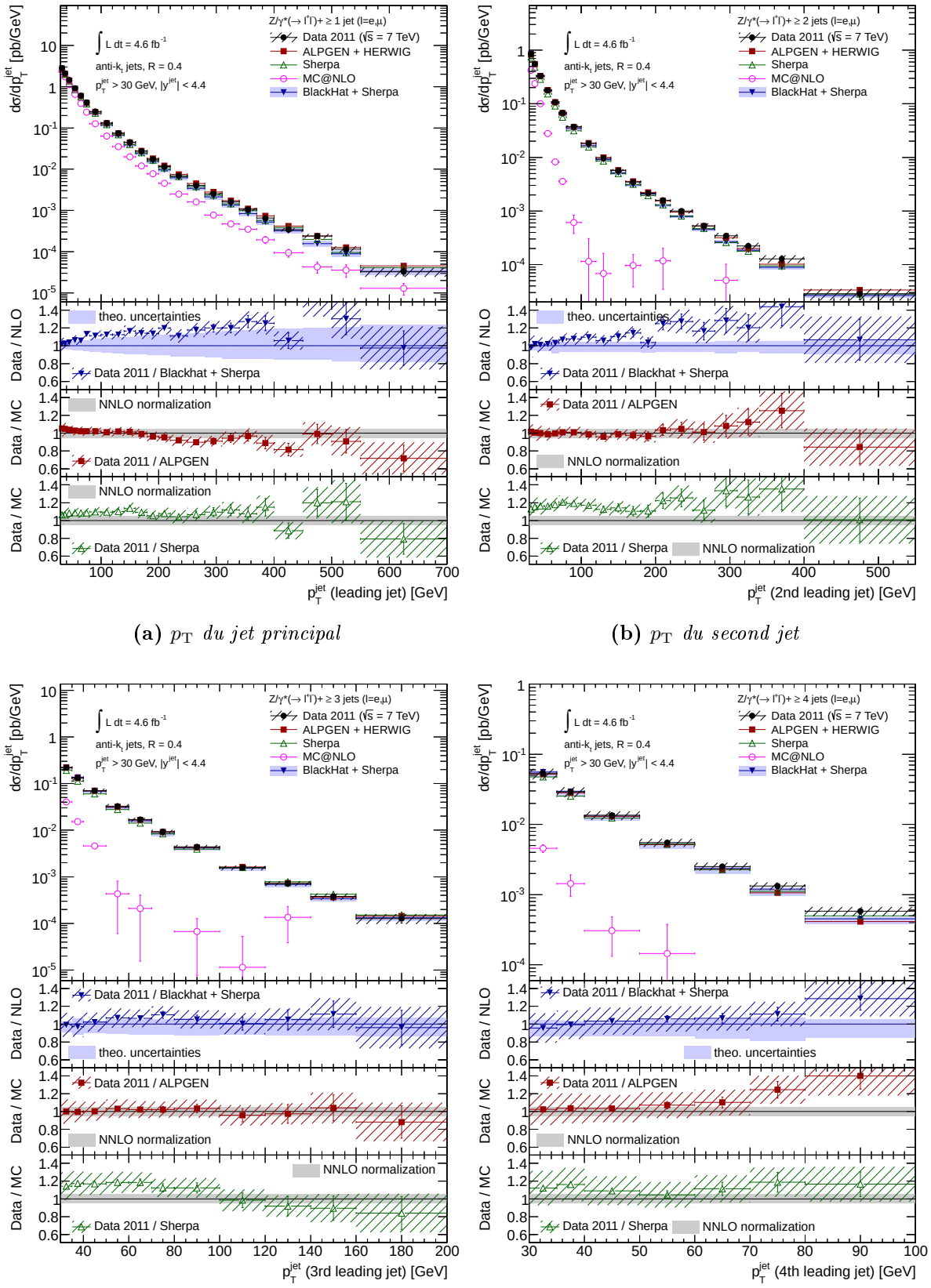
(b) *Multiplicités exclusives*



(c) $p_{\mathrm{T}}(\text{leading jet}) > 150\,\mathrm{GeV}$

(d) $m^{jj} > 350\,\mathrm{GeV}$ *et* $|\Delta y^{jj}| > 3.0$

Figure 6.36 : *Rapports des sections efficaces combinées des multiplicités inclusives (a) et exclusives (b) obtenues avec la sélection standard, avec une coupure supplémentaire sur le* p_{T} *du jet principal* ($p_{\mathrm{T}}(\text{leading jet}) > 150\,\mathrm{GeV}$) *(c), et avec la préselection VBF (d). Les valeurs mesurées sont comparées aux prédictions fournies par* BLACKHAT+SHERPA, ALPGEN+HERWIG, SHERPA, *et* MC@NLO. *Les incertitudes statistiques et systématiques sur les mesures, combinées, sont représentées par des bandes hachurées. Les incertitudes théoriques sur les prédictions NLO sont représentées par des bandes bleues.*



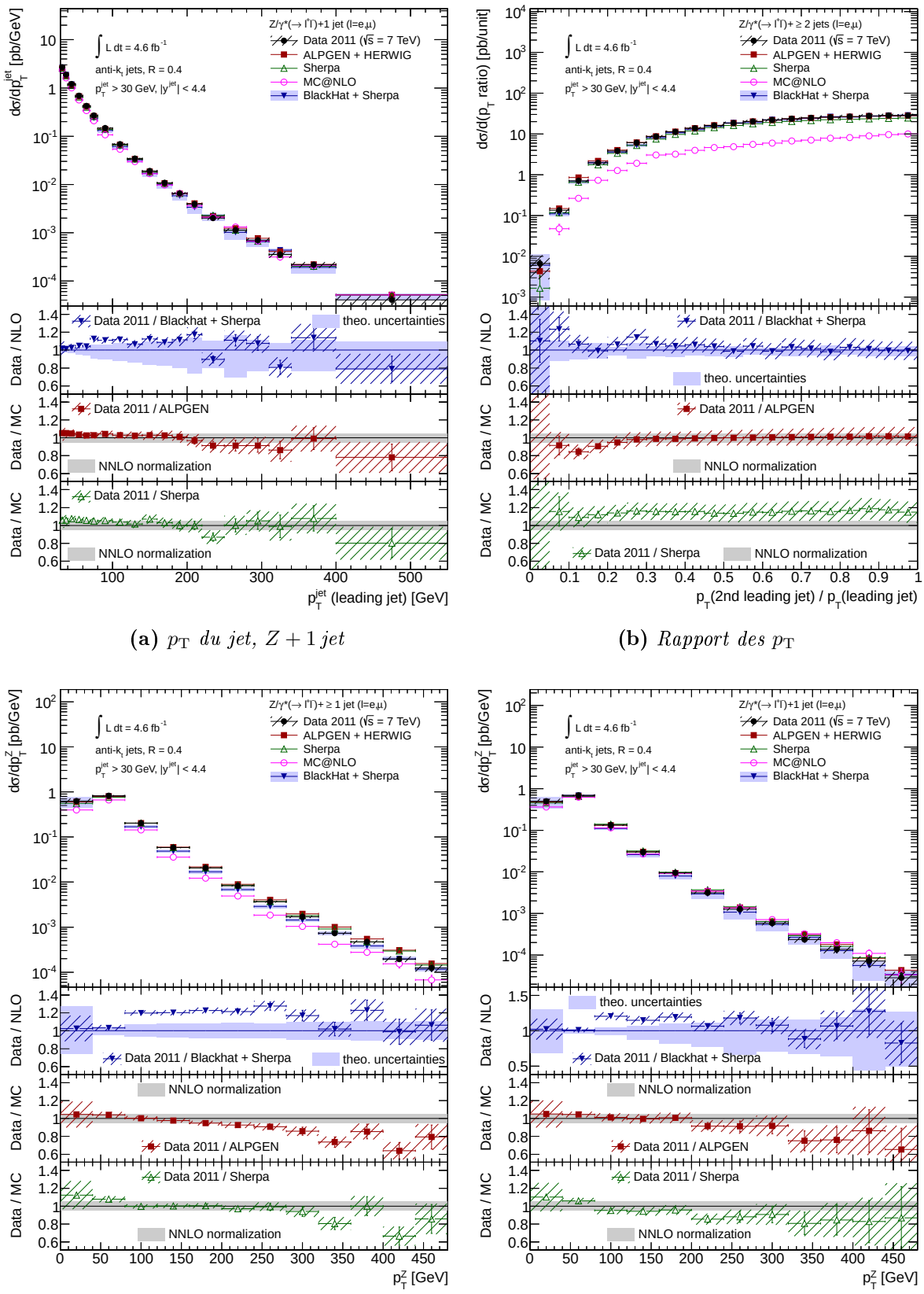
(a) p_{T} *du jet principal*

(b) p_{T} *du second jet*

(c) p_{T} *du troisième jet*

(d) p_{T} *du quatrième jet*

Figure 6.37 : *Section efficace différentielle combinée en fonction du* p_{T} *du premier (a), second (b), troisième (b), et quatrième (d) jets. Les valeurs mesurées sont comparées aux prédictions fournies par* BLACKHAT+SHERPA, ALPGEN+HERWIG, SHERPA, *et* MC@NLO. *Les incertitudes statistiques et systématiques sur les mesures, combinées, sont représentées par des bandes hachurées. Les incertitudes théoriques sur les prédictions NLO sont représentées par des bandes bleues. L'incertitude sur la section efficace inclusive au NNLO est représentée par une bande grise.*



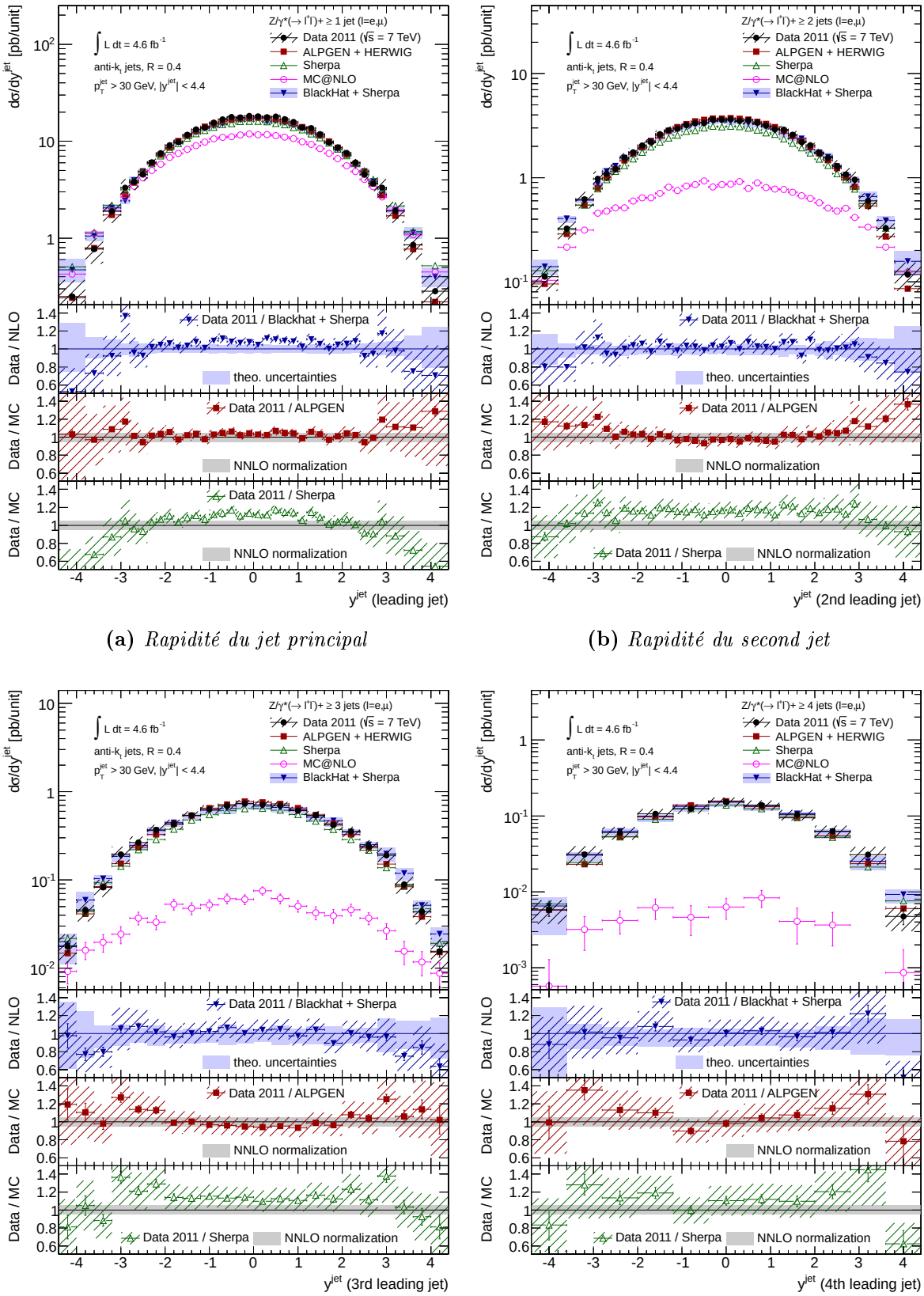
(a) p_{T} *du jet, $Z+1$ jet*

(b) *Rapport des* p_{T}

(c) p_{T} *du Z, $Z+\geq 1$ jet*

(d) p_{T} *du Z, $Z+1$ jet*

Figure 6.38 : *Section efficace différentielle combinée en fonction du p_{T} du jet pour des événements contenant exactement un jet (a), en fonction du rapport des p_{T} des deux jets principaux (b), et en fonction du p_{T} du Z, pour des événements contenant au moins un jet (c), et exactement un jet (d). Les valeurs mesurées sont comparées aux prédictions fournies par* BLACKHAT+SHERPA, ALPGEN+HERWIG, SHERPA, *et* MC@NLO. *Les incertitudes statistiques et systématiques sur les mesures, combinées, sont représentées par des bandes hachurées. Les incertitudes théoriques sur les prédictions NLO sont représentées par des bandes bleues. L'incertitude sur la section efficace inclusive au NNLO est représentée par une bande grise.*



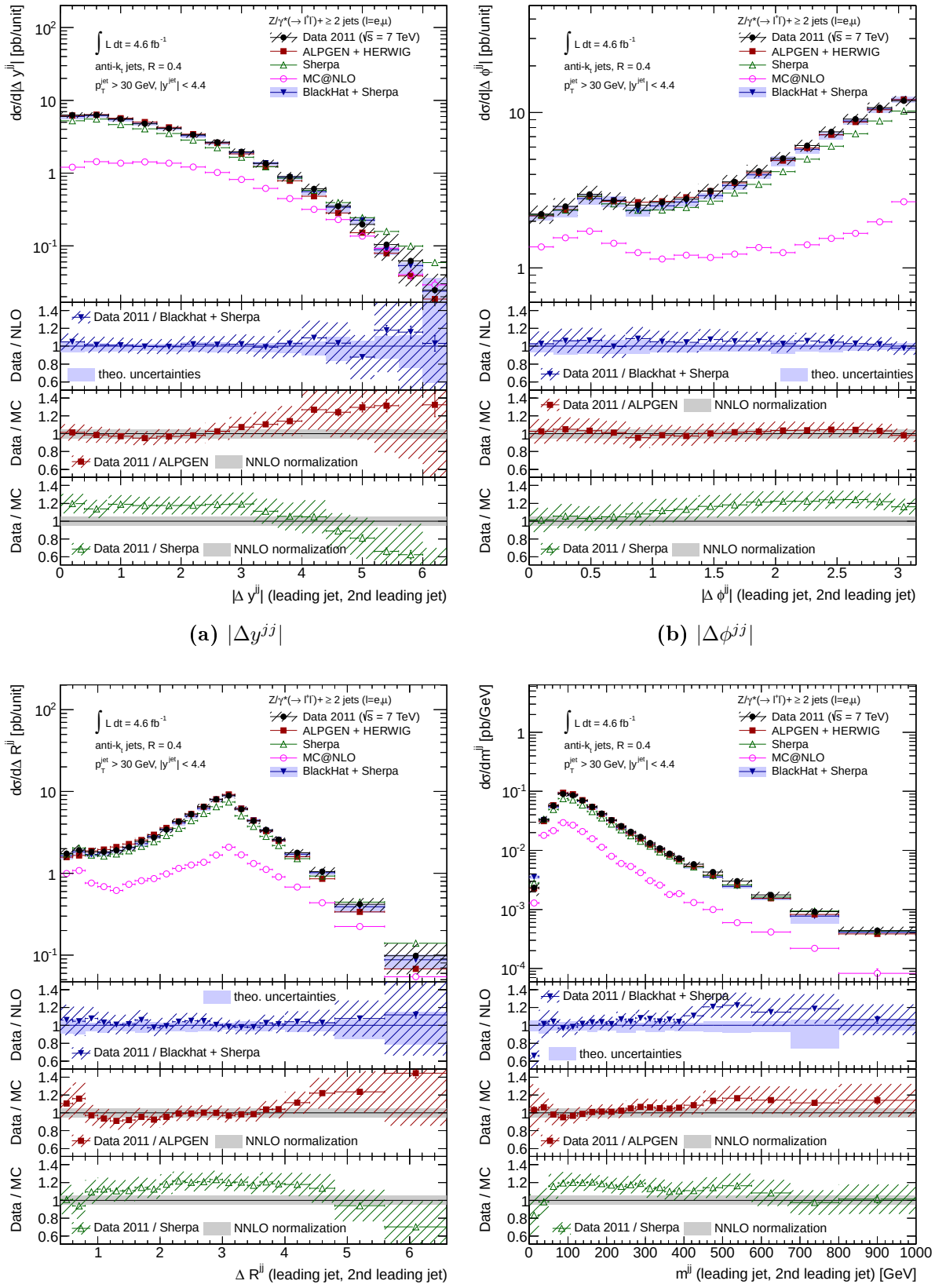
(a) *Rapidité du jet principal*

(b) *Rapidité du second jet*

(c) *Rapidité du troisième jet*

(d) *Rapidité du quatrième jet*

Figure 6.39 : *Section efficace différentielle combinée en fonction de la rapidité du premier (a), second (b), troisième (b), et quatrième (d) jets. Les valeurs mesurées sont comparées aux prédictions fournies par* BLACKHAT+SHERPA, ALPGEN+HERWIG, SHERPA, *et* MC@NLO. *Les incertitudes statistiques et systématiques sur les mesures, combinées, sont représentées par des bandes hachurées. Les incertitudes théoriques sur les prédictions NLO sont représentées par des bandes bleues. L'incertitude sur la section efficace inclusive au NNLO est représentée par une bande grise.*



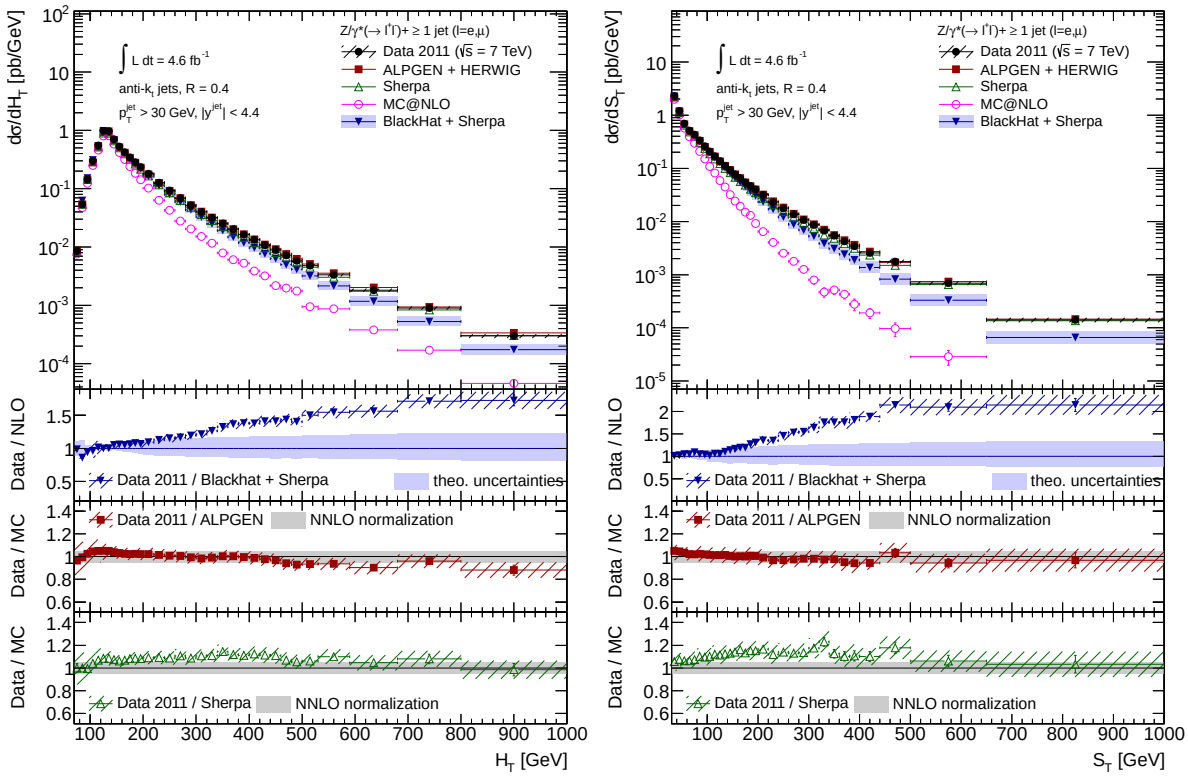
(a) $|\Delta y^{jj}|$

(b) $|\Delta \phi^{jj}|$

(c) ΔR^{jj}

(d) *Masse dijet*

Figure 6.40 : *Section efficace différentielle combinée en fonction de* $|\Delta y^{jj}|$ *(a),* $|\Delta \phi^{jj}|$ *(b),* ΔR^{jj} *(c), et de la masse invariante des deux jets principaux (d). Les valeurs mesurées sont comparées aux prédictions fournies par* BLACKHAT+SHERPA, ALPGEN+HERWIG, SHERPA, *et* MC@NLO. *Les incertitudes statistiques et systématiques sur les mesures, combinées, sont représentées par des bandes hachurées. Les incertitudes théoriques sur les prédictions NLO sont représentées par des bandes bleues. L'incertitude sur la section efficace inclusive au NNLO est représentée par une bande grise.*



(a) H_{T} **(b)** S_{T}

Figure 6.41 : *Section efficace différentielle combinée en fonction de* H_{T} *(a) et de* S_{T} *(b). Les valeurs mesurées sont comparées aux prédictions fournies par* BLACKHAT+SHERPA, ALPGEN+HERWIG, SHERPA, *et* MC@NLO. *Les incertitudes statistiques et systématiques sur les mesures, combinées, sont représentées par des bandes hachurées. Les incertitudes théoriques sur les prédictions NLO sont représentées par des bandes bleues. L'incertitude sur la section efficace inclusive au NNLO est représentée par une bande grise.*

X Conclusions

Les sections efficaces de production de jets en association avec un boson Z dans des interactions proton–proton à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ ont été mesurées avec 4.6fb^{-1} de données récoltées par le détecteur ATLAS en 2011. Les mesures ont été corrigées des effets du détecteur et comparées à des prédictions fournies par divers générateurs implémentant des méthodes ME+PS, NLOPS ou MEnloPS (Alpgen+Herwig, MC@NLO, et Sherpa), ainsi qu'aux résultats des calculs à ordre fixe (NLO) fournis par Blackhat+Sherpa. Les canaux de désintégration en électrons et en muons ont été utilisés et combinés.

Différentes multiplicités de jets, inclusives et exclusives, ainsi que leurs rapports ont été étudiés. Les sections efficaces ont aussi été mesurées de manière différentielle en fonction de nombreuses observables, depuis les p_{T} et rapidités des différents jets, jusqu'aux variables inclusives comme H_{T} ou S_{T}, en passant par des variables dijet. Les données récoltées permettent d'accéder à des régions de l'espace des phases jamais atteintes précédemment, pour lesquelles des corrections importantes sont attendues sur les prédictions.

D'une manière générale, les prédictions fournies par Alpgen+Herwig, Sherpa et Blackhat+Sherpa sont en bon accord avec les mesures dans la plupart des régions cinématiques étudiées. Au contraire, MC@NLO échoue totalement à modéliser les événements contenant plus d'un jet. Sherpa tend tout de même à sous-estimer les sections efficaces de production des événements contenant des jets ($Z+ \geq 1$ jet à $Z+ \geq 4$ jets), et prédit des distributions de rapidité des jets trop larges. Alpgen+Herwig, quant à lui, prédit un spectre en p_{T} des jets trop dur dans les régions où d'importantes corrections QCD et électrofaibles sont attendues, ces dernières étant compatibles avec les différences observées. Les distributions de H_{T} et S_{T} prédites par Blackhat+Sherpa dévient de plusieurs déviations standards pour des valeurs supérieures à 300 GeV et 200 GeV, respectivement. Ces différences proviennent des contributions manquantes des grandes multiplicités.

Finalement, la transition — prédite théoriquement — d'une évolution en escalier vers une évolution Poissonnienne, lorsqu'une grande différence d'échelle est introduite, est confirmée.

Conclusion générale

Le LHC, depuis son redémarrage, a permis aux deux expériences ATLAS et CMS d'enregistrer une quantité importante de données de collisions à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ ($\mathcal{L} \approx 5.3\,\text{fb}^{-1}$) et $8\,\text{TeV}$ ($\mathcal{L} \approx 7.2\,\text{fb}^{-1}$ au 17 Juillet 2012). Les premières données récoltées en 2010 ont servi à redécouvrir et mesurer différents processus du Modèle Standard, vérifier le bon fonctionnement des détecteurs, et améliorer la reconstruction, l'identification, et la calibration en énergie des différents objets physiques mesurés. Les données enregistrées en 2011 ont permis d'étendre les mesures à des échelles d'énergie encore jamais atteintes dans un collisionneur hadronique. Des méthodes *in situ* ont par ailleurs pu être utilisées de manière étendue pour calibrer les énergies des objets et ainsi atteindre une précision bien plus grande qu'auparavant. Parallèlement, l'année 2011 a vu s'étendre les domaines d'exclusion de paramètres de nombreuses théories au-delà du Modèle Standard, ainsi que celui de la masse du boson de Higgs. La découverte en 2012 d'un nouveau boson compatible avec le boson de Higgs a fait entrer les expériences ATLAS et CMS dans une nouvelle ère : celle de la caractérisation de cette nouvelle particule. Ces mesures, ainsi que la poursuite des recherches de nouvelle physique, nécessitent une modélisation de plus en plus fiable des processus de bruits de fond, et une mesure de plus en plus précise de l'énergie des objets physiques. C'est dans ce cadre que les résultats présentés dans cette thèse se placent.

La combinaison de la mesure de balance en impulsion transverse dans les événements $Z + \text{jet}$ avec d'autres méthodes *in situ* a permis d'atteindre une précision sur l'échelle d'énergie des jets sans précédent auprès de l'expérience ATLAS, entre la vingtaine de GeV et le TeV. La seule mesure de balance dans les événements $Z + \text{jet}$ enregistrés en 2011, présentée dans cette thèse, a permis une évaluation de l'échelle d'énergie des jets avec une incertitude inférieure à 2% pour des impulsions transverses entre $30\,\text{GeV}$ et $260\,\text{GeV}$, et de l'ordre de 1% entre $40\,\text{GeV}$ et $150\,\text{GeV}$. Cette analyse pose par ailleurs les premiers jalons en direction d'une mesure de l'échelle d'énergie et de résolution des jets totalement *in situ* à l'aide des événements $Z + \text{jet}$.

La mesure de sections efficaces de production de jets en association avec un boson Z à partir des données récoltées en 2011 a par ailleurs permis de tester les prédictions de plusieurs générateurs Monte-Carlo (MC@NLO, Alpgen+Herwig, et Sherpa) et des calculs de QCD perturbative (avec Blackhat+Sherpa) dans des régions de l'espace des phases encore jamais atteintes. Les mesures dans ces régions sont d'autant plus importantes qu'il s'agit de régions sélectionnées dans les analyses de recherche de nouvelle physique et de recherche/mesure du boson de Higgs. D'une manière générale, les prédictions fournies par Alpgen+Herwig, Sherpa et Blackhat+Sherpa sont en bon accord avec les mesures dans la plupart des régions cinématiques étudiées, tandis que MC@NLO échoue totalement à modéliser les événements contenant plus d'un jet. Cependant, certaines déviations entre ces trois prédictions et les mesures ont été mises en évidence dans quelques régions particulières, comme pour les grandes rapidités dans le cas de Sherpa, pour les grandes impulsions transverses dans le cas de Alpgen+Herwig, et pour les grandes valeurs de

H_{T} (la somme scalaire des impulsions transverses de tous les jets et leptons) dans le cas de BLACKHAT+SHERPA. Ces régions sont justement d'un grand intérêt pour les recherches, et les mesures présentées dans cette thèse pourront servir à améliorer les prédictions pour la production de $Z+$jets dans ces régions.

Les données de collisions à 8 TeV qui ont été et seront enregistrées d'ici la fin de l'année 2012 (l'objectif étant d'atteindre une vingtaine de fb^{-1}) permettront d'affiner la mesure de balance dans les événements $Z+$jet et de l'étendre vers les plus grandes impulsions transverses et surtout vers les plus grandes pseudorapidités. L'échelle d'énergie des jets à l'avant étant mal connue, cette mesure de balance pourra aider à contraindre cette région.

Ces nouvelles données pourront par ailleurs être utilisées pour étendre les mesures de sections efficaces de production de jets en association avec un boson Z à de plus grandes impulsions transverses — et ainsi atteindre des régions encore plus sensibles aux effets des corrections QCD et électrofaibles — et de plus grandes multiplicités. Cependant, pour que ces mesures apportent des informations supplémentaires, une réduction importante des incertitudes systématiques devra être accomplie, en particulier sur l'échelle d'énergie des jets d'impulsion transverse inférieure à 50 GeV ou supérieure à 700 GeV et surtout sur celle des jets à l'avant. La viabilité d'une telle analyse ne peut pour l'instant pas être estimée et dépendra complètement de l'ampleur des progrès effectués sur la mesure de l'énergie des jets.

Bibliographie

[1] F. Halzen and A. Martin, *Quarks and leptons: an introductory course in modern particle physics.* Wiley, 1984.

[2] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles.* Physics textbook. John Wiley & Sons, 2008.

[3] M. Peskin and D. Schroeder, *An Introduction To Quantum Field Theory.* Advanced Book Program. Addison-Wesley Publishing Company, 1995.

[4] Particle Data Group, *Review of particle physics*, Phys. Rev. **D86** (2012) 010001.

[5] CMS Collaboration, *Observation of a new boson with a mass near* 125 GeV, CMS-PAS-HIG-12-020, 2012.

[6] ATLAS Collaboration, *Observation of an Excess of Events in the Search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, ATLAS-CONF-2012-093, 2012.

[7] S. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys. **22** (1961) 579–588.

[8] A. Salam and J. C. Ward, *Electromagnetic and weak interactions*, Phys. Lett. **13** (1964) 168–171.

[9] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264–1266.

[10] N. Cabibbo, *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531–533.

[11] M. Kobayashi and T. Maskawa, *Chiral symmetry and eta-x mixing*, Prog. Theor. Phys. **44** (1970) 1422–1424.

[12] C. Wu, E. Ambler, R. Hayward, D. Hoppes, and R. Hudson, *Experimental test of parity conservation in beta decay*, Phys. Rev. **105** (1957) 1413–1414.

[13] F. Englert and R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321–323.

[14] P. W. Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*, Phys. Lett. **12** (1964) 132–133.

[15] G. Guralnik, C. Hagen, and T. Kibble, *Global Conservation Laws and Massless Particles*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 585–587.

[16] B. Andersson et al., *Parton fragmentation and string dynamics*, Phys. Rep. **97** (1983) 31–145.

[17] B. R. Webber, *A QCD model for jet fragmentation including soft gluon interference*, Nucl. Phys. **B238** (1984) 492.

[18] R. Feynman, *The Behavior of Hadron Collisions at Extreme Energies*, in *3rd International Conference on High-Energy Reactions*, pp. 237–258. 1969.

[19] J. Bjorken and E. A. Paschos, *Inelastic Electron Proton and gamma Proton Scattering, and the Structure of the Nucleon*, Phys. Rev. **185** (1969) 1975–1982.

[20] V. Gribov and L. Lipatov, *Deep inelastic ep scattering in perturbation theory*, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438–450.

[21] L. Lipatov, *The parton model and perturbation theory*, Sov. J. Nucl. Phys. **20** (1975) 94–102.

[22] Y. L. Dokshitzer, *Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e^+e^- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics.*, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641–653.

[23] G. Altarelli and G. Parisi, *Asymptotic Freedom in Parton Language*, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298.

[24] J. C. Collins, D. E. Soper, and G. F. Sterman, *Factorization for Short Distance Hadron - Hadron Scattering*, Nucl. Phys. **B261** (1985) 104.

[25] J. M. Campbell, J. W. Huston, and W. J. Stirling, *Hard interactions of quarks and gluons: a primer for LHC physics*, Rep. Prog. Phys. **70** (2007) 89, `arXiv:hep-ph/0611148`.

[26] G. P. Salam, *Elements of QCD for hadron colliders*, `arXiv:1011.5131 [hep-ph]`.

[27] ATLAS Collaboration, submitted to PRL, *Determination of the strange quark density of the proton from ATLAS measurements of the $W \to l\nu$ and $Z \to ll$ cross sections*, `arXiv:1203.4051 [hep-ex]`.

[28] W. J. Stirling. http://www.hep.phy.cam.ac.uk/~wjs/plots/plots.html.

[29] H1 and ZEUS Collaborations, *HERAPDF1.5 NNLO*, preliminary results presented at Moriond 2011, H1prelim-11-042, ZEUS-prel-11-002.

[30] M. Rubin, G. P. Salam, and S. Sapeta, *Giant QCD K-factors beyond NLO*, JHEP **1009** (2010) 084, `arXiv:1006.2144 [hep-ph]`.

[31] C. Anastasiou et al., *High precision QCD at hadron colliders: Electroweak gauge boson rapidity distributions at NNLO*, Phys. Rev. **D69** (2004) 094008, `arXiv:hep-ph/0312266`.

[32] S. Catani and M. Seymour, *A General algorithm for calculating jet cross-sections in NLO QCD*, Nucl. Phys. **B485** (1997) 291–419, `arXiv:hep-ph/9605323`.

[33] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands, *PYTHIA 6.4 physics and manual*, JHEP **05** (2006) 026, `arXiv:hep-ph/0603175`.

[34] G. Corcella et al., *HERWIG 6.5: an event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)*, JHEP **0101** (2001) 010, `arXiv:hep-ph/0011363`.

[35] J. Alwall et al., *Comparative study of various algorithms for the merging of parton showers and matrix elements in hadronic collisions*, Eur. Phys. J. **C53** (2008) 473–500, `arXiv:0706.2569 [hep-ph]`.

[36] S. Hoeche et al., *A critical appraisal of NLO+PS matching methods*, `arXiv:1111.1220 [hep-ph]`.

[37] S. Frixione and B. R. Webber, *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*, JHEP **0206** (2002) 029, `arXiv:hep-ph/0204244`.

[38] K. Hamilton and P. Nason, *Improving NLO-parton shower matched simulations with higher order matrix elements*, JHEP **1006** (2010) 039, `arXiv:1004.1764 [hep-ph]`.

[39] S. Hoche et al., *NLO matrix elements and truncated showers*, JHEP **1108** (2011) 123, `arXiv:1009.1127 [hep-ph]`.

[40] S. Catani et al., *QCD matrix elements + parton showers*, JHEP **0111** (2001) 063, `arXiv:hep-ph/0109231 [hep-ph]`.

[41] M. L. Mangano, M. Moretti, and R. Pittau, *Multijet matrix elements and shower evolution in hadronic collisions: $Wb\bar{b}$ + n jets as a case study*, Nucl. Phys. **B632** (2002) 343–362, `arXiv:hep-ph/0108069`.

[42] P. Nason, *A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms*, JHEP **0411** (2004) 040, `arXiv:hep-ph/0409146 [hep-ph]`.

[43] S. Frixione, P. Nason, and C. Oleari, *Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method*, JHEP **0711** (2007) 070, `arXiv:0709.2092 [hep-ph]`.

[44] ATLAS Collaboration, *Search for squarks and gluinos using final states with jets and missing transverse momentum with the ATLAS detector in $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ proton-proton collisions*, Phys. Lett. **B710** (2012) 67–85, `arXiv:1109.6572 [hep-ex]`.

[45] ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in the $H \to \tau^+\tau^-$ decay mode with $4.7fb^{-1}$ of ATLAS data at* 7 TeV, ATLAS-CONF-2012-014, 2012.

[46] J. M. Campbell and R. K. Ellis, *An Update on vector boson pair production at hadron colliders*, Phys. Rev. **D60** (1999) 113006, `arXiv:hep-ph/9905386 [hep-ph]`.

[47] J. M. Campbell, R. K. Ellis, et al. http://mcfm.fnal.gov.

[48] A. Denner et al., *Electroweak corrections to dilepton + jet production at hadron colliders*, JHEP **1106** (2011) 069, `arXiv:1103.0914 [hep-ph]`.

[49] ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in the $H \to WW^* \to \ell\nu\ell\nu$ decay mode with $4.7fb^{-1}$ of ATLAS data at $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$*, `arXiv:1206.0756 [hep-ex]`.

[50] C. Englert et al., *Establishing Jet Scaling Patterns with a Photon*, JHEP **1202** (2012) 030, `arXiv:1108.5473 [hep-ph]`.

[51] E. Gerwick, T. Plehn, and S. Schumann, *Understanding Jet Scaling and Jet Vetos in Higgs Searches*, Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 032003, `arXiv:1108.3335 [hep-ph]`.

[52] E. Gerwick et al., *Scaling Patterns for QCD Jets*, `arXiv:1208.3676 [hep-ph]`.

[53] ATLAS Collaboration, *Measurement of the production cross section for Z/γ^* in association with jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ with the ATLAS detector*, Phys. Rev. **D85** (2012) 032009, `arXiv:1111.2690 [hep-ex]`.

[54] CMS Collaboration, *Jet Production Rates in Association with W and Z Bosons in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$*, JHEP **1201** (2012) 010, `arXiv:1110.3226 [hep-ex]`.

[55] ATLAS Collaboration, *Measurement of the production cross section for W-bosons in association with jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ with the ATLAS detector*, Phys. Lett. **B698** (2011) 325–345, `arXiv:1012.5382 [hep-ex]`.

[56] ATLAS Collaboration, *Measurement of inclusive jet and dijet production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ using the ATLAS detector*, arXiv:1112.6297 [hep-ex].

[57] CMS Collaboration, *Measurement of the Ratio of the 3-jet to 2-jet Cross Sections in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$*, Phys. Lett. **B702** (2011) 336–354, arXiv:1106.0647 [hep-ex].

[58] T. Gleisberg et al., *Event generation with SHERPA 1.1*, JHEP **0902** (2009) 007, arXiv:0811.4622 [hep-ph].

[59] H. Ita et al., *Precise Predictions for Z + 4 Jets at Hadron Colliders*, Phys. Rev. **D85** (2012) 031501, arXiv:1108.2229 [hep-ph].

[60] C. Berger et al., *An Automated Implementation of On-Shell Methods for One-Loop Amplitudes*, Phys. Rev. **D78** (2008) 036003, arXiv:0803.4180 [hep-ph].

[61] T. Gleisberg and F. Krauss, *Automating dipole subtraction for QCD NLO calculations*, Eur. Phys. J. **C53** (2008) 501–523, arXiv:0709.2881 [hep-ph].

[62] H.-L. Lai et al., *New parton distributions for collider physics*, Phys. Rev. **D82** (2010) 074024, arXiv:1007.2241 [hep-ph].

[63] M. Mangano et al., *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, JHEP **07** (2003) 001, arXiv:hep-ph/0206293.

[64] J. Pumplin et al., *New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis*, JHEP **0207** (2002) 012, arXiv:hep-ph/0201195.

[65] S. Frixione et al., *The MC@NLO 4.0 Event Generator*, arXiv:1010.0819 [hep-ph].

[66] L. Evans and P. Bryant, *LHC Machine*, JINST **3** (2008) S08001.

[67] ATLAS Collaboration, *Measurement of the Inelastic Proton-Proton Cross-Section at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS Detector*, Nature Commun. **2** (2011) 463, arXiv:1104.0326 [hep-ex].

[68] ATLAS Collaboration, *Measurement of the inclusive $W^{\pm}$ and Z/γ cross sections in the electron and muon decay channels in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ with the ATLAS detector*, Phys. Rev. **D85** (2012) 072004, arXiv:1109.5141 [hep-ex].

[69] ATLAS Collaboration, *The ATLAS experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08003.

[70] ATLAS Collaboration, *Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics*, arXiv:0901.0512 [hep-ex]. CERN-OPEN-2008-020.

[71] CMS Collaboration, *The CMS experiment at the CERN LHC*, JINST **3** (2008) S08004.

[72] CMS Collaboration, *CMS Physics Technical Design Report Volume I: Detector Performance and Software.* Technical Design Report CMS. CERN, 2006.

[73] CMS Collaboration, *CMS technical design report, volume II: Physics performance*, J. Phys. G **G34** (2007) 995–1579.

[74] LHCb Collaboration, *The LHCb Detector at the LHC*, JINST **3** (2008) S08005.

[75] ALICE Collaboration, *The ALICE experiment at the CERN LHC*, JINST **3** (2008) S08002.

[76] ATLAS Collaboration, *ATLAS Forward Detectors for Measurement of Elastic Scattering and Luminosity.* Technical Design Report. CERN, 2008.

[77] TOTEM Collaboration, *The TOTEM experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08007.

[78] ATLAS Collaboration, *Luminosity Determination in pp Collisions at* $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ *using the ATLAS Detector in 2011*, ATLAS-CONF-2011-116, 2011.

[79] M. Aharrouche et al., *Energy Linearity and Resolution of the ATLAS Electromagnetic Barrel Calorimeter in an Electron Test-beam*, Nucl. Instrum. Meth. **A568** (2006) 601–623.

[80] ATLAS Collaboration, *Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data*, Eur. Phys. J. **C72** (2012) 1909, `arXiv:1110.3174 [hep-ex]`.

[81] P. Adragna et al., *Testbeam studies of production modules of the ATLAS Tile Calorimeter*, Nucl. Instrum. Meth. **A606** (2009) 362–394.

[82] ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS Trigger System in 2010*, Eur. Phys. J. **C72** (2012) 1849, `arXiv:1110.1530 [hep-ex]`.

[83] E. Abat et al., *Combined performance studies for electrons at the 2004 ATLAS combined test-beam*, JINST **5** (2010) P11006.

[84] M. Aharrouche et al., *Measurement of the response of the ATLAS liquid argon barrel calorimeter to electrons at the 2004 combined test-beam*, Nucl. Instrum. Meth. **A614** (2010) 400–432.

[85] M. Aharrouche et al., *Response Uniformity of the ATLAS Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter*, Nucl. Instrum. Meth. **A582** (2007) 429–455, `arXiv:0709.1094 [physics.ins-det]`.

[86] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, *The Anti-k_t jet clustering algorithm*, JHEP **04** (2008) 063, `arXiv:0802.1189 [hep-ph]`.

[87] M. Cacciari and G. P. Salam, *Dispelling the N^3 myth for the k_t jet-finder*, Phys. Lett. B **641** (2006) 57–61.

[88] G. Cacciari and G. Salam. http://fastjet.fr/.

[89] W. Lampl et al., *Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance*, ATL-LARG-PUB-2008-002, 2008.

[90] ATLAS Collaboration, *Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at* $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$, submitted to EPJ (2011) , `arXiv:1112.6426 [hep-ex]`.

[91] ATLAS Collaboration, *Selection of jets produced in proton-proton collisions with the ATLAS detector using 2011 data*, ATLAS-CONF-2012-020, 2012.

[92] D. W. Miller, *Measurement of Hadronic Event Shapes and Jet Substructure in Proton-Proton Collisions at* 7 TeV *Center-of-Mass Energy with the ATLAS Detector at the Large Hadron Collider.* PhD thesis, Stanford U., 2011.

[93] J. Pinfold et al., *Performance of the ATLAS liquid argon endcap calorimeter in the pseudorapidity region* $2.5 < |\eta| < 4.0$ *in beam tests*, Nucl. Instrum. Meth. **A593** (2008) 324–342.

[94] M. Aharrouche et al., *Study of the response of ATLAS electromagnetic liquid argon calorimeters to muons*, Nucl. Instrum. Meth. **A606** (2009) 419–431.

[95] ATLAS Collaboration, *Readiness of the ATLAS Tile Calorimeter for LHC collisions*, Eur. Phys. J. **C70** (2010) 1193–1236, `arXiv:1007.5423 [physics.ins-det]`.

[96] T. Barillari et al., *Local Hadronic Calibration*, ATL-LARG-PUB-2009-001-2, 2008.

[97] ATLAS Collaboration, *Pile-up corrections for jets from proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ in ATLAS in 2011*, ATLAS-CONF-2012-064, 2012.

[98] ATLAS Collaboration, in preparation, *Jet energy scale and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ with ATLAS 2011 data*, ATLAS-COM-CONF-2012-171, 2012.

[99] ATLAS Collaboration, *In situ jet pseudorapidity intercalibration of the ATLAS detector using dijet events in $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ proton-proton 2011 data*, ATLAS-CONF-2012-124, 2012.

[100] ATLAS Collaboration, *Probing the measurement of jet energies with the ATLAS detector using $Z +$ jet events from proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$*, ATLAS-CONF-2012-053, 2012.

[101] ATLAS Collaboration, *Probing the measurement of jet energies with the ATLAS detector using photon+jet events in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$*, ATLAS-CONF-2012-063, 2012.

[102] ATLAS Collaboration, in preparation, *TeV-scale Jet Energy Calibration using Multijet Events and Close-by Jet Effects at the ATLAS Experiment*, ATL-COM-PHYS-2012-979, 2012.

[103] ATLAS Collaboration, submitted to EPJ, *Single hadron response measurement and calorimeter jet energy scale uncertainty with the ATLAS detector at the LHC*, `arXiv:1203.1302 [hep-ex]`.

[104] ATLAS Collaboration, *Validating the measurement of jet energies with the ATLAS detector using $Z +$ jet events from proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$*, ATLAS-CONF-2011-159, 2011.

[105] A. Sherstnev and R. S. Thorne, *Parton Distributions for LO Generators*, Eur. Phys. J. **C55** (2008) 553–575, `arXiv:0711.2473 [hep-ph]`.

[106] R. Corke and T. Sjostrand, *Improved Parton Showers at Large Transverse Momenta*, Eur. Phys. J. **C69** (2010) 1–18, `arXiv:1003.2384 [hep-ph]`.

[107] T. Sjostrand and P. Z. Skands, *Transverse-momentum-ordered showers and interleaved multiple interactions*, Eur. Phys. J. **C39** (2005) 129–154, `arXiv:hep-ph/0408302`.

[108] ATLAS Collaboration, *ATLAS tunes of Pythia6 and Pythia8 for MC11*, ATLAS-PHYS-PUB-2011-009, 2011.

[109] J. Butterworth, J. Forshaw, and M.Seymour, *Multiparton interactions in photoproduction at HERA*, Z. Phys. C **72** (1996) 637–646, `arXiv:hep-ph/9601371`.

[110] ATLAS Collaboration, *New ATLAS event generator tunes to 2010 data*, ATL-PHYS-PUB-2011-008, 2011.

[111] S. Agostinelli et al., *GEANT4: A simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. **A506** (2003) 250–303.

[112] CMS Collaboration, *Measurement of the underlying event in the Drell-Yan process in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$*, `arXiv:1204.1411 [hep-ex]`.

[113] ATLAS Collaboration, in preparation, *Measurement of the production cross section for Z/γ^* in association with jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ with the ATLAS detector*, (2012) .

[114] P. Golonka and Z. Was EPJC **50** (2007) 53.

[115] K. Melnikov and F. Petriello, *Electroweak gauge boson production at hadron colliders through $O(\alpha_s^2)$*, Phys. Rev. **D74** (2006) 114017, `arXiv:hep-ph/0609070 [hep-ph]`.

[116] R. Gavin, Y. Li, F. Petriello, and S. Quackenbush, *FEWZ 2.0: A code for hadronic Z production at next-to-next-to-leading order*, Comput. Phys. Commun. **182** (2011) 2388–2403, `arXiv:1011.3540 [hep-ph]`.

[117] A. Martin, W. Stirling, R. Thorne, and G. Watt, *Parton distributions for the LHC*, Eur. Phys. J. **C63** (2009) 189–285, `arXiv:0901.0002 [hep-ph]`.

[118] B. P. Kersevan and E. Richter-Was, *Improved phase space treatment of massive multi-particle final states*, Eur. Phys. J. **C39** (2005) 439–450, `arXiv:hep-ph/0405248 [hep-ph]`.

[119] G. D'Agostini, *A Multidimensional unfolding method based on Bayes' theorem*, Nucl. Instrum. Meth. **A362** (1995) 487–498.

[120] G. D'Agostini, *Improved iterative Bayesian unfolding*, `arXiv:1010.0632 [physics.data-an]`.

[121] T. Adye, *Unfolding algorithms and tests using RooUnfold*, `arXiv:1105.1160 [physics.data-an]`.

[122] ATLAS Collaboration, *Jet energy resolution and selection efficiency relative to track jets from in-situ techniques with the ATLAS detector using proton-proton collisions at a center of mass energy $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$*, ATLAS-CONF-2010-054, 2010.

[123] D. L. Rainwater, *Intermediate mass Higgs searches in weak boson fusion.* PhD thesis, 1999. `arXiv:hep-ph/9908378 [hep-ph]`.

[124] A. Glazov, *Averaging of DIS Cross Section Data*, in *AIP Conf. Proc.*, vol. 792, pp. 237–240. 2005.

[125] H1 and ZEUS Collaborations, *Measurement of the Inclusive ep Scattering Cross Section at Low Q^2 and x at HERA*, Eur. Phys. J. **C63** (2009) 625–678, `arXiv:0904.0929 [hep-ex]`.

[126] ATLAS Collaboration, *ATLAS liquid-argon calorimeter: Technical Design Report.* Technical Design Report ATLAS. CERN, 1996.

[127] R. Achenbach et al., *The ATLAS level-1 calorimeter trigger*, JINST **3** (2008) P03001.

[128] N. Buchanan et al., *ATLAS liquid argon calorimeter front end electronics*, JINST **3** (2008) P09003.

A

Récupération d'énergie à partir de l'information du déclenchement de niveau 1

Durant la prise de données de 2010, des liens de transmission optique reliant les cartes de lecture frontales des calorimètres à argon liquide aux cartes situées hors du détecteur étaient défectueux, résultant en des régions « aveugles » du calorimètre. A la fin de la prise de données de 2010, une vingtaine d'entre eux étaient déficients. Cependant, l'énergie perdue a été récupérée — avec une précision et une granularité moindre — à partir des informations du déclenchement de niveau 1, qui utilise une chaîne de lecture parallèle. Cette récupération de l'énergie a été importante pour la prise de données de 2010, en particulier pour la reconstruction des jets et de l'énergie transverse manquante. Les liens de transmission défaillants ont tous été changés lors de l'arrêt entre les prises de données de 2010 et 2011, et aucune autre panne de ces liens de transmission n'est apparue depuis.

La procédure de calibration des énergies du système de déclenchement de niveau 1 utilisées pour estimer l'énergie perdue du fait des liens défectueux est présentée ici, ainsi que les performances de la récupération obtenues.

I Electronique de lecture du calorimètre à argon liquide et déclenchement de niveau 1

Les principales caractéristiques de l'électronique de lecture des calorimètres à argon liquide et du système de déclenchement calorimétrique de niveau 1 (L1Calo) sont tout d'abord présentées. Des informations supplémentaires peuvent être trouvées dans [69, 126, 127, 128].

I.1 Electronique de lecture

L'architecture du système de lecture du calorimètre à argon liquide est résumée sur la Figure A.1. Une partie de l'électronique de lecture du calorimètre à argon liquide est située auprès du détecteur dans des compartiments frontaux (FEC, pour *front-end crate*), au niveau de la région de transition entre les calorimètres tonneau et bouchon et à l'arrière des bouchons. Les FECs contiennent plusieurs cartes parmi lesquelles des cartes de calibration, des cartes dites « frontales » (FEB, pour *front-end board*), et des cartes dites de « construction de tour » (TBB, pour *tower builder board*). Le reste de l'électronique de lecture se trouve hors du détecteur dans un système de *back-end* (à l'intérieur de la caverne « USA15 ») où il n'y a pas de radiation.

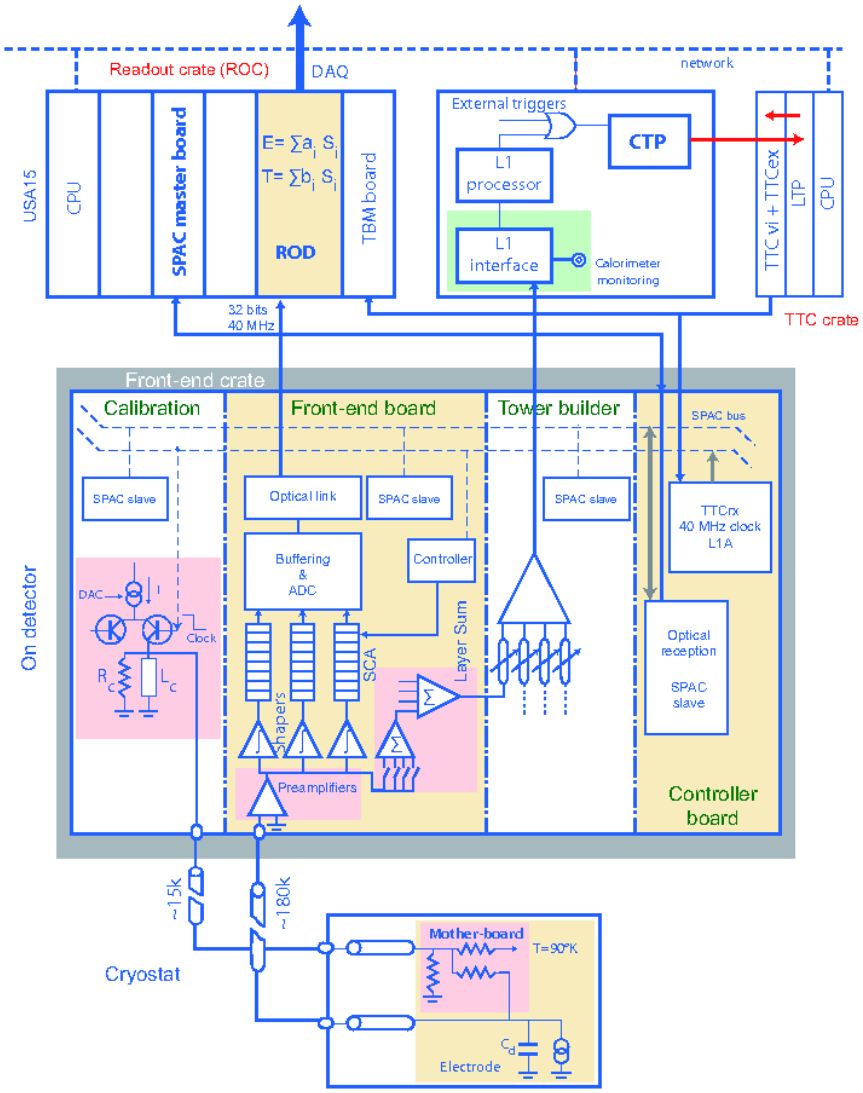


Figure A.1 : *Diagramme illustrant l'architecture de l'électronique de lecture du calorimètre à argon liquide [128].*

Les FEBs amplifient et mettent en forme les signaux analogiques provenant du détecteur. Dans le EMB et le EMEC, une FEB traite les signaux provenant d'au plus 128 cellules contenues dans une même couche du calorimètre. Les FEBs effectuent aussi la somme des

cellules à l'intérieur d'une couche donnée et d'une tour *trigger* (voir Section I.2) donnée, et préparent les signaux d'entrée utilisés par les TBBs. Si un événement est sélectionné par le déclenchement de niveau 1, les signaux provenant des cellules sont numérisés et transmis via des liens optiques (OTX) aux *drivers* de lecture (ROD) situés dans USA15. Il y a un lien optique par FEB.

Les TBBs somment les signaux analogiques provenant de plusieurs couches à l'intérieur des différentes tours *trigger*. Les signaux sont ensuite envoyés aux cartes électroniques du L1Calo. Il s'agit de signaux bipolaires dont le temps de montée vaut environ 50 ns.

Pour la calibration, un signal en tension exponentiel, qui simule les signaux triangulaires de physique, est appliqué directement sur les électrodes à travers une résistance. De cette manière, le trajet des signaux de calibration est aussi proche que possible de celui des signaux de physique. Les cartes de calibration sont situées près du détecteur, dans le FEC, pour minimiser l'atténuation des signaux de calibration dans les câbles.

I.2 Déclenchement de niveau 1

Le système de déclenchement de niveau 1 du calorimètre utilise les informations du calorimètre avec une granularité réduite. Les objets qu'il utilise sont des tours projectives (tours *trigger*) de taille transverse $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 2\pi/64$ (qui augmente pour $|\eta| > 2.5$). Ces tours *trigger* couvrent toutes les couches en profondeur du calorimètre, à l'exception du HEC pour lequel la quatrième couche n'est pas incluse, et contiennent un nombre de cellules qui va de quelques-unes dans le HEC jusqu'à 60 dans le EMB.

Le système L1Calo réside dans la caverne USA15. Tous les signaux des tours *trigger* provenant des TBBs sont envoyés au « préprocesseur » du L1Calo après passage par des modules qui compensent les atténuations, convertissent les énergies mesurée dans le HEC et le calorimètre à tuiles en énergies transverses, et calibrent les énergies transverses. Toutes ces manipulations sont effectuées à l'aide d'amplificateurs linéaires à gains variables. Le signal qui sort de ces modules est proportionnel à E_{T} jusqu'à 256 GeV, limite de saturation de la numérisation.

Le préprocesseur numérise sur 10 bits les signaux analogiques qu'il reçoit avec des ADC (convertisseurs analogique-numérique) flash, à une fréquence d'échantillonnage de 40.08 MHz, et associe les signaux avec un croisement de paquets du LHC. Avant numérisation, un piédestal est ajouté (correspondant à environ 32 coups ADC, dépendant de la tour *trigger*) de manière à pouvoir enregistrer des petites excursions négatives.

Une table de correspondance réalise la soustraction du piédestal, la calibration finale de l'énergie transverse, et la suppression de bruit, et supprime les canaux problématiques. Les données sont finalement transmises à deux processeurs : l'un identifie les candidats électrons, photons et taus, tandis que l'autre identifie les jets et fournit les énergies transverses totales et manquantes, ainsi que la somme globale des énergies des jets.

Les liens entre le FEC et USA15 sont différents pour la lecture standard et pour le système de déclenchement. Les informations fournies au L1Calo peuvent donc être utilisées pour récupérer les pertes de signal provenant des liens optiques entre les FEBs et les RODs défaillants. Une FEB est orthogonale à plusieurs tours *trigger*, et la perte de l'énergie dans une FEB peut être récupérée avec la granularité de ces tours *trigger* et la précision de l'énergie utilisée par le système de déclenchement (250 MeV). De plus, la forme en profondeur des dépôts d'énergie peut être récupérée dans le cas où seule une couche d'une tour *trigger* donnée est affectée.

II Estimation et calibration des énergies calorimétriques au niveau 1

L'énergie du L1Calo est utilisée pour estimer l'énergie manquante due aux OTXs défaillants. Elle doit par conséquent être aussi proche que possible de l'énergie des cellules enregistrées par la lecture standard. Les différentes étapes suivies pour estimer et calibrer l'énergie transverse du L1Calo sont décrites dans la suite. Cinq échantillons en temps provenant du signal du L1Calo sont utilisés. Ces échantillons sont choisis de telle manière que deux d'entre eux précèdent l'échantillon maximum et les deux derniers le suivent. Les différentes étapes pour estimer E_{T} sont :

1. la soustraction du piédestal des échantillons ;
2. l'ajustement d'une forme fonctionnelle sur ces cinq échantillons pour estimer le maximum du signal ;
3. l'application d'un facteur de calibration dépendant de la pseudorapidité ;
4. l'application d'un second facteur de calibration dépendant de l'énergie transverse, après calibration en pseudorapidité

Les facteurs de calibration sont déterminés à partir des données de collisions.

II.1 Ajustements sur les signaux enregistrés

II.1.1 Formes fonctionnelles étudiées

Trois formes fonctionnelles sont ajustées sur les signaux du L1Calo et comparées.

- Une double fonction de Landau avec *undershoot* (LLu) : cette fonction est formée à partir de la partie croissante d'une fonction de Landau, et la partie décroissante d'une seconde fonction de Landau, à laquelle est soustraite une constante pour modéliser le passage sous zéro du signal. L'expression de cette fonction, où une approximation de la fonction de Landau est utilisée, est :

$$\begin{aligned} f(t \leq t_0) &= A' \times \exp\left\{-1/2 \times \left[\frac{t-t_0}{\sigma_1} + \exp\left(-\frac{t-t_0}{\sigma_1}\right)\right]\right\} \\ f(t > t_0) &= \left(A' + U \exp\left(\frac{1}{2}\right)\right) \times \exp\left\{-1/2 \times \left[\frac{t-t_0}{\sigma_2} + \exp\left(-\frac{t-t_0}{\sigma_2}\right)\right]\right\} + U \end{aligned} \tag{A.1}$$

  où $A' = A \times \exp(1/2)$, A étant l'amplitude de la fonction.
- L'association d'une Gaussienne et d'une fonction de Landau avec *undershoot* (GLu), qui est identique à la fonction LLu à l'exception de la partie montante :

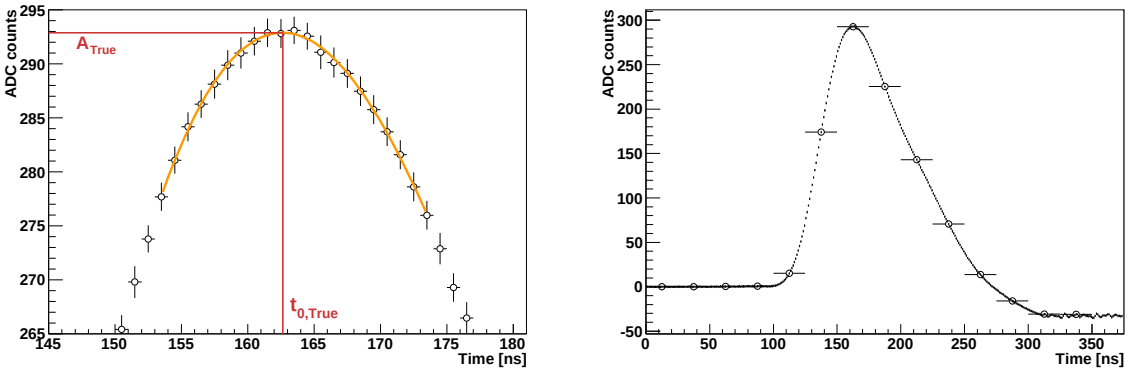
$$f(t \leq t_0) = A' \times \exp\left\{-\frac{(t-t_0)^2}{2\,\sigma_1^2} - \frac{1}{2}\right\} \tag{A.2}$$

- Une parabole. Dans ce cas, seuls les trois échantillons autour du maximum sont nécessaires pour calculer les trois paramètres de la parabole et estimer son maximum.

II.1.2 Estimation de maxima

La comparaison des performances obtenues avec les différentes formes fonctionnelles est faite à l'aide de signaux de calibration échantillonnés toutes les nanosecondes. Seules

les tours *trigger* dans le EMB et le EMEC sont utilisées. La région de transition entre le tonneau et les bouchons est par ailleurs enlevée. Le vrai maximum A_{True} d'un signal est pris égal au maximum de la fonction LLu ajustée sur 21 échantillons autour du maximum du signal de calibration (voir Figure A.2 (a)). La position vraie du pic $t_{0,\text{True}}$ est la position du maximum de cette fonction LLu.



(a) *Estimation du maximum* **(b)** *Sous-échantillonnage*

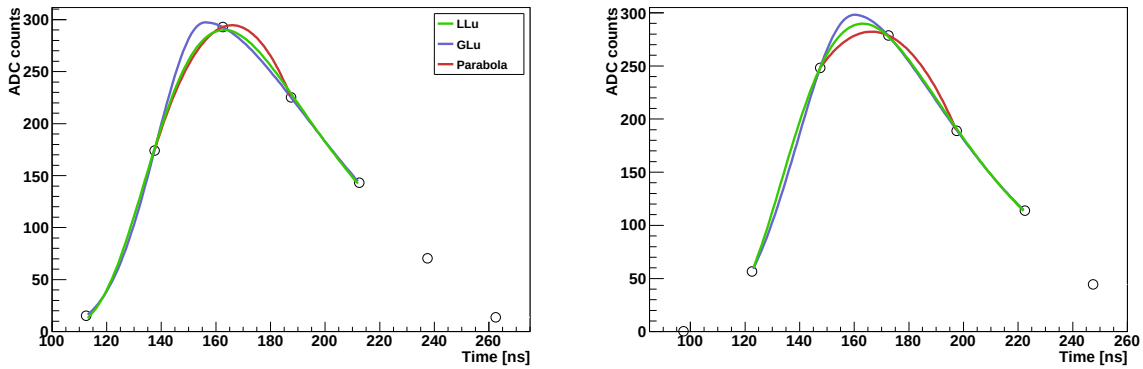
Figure A.2 : *(a) Signal de calibration utilisé pour estimer le vrai maximum à l'aide d'une fonction LLu. (b) Signaux standards obtenus en sous-échantillonnant les signaux de calibration de* 1 GHz *à* 40 MHz.

Les signaux standards sont obtenus en sous-échantillonnant les signaux de calibration à une fréquence de 40 MHz. La phase initiale de ce processus peut varier de 0 ns à 25 ns par pas de 1 ns. Cette phase initiale est considérée égale à 0 si l'un des échantillons du signal standard coïncide avec l'échantillon du signal de calibration qui est le plus proche de $t_{0,\text{True}}$. La Figure A.2(b) illustre ce sous-échantillonnage lorsque la phase intiale est prise égale à zéro. Le maximum du signal standard A_{Fit} est alors estimé en ajustant les trois formes fonctionnelles définies dans la Section II.1.1 sur les cinq échantillons autour du maximum. Ces ajustements sont montrés sur la Figure A.3 pour une phase nulle et une phase égale à 10 ns.

II.1.3 Biais sur les estimations de maxima

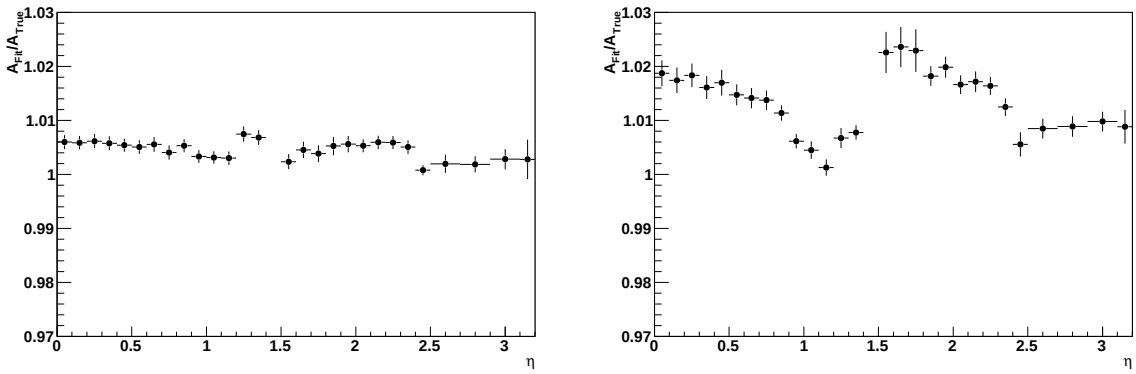
Les maxima A_{Fit} obtenus à partir des différentes formes fonctionnelles sont comparés au vrai maximum A_{True}. Le biais sur le maximum est défini par le rapport $B = A_{\text{Fit}}/A_{\text{True}}$. Ce biais dépend de la forme précise du signal, qui varie avec la pseudorapidité. Les variations des biais avec la pseudorapidité, lorsque la phase initiale est égale à zéro, sont montrées sur la Figure A.4.

Pour estimer correctement le maximum des signaux du L1Calo, les valeurs obtenues par les ajustements doivent être corrigées avec des facteurs dépendant de la pseudorapidité. Cependant, les valeurs des corrections obtenues à partir des signaux de calibration ne peuvent pas être utilisées pour des signaux de physique car leurs formes diffèrent. Ces facteurs sont par conséquent déterminés à partir des données de collision (voir Section II.2) et incluent non seulement cette correction de biais, mais aussi un facteur de calibration de l'énergie du L1Calo vers le niveau de l'énergie de la chaîne de lecture standard.

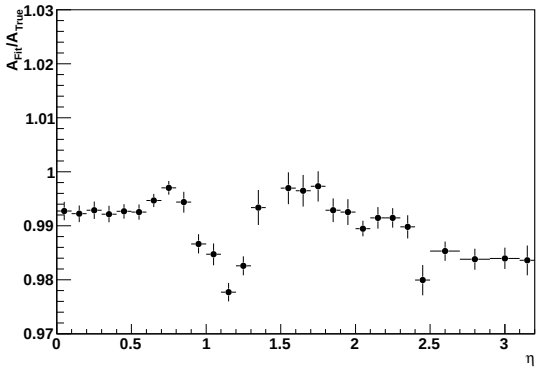


(a) *Phase initiale nulle* (b) *Phase initiale de* 10 ns

Figure A.3 : *Résultats des ajustements effectués sur un signal standard dont la phase est nulle (a) ou égale à* 10 ns *(b).*



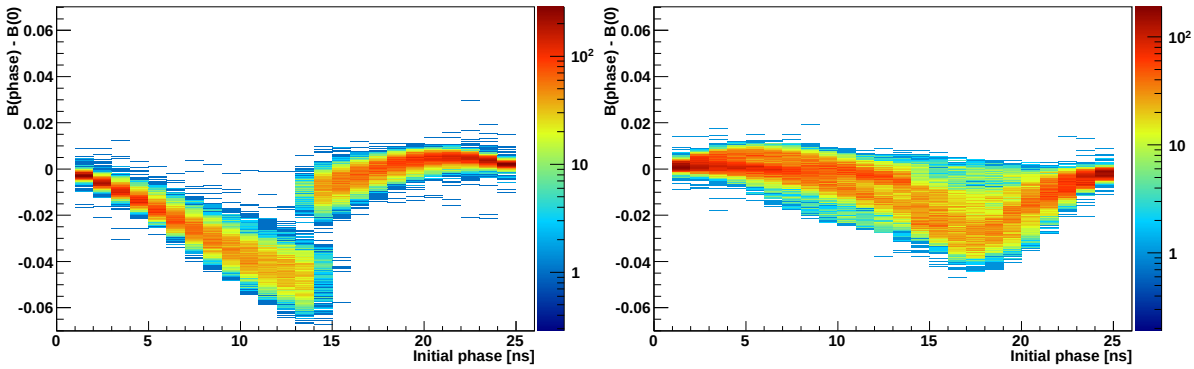
(a) *Parabole* (b) *GLu*



(c) *LLu*

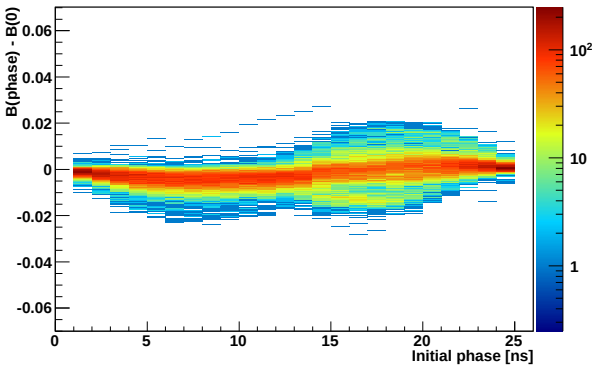
Figure A.4 : *Biais sur l'estimation du maximum par différentes fonctions, en fonction de la pseudorapidité, pour des signaux dont la phase initiale est nulle. Les barres d'incertitude sont les dispersions (RMS) dans chaque intervalle en* η.

Les biais qui dépendent de la pseudorapidité peuvent être ignorés car ils peuvent aisément être corrigés. Au contraire, les biais dépendant de la phase initiale doivent être les plus faibles possible car il est bien plus difficile de les corriger. La Figure A.5 montre les différences entre le biais B obtenu avec une phase initiale variant entre 1 ns et 24 ns et le biais obtenu pour une phase nulle, pour toutes les tours *trigger* du EMB et du EMEC à l'exception de la région de transition. Parmi les trois fonctions étudiées, la fonction LLu offre la meilleure stabilité par rapport à la phase initiale, avec une dispersion (RMS) de $B(\text{phase}) - B(0)$ pour toutes les phases de l'ordre de 0.5%. Pour cette raison, la fonction LLu est utilisée pour estimer le maximum des signaux du L1Calo dans les données de collision. L'énergie transverse en GeV est ensuite obtenue en multipliant ce maximum par 0.25.



(a) *Parabole*

(b) *GLu*



(c) *LLu*

Figure A.5 : *Différences des biais $B(phase)$, correspondant à une phase initiale différente de 0, et $B(0)$, correspondant à une phase nulle.*

II.2 Calibration des énergies transverses

Les différentes étapes permettant de déterminer les facteurs de calibration faisant passer des énergies transverses du L1Calo aux énergies transverses des cellules — obtenues via la chaîne de lecture standard — sont présentées dans cette section. Des événements de collision à $\sqrt{s} = 7$ TeV récoltées en Mai 2010 sont utilisés. Ces facteurs de calibration sont utilisés dans la procédure de récupération des énergies perdues.

II.2.1 Sélection des signaux

Les signaux provenant des tours *trigger* du EMB, du EMEC et du HEC sont utilisés. Les facteurs de calibration sont déterminés à partir des tours *trigger* qui n'intersectent pas des FEBs dont les transmetteurs optiques sont défectueux. De manière à éliminer la plus grande partie du bruit, une coupure sur l'énergie transverse du L1Calo $E_{\mathrm{T}}^{L1} > 2\,\mathrm{GeV}$ est appliquée sur les signaux. Comme une fonction LLu ne peut être ajustée sur des signaux de bruit, une parabole est utilisée pour estimer l'énergie transverse dans le cas de cette coupure. Une autre coupure qui se base sur la forme des signaux est appliquée. La variable de forme utilisée est le rapport de l'échantillon maximum et de la somme des cinq échantillons autour de ce maximum :

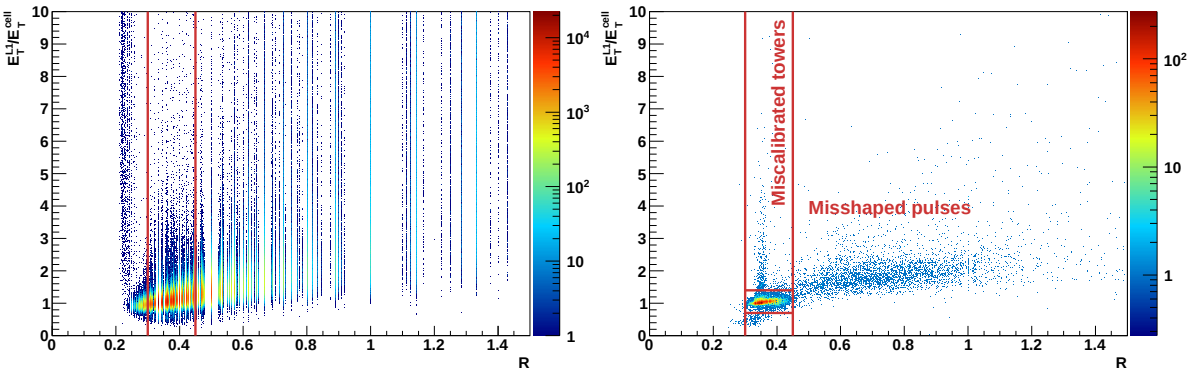
$$R = \frac{ADC_{max}}{\sum_{i=max-2}^{max+2} ADC_i} \tag{A.3}$$

Les coupures sont déterminées à partir de la corrélation entre R et $E_{\mathrm{T}}^{L1}/E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}}$ (voir Figure A.6), où :

$$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}} = \sum E_{\mathrm{cell}} \times \sin(\theta_{TT}) \tag{A.4}$$

est la somme des énergies transverses des cellules contenues dans la tour *trigger*, et θ_{TT} est l'angle polaire de la tour *trigger*. Trois régions sont séparées :

- la région $0.3 \lesssim R \lesssim 0.45$ et $0.7 \lesssim E_{\mathrm{T}}^{L1}/E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}} \lesssim 1.4$: la plupart des signaux se trouvent dans cette région et ont une énergie proche de l'énergie des cellules provenant de la lecture standard ;
- la région $R \gtrsim 0.45$: l'énergie du L1Calo n'est pas bien corrélée avec l'énergie des cellules et ces signaux ne sont pas pris en compte dans la suite;
- $0.3 \lesssim R \lesssim 0.45$ et $E_{\mathrm{T}}^{L1}/E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}} \gtrsim 1.4$: ces signaux ont une forme similaire à ceux de la première région, mais leurs énergies sont très éloignées de celles des cellules. Ces signaux sont créés par des tours particulières qui peuvent être identifiées et éliminées (voir Section II.2.3).

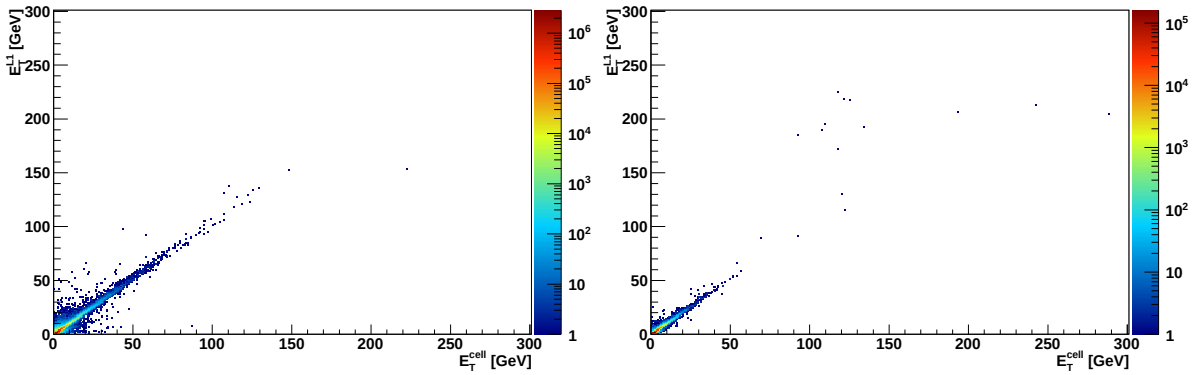


(a) $2\,\mathrm{GeV} \leq E_{\mathrm{T}}^{L1,parabola} < 3\,\mathrm{GeV}$ (b) $E_{\mathrm{T}}^{L1,parabola} > 10\,\mathrm{GeV}$

Figure A.6 : *Corrélations entre $E_{\mathrm{T}}^{L1}/E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}}$ et R pour deux intervalles d'énergie, 2–3 GeV (a) et $> 10\,\mathrm{GeV}$ (b). Les lignes verticales illustrent les limites utilisées pour sélectionner les signaux valides.*

Seuls les signaux avec $0.3 \leq R \leq 0.45$ sont conservés, ce qui réduit une grande partie du bruit à basse énergie. Finalement, une dernière coupure sur E_{T} est appliquée pour

s'assurer que les signaux ne sont pas saturés. Ainsi, les signaux avec $E_{\mathrm{T}} > 220\,\mathrm{GeV}$ ne sont pas considérés. Pour le HEC, cette coupure est descendue à 110 GeV, car les signaux du L1Calo au-delà de cette limite sont mal corrélés à ceux provenant de la lecture standard (voir Figure A.7).



(a) *EMB et EMEC* **(b)** *HEC*

Figure A.7 : *Corrélation entre les énergies transverses du L1Calo et celles des cellules pour les EMB et EMEC (a), et pour le HEC (b). Seuls les signaux avec* $2\ \mathrm{GeV} < E_{\mathrm{T}}^{L1} < 220\ \mathrm{GeV}$ *(calculée avec une parabole) et* $0.3 \leq R \leq 0.45$ *sont utilisés.*

II.2.2 Calibration des tours *trigger*

Les différences entre les énergies du L1Calo et celles provenant de la lecture standard proviennent en partie de la méthode d'estimation par ajustement d'une fonction LLu, pouvant créer un biais, et en partie de la calibration imparfaite des énergies utilisées pour le déclenchement. Ces effets doivent être corrigés pour que les énergies du L1Calo puissent être utilisées pour récupérer les énergies des cellules qui n'ont pas pu être transmises par les liens optiques.

Le facteur de calibration est tout d'abord considéré constant pour chaque tour *trigger* (ne dépendant pas de l'énergie) :

$$E_{\mathrm{T}}^{L1} = a_{TT} \times E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}} \tag{A.5}$$

où a_{TT} est le facteur de calibration, pour une tour *trigger* particulière. Pour chaque tour *trigger*, un ensemble de N paires $\{E_{\mathrm{T}}^{L1};\, E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}}\}$ mesurées est utilisé pour calculer a_{TT} en minimisant la somme des résidus au carré :

$$a_{TT} = \underset{a}{\mathrm{argmin}} \left\{ \sum_i \left(E_{\mathrm{T},i}^{L1} - a \times E_{\mathrm{T},i}^{\mathrm{cell}} \right)^2 \right\} \tag{A.6}$$

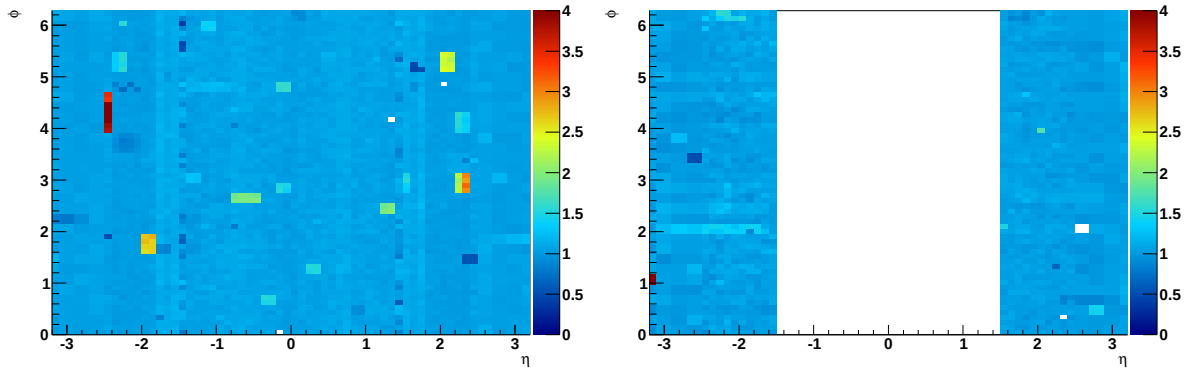
La valeur de a_{TT} qui minimise cette somme est la moyenne des rapports des énergies du L1Calo et des cellules, pondérées par l'énergie des cellules au carré :

$$a_{TT} = \left\langle \frac{E_{\mathrm{T}}^{L1}}{E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}}} \right\rangle_{E^2} = \frac{\sum_i (E_{\mathrm{T},i}^{\mathrm{cell}})^2 \times \frac{E_{\mathrm{T},i}^{L1}}{E_{\mathrm{T},i}^{\mathrm{cell}}}}{\sum_i (E_{\mathrm{T},i}^{\mathrm{cell}})^2} \tag{A.7}$$

L'incertitude sur cette quantité est égale à :

$$\sigma(a_{TT}) = \frac{\sqrt{\left\langle \left(\frac{E_{\mathrm{T}}^{L1}}{E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}}}\right)^2 \right\rangle_{E^2} - \left\langle \frac{E_{\mathrm{T}}^{L1}}{E_{\mathrm{T}}^{cell}} \right\rangle_{E^2}^2}}{\sqrt{N}} \tag{A.8}$$

La Figure A.8 montre la carte de ces calibrations pour les parties électromagnétique et hadronique du calorimètre à argon liquide. Certaines tours *trigger* sont clairement mal calibrées (avec un facteur de calibration très éloigné de 1). Pour certaines d'entre elles, ce n'est pas dû à une mauvaise calibration, mais au fait qu'elles intersectent des FEBs dont le transmetteur optique est défaillant. Dans ce cas, une partie de l'énergie provenant de la lecture standard manque. Le facteur de calibration réel ne peut alors pas être déterminé et doit être déduit d'autres tours *trigger* qui se comportent — ou sont supposées se comporter — de manière similaire. Par conséquent, les tours *trigger* qui se comportent comme aucune autre sont tout d'abord éliminées.



(a) *EMB et EMEC* **(b)** *HEC*

Figure A.8 : *Carte des facteurs de calibration a_{TT} pour les parties électromagnétique (a) et hadronique (b) du calorimètre à argon liquide.*

II.2.3 Sélection des tours *trigger*

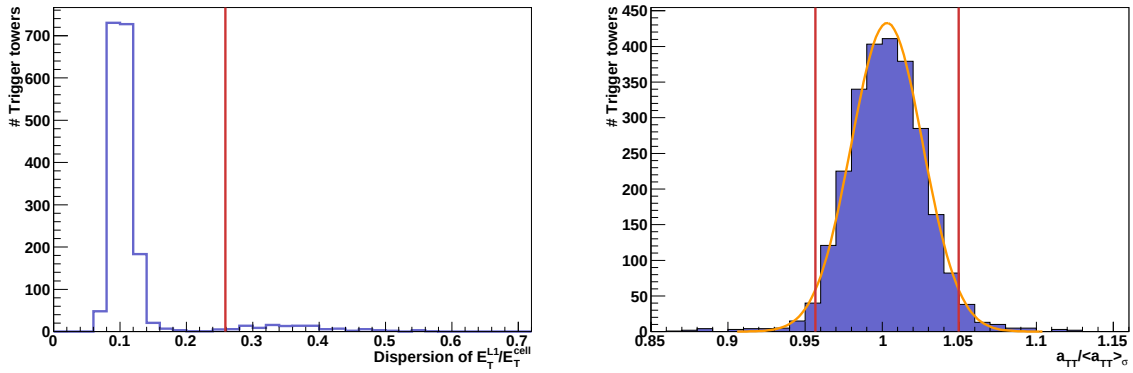
Les énergies de certaines tours *trigger* sont très éloignées des énergies des cellules correspondantes. Ces tours *trigger* sont éliminées en deux temps.

- Les tours *trigger* avec une trop grande dispersion du rapport $E_{\mathrm{T}}^{L1}/E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}}$, $\sigma(a_{TT}) \times \sqrt{N}$ sont d'abord éliminées.
- Les tours *trigger* ayant un facteur a_{TT} trop différent du facteur moyen dans l'anneau en pseudorapidité dans lequel elles se trouvent sont aussi enlevées.

La Figure A.9(a) montre les dispersions des rapports $E_{\mathrm{T}}^{L1}/E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}}$ pour les tours *trigger* du EMB. La coupure sur ces dispersions est prise égale à :

$$C_{\mathrm{disp}} = \mu_{\mathrm{disp}} + 2 \times \sigma_{\mathrm{disp}} \tag{A.9}$$

où μ_{disp} et σ_{disp} sont les moyenne et RMS de la distribution. Ces coupures sont déterminées séparément pour les EMB, EMEC, et HEC. Dans la suite, les tours *trigger* qui se trouvent



(a) *Dispersion dans le EMB*

(b) *Rapports des facteurs de calibration par rapport aux facteurs moyens*

Figure A.9 : *(a) Dispersions de E_T^{L1}/E_T^{cell} pour les tours trigger du EMB. (b) Rapports des facteurs de calibration et des facteurs moyens dans l'anneau en η correspondant. Les traits verticaux indiquent les emplacements des coupures appliquées.*

dans les régions de transition entre le tonneau et les bouchons, ainsi que celles qui ne passent pas cette coupure sont supprimées.

Ensuite, la calibration moyenne dans chaque anneau en pseudorapidité est calculée :

$$\langle a_{TT}\rangle_\sigma = \frac{\sum_i a_{TT,i}/\sigma^2(a_{TT,i})}{\sum_i 1/\sigma^2(a_{TT,i})} \tag{A.10}$$

La somme parcourt toutes les tours *trigger* dans un anneau donné, à l'exception de celles précédemment enlevées. La Figure A.9(b) montre la distribution de $a_{TT}/\langle a_{TT}\rangle_\sigma$ pour toutes les tours trigger du EMB. Une Gaussienne est ajustée sur cette distribution et des coupures sont définies à partir des paramètres de cette Gaussienne :

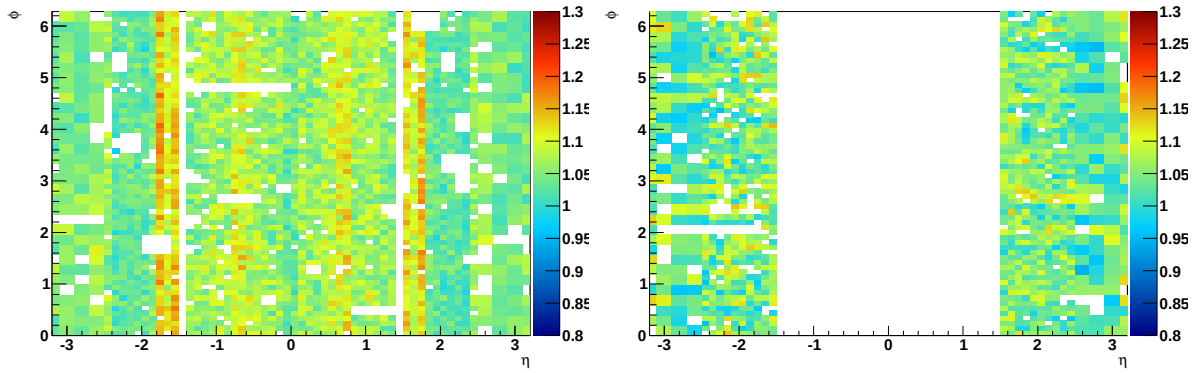
$$C_{\mathrm{eta,min/max}} = \mu_{\mathrm{Gauss}} \pm 2 \times \sigma_{\mathrm{Gauss}} \tag{A.11}$$

où μ_{Gauss} et σ_{Gauss} sont les moyenne et RMS de la Gaussienne. Ces coupures sont déterminées séparément pour les EMB, EMEC, et HEC.

La Figure A.10 montre les facteurs de calibration des tours trigger dans les EMB, EMEC, et HEC, à l'exception des tours ne satisfaisant pas les critères de sélection, ou intersectant des FEBs dont le lien de transmission est défaillant, et de celles qui se trouvent dans la région de transition. Des variations avec la pseudorapidité sont observées, tandis que les variations suivant ϕ sont bien moins importantes et semblent erratiques. Par conséquent, un facteur de calibration dépendant de la pseudorapidité est calculé, qui peut être utilisé pour calibrer toutes les tours dans un anneau donné.

II.2.4 Calibration dépendante de la pseudorapidité

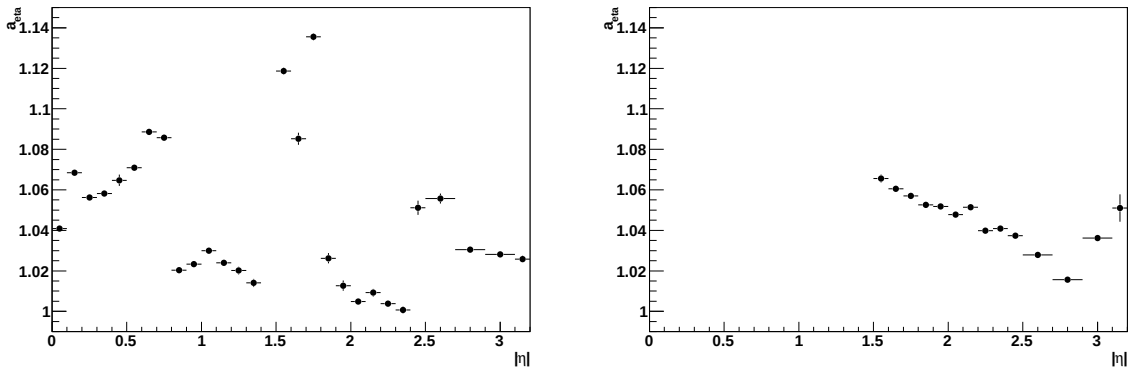
La procédure de minimisation décrite dans la Section II.2.2 est de nouveau effectuée en regroupant toutes les tours *trigger* sélectionnées (voir Figure A.10) contenues dans un anneau en pseudorapidité. La limite basse en énergie est cependant augmentée de 2 GeV à 15 GeV pour les tours *trigger* du EMB et du EMEC car le facteur de calibration dépend



(a) *EMB et EMEC* **(b)** *HEC*

Figure A.10 : *Carte des facteurs de calibration pour les parties électromagnétique (a) et hadronique (b) du calorimètre à argon liquide. Les tours intersectant les FEBs dont le lien de transmission est défaillant, ainsi que les tours dans la région de transition et les tours ne satisfaisant pas les critères de sélection, sont éliminées.*

de l'énergie en deçà de cette valeur (voir Section II.2.5). Pour le HEC cette coupure est appliquée à 5 GeV. Les facteurs de calibration obtenus, a_{eta}, sont montrés sur la Figure A.11.



(a) *EMB et EMEC* **(b)** *HEC*

Figure A.11 : *Facteurs de calibration dépendant de la pseudorapidité pour les parties électromagnétique (a) et hadronique (b) du calorimètre à argon liquide.*

II.2.5 Calibration dépendante de l'énergie

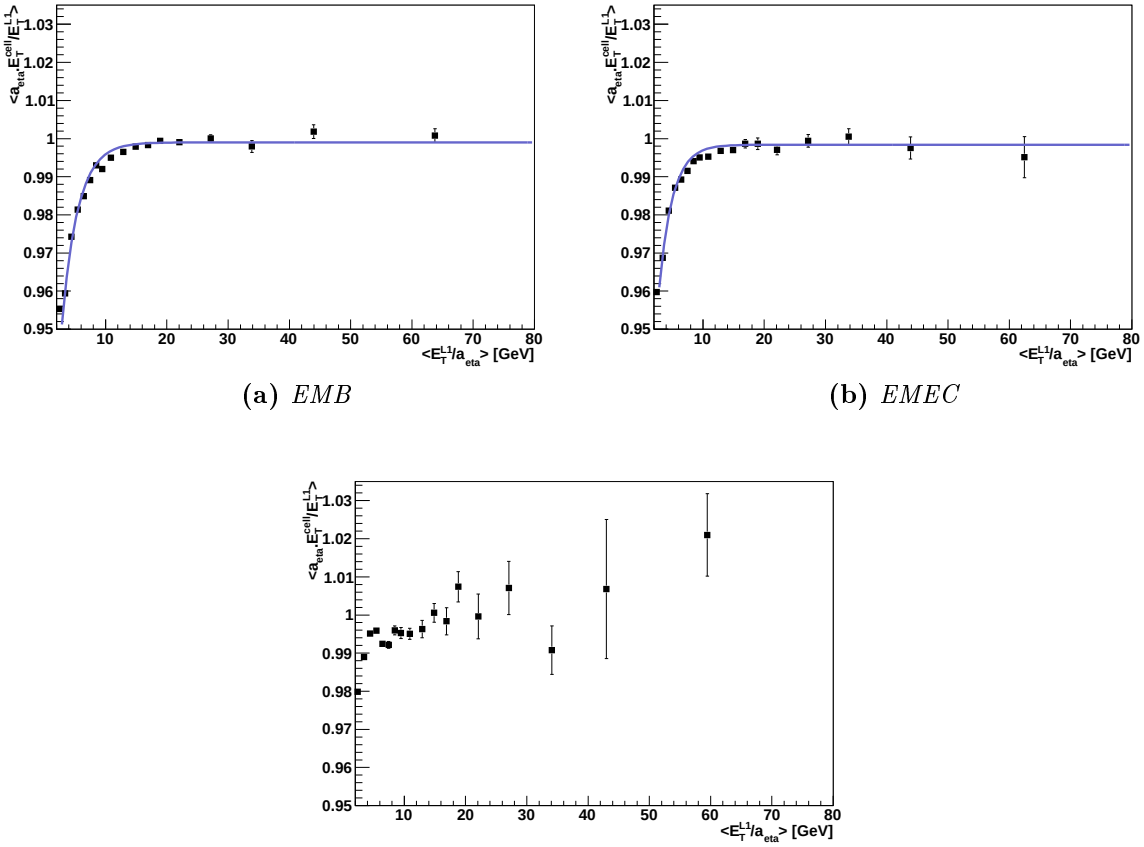
Les facteurs de calibration sont calculés en supposant une dépendance linéaire entre les énergies transverses du L1Calo et celles des cellules. Cependant, à basse énergie, une dépendance de la calibration avec l'énergie est observée, et est corrigée. L'hypothèse est faite que la calibration dépendant de la pseudorapidité et celle dépendant de l'énergie peuvent se factoriser :

$$E_{\text{T}}^{L1} = a(E_{\text{T}}^{\text{cell}}) \times a_{TT} \times E_{\text{T}}^{\text{cell}} \tag{A.12}$$

Cependant, a_{TT} ne peut pas être calculé pour les tours intersectant une FEB dont le transmetteur est défectueux, et $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}}$ est inconnue dans ce cas. Une approximation de l'Equation A.12 est donc utilisée :

$$E_{\mathrm{T}}^{L1} = a(E_{\mathrm{T}}^{L1}/a_{\mathrm{eta}}) \times a_{\mathrm{eta}} \times E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}} \tag{A.13}$$

où a_{eta} est pris à la place de a_{TT} et l'énergie transverse calibrée du L1Calo $E_{\mathrm{T}}^{L1}/a_{\mathrm{eta}}$ est prise à la place de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}}$. Pour évaluer le facteur $a(E_{\mathrm{T}}^{L1}/a_{\mathrm{eta}})$, l'évolution du rapport $a_{\mathrm{eta}} \times E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}}/E_{\mathrm{T}}^{L1}$ avec $E_{\mathrm{T}}^{L1}/a_{\mathrm{eta}}$ est étudiée pour chaque partie du calorimètre. Pour différents intervalles en $E_{\mathrm{T}}^{L1}/a_{\mathrm{eta}}$, les valeurs moyennes $\langle a_{\mathrm{eta}} \times E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}}/E_{\mathrm{T}}^{L1}\rangle$ et $\langle E_{\mathrm{T}}^{L1}/a_{\mathrm{eta}}\rangle$ sont calculées, et une forme fonctionnelle est ajustée sur les points $\left\{\langle a_{\mathrm{eta}} \times E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}}/E_{\mathrm{T}}^{L1}\rangle; \langle E_{\mathrm{T}}^{L1}/a_{\mathrm{eta}}\rangle\right\}$ (voir Figure A.12).



(a) *EMB*

(b) *EMEC*

(c) *HEC*

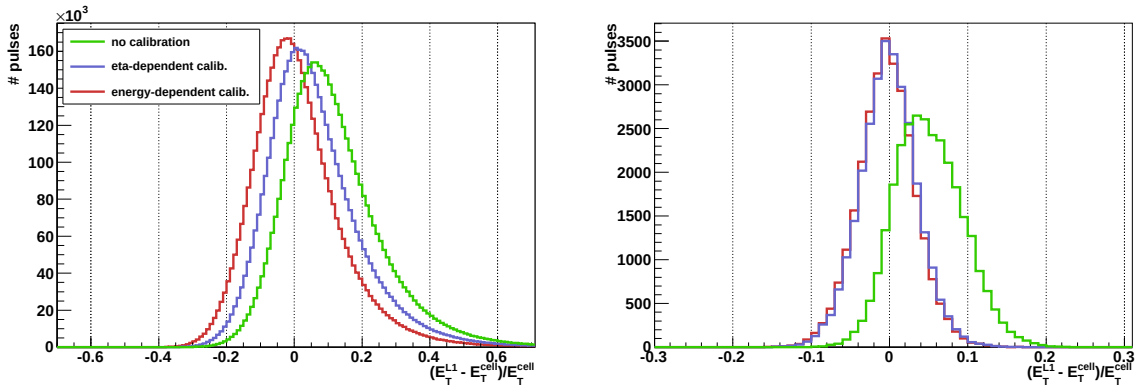
Figure A.12 : *Evolution du rapport des énergies des cellules et des énergies du L1Calo après calibration, en fonction de l'énergie du L1Calo calibrée, pour le EMB (a), le EMEC (b) et le HEC (c). Les courbes bleues sont des fonctions exponentielles ajustées sur les points.*

Pour le HEC, aucune calibration dépendante de l'énergie n'est appliquée. Pour le EMB et le EMEC, des fonctions exponentielles sont utilisées pour paramétrer l'évolution de la calibration dépendante de l'énergie :

$$\frac{1}{a(E_{\mathrm{T}}^{L1}/a_{\mathrm{eta}})} = \begin{cases} a_\infty + a_0 \times \exp\left\{-\tau \times \left(\frac{E_{\mathrm{T}}^{L1}}{a_{\mathrm{eta}}} - 2\right)\right\} & \text{if } \frac{E_{\mathrm{T}}^{L1}}{a_{\mathrm{eta}}} > 2.5 \text{ GeV} \\ a_\infty + a_0 \times \exp\left\{-\frac{\tau}{2}\right\} & \text{if } \frac{E_{\mathrm{T}}^{L1}}{a_{\mathrm{eta}}} \leq 2.5 \text{ GeV} \end{cases} \tag{A.14}$$

III Précision de la calibration et stabilité des facteurs de calibration dans le temps

La précision obtenue sur les énergies du L1Calo calibrées par rapport aux énergies provenant de la lecture standard, ainsi que les effets des deux calibrations décrites précédemment, sont étudiées à partir de la distribution des erreurs relatives $(E_{\mathrm{T}}^{L1} - E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}})/E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}}$ (voir Figure A.13). Pour les différentes parties du calorimètre, les calibrations appliquées rapprochent les énergies du L1Calo des énergies des cellules issues de la lecture standard. Au final, le biais restant est de l'ordre de 1% pour les énergies transverses $< 10\,\mathrm{GeV}$ et inférieur à 0.6% au-delà. La dispersion se trouve entre 10% et 15% pour les faibles énergies et autour de 4–5% pour les énergies plus grandes.



(a) $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}} < 10\,\mathrm{GeV}$ **(b)** $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}} \geq 10\,\mathrm{GeV}$

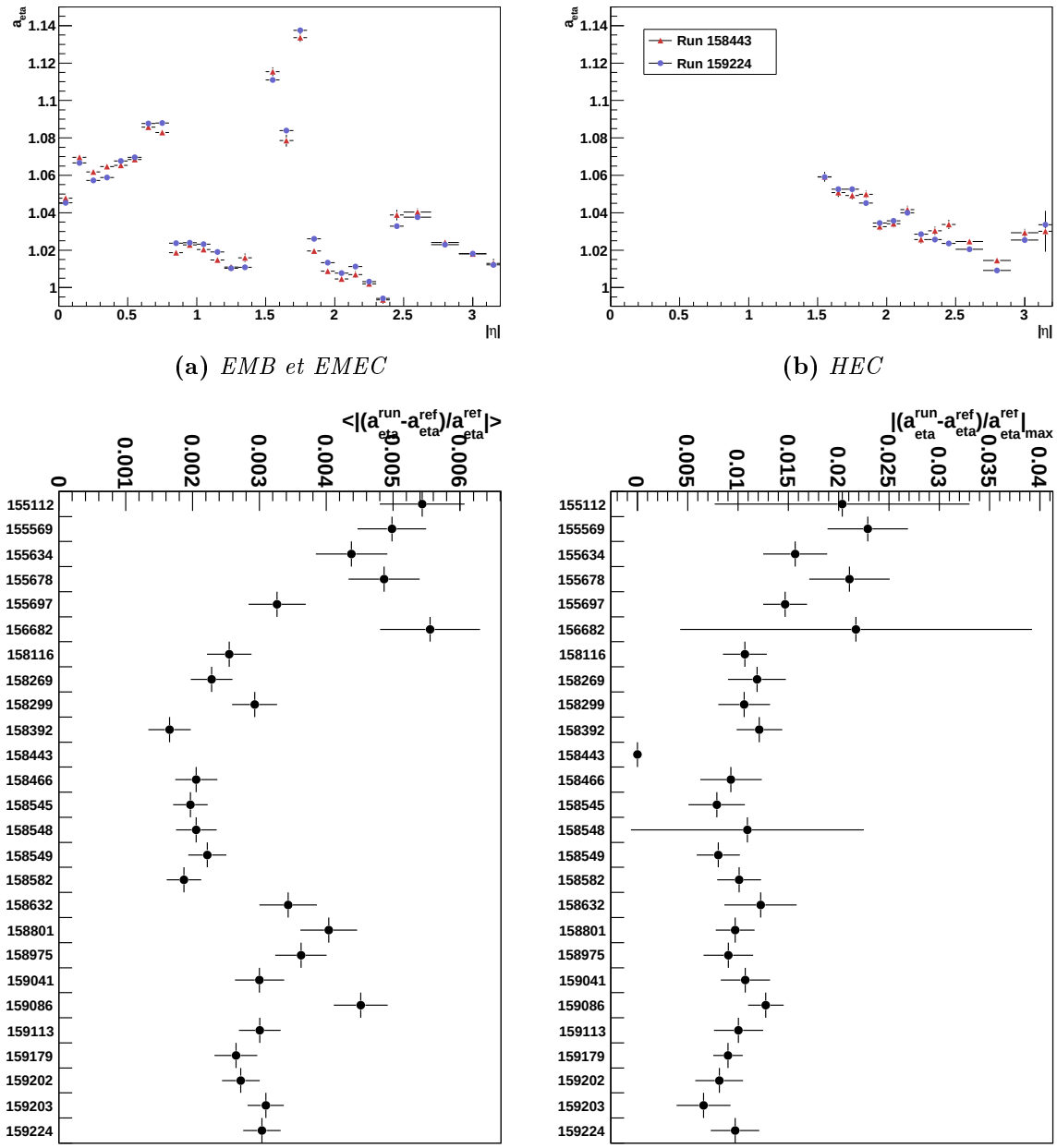
Figure A.13 : *Distributions des erreurs relatives des énergies du L1Calo, après les différentes étapes de la calibration pour les énergies transverses en deçà (a) et au dessus (b) de* 10 GeV. *Ici, seules les tours du EMB sont considérées.*

Pour des raisons diverses (p. ex., des changements de gains), les facteurs de calibration peuvent varier dans le temps. Cependant, ils restent en général assez stables. Ceci est étudié en comparant les facteurs obtenus à partir de plusieurs *runs* enregistrés entre le 15 Mai et le 18 Juin 2010. Les facteurs de calibration a_{eta} obtenus à partir de deux de ces *runs* sont montrés sur la Figure A.14 (a,b). Pour suivre l'évolution de ces facteurs dans le temps, un des *runs* est choisi comme référence (le *run* 158443), et les différences relatives des facteurs de calibration dans un *run* donné par rapport à ceux obtenus à partir de ce *run* de référence, $|(a_{\mathrm{eta}}^{\mathrm{run}} - a_{\mathrm{eta}}^{\mathrm{ref}})/a_{\mathrm{eta}}^{\mathrm{ref}}|$, sont calculés. Les valeurs moyennes et les valeurs maximales de ces différences sont montrées sur les Figures A.14 (c,d).

Les valeurs moyennes se trouvent la plupart du temps en dessous de 0.5% et les valeurs maximales restent en dessous de 1.5% à l'exception des six premiers *runs*.

IV Procédure de récupération des énergies et performances

L'estimation de l'énergie du L1Calo décrite dans la Section II.1.1 et les facteurs de calibration obtenus dans la Section II.2 sont utilisés pour retrouver l'énergie des cellules manquantes du fait des liens optiques défaillants.



(a) *EMB et EMEC*

(b) *HEC*

(c) *Ecarts moyens*

(d) *Ecarts maximum*

Figure A.14 : *(a,b) Facteurs de calibration dérivés à partir de deux runs. (c) Valeurs moyennes des différences relatives des facteurs de calibration par rapport à des facteurs de référence. (d) Valeurs maximales des différence relatives des facteurs de calibration par rapport aux facteurs de référence.*

IV.1 Procédure de récupération

La procédure de récupération utilise l'énergie du L1Calo calibrée d'une tour *trigger* conjointement avec l'énergie dans les cellules de cette même tour qui n'ont pas été perdues du fait des liens optiques défectueux. Ces deux énergies permettent de fournir une

estimation de l'énergie perdue dans cette tour *trigger*. La procédure est divisée en deux étapes.

- Si le signal du L1Calo d'une tour *trigger* est accepté (voir Section II.2.1), l'énergie transverse correspondante est estimée et calibrée. Dans le cas contraire, la récupération de l'énergie n'est pas effectuée. Les coupures sur R appliquées dans ce cas sont légèrement différentes de celles présentées dans la Section II.2.1, et varient avec l'énergie transverse. Elles sont déterminées de telle manière qu'environ 98% à 99% des signaux d'énergie transverse entre 2 GeV et 10 GeV, et plus de 99.9% des signaux d'énergie transverse supérieure à 10 GeV, ayant un rapport $E_{\mathrm{T}}^{L1}/E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}}$ entre 0.5 et 1.5, passent ces coupures.
- Cette énergie transverse est ensuite convertie en énergie et les énergies connues des cellules contenues dans la tour *trigger* lui sont soustraites. Ceci fournit une estimation de l'énergie dans les autres cellules (celle qui a été perdue à cause d'un lien optique défectueux). Cette énergie est répartie de manière uniforme entre toutes ces cellules :

$$E^{\text{missing cell}} = \frac{E^{L1} - \sum E^{\text{cell}}}{\#\text{ missing cells}} \tag{A.15}$$

IV.2 Performances

Dans les EMB et EMEC, les cellules pour lesquelles l'énergie manque du fait de liens optiques défectueux sont réparties sur une couche et sur plusieurs tours *trigger*. Par conséquent, les performances de la récupération d'énergie peuvent être étudiées en déterminant l'énergie dans une des couches à partir de l'énergie du L1Calo :

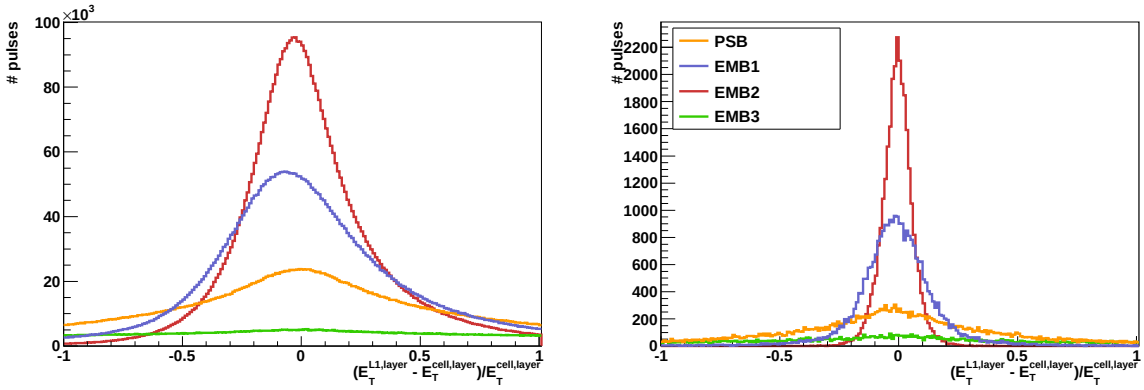
$$E^{\text{layer}} = E^{L1} - \sum_{l \in \text{other layers}} E^{l}, \tag{A.16}$$

et en la comparant à l'énergie des cellules de cette couche, pour les tours *trigger* qui n'intersectent pas une FEB dont le lien optique est défectueux. La distribution des erreurs relatives pour les tours *trigger* du EMB et pour différentes couches est montrée sur la Figure A.15. Les performances sont directement corrélées à la fraction d'énergie à récupérer dans une tour *trigger*. Une importante fraction d'énergie (p. ex., l'énergie dans la seconde couche) est récupérée avec une plus grande précision qu'une petite fraction d'énergie (p. ex., dans la troisième couche).

V Résumé

Les énergies enregistrées par le système de déclenchement de niveau 1 peuvent être utilisées pour récupérer — avec une précision et une granularité limitée — les énergies des cellules perdues du fait de liens de transmissions défaillants. Une fonction construite à partir de deux fonctions de Landau est utilisée pour estimer les énergies transverses à partir des signaux fournis par le système de déclenchement de niveau 1. Puis deux facteurs de calibration leur sont appliqués, dépendant de la pseudorapidité et de l'énergie transverse, respectivement.

Cette procédure de calibration permet d'obtenir des biais inférieurs à 1% et des dispersions de 15% pour des énergies transverses inférieures à 10 GeV, et jusqu'à 4% pour des énergies transverses supérieures.



(a) $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}} < 10\,\mathrm{GeV}$ **(b)** $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}} \geq 10\,\mathrm{GeV}$

Figure A.15 : *Distributions des erreurs relatives sur les énergies dans différentes couches, estimées à partir des énergies du L1Calo calibrées, pour* $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}} < 10\,\mathrm{GeV}$ *(a) et* $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cell}} \geq 10\,\mathrm{GeV}$ *(b).*

Résumé

La recherche du boson de Higgs ainsi que celle de nouvelle physique auprès du LHC requiert une excellente compréhension des processus du Modèle Standard du fait de leurs signatures expérimentales similaires. La capacité de mesurer le plus précisément possible l'énergie des objets reconstruits dans les détecteurs est par ailleurs primordiale à la fois pour effectuer des mesures de précision et pour accroître la sensibilité des analyses à des signaux de physique au-delà du Modèle Standard. Les travaux présentés dans cette thèse s'attachent à ces deux points par l'étude d'événements contenant un ou plusieurs jets associés à un boson Z avec le détecteur ATLAS. D'une part, ces événements sont utilisés pour améliorer la calibration en énergie des jets de faible impulsion transverse, d'une importance capitale pour les analyses utilisant le dénombrement de jets ou leur veto. D'autre part la section efficace différentielle de production de ces événements est mesurée en fonction de nombreuses observables et comparée à diverses prédictions théoriques. Ces mesures pourront être utilisées pour améliorer les prédictions qui servent de modèles de bruit de fond dans des analyses sur le boson de Higgs et de recherche de physique au-delà du Modèle Standard.

Mots-clés : LHC, ATLAS, Modèle Standard, boson Z, jets, énergie des jets, sections efficaces

Abstract

The Higgs boson search as well as searches for new physics at the LHC require a very good understanding of Standard Model processes due to their similar experimental signatures. In addition, the ability to precisely measure the energies of reconstructed objects within the detectors is crucial in order to perform precision measurements and to improve the sensitivity to physics signals beyond the Standard Model. The results presented in this thesis address these two points by studying events containing one or several jets associated to a Z boson with the ATLAS detector. These events are used to improve the jet energy calibration in the low transverse momentum regime, which is important for analyses making use of jet counting or jet veto. The differential cross section for the production of such events is also measured as a function of several observables and compared to various theoretical predictions. These measurements will serve to improve the predictions used to model background contamination in Higgs analyses and searches for new phenomena.

Keywords: LHC, ATLAS, Standard Model, Z boson, jets, jet energy, cross sections