



Photon et jets avec l'expérience CMS du LHC : de la calibration à la mesure

Hugues Lattaud

► To cite this version:

Hugues Lattaud. Photon et jets avec l'expérience CMS du LHC : de la calibration à la mesure. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Lyon, 2019. Français. NNT : 2019LYSE1137 . tel-02422226

HAL Id: tel-02422226

<https://theses.hal.science/tel-02422226>

Submitted on 21 Dec 2019

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.



N° d'ordre NNT : 2019LYSE1137

THESE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE LYON

opérée au sein de
L'Université Claude Bernard Lyon 1

Ecole Doctorale N° 52
Ecole Doctorale de Physique et Astrophysique

Spécialité du doctorat : Physique des particules

Soutenue publiquement le 26/09/2019 par :

Hugues Lattaud

Photon et jets avec l'expérience CMS du LHC : de la calibration à la mesure

devant le jury composé de :

M.	Paolo	Azzurri	Chercheur	INFN PISA	Rapporteur
M	Giovanni	Marchiori	Chargé de recherche	CNRS LPNHE	Rapporteur
Mme	Corinne	Augier	Professeur des universités	UCBL	Présidente du jury
M.	Filip	Moortgat	Chercheur	CERN	Examineur
M.	Stéphane	Perriès	Maître de conférence	UCBL	Directeur de thèse
Mme.	Viola	Sordini	Chargée de recherche	CNRS IP2I	Co-Directrice de thèse

REMERCIEMENTS

Nous y voilà, les premières phrases que mes lecteurs liront, les dernières à avoir été écrites. Le point final à une belle période de trois ans, le clap de fin de mon doctorat. Une belle aventure qui n'a été menée à son terme que grâce à la présence de nombreux collègues, amis et membres de ma famille. À travers les lignes qui vont suivre, j'aimerais vous exprimer à quel point vous m'avez été précieux et vous remercier du fond du coeur pour votre soutien et vos encouragements.

À vous deux, Stéphane et Viola, mes directeurs de thèse, je ne pourrai jamais assez vous remercier pour m'avoir accepté en thèse à vos côtés. Tout au long de ce projet commun vous m'avez transmis votre rigueur scientifique et votre passion pour la physique. Vous m'avez guidé sans jamais me cloisonner en m'apportant ce qui pouvait me manquer avec bienveillance. À nous trois et malgré les quelques embûches rencontrées en chemin, on a formé une belle équipe et amené cette thèse à son terme. Ça a été un plaisir de travailler avec vous au quotidien. Alors pour tout ça et un million d'autres raisons trop longues à lister : merci !

Aux membres de mon jury, Corinne Augier, Paolo Azzurri, Giovanni Marchiori, Filip Moortgat, merci d'avoir accepté de siéger à mon jury et d'avoir évalué rigoureusement mon travail. Je tiens à remercier tout particulièrement mes deux rapporteurs, Paolo Azzurri et Giovanni Marchiori pour avoir effectué la longue tâche de passer mon manuscrit à la loupe, merci pour votre patience et vos commentaires qui m'ont permis d'enrichir et d'améliorer mon manuscrit.

À la direction de L'IPNL, ainsi qu'aux responsables du groupe CMS, pour m'avoir permis d'évoluer dans un cadre de qualité et d'assister à de nombreuses conférences et écoles internationales : merci.

Aux membres du groupe CMS, pour vos conseils en matière de physique et les discussions autour d'un café : merci. Plus particulièrement, merci Nicolas, pour les nombreuses réponses à mes nombreuses questions. Merci Houmani, pour les cours particuliers de ping-pong.

À Hubert Hansen, merci pour ton parrainage et surtout merci de m'avoir donné l'opportunité d'enseigner l'électromagnétisme.

À notre cercle de doctorants, Gaétan, Justine, Clémentine, Luis, Mathilde, rescapés du master de physique, compagnons de misère, merci pour tous les bons et mauvais moments partagés pendant ces années !

À toi Gaël, compagnon d'étude et frère de galère, mille mercis pour tout ce que tu as pu m'apporter ! Pour nos débats sans fin, merci. Pour nos matchs de ping-pong endiablés, merci. Pour nos discussions de physique, merci. Pour ta bonhomie, ta bonne humeur et ton humour, merci ! La liste est encore longue mais tu le sais ! Plus qu'un compagnon grâce à toi j'ai eu la chance de travailler avec un ami.

À toi Julie, ma frangine, la vraie ! Pour l'exemple que tu as toujours représenté, tous les conseils que tu m'as donné et nos échanges malgré la distance, merci ! Il va falloir penser à des surnoms parce que le titre docteur Lattaud commence à être bien encombré !

À vous deux, Papa et Maman, plus que merci, parce que pour arriver jusqu'ici, ça part de vous. Pour tout ce que vous m'avez transmis, votre gentillesse, votre ouverture, votre curiosité, la volonté de découvrir, merci. Pour m'avoir laissé mener ma barque comme je l'entendais, pour m'avoir toujours soutenu et encouragé, merci. Parce que je suis heureux de compter mes parents comme des amis, merci !

À vous deux, Papi et Mamie, merci d'avoir été les grands parents les plus gentils de l'histoire des grands parents. Merci pour vous, vos petites attentions, votre tendresse, votre générosité. Si on en est arrivé là avec Julie c'est en grande partie grâce à vous. Avec tout mon amour, merci.

À vous mes amis, Faxe, Rooms, Simon, Shallon, Oumar, Marina, Pascaline, Marie, Bajam, Claire, merci d'avoir toujours été la soupape de décompression dont j'avais besoin. C'est agréable de pouvoir compter sur une seconde famille !

À vous les grimpeurs, Anael, Nico mon ancien, Nico le grand, Béranger, Lulu et tous les autres animaux à gros biceps, merci de partager cette passion de la grimpe avec moi, quand le réservoir de motivation est vide rien de tel que partager une bonne séance, une sortie ou quelques bières !

À toi, Marie, mon amoureuse, mon amie, merci d'avoir été l'îlot de douceur vers lequel naviguer après une trop longue journée. Merci d'avoir accepté les weekends passés à travailler et les vacances comprimées. Merci d'avoir secoué mon esprit cartésien de réflexions philosophiques. Merci de t'être usé les yeux sur ce manuscrit pour que d'autres ne voient pas mes lacunes en orthographe et en grammaire. Enfin un grand merci à toi d'être entrée dans ma vie de l'avoir rendue infiniment plus intéressante, tu as fait de cette fin doctorat une année heureuse.

Enfin je dis merci à tous ceux que j'aurais oubliés.

RÉSUMÉ

Cette thèse porte sur l'analyse des données issues des collisions proton-proton au LHC, et enregistrées par le détecteur CMS, et étudie en particulier les événements où un photon est produit en association avec un jet.

La première partie de cette thèse est dédiée à l'extraction des corrections en énergie des jets dans l'expérience CMS, en particulier à l'aide d'événements avec un photon et un jet, en exploitant la balance en impulsion transverse entre le jet et le photon et la bonne qualité de la reconstruction des photons. Les différentes méthodes sont présentées ainsi que les résultats obtenus pour les données collectées en 2016. Les calibrations qui sont extraites de ces études sont utilisés par toutes les analyses publiées par la collaboration CMS utilisant les données 2016.

La deuxième partie présente la mesure de la section efficace doublement différentielle de production d'événements où un photon est émis en association avec un jet issu d'un quark bottom en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapacité du photon. Cette mesure est ensuite comparée à différentes prédictions à l'aide des générateurs Madgraph, PYTHIA et amc@NLO.

ABSTRACT

This thesis documents a study of events where a photon is produced with a jet, in proton-proton collisions produced at the LHC and detected by the CMS experiment. The first part of the thesis focusses on the extraction of the jet energy correction in CMS. It is shown how photon+jet events are exploited in this context, thanks to the balance between jet and photon and the good quality of photon reconstruction.

Different methods are discussed, and the results obtained with 2016 data are shown : the jet calibration extracted from such results is used by all CMS published analyses using such data.

The second part documents the measurement of the photon + b-jet cross-section measurement, as a function of the photon transverse momentum and photon pseudo-rapidity. This measurement is then compared to LO and NLO predictions with Madgraph, PYTHIA and amc@NLO generators.

TABLE DES MATIÈRES

Introduction	1
1 Particules et interactions	3
1.1 Les particules du modèle standard	4
1.1.1 Les fermions	4
1.1.2 Les bosons	5
1.2 Formalisme théorique	6
1.2.1 Lagrangiens, Champs et symétrie	6
1.2.2 Interaction électromagnétique QED et groupe de symétrie $U(1)_{em}$	7
1.2.3 L'interaction électrofaible	8
1.2.4 Brisure spontanée de symétrie et Mécanisme de Higgs	11
1.2.5 L'interaction forte	14
1.3 Succès et limitation du modèle standard	17
1.4 Les structures hadroniques	18
1.4.1 Les fonctions de densité partoniques (PDF)	19
1.5 Conclusion	20
2 Dispositif expérimental.	21
2.1 Le Large Hadron Collider : LHC	22
2.1.1 L'accélération des protons.	23
2.1.2 Luminosité et nombre d'évènements	23
2.1.3 L'empilement	24
2.1.4 Les expériences	25
2.2 L'expérience Compact Muon Solenoid	26
2.2.1 Les caractéristiques du détecteur CMS	26
2.2.2 Système de coordonnées	26
2.2.3 Le solénoïde	27
2.2.4 Le trajectographe	28
2.2.5 Le calorimètre électromagnétique ECAL.	29
2.2.6 le calorimètre hadronique HCAL.	31

2.2.7	Les chambres à muons	33
2.2.8	Système de déclenchement	34
2.2.9	Mesure de luminosité dans CMS	36
2.3	Reconstruction des événements dans CMS	37
2.3.1	L'algorithme de <i>Particle Flow</i>	37
2.3.2	Réduction et estimation de l'empilement.	40
2.3.3	Isolation des photons et leptons	40
2.3.4	Énergie transverse manquante	42
2.4	Génération et Simulation d'évènements dans CMS	42
2.4.1	Génération des événements.	43
2.4.2	Simulation du détecteur.	44
2.5	Conclusion	45
3	Les Gerbes Hadroniques : les jets	47
3.1	Introduction	47
3.2	Formation des jets	48
3.2.1	La gerbe partonique	48
3.2.2	L'hadronisation des particules colorées	49
3.3	La reconstruction des jets	50
3.3.1	Les algorithmes de reconstruction	51
3.4	Estimation de la saveur des jets	53
3.4.1	Propriétés des jets issus de saveurs lourdes de quark	54
3.4.2	Définition de la saveur d'un jet dans les simulations	55
3.4.3	Les algorithmes d'identification des saveurs de jets	56
3.5	Les calibrations en énergie des jets dans CMS	59
3.5.1	Correction de l'offset en énergie d'empilement	59
3.5.2	Correction de la non-uniformité de la réponse du détecteur en p_T et de la pseudo-rapacité	61
3.5.3	Propagation des corrections en énergie des jets à l'énergie trans- verse manquante	62
3.5.4	Corrections résiduelles	63
3.5.5	La correction de la résolution en énergie des jets	66
3.5.6	Incertitudes liées aux corrections en énergie des jets	66
3.6	Conclusion	68

4 Calibrations en énergie des jets avec des évènements photon + jets	69
4.1 Introduction	69
4.2 Lexique	69
4.3 Les évènements photon + jets	70
4.4 Corrections résiduelles absolues avec des évènements photon + jet . . .	72
4.4.1 La méthode de la balance	72
4.4.2 La méthode de la projection de la fraction d'énergie transverse man-	
quante (MPF)	73
4.4.3 Sélection des évènements	73
4.4.4 Stratégie d'analyse.	79
4.4.5 Résultats	83
4.5 Correction de la résolution en énergie des jets	91
4.5.1 Définition de la résolution en énergie des jets	92
4.5.2 Stratégie d'analyse.	93
4.5.3 Incertitude systématique	95
4.5.4 Résultats	96
4.6 Réponse en énergie des jets de saveurs lourdes.	97
4.6.1 Sélection des évènements et stratégie d'analyse	98
4.7 Conclusion	100
5 Section efficace différentielle photon + b-jet	103
5.1 Les évènements photon + saveur lourde de jets	104
5.1.1 Une fenêtre sur les PDF	105
5.1.2 Signal et bruits de fond	107
5.1.3 Stratégie globale de l'analyse	107
5.2 Sélection	108
5.2.1 Comparaison données simulations : Photon + jets	113
5.3 Identification des évènements photons + jet	119
5.3.1 Stratégie	119
5.3.2 Estimation sur les données du bruit de fond	119
5.3.3 Arbre de décision boosté par gradient : BDTG	121
5.3.4 L'ajustement par maximum de vraisemblance	126
5.4 Identification des évènements photons + saveurs lourdes jets	127
5.4.1 Stratégie	127
5.4.2 La fonction de densité de probabilité.	128

5.4.3	Test de corrélation entre l'algorithme deepCSV et BDTG	129
5.4.4	Fonction de densité de probabilité déroulées	130
5.4.5	Incertitudes Systématiques	132
5.4.6	Test d'intégrité de l'ajustement	133
5.4.7	Distributions post-ajustement.	135
5.4.8	Résultats	140
5.5	Unfolding.	144
5.5.1	Principe	144
5.5.2	Ajustement pour le Unfolding	145
5.5.3	Matrices de migration	148
5.5.4	Résultats et comparaison aux prédictions LO et NLO	148
5.6	Conclusion	153
	Conclusion	155
	A Annexe : A	157
A.1	Courbe d'efficacité des chemins de déclenchement pour l'extraction des JEC	157
	B Annexe B : comparaison Data / MC photon + jet	159

INTRODUCTION

Le Modèle Standard de la physique des particules est à ce jour, la théorie qui décrit le mieux les particules fondamentales et leurs interactions. Ce modèle repose sur plus de cinquante ans d'échange entre la théorie et la mesure expérimentale. On peut noter au nombre de ses succès la prédiction suivie de l'observation expérimentale des bosons de jauge $W^\pm$, Z et en 2012 du boson de Higgs. Ce modèle ne rend cependant pas compte de nombreuses observations expérimentales, telles l'existence de la matière et de l'énergie noire et l'asymétrie entre matière et antimatière, et est généralement considéré comme une théorie effective de basse énergie d'une théorie plus fondamentale. De nombreuses théories au-delà du Modèle Standard ont été proposées mais aucune n'a encore été confirmée.

Le *Large Hadron Collider* (LHC) permet de sonder le Modèle Standard à des énergies jamais atteintes : les résultats présentés dans cette thèse sont obtenus sur des données provenant de collisions proton-proton à une énergie dans le centre de masse de 13 TeV.

Deux stratégies sont possibles aux accélérateurs pour observer des effets de physique au-delà du Modèle Standard, et les deux sont poursuivies en parallèle par la communauté du LHC : des recherches directes de nouveaux phénomènes et des mesures au sein du modèle lui-même, comme c'est le cas de l'analyse présentée dans ce manuscrit. Quatre expériences majeures ont été construites au LHC, dont ATLAS et CMS, deux détecteurs généralistes qui permettent de réaliser un spectre d'analyses variées dans ces deux domaines.

Le travail présenté dans cette thèse a été réalisé auprès de l'expérience CMS et porte sur les événements où un photon est produit en association avec un jet.

Dans un premier volet, les défis de la reconstruction des jets, la manifestation expérimentale de quarks et gluons, sont discutés et il est montré comment la topologie photon+jet est exploitée pour calibrer les jets. Les incertitudes systématiques liées aux jets étant des sources dominantes dans plusieurs analyses, une bonne calibration des jets est cruciale pour la réussite du programme de physique du LHC. Les résultats de cette étude sont utilisés dans la calibration officielle de CMS et donc dans toutes les analyses publiées par la collaboration.

Dans un deuxième temps, ce manuscrit détaille la mesure de la section efficace de production d'événements où un photon est émis en association avec un jet issu d'un quark bottom (b) en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapacité du photon. Cette analyse représente la première mesure d'un tel processus à une énergie de 13 TeV et la première en absolu dans la collaboration CMS. Ce résultat peut être utilisé pour contraindre les fonctions de densité partonique des protons, notamment en ce qui concerne leur contenu en quarks lourds.

1

PARTICULES ET INTERACTIONS

1.1	Les particules du modèle standard	4
1.1.1	Les fermions	4
1.1.2	Les bosons	5
1.2	Formalisme théorique	6
1.2.1	Lagrangiens, Champs et symétrie	6
1.2.2	Interaction électromagnétique QED et groupe de symétrie $U(1)_{em}$	7
1.2.3	L'interaction électrofaible	8
1.2.4	Brisure spontanée de symétrie et Mécanisme de Higgs	11
1.2.5	L'interaction forte.	14
1.3	Succès et limitation du modèle standard	17
1.4	Les structures hadroniques	18
1.4.1	Les fonctions de densité partoniques (PDF).	19
1.5	Conclusion	20

L'univers à son échelle la plus fondamentale est constitué de particules, la science qui permet de les étudier est la physique des particules. Elle repose sur deux éléments principaux, le modèle standard, une théorie de jauge utilisant les invariances de jauge locales du groupe de symétrie $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ et sur la théorie quantique des champs qui décrit l'évolution et la propagation de champs quantiques relativistes. Ces deux outils permettent une classification simple et fondamentale des particules et leurs interactions. L'interaction électromagnétique QED (*Quantum ElectroDynamic*) est responsable du couplage entre les particules portant une charge électrique et de la cohésion de la matière au niveau atomique. L'interaction faible est responsable des désintégrations nucléaires β . Ces deux interactions sont réunies au sein d'une même interaction sous tendue par le groupe de symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, l'interaction électrofaible EW (*Electroweak*). L'interaction forte QCD (*Quantum Chromo Dynamics*) sous-tendue par le groupe de symétrie $SU(3)_c$ est responsable du couplage entre les particules possédant une charge de couleur et de la cohésion du noyau. L'interaction gravitationnelle qui décrit le couplage entre deux objets via leur masse n'est pas intégrée dans le modèle standard de la physique des particules. Cependant, même si le modèle standard n'inclut pas la gravitation, à l'échelle d'énergie électrofaible (246 GeV), ses effets peuvent être négligés.

Le modèle standard de la physique des particules est un édifice théorique en construction depuis plus d'une soixantaine d'années. Au nombre de ses grands succès, on peut noter la prédiction et la mesure de particules fondamentales telles que le quark top

découvert en 1995 au Tevatron et le boson de Higgs découvert en 2012 au LHC. Ce modèle est un outil puissant que les mesures expérimentales n'ont jamais pris en défaut.

Malgré cette robustesse, le modèle standard possède des faiblesses intrinsèques. Son incapacité à inclure la gravitation, et d'autres effets que nous développerons plus tard dans ce chapitre, nous mènent à penser que le modèle standard n'est qu'une théorie effective de basse énergie d'une théorie plus fondamentale. Dans ce chapitre, nous présenterons le contenu des particules qui composent le modèle standard, nous détaillerons le cadre théorique qui accompagne les interactions entre ces particules et nous aborderons les succès et limites du modèle. Enfin, nous discuterons de la structure de la matière hadronique et la nécessité de continuer les mesures.

1.1 LES PARTICULES DU MODÈLE STANDARD

Les particules fondamentales du modèle standard sont classifiées suivant la valeur de leur spin. On appelle fermions les particules ayant un spin demi entier et bosons celles ayant un spin entier. Ces particules sont dites fondamentales car à ce jour, dans la limite de la résolution que l'on peut atteindre ($\approx 10^{-18} m$), aucune sous-structure n'a été observée.

Particules de matière (fermions)			Particules d'interactions	boson de masse
I	II	III		
QUARKS	2.4 MeV +2/3 1/2 u up	1.27 GeV +2/3 1/2 c charm	171.2 GeV +2/3 1/2 t top	0 0 1 γ photon
	4.8 MeV -1/3 1/2 d down	104 GeV -1/3 1/2 s strange	4.2 GeV -1/3 1/2 b bottom	0 0 1 g gluon
	<2.2 eV 0 1/2 ν_e neutrino électronique	<0.17 MeV 0 1/2 ν_μ neutrino muonique	<15.5 MeV 0 1/2 ν_τ neutrino tauique	91.2 GeV 0 1 Z^0 boson Z
LEPTONS	511 KeV -1 1/2 e électron	105.7 MeV -1 1/2 μ muon	1.777 GeV -1 1/2 τ tau	80.4 GeV ± 1 1 $W^\pm$ bosons W
				125 GeV 0 0 H boson Higgs

BOSONS DE JAUGE

nom

spin

charge électrique

masse

symbole

FIG. 1.1: Les particules élémentaires du modèle standard

1.1.1 Les fermions

Les fermions sont les particules de spin 1/2, ces particules sont soumises à la statistique de Fermi-Dirac, qui impose que deux fermions d'un même système ne peuvent pas occuper le même état quantique. Le modèle standard dénombre douze fermions

séparés en deux catégories, les quarks et les leptons, chacune de ces catégories est divisée en trois générations, la figure 1.1 présente le détail de cette classification. La matière qui nous entoure est presque exclusivement décrite par les particules de la première génération.

Les quarks On dénombre six quarks que l'on regroupe deux-à-deux au sein de trois générations : up (u) et down (d), charm (c) et strange (s), top (t) et bottom (b). Les quarks de type up¹ portent une charge électrique de $2/3$ de la valeur absolue de la charge de l'électron e et les quarks de type down une charge électrique de $-1/3$. Ils portent tous une charge de couleur qui peut prendre trois valeurs orthogonales, par convention, rouge, vert et bleu. Les quarks sont sensibles aux trois interactions décrites par le modèle standard : électromagnétique, faible et forte.

Les leptons On dénombre six leptons eux aussi regroupés deux-à-deux en trois générations : l'électron e^- et le neutrino électronique ν_e , le muon μ^- et le neutrino muonique ν_μ , le tau et le neutrino tauique ν_τ . Les leptons chargés, électrons, muons et taus possèdent une charge électrique considérée par convention comme charge électrique de référence, ils ne sont sensibles qu'aux interactions électromagnétique et faible. Les neutrinos sont des particules neutres n'interagissant que par interaction faible.

1.1.2 Les bosons

Les bosons sont des particules de spin entier, on retrouve dans cette catégorie les bosons de jauge de spin 1 et le boson de Higgs de spin 0. Les bosons de jauge ou bosons vecteurs sont les particules médiatrices des interactions fondamentales décrites par le modèle standard : le photon γ est le boson médiateur de l'interaction électromagnétique, il est de masse nulle et électriquement neutre ; les bosons W^+ , W^- et Z^0 sont les bosons médiateurs de l'interaction faible, les W sont chargés électriquement et le Z est neutre, les W ne se couplent qu'aux particules de chiralité² gauche et aux anti-particules de chiralité droite ; les gluons au nombre de huit sont les médiateurs de l'interaction forte, ils n'ont pas de masse, ne portent pas de charge électrique et possèdent une charge de couleur et une d'anti-couleur. La table 1.1 résume les caractéristiques des différentes interactions et bosons, leur masse et leur portée.

Le boson de Higgs de masse $125.10 \pm 0.16 \text{ GeV}$ [2] est une conséquence du mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible qui confère une masse aux particules élémentaires. Ce mécanisme sera détaillé plus en avant dans ce chapitre. Ce boson est la découverte la plus récente de la physique des particules, il a été détecté au LHC en 2012 par les expériences ATLAS et CMS après avoir été théorisé par R.Brout, F.Englert et P.Higgs en 1964 [3][4].

¹ Les quarks de type up occupent la première ligne de la figure 1.1 et les quarks de type down la seconde

² La chiralité est définie dans la partie 1.2.3

Interaction	Boson	Masse (GeV)	Portée (m)
Électromagnétique	γ	$< 10^{-28}$	∞
Faible	$W^\pm$	80.379 ± 0.012	$\approx 10^{-18}$
	Z^0	91.1276 ± 0.0021	
Forte	$g(8)$	0	$\approx 10^{-15}$

TAB. 1.1: Les interactions fondamentales et leurs bosons associés. [1]

1.2 FORMALISME THÉORIQUE

1.2.1 Lagrangiens, Champs et symétrie

Le modèle standard repose sur le formalisme de la théorie quantique des champs, les particules y sont décrites comme des excitations de champs quantiques relativistes et les interactions entre ces particules sont décrites par un groupe de symétrie que l'on traite à l'aide de la théorie des groupes. Le modèle standard est construit pour être invariant sous les transformations de jauge locales du groupe de symétries $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Nous allons par la suite effectuer un bref rappel du formalisme lagrangien à travers l'exemple de la mécanique classique du point puis des champs. Un des éléments importants du formalisme lagrangien est le lagrangien du système étudié. Il est défini en fonction des champs et de leurs dérivées partielles.

Dans ce formalisme, toutes les équations du mouvement peuvent être obtenues à l'aide des équations suivantes :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0 \quad (1.1)$$

Les q_i sont les coordonnées généralisées de la particule, t la variable temporelle, $\dot{q}_i$ la dérivée temporelle des coordonnées généralisées et L est le lagrangien que l'on définit comme la différence de l'énergie cinétique (T) avec l'énergie potentielle (V).

$$L = T - V \quad (1.2)$$

On peut étendre ce formalisme qui s'applique ici aux coordonnées discrètes q_i à des coordonnées continues $\phi(x^\mu)$ (x^μ est le quadrivecteur de position dans l'espace de Minkowski) :

$$(q_i, \dot{q}_i) \rightarrow (\phi(x^\mu), \partial_\mu \phi(x^\mu)) \quad (1.3)$$

$$\text{Avec } \partial_\mu \equiv \frac{\partial}{\partial x_\mu}$$

On obtient alors à partir de l'équation 1.1 l'équation d'Euler-Lagrange ;

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = 0 \quad (1.4)$$

$\mathcal{L}$ est la densité lagrangienne, l'expression locale du lagrangien $L : L = \int \mathcal{L}$. Par la suite, nous appellerons dans un souci de praticité la densité lagrangienne le lagrangien.

1.2.2 Interaction électromagnétique QED et groupe de symétrie $U(1)_{em}$

Pour construire les interactions fondamentales, on applique au lagrangien une condition d'invariance de jauge locale. Dans cette partie, nous introduirons les concepts et les conséquences de l'invariance de jauge locale par l'entremise de QED, le cas de QED est intéressant car c'est un cas simple facilement généralisable aux autres interactions de structure plus complexe.

Le lagrangien libre d'un fermion représenté par un spineur ψ est donné par :

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma_\mu\partial^\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \quad (1.5)$$

Ce lagrangien reste invariant sous une transformation de jauge globale :

$$\psi \rightarrow e^{ieQ\alpha}\psi \quad (1.6)$$

où α est une constante, e la charge électrique et Q l'opérateur de charge électrique.

Cependant, si α dépend de la position x , le terme $\partial_\mu\psi$ du lagrangien va alors briser l'invariance de jauge du lagrangien en faisant apparaître un terme supplémentaire, le lagrangien s'écrit dans ce cas :

$$\mathcal{L} \rightarrow i\bar{\psi}\gamma_\mu\partial^\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - \bar{\psi}\gamma^\mu eQ\partial_\mu\alpha\psi \quad (1.7)$$

Ce type de transformation de jauge où α dépend de la position est dite transformation de jauge locale. La transformation de jauge que l'on vient de voir appartient au groupe de symétrie $U(1)_{em}$, em pour électromagnétique ce qui le différencie du groupe $U(1)_Y$ que l'on traitera dans l'interaction électrofaible. Le générateur du groupe $U(1)_{em}$ est l'opérateur de charge Q .

Afin de restaurer l'invariance du lagrangien sous une transformation de jauge locale, on remplace la dérivée ∂_μ par la dérivée covariante D_μ :

$$\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu + ieQA_\mu \quad (1.8)$$

La dérivée covariante introduit un champ A_μ que l'on nomme champ de jauge, sa transformation de jauge permet d'absorber le terme supplémentaire du lagrangien :

$$A_\mu \rightarrow A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha \quad (1.9)$$

Le lagrangien s'écrit maintenant :

$$\mathcal{L} \rightarrow i\bar{\psi}\gamma_\mu\partial^\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - e\bar{\psi}\gamma^\mu eQ\psi A_\mu \quad (1.10)$$

Le nouveau terme dans le lagrangien est introduit par la dérivée covariante et correspond à un terme d'interaction entre les fermions et le champ de jauge A^μ . L'intensité de l'interaction dépend de la valeur de la charge électrique du fermion.

Pour que le champ de jauge A^μ corresponde au photon, il faut rajouter un terme cinétique invariant de jauge dans le lagrangien pour lui permettre de se propager librement :

$$\mathcal{L}_{A^\mu, \text{ libre}} = \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

avec $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ (1.11)

Finalement le lagrangien de QED devient :

$$\mathcal{L}_{QED} = i\bar{\psi}\gamma_\mu\partial^\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - \bar{\psi}\gamma^\mu eQ\psi A_\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.12)$$

On peut noter qu'il n'est pas possible de rajouter de terme de masse $\frac{1}{2}m^2 A^\mu A_\mu$ pour le champ de jauge, ce terme ne serait pas invariant de jauge. Dès lors le champ A_μ est sans masse.

Le lagrangien $\mathcal{L}_{QED}$ est invariant sous les transformations de jauge $U(1)_{em}$, la symétrie du groupe est conservée. Le théorème de Noether stipule que les symétries interne ou externe d'un système impliquent des quantités conservées. La conservation de l'énergie par exemple provient de l'invariance par translation dans le temps. Dans le cas de QED la quantité conservée est la charge électrique.

1.2.3 L'interaction électrofaible

L'interaction électrofaible unifie QED et l'interaction faible. QED repose sur l'invariance de jauge locale du groupe $U(1)_{em}$, comme on l'a vu dans la partie précédente, l'invariance de jauge locale impose l'introduction d'un champs de jauge A^μ . Pour décrire l'interaction faible, on introduit le groupe de symétrie $SU(2)_L$, (L pour *left*), elle couple les fermions de chiralité³ gauche et des anti-fermions de chiralité droite. L'interaction faible introduit le nombre quantique d'isospin faible I , les fermions gauches sont rassemblés au sein de doublets d'isospin faible $I = 1/2$, les fermions droits sont eux placés dans des singlets d'isospin faible $I = 0$. Les fermions droits sont invariants sous $SU(2)_L$.

Pour les leptons :

$$\psi_{L,i} = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i \end{pmatrix}_L \text{ doublet d'isospin, } I = \frac{1}{2} \quad (1.13)$$

$$\psi_{R,i} = l_{i,R} \text{ singlet d'isospin, } I = 0 \quad (1.14)$$

Pour les quarks :

$$\psi_{R,i} = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L \text{ doublet d'isospin, } I = \frac{1}{2} \quad (1.15)$$

³ On obtient les états de chiralité en appliquant les opérateurs de projection, $P_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma^5)$: $\psi_{L,R} = P_{L,R}\psi$, avec $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$. Les spineurs peuvent toujours être décomposés suivant leurs composantes de chiralité gauche et droite : $\psi = \psi_L + \psi_R$

$$\psi_{R,i} = u_{i,R}; d_{i,R} \text{ singlet d'isospin, } I = 0 \quad (1.16)$$

Avec l'indice $i = 1, 2, 3$ pointant à chacune des générations de fermions. Les neutrinos n'interagissent que par interaction faible et elle n'affecte pas les particules de chiralité droite, les neutrinos de chiralité droite ne peuvent donc pas interagir avec la matière. Si on choisit un modèle minimal pour décrire nos observations, on peut supprimer le neutrino droit du modèle, c'est le cas dans le modèle standard. En suivant le même raisonnement que pour QED, imposer l'invariance de jauge du lagrangien dans le groupe de symétrie $SU(2)_L$ introduit trois nouveaux champs de jauge les $W_\mu^{i=1,2,3}$ membre d'un triplet d'isospin $I = 1$. Comme on le verra dans la suite, on peut associer les champs W^1 et W^2 aux bosons physiques chargé $W^\pm$ par les relations :

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}} \quad (1.17)$$

Le boson W_3 pourrait être associé au boson neutre Z^0 , cependant il a été mesuré expérimentalement que le boson Z^0 se couple aux fermions de chiralité droite ce qui n'est pas le cas du W_3 . De plus, le calcul de la section efficace de production de paire W^+W^- obtenu à partir des diagrammes présentés sur les figures 1.2a et 1.2b diverge et viole alors l'unitarité. Pour rétablir l'unitarité et retrouver les observations expérimentales, il faut rajouter au calcul le diagramme de la figure 1.2c. La nécessité d'unir ces trois diagrammes pour obtenir la bonne section efficace nous pousse à considérer des interactions entre les quatre bosons γ , $W^\pm$ et Z^0 . Ces deux observations pointent vers la nécessité d'une unification entre QED et l'interaction faible.

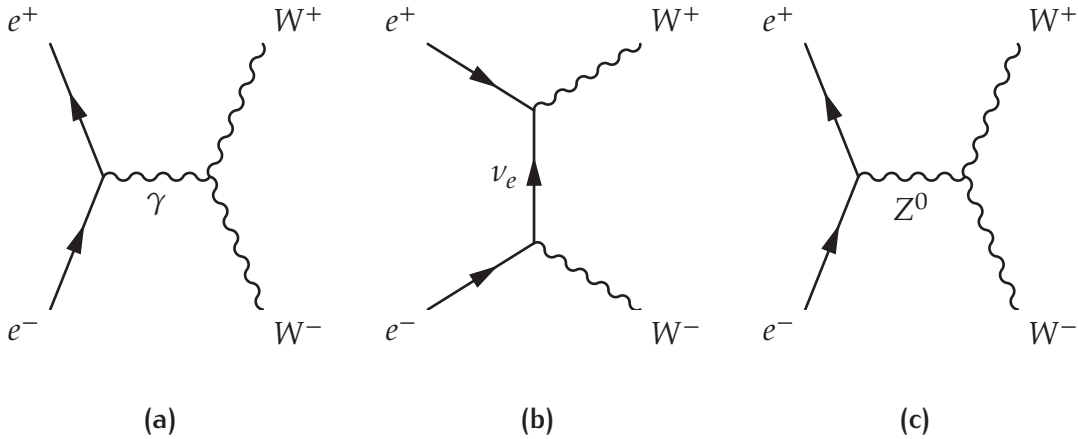


FIG. 1.2: Diagrammes de Feynman de production de paires $W^\pm$ à l'arbre

L'interaction électrofaible est le résultat de l'unification de ces interactions. Cette unification repose l'invariance de jauge locale du lagrangien au sein du groupe de symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. L'invariance de jauge $U(1)_Y$ repose sur la conservation de l'hypercharge Y , un nombre quantique qui permet de lier la charge électrique Q à la projection de l'isospin faible I_3 :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.18)$$

Les transformations de jauge des fermions de chiralité gauche et droite de ce nouveau groupe sont les suivantes :

$$\psi_L \rightarrow e^{i\alpha_j T^j + i\beta \frac{Y}{2}} \psi_L \quad (1.19)$$

$$\psi_R \rightarrow e^{i\beta \frac{Y}{2}} \psi_R \quad (1.20)$$

Où les T^j sont les générateurs de $SU(2)_L$ et Y le générateur de $U(1)_Y$. On notera que le groupe $U(1)_Y$ affecte les fermions des deux chiralités et le groupe $SU(2)_L$ uniquement les fermions de chiralité gauche. Pour conserver l'invariance de jauge locale, la dérivée ∂^μ se transforme dans les deux dérivées covariantes suivantes :

$$D_L^\mu = \partial^\mu + ig_Y \frac{Y}{2} B^\mu + ig_I T^a W_a^\mu \quad (1.21)$$

$$D_R^\mu = \partial^\mu + ig_Y \frac{Y}{2} B^\mu \quad (1.22)$$

Avec g_Y et g_I les constantes de couplage d'hypercharge et d'isospin faible. Ces dérivées introduisent les champs $W_{1,2,3}^\mu$ présentés précédemment et le champ B^μ , ce sont les champs de jauge de ce groupe de symétrie. Le caractère non abélien de l'algèbre qui sous-tend le groupe $SU(2)_L$ impose pour conserver l'invariance de jauge que ces champs se transforment suivant :

$$W_i^\mu \rightarrow W_i^\mu - \frac{1}{g_I} \partial^\mu \alpha_i - \underbrace{\epsilon^{ijk} \alpha_j W_k^\mu}_{\text{terme non-abélien}} \quad (1.23)$$

$$B^\mu \rightarrow B^\mu - \frac{1}{g_Y} \partial^\mu \beta \quad (1.24)$$

Pour construire le lagrangien complet et permettre la propagation des champs de jauge, il faut rajouter les termes cinétiques associés à ces quatre champs :

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g_I \epsilon^{ijk} W_{j,\mu} W_{k,\nu} \quad (1.25)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.26)$$

En combinant les termes pour les fermions de chiralité gauche ψ_L et droite ψ_R ainsi que les termes cinétiques des champs de jauge, on obtient le lagrangien de l'interaction faible :

$$\mathcal{L}_{EW} = \bar{\psi}_L \gamma^\mu D_{L,\mu} \psi_L + \bar{\psi}_R \gamma^\mu D_{R,\mu} \psi_R - \frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_i^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^i \quad (1.27)$$

On remarque que ce lagrangien ne comporte pas de termes de masse, il n'est pas possible de les introduire car ces termes violeraient l'invariance de jauge locale, les fermions et les bosons de jauge sont donc sans masse dans le cadre de l'interaction électrofaible. Comme nous l'avons vu dans l'équation 1.17, on peut retrouver les bosons

$W^\pm$ par combinaison des bosons W_1 et W_2 . Le photon A^μ et le boson Z^μ s'obtiennent en combinant les bosons W_3^μ et B^μ :

$$A^\mu = \cos(\theta_W)B^\mu + \sin(\theta_W)W_3^\mu \quad (1.28)$$

$$Z^\mu = -\sin(\theta_W)B^\mu + \cos(\theta_W)W_3^\mu \quad (1.29)$$

Avec θ_W l'angle de mélange de Weinberg, $g_Y \sin(\theta_W) = g_I \cos(\theta_W) = e$.

Jusque-ici, nous avons vu que l'interaction électrofaible ne couple que les fermions d'une même génération. Cependant, il a été observé expérimentalement que l'interaction faible peut coupler des fermions de générations différentes, il faut donc introduire un mécanisme permettant ce couplage. La solution à ce problème a été formulée par Cabibbo, Kobayashi et Maskawa [5], les états propres de masse des quarks que l'on observe ne correspondent pas aux états propres de l'interaction faible. Les quarks que nous observons sont un mélange des quarks états propres de l'interaction faible. Le mélange se fait à l'aide de la matrice CKM :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

Les coefficients V_{ij} qui la compose ont été mesurés expérimentalement [2]:

$$|V_{CKM}| = \begin{pmatrix} 0.97420 \pm 0.00021 & 0.2243 \pm 0.0005 & 0.00394 \pm 0.00036 \\ 0.218 \pm 0.004 & 0.997 \pm 0.017 & 0.0422 \pm 0.0008 \\ 0.0081 \pm 0.0005 & 0.0394 \pm 0.0023 & 1.019 \pm 0.025 \end{pmatrix} \quad (1.31)$$

L'interaction électrofaible comme nous l'avons décrite possède plusieurs problèmes liés à la masse des particules. Elle ne comporte pas de terme de masse pour les fermions que nous observons massifs. De plus, les bosons de jauge qu'elle introduit ne comportent pas non plus de terme de masse, alors qu'il a été mesuré expérimentalement que les bosons $W^\pm$ et Z^0 sont massifs. Nous verrons dans la suite comment ces masses sont introduites dans le lagrangien du modèle standard.

1.2.4 Brisure spontanée de symétrie et Mécanisme de Higgs

Avant de traiter du mécanisme de Higgs, il convient de discuter brièvement le sujet de la brisure spontanée de symétrie et comment elle introduit des termes de masse dans le lagrangien. Prenons le lagrangien d'un champ scalaire complexe $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2)$:

$$\mathcal{L} = \partial^\mu \phi \partial_\mu \phi - V(\phi) = \frac{(\partial_\mu \phi_1)^2 + (\partial_\mu \phi_2)^2}{2} - V(\phi) \quad (1.32)$$

Avec le potentiel $V(\phi)$:

$$V(\phi) = \mu^2 \phi \phi + \lambda (\phi \phi)^2 = \frac{1}{2} \mu^2 (\phi_1^2 + \phi_2^2) + \frac{1}{4} \lambda (\phi_1^2 + \phi_2^2)^2, \lambda > 0 \quad (1.33)$$

Le minimum du potentiel est :

$$\frac{\partial V}{\partial \phi} = 0 \rightarrow \phi_1^2 + \phi_2^2 = v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \quad (1.34)$$

Si $\mu^2 < 0$, le potentiel possède une infinité de minimums situés le long d'un cercle de rayon v , dans ce cas, la symétrie du lagrangien est immédiatement brisée dans un développement limité autour du minimum, c'est la brisure spontanée de symétrie. Pour réaliser les calculs perturbatifs qui sous-tendent le modèle standard, on se place autour du minimum du potentiel. Le champ scalaire au minimum est décrit par convention de la manière suivante : $\phi_2 = 0$ et $\phi_1 = v$. On peut réécrire le champ ϕ en réalisant une expansion autour du minimum :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x) + i\zeta(x)) \quad (1.35)$$

Le lagrangien se réécrit alors en terme des champs physique η et ζ de la manière suivante :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial^\mu \eta \partial_\mu \eta + \frac{1}{2}\partial^\mu \zeta \partial_\mu \zeta + \mu^2 \eta + \dots \quad (1.36)$$

Dans l'équation précédente, seul le terme quadratique est conservé pour l'exemple. Ce terme quadratique peut être interprété comme un terme de masse du champ η . La brisure spontanée de symétrie introduit donc deux nouveaux champs scalaires, un massif η et un non massif ζ , ce dernier est ce que l'on appelle un boson de Goldstone. Le mécanisme de brisure spontanée de symétrie permet donc naturellement d'introduire un terme de masse dans le lagrangien.

Pour étendre le mécanisme de brisure de symétrie vu précédemment au modèle standard et conférer une masse aux fermion et aux bosons de l'interaction faible, il faut rajouter un terme supplémentaire au lagrangien EW du type :

$$\mathcal{L}_{higgs} = (\partial^\mu \phi)^\dagger (\partial_\mu \phi) - V(\phi) \quad (1.37)$$

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.38)$$

Ce terme introduit un doublet de champs scalaires d'isospin faible, ϕ que l'on peut exprimer :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.39)$$

$$\text{Avec } v^2 = \phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2 \quad (1.40)$$

Qui se transforme sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ comme dans l'équation 1.19. Pour conserver l'invariance de jauge, la dérivée ∂^μ devient la dérivée covariante décrite dans l'équation 1.21. Cette invariance de jauge introduit des termes d'interactions entre les bosons de jauge W_i^μ , B^μ et le champ scalaire ϕ :

$$D^\mu \phi = \frac{1}{2}(2\partial^\mu + [ig_I \sigma^i W_i^\mu + ig_Y B^\mu])\phi \quad (1.41)$$

On choisit comme minimum pour ϕ :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.42)$$

$$v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \quad (1.43)$$

Comme précédemment, on réalise un développement limité autour de ce minimum en terme des champs $h(x)$ et $\xi_{i=1,2,3}(x)$

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} \quad (1.44)$$

Avec ϕ exprimé de cette manière dans le lagrangien, des termes de masse apparaissent pour les bosons de jauge :

$$\begin{aligned} (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) &= \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h \\ &+ \frac{(v+h)^2}{8} g_I^2 (W_{\mu,1} + iW_{\mu,2})(W^{\mu,1} - iW^{\mu,2}) \\ &+ \frac{(v+h)^2}{8} (g_I W_{\mu,3} - g_Y B_\mu)(g_I W^{\mu,3} - g_Y B^\mu) \end{aligned} \quad (1.45)$$

On peut alors identifier les termes quadratiques correspondants aux termes de masse des bosons physiques :

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_{\mu,1} \mp iW_{\mu,2}) \text{ avec } m_W = \frac{1}{2}vg_I \\ A_\mu &= \frac{g_I W_{\mu,3} + g_Y B_\mu}{\sqrt{g_I^2 + g_Y^2}} \text{ avec } m_A = 0 \\ Z_\mu &= \frac{g_I W_{\mu,3} - g_Y B_\mu}{\sqrt{g_I^2 + g_Y^2}} \text{ avec } m_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g_I^2 + g_Y^2} \end{aligned} \quad (1.46)$$

On retrouve bien une masse pour les bosons W et Z et le photon A sans masse. En conséquence de cette brisure spontanée de symétrie on obtient un boson de Higgs de masse $m_h = 2v^2\lambda$. Le mécanisme de brisure spontanée de symétrie nous a permis d'introduire naturellement les masses aux bosons de l'interaction faible en accord avec les observations expérimentales.

On peut générer la masse des fermions à partir du même doublet de Higgs ϕ en ajoutant un terme d'interaction entre le champ de Higgs et les fermions. Ce lagrangien est appelé lagrangien de Yukawa. Pour les leptons ce terme est le suivant :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -G_i[\bar{\psi}_{L,i}\phi\psi_{R,i} + \psi_{R,i}^*\phi^\dagger\psi_{L,i}] \quad (1.47)$$

$$\text{avec } G_i = \sqrt{2}\frac{m_i}{v} \quad (1.48)$$

Avec cette formulation la masse des fermions apparaît dans le terme de Yukawa

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -m_i\bar{\psi}_i\psi_i - \frac{m_i}{v}\bar{\psi}_i\psi_i h \quad (1.49)$$

On peut noter que ce terme permet d'introduire une masse uniquement pour les membres inférieurs des doublets, les leptons chargés. La constante G_i est arbitraire. Dès lors, il n'est pas possible de prédire la masse des leptons. Ces masses deviennent des paramètres libres du modèle standard. Pour pouvoir générer la masse des quarks (pour les deux membres des doublets), il est nécessaire d'introduire le doublet conjugué de charge de Higgs :

$$\phi_C = -i\sigma \begin{pmatrix} -\phi^{0*} \\ \phi^- \end{pmatrix} \quad (1.50)$$

En appliquant la brisure de symétrie et l'expansion autour du minimum de potentiel, on obtient le terme de lagrangien suivant :

$$\mathcal{L}'_{Yukawa} = -m_{d,i}\bar{d}_i d_i(1 + \frac{h}{v}) + -m_{u,i}\bar{u}_i u_i(1 + \frac{h}{v}) \quad (1.51)$$

Avec les d_i les quarks de type down et les u_i les quarks de type up. On obtient bien des termes de masse pour les quarks de type up et down. Les masses des quarks ne sont pas prédites et elles aussi sont des paramètres libres du modèle standard.

1.2.5 L'interaction forte

Pour extraire la structure de l'interaction forte, on se place dans le groupe de symétrie $SU(3)_C$, C fait référence à l'espace des couleurs. On part du lagrangien pour un champ spinoriel :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_k(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi_k \quad (1.52)$$

ici ψ correspond aux quarks et $k = 1, 2, 3$ correspond aux trois charges de couleur. De manière similaire à ce qui a été présenté pour l'interaction faible, on impose que le lagrangien soit invariant sous la transformation de jauge locale :

$$\psi_k \rightarrow e^{i\theta_a T^a} \psi_k \quad (1.53)$$

Avec les T^a les huit générateurs du groupe $SU(3)_C$, $T^a = \frac{\lambda_a}{2}$, les λ_a sont les matrices de Gell-Mann. Ces matrices sont reliées par l'algèbre de Lie :

$$[T^a, T^b] = if^{abc}T^b \quad (1.54)$$

Les paramètres f^{abc} sont les constantes de structure du groupe, f^{abc} est anti-symétrique, ce qui impose que les générateurs du groupe ne commutent pas entre eux. Nous verrons l'importance de ce terme par la suite. Pour conserver l'invariance de jauge, il faut remplacer la dérivée ∂^μ par la dérivée covariante :

$$D^\mu = \partial^\mu + i\alpha_S T_a G^{a,\mu} \quad (1.55)$$

Avec α_S la constante de couplage de l'interaction forte. La dérivée covariante introduit huit nouveaux champs de jauge $G^{a,\mu}$ que l'on associe aux huit gluons du modèle. Ces champs de jauge se transforment selon :

$$G^{a,\mu} \rightarrow G^{a,\mu} - \frac{1}{\alpha_S} \partial^\mu \theta_a - f^{abc} \theta_b G^{c,\mu} \quad (1.56)$$

Pour obtenir le lagrangien de l'interaction forte, il faut rajouter les termes cinétiques des gluons :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}_k (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi_k - \alpha_S (\bar{\psi}_k \gamma^\mu T_a \psi_k) G_\mu^a - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}$$

$$\text{avec } G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - \alpha_S f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (1.57)$$

Dans l'équation 1.57, on peut noter la présence du terme $\alpha_S f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c$, ce terme conduit à un auto-couplage à trois ou quatre gluons comme l'illustre la figure 1.3. Ce terme est à l'origine des caractéristiques de l'interaction forte, il initie la gerbe partonique qui est à l'origine des jets et que nous discuterons dans le chapitre 3, il est aussi responsable du confinement des quarks et des gluons au sein de hadron,

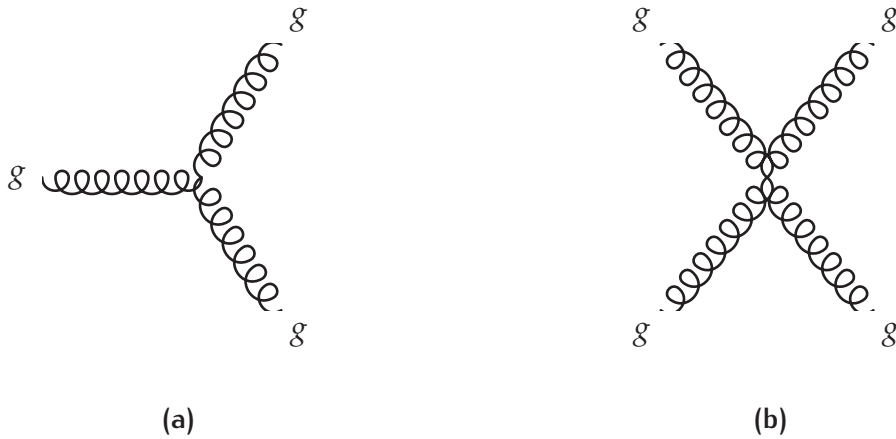


FIG. 1.3: Vertex d'interaction à trois et quatre gluons

Ce confinement que l'on appelle confinement de couleur implique que les quarks que l'on observe sont toujours confinés au sein d'états liés de charge de couleur neutre (singlet de couleur). La constante qui sous-tend l'intensité du couplage à l'interaction forte est α_s , aux basses énergies, $\alpha_s \approx \mathcal{O}(1)$, dans ce régime, il n'est pas possible d'effectuer les calculs perturbatifs sur lesquels repose la théorie quantique des champs. Une des méthodes populaires pour réaliser des calculs à cette échelle d'énergie est la méthode de QCD sur réseau. Cette méthode réalise les calculs sur un réseau discret de points d'espace temps, la discrétisation du réseau rend cette méthode très gourmande en temps de calcul mais on peut noter comme succès le calcul de la masse du proton avec une précision de quelques %. Cette constante α_s pourrait apparaître comme une contrainte forte sur la capacité prédictive des calculs de QCD, mais il a été observé que α_s évolue en fonction de l'échelle en énergie des processus considérés. Cette évolution en fonction de l'échelle en énergie est liée à l'échelle de renormalisation de la QCD μ_r . L'évolution de la constante α_s en fonction de l'échelle d'énergie du processus, Q , et pour une échelle d'énergie $\mu_r = Q$ est régie par la relation :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2})} \quad (1.58)$$

Avec n_f le nombre de saveurs de quarks, Λ_{QCD} l'échelle d'énergie à laquelle α_s diverge.

La figure 1.4 présente l'évolution de α_s en fonction de Q . On remarque que α_s diverge sous 1 GeV, c'est le seuil en-dessous duquel la théorie n'est plus renormalisable, les quarks et gluons sont confinés dans des hadrons. À haute énergie, la constante décroît et tend lentement vers 0, cette caractéristique est connue comme la liberté asymptotique, les quarks et les gluons peuvent alors se propager comme des particules libres. Ce régime de liberté asymptotique est possible aux énergies de collision du LHC.

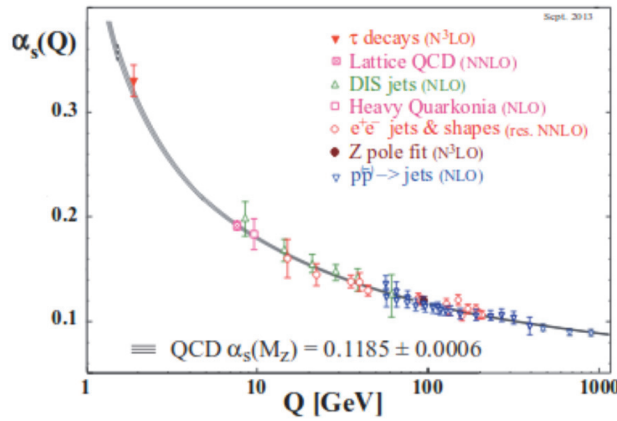


FIG. 1.4: Évolution de α_s en fonction de Q l'échelle en énergie. Cette figure présente les prédictions théoriques et les points expérimentaux. [2]

1.3 SUCCÈS ET LIMITATION DU MODÈLE STANDARD

Cela fait maintenant plus de 50 ans que le modèle standard a été conçu, il a évolué au fur-et-à mesure de la disponibilité de nouvelles observations expérimentales. Ses succès sont nombreux, on peut noter la prédiction des bosons Z et W observés en 1983 dans les expériences UA1 et UA2 [6–8], la prédiction du quark top, observé en 1995 au Tevatron [9, 10]. La dernière grande découverte en date est l’observation du boson de Higgs (présenté dans la partie 1.2.3) en 2012 conjointement par les expériences ATLAS et CMS. Jusqu’à présent, toutes les valeurs prédites par le modèle standard sont en accord avec les observations expérimentales.

Cependant, malgré tous ses succès, il comporte des points faibles et soulève des interrogations. Les éléments que nous avons à disposition tendent à indiquer que le modèle standard n’est qu’une théorie effective de basse énergie d’une théorie plus fondamentale.

La gravitation Une des grandes faiblesses du modèle standard est l’absence de théorie de la gravitation en son sein. Ajouter la relativité générale qui décrit la gravitation à l’échelle macroscopique n’est pas possible. En effet, cela conduit à introduire des infinis qui rendent la théorie non renormalisable. Le modèle standard n’est donc valide qu’à des échelles où les effets de la gravitation sont négligeables face aux autres interactions. Il n’est pas applicable à l’échelle de Planck, échelle d’énergie où toute les interactions sont du même ordre de grandeur.

Le nombre de générations Le nombre de générations de fermion n’est pas prédit par le modèle standard, l’existence d’une quatrième génération de fermions n’est pas exclue par la théorie. La seule contrainte expérimentale sur le nombre de générations provient de la largeur du Z qui prédit 3 générations de neutrinos légers.

le nombre de paramètres libres Le modèle standard possède 19 paramètres libres : les masses des six quarks, les masses des 3 leptons chargés, les trois couplages de jauge, les deux paramètres du potentiel de Higgs, les 4 paramètres de la matrice CKM et la phase de violation de CP forte. Une théorie capable de diminuer le nombre de paramètres libres permettrait de faire plus de prédictions, notamment sur la masse des particules et ainsi, plus de comparaisons aux données expérimentales.

L’ajustement fin Pour calculer la masse du boson de Higgs, il faut inclure des diagrammes comportant des boucles, ces diagrammes introduisent des divergences qui sont absorbées dans le processus de renormalisation. Comme conséquence directe, la masse effective du boson de Higgs m_h est différente de la masse nue $m_{h,0}$. Le boson de Higgs ayant une masse effective de $m_h = 125 \text{ GeV}$ pour que cette masse soit valide jusqu’à l’échelle de Planck, il faut réaliser des corrections radiatives jusqu’à la 20^{ème} décimale. Cet ajustement ne paraît pas très naturel et pointe vers d’autres processus qui viendraient annuler ces corrections radiatives.

Masses des neutrinos Le modèle standard minimal prédit les neutrinos sans masse, cependant, il a été observé des oscillations entre les différents saveurs de neutrinos dans les neutrinos atmosphériques. Pour expliquer ces oscillations, il faut que les neutrinos que l'on observe soient des états propres de l'interaction faible et non des états propres de masse. À l'instar des quarks, on introduit la matrice PMNS pour décrire le mélange entre les saveurs.

Matière et énergie noire D'après les mesures cosmologiques [11], l'univers serait composé à 27% de matière noire et 68% d'énergie noire, le modèle standard et les particules qu'il décrit ne représentent que 5% de la densité de matière. Le modèle standard ne fournit aucun candidat pour la matière noire.

L'asymétrie matière anti-matière L'univers dans lequel nous vivons est majoritairement composé de matière. Pour pouvoir expliquer la faible quantité d'antimatière présente dans l'univers, il faudrait que le modèle standard possède des sources de violation explicite de la symétrie CP [12], la seule source permettant cette violation provient de la phase complexe de la matrice CKM, cependant les valeurs mesurées ne sont pas suffisantes pour expliquer l'asymétrie observée.

1.4 LES STRUCTURES HADRONIQUES

Comme nous l'avons vu, les quarks et les gluons sont confinés au sein d'états neutres du point de vue des charges de couleur. Ces états composites forment ce que l'on appelle les hadrons. Les hadrons se classent en différentes catégories dont les deux principales sont :

Les mésons Les mésons sont les hadrons composés d'un quark et d'un anti-quark, ils sont de spin entier. Les mésons les plus communs au LHC sont des pions ($\pi^\pm$, π^0 , composés de u et d) et les kaons ($K^\pm$, K^0 , composés de u , d , s). Tous les mésons sont instables.

Les baryons Les baryons sont les hadrons composés de trois quarks, ils sont de spin demi-entier. Les baryons les plus communs sont les nucléons, protons et neutrons respectivement composés de quarks uud et udd . Seul le proton est stable, les autres baryons sont instables et se désintègrent rapidement

Les hadrons sont généralement décrits par leur contenu en quarks de valence mais leur structure interne est plus complexe et ne peut être réduite aux quarks de valence. QCD est l'interaction dominante au sein des hadrons et ses fluctuations conduisent à la création de paires $q\bar{q}$ par la désintégration de gluons. Ces interactions permanentes génèrent un contenu dynamique dans les hadrons, si bien qu'il est possible d'observer par exemple des quarks b avec une faible probabilité dans un proton. On appelle ce contenu dynamique la mer de quarks et de gluons.

1.4.1 Les fonctions de densité partoniques (PDF)

Lors de collisions hadroniques, la connaissance de la probabilité de trouver un parton et la répartition de l'énergie du hadron entre les différents partons qui le composent est cruciale, particulièrement pour réaliser de bonnes simulations dans le cadre d'expériences utilisant des hadrons. La probabilité de trouver un parton i ayant emporté une fraction x_i de l'énergie du hadron est décrite à l'aide des fonctions de densité partonique (PDF, $f(x, Q^2)$). Ces fonctions ne sont pas calculées analytiquement car l'échelle d'énergie ne permet pas les calculs perturbatifs et ne sont valables que dans le cadre ultra-relativiste. Pour les obtenir, un ajustement est réalisé à partir de données expérimentales. Différentes paramétrisations peuvent être utilisées en fonction du hadron et des modèles. Les PDF dépendent de deux variables, la variable de Bjorken x que l'on relie à la fraction d'énergie emportée par le parton considéré et l'échelle en énergie du processus Q^2 .

Pour déterminer les PDF, on fait le choix d'une paramétrisation à un Q_0 donné, la forme la plus générale est la suivante :

$$xf(x, Q_0^2) = A_f x^{a_f} (1-x)^{b_f} I_f(x) \quad (1.59)$$

Le terme $(1-x)^{b_f}$ assure que les PDF tendent vers zéro pour $x \rightarrow 1$, ce qui est le comportement physique attendu. a_f et b_f sont les paramètres à déterminer à partir des données expérimentales. Cette forme des PDF est attendue avec la règle de comptage des quarks [13].

La dépendance en Q^2 est obtenue à l'aide des équations d'évolution *DGLAP* [14]. Ces équations prennent en compte les différentes structures internes que l'on trouve dans les hadrons en fonction de l'échelle en énergie Q^2 . On peut alors extraire à partir de ces équations la dépendance en Q^2 à l'aide de QCD perturbative jusqu'à n'importe quel ordre donné. Les effets d'équations d'évolution *DGLAP* peuvent être visualisés sur la figure 1.5 qui présentent les PDF des différents partons à bas Q^2 (à gauche) et à haut Q^2 (à droite), On y voit aussi le comportement des différents partons qui diffère énormément si l'on compare les quarks aux anti-quarks et aux gluons.

De nombreuses expériences et données sont utilisées pour contraindre les PDF. En fonction de leur nature elles peuvent donner des informations sur différents partons. Les données proviennent des collisions sur cible fixe et des diffusions profondément inélastiques e^-p de la collaboration HERA, des collisions proton anti-proton du Tevatron et des collisions proton proton du LHC. On peut noter par exemple : les événements $pp \rightarrow q + X$, avec p un proton, q un quark et X pouvant être un quark, un photon ou un gluon permettent de contraindre les PDF des quarks pour $0.001 \leq x \leq 0.5$, les événements $pp \rightarrow c\bar{c}, b\bar{b}$ permettent de contraindre les PDF des gluons à très bas x , $x \leq 10^{-5}$, de nombreux autres processus sont considérés afin de contraindre tout l'espace des x de chaque parton [15]. L'augmentation du nombre de données expérimentales ces dernières années a permis des avancées dans la modélisation des PDF. L'analyse présentée dans le chapitre 5 de cette thèse, qui extrait la section efficace de production d'événements $\gamma + b\text{-jet}$, présente un intérêt pour contraindre les PDF des

quarks b dans le proton car elle renseigne directement sur la probabilité d'obtenir un quark b dans le proton.

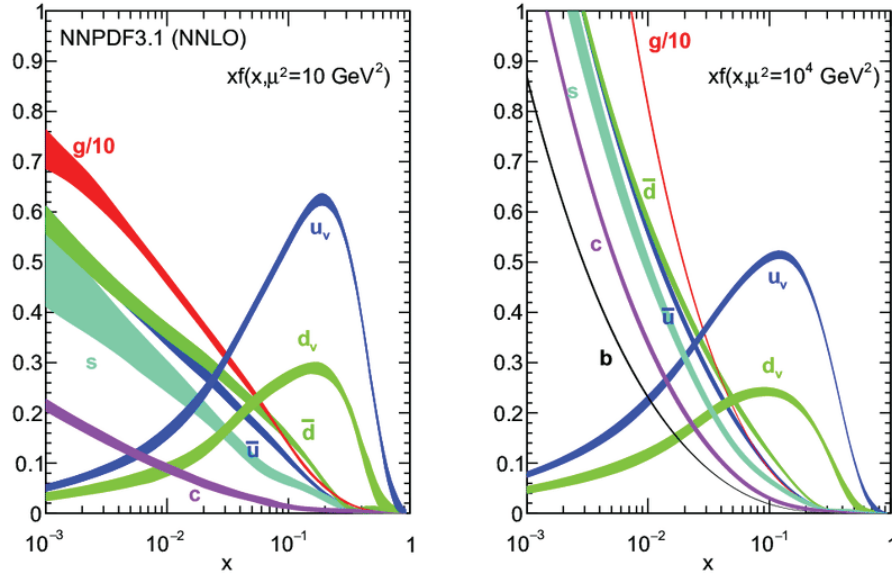


FIG. 1.5: Fonctions de densité partonique NNPDF évaluées à 10 GeV (gauche) et 10^4 GeV (droite) avec un intervalle de confiance de 68%, [14]

Dans la suite de cette thèse les PDF utilisées pour produire les simulations ont été fournies par les groupes CTEQ [16] et NNPDF [17].

1.5 CONCLUSION

Nous avons vu que le concept principal sur lequel repose le modèle standard est l'invariance de jauge locale du lagrangien. Nous avons vu comment le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible qui introduit le champ de Higgs permet de conférer une masse aux particules fondamentales. Ensuite, les succès et surtout les faiblesses du modèle standard ont été présentés. Ces faiblesses nous poussent à continuer les mesures expérimentales qui pourraient montrer des divergences avec les prédictions du modèle standard et pointer vers d'autres théories plus complètes. Enfin, nous avons vu que la structure de l'interaction forte conduit les quarks et les gluons à être confinés dans des hadrons. Les hadrons ont une structure complexe qui nécessite une paramétrisation et un ajustement expérimental pour être décrite, ces ajustements nécessitent un effort constant de la part des expérimentateurs et théoriciens afin de décrire au mieux leur structure interne.

2

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

2.1	Le Large Hadron Collider : LHC	22
2.1.1	L'accélération des protons	23
2.1.2	Luminosité et nombre d'évènements	23
2.1.3	L'empilement	24
2.1.4	Les expériences	25
2.2	L'expérience Compact Muon Solénoïd	26
2.2.1	Les caractéristiques du détecteur CMS	26
2.2.2	Système de coordonnées	26
2.2.3	Le solénoïde	27
2.2.4	Le trajectographe	28
2.2.5	Le calorimètre électromagnétique ECAL	29
2.2.6	le calorimètre hadronique HCAL	31
2.2.7	Les chambres à muons	33
2.2.8	Système de déclenchement	34
2.2.9	Mesure de luminosité dans CMS	36
2.3	Reconstruction des événements dans CMS	37
2.3.1	L'algorithme de <i>Particle Flow</i>	37
2.3.2	Réduction et estimation de l'empilement	40
2.3.3	Isolation des photons et leptons	40
2.3.4	Énergie transverse manquante	42
2.4	Génération et Simulation d'évènements dans CMS	42
2.4.1	Génération des événements	43
2.4.2	Simulation du détecteur	44
2.5	Conclusion	45

La physique des particules prédit l'existence de nombreuses particules fondamentales dont certaines à hautes masses comme par exemple celles issues de modèles de nouvelle physique. Pour pouvoir étudier leurs propriétés et leurs interactions, il est nécessaire d'atteindre une échelle en énergie suffisamment haute pour produire ces particules de hautes masses. Certains processus décrits dans le modèle sont peu probables. Pour pouvoir les détecter, un nombre important d'observations expérimentales est nécessaire.

Le *Large Hadron Collider* (LHC) [18] permet de remplir ces deux conditions, il permet de produire un grand nombre de collisions entre protons à une énergie de 13 TeV

dans le centre de masse. Cette thèse utilise les données issues de ces collisions et observées à l'aide du détecteur *Compact Muon Solenoid* (CMS) [19], construit dans le but de permettre une large variété d'analyses de physique. Dans ce chapitre, nous décrirons le fonctionnement de ces deux dispositifs.

Pour pouvoir étudier les données expérimentales, il est important de pouvoir transcrire les collisions en évènements de physique exploitables. La deuxième partie de ce chapitre présente comment les collisions mesurées avec le détecteur CMS sont reconstruites en évènements et une description plus détaillée de la reconstruction des photons sera abordée. Afin de comparer le modèle standard à ces données, il est nécessaire de simuler ses prédictions dans le cadre expérimental du LHC et du détecteur CMS, la génération d'évènements sera l'objet de la dernière partie de ce chapitre.

2.1 LE LARGE HADRON COLLIDER : LHC

Le LHC est à ce jour, le plus grand et le plus puissant accélérateur de particules au monde. C'est un anneau de 27 km de circonférence enterré entre 80 et 100 m sous la surface. Il est construit à la frontière Franco-Suisse à proximité du site de l'organisation européenne pour la recherche nucléaire (CERN).

Cet accélérateur est composé de deux anneaux supraconducteurs au sein desquels circulent deux faisceaux de hadrons, ces hadrons pouvant être des protons ou bien des noyaux lourd. Il permet de réaliser des collisions proton-proton (ce seront les seules détaillées dans ce chapitre), proton-plomb et plomb-plomb. Les hadrons sont accélérés jusqu'à une énergie de 6.5 TeV au sein de faisceaux le long du LHC à l'aide de 16 cavités radiofréquences (RF). Un réseau de 1232 aimants dipôles supraconducteurs permet de les maintenir sur une trajectoire circulaire. Le système est refroidi avec de l'hélium superfluide jusqu'à une température de 1.8 K permettant aux aimants de produire des champs magnétiques de 8.33 T.

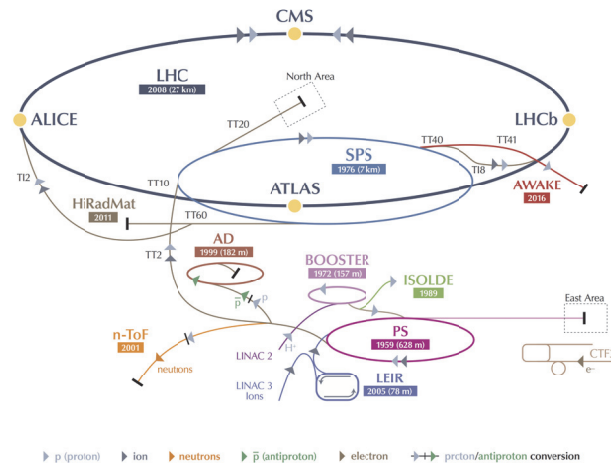


FIG. 2.1: Complexe d'accélération du CERN

2.1.1 L'accélération des protons

L'accélération des protons n'est pas uniquement réalisée par l'anneau principal du LHC, pour atteindre leur énergie nominale les protons passent par toute une chaîne d'accélérateurs qui graduellement les amène à leur énergie de collision. La figure 2.1 présente un schéma de la chaîne d'accélération des protons :

- Le linac 2 : Les protons que l'on va accélérer sont produits à partir d'une bouteille de gaz d'hydrogène dont le gaz est ionisé à l'aide d'un champ électrique. Ces protons sont accélérés ensuite par un accélérateur linéaire jusqu'à une énergie de 50 MeV
- Le proton synchrotron booster (PSB) : À cette étape, les protons sont accélérés par un accélérateur circulaire jusqu'à une énergie de 1.4 GeV
- Le proton synchrotron (PS) : À cette étape, les protons sont accélérés par un accélérateur circulaire jusqu'à une énergie de 25 GeV
- Le super proton synchrotron (SPS) : À cette étape, les protons sont accélérés par un accélérateur circulaire jusqu'à une énergie de 450 GeV et sont ensuite injectés dans le LHC.

2.1.2 Luminosité et nombre d'évènements

Le LHC permet de faire entrer en collision deux faisceaux de protons organisés en paquets, espacés de 25 ns . Le nombre d'évènements d'un processus donné produit par seconde dans les collisions du LHC, dN/dt est donné par la relation :

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L}_{\text{inst}} \sigma \quad (2.1)$$

avec σ la section efficace du processus considéré, $\mathcal{L}_{\text{inst}}$ la luminosité instantanée que l'on mesure en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, et qui est proportionnelle au nombre de collisions par seconde et par centimètre carré. Elle s'exprime en fonction des caractéristiques des faisceaux et des paquets de protons :

$$\mathcal{L}_{\text{inst}} = \frac{f n_p N_p^2}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (2.2)$$

avec f la fréquence de révolution dans l'anneau des paquets de protons, n_p le nombre de paquets de protons, N_p le nombre de protons par paquet et $\sigma_{x,y}$ les tailles transverses du faisceau au point d'interaction.

La luminosité totale $\mathcal{L}$ s'obtient en intégrant $\mathcal{L}_{\text{inst}}$ sur la durée de la prise de données. La luminosité totale permet de quantifier le nombre d'évènements pour un processus donné (statistique) avec la relation : $N = \mathcal{L} \sigma$. La figure 2.2 présente la luminosité totale délivrée par le LHC et celle enregistrée par le détecteur CMS au cours de l'année 2016, les bonnes performances du détecteur CMS ont permis d'enregistrer 92.22% de la luminosité délivrée par le LHC. On peut par ailleurs noter que les projets de développement futurs du LHC sont orientés pour augmenter la luminosité totale disponible.

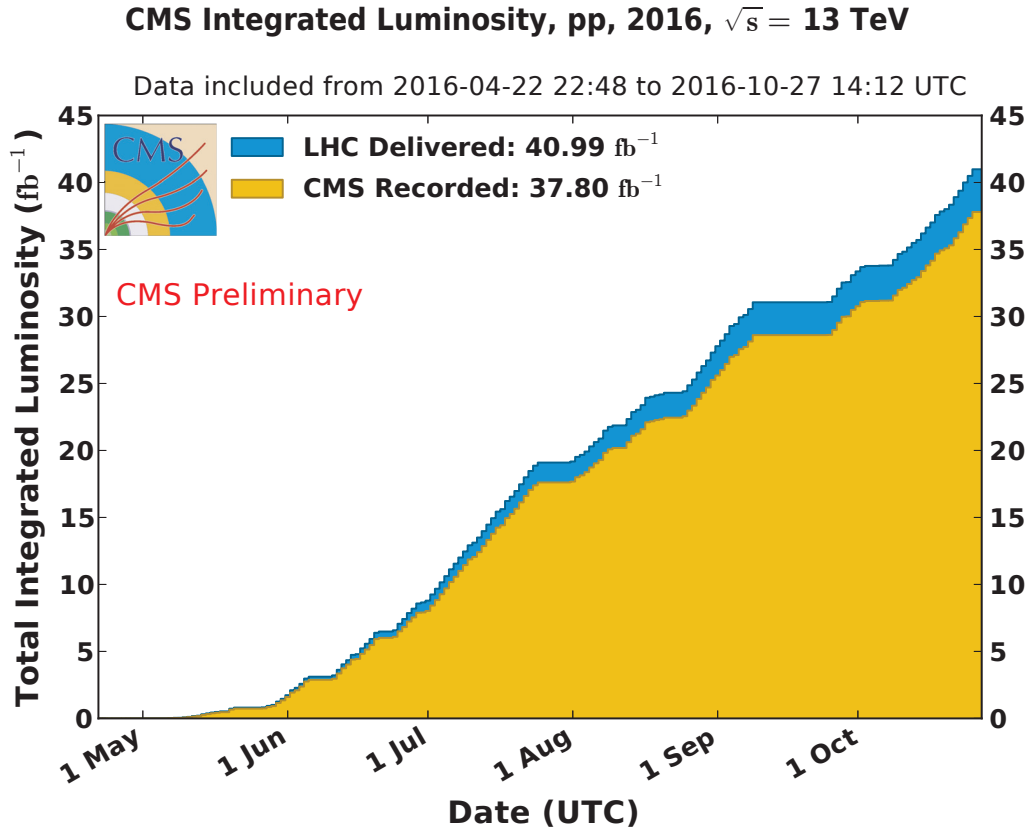


FIG. 2.2: Luminosité cumulée en fonction du temps délivrée par le LHC et enregistrée par le détecteur CMS pour l'année 2016 [20].

2.1.3 L'empilement

À chaque croisement de faisceau, plusieurs interactions proton-proton peuvent avoir lieu simultanément, la figure 2.3 présente la distribution de la luminosité enregistrée en fonction du nombre moyen d'interactions par croisement de faisceau en 2016 pour le détecteur CMS. Pour 2016, on mesure en moyenne 23 interactions par croisement de faisceaux. L'interaction principale, celle qui est la plus intéressante pour les études de physique, est l'évènement de plus haute impulsion transverse que l'on appelle évènement dur. Les autres interactions de plus basse énergie (molle) ne présentent que peu d'intérêt pour les études de physique. Malgré tout, ces interactions molles vont elles aussi laisser des signatures dans le détecteur et se superposer aux évènements durs. Ces interactions ont pour effet de perturber la reconstruction et l'identification des évènements durs. On appelle ce phénomène l'empilement *in-time* (il provient du même croisement de paquets de protons que l'évènement dur).

On distingue un autre type d'empilement, l'empilement *out of time* qui provient du temps de réponse des détecteurs. Les détecteurs peuvent être en retard dans le traitements des signatures des évènements et superposer ainsi la collision d'intérêt avec la précédente ou bien la suivante.

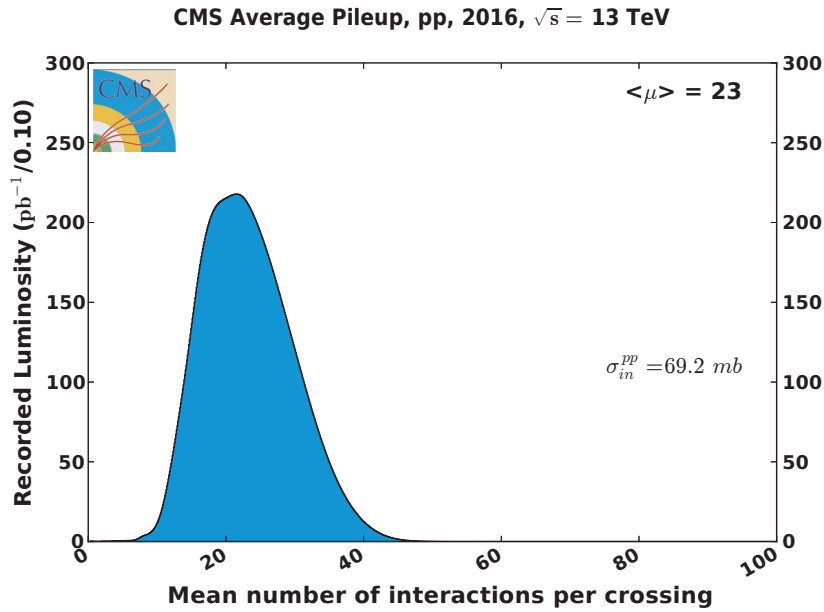


FIG. 2.3: Nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux, (pour les données 2016) [20].

L'effet direct de l'empilement est l'augmentation du nombre de vertex d'interactions reconstruits dans le détecteur, ce qui complexifie la reconstruction des événements d'intérêts. On notera l'empilement PU dans les équations.

2.1.4 Les expériences

Le long de l'anneau du LHC, aux quatre points de croisement des faisceaux de protons, quatre expériences ont été construites pour étudier les collisions : ALICE [21], ATLAS [22], CMS [23] et LHCb [24].

- **A Large Ion Collider Experiment (ALICE)** : L'expérience ALICE est dédiée principalement à l'étude du déconfinement des quarks et des gluons par l'analyse des collisions d'ions lourds plomb-plomb. Les études menées par cette expérience sont d'une importance capitale pour la compréhension de QCD.
- **A Toroidal LHC Apparatus (ATLAS) et Compact Muon Solenoid (CMS)** : ces deux expériences sont les détecteurs généralistes du LHC, leur programme d'études est très vaste et va de la mesure de précision du modèle standard à la recherche de signaux de nouvelle physique. Ces deux expériences sont conçues avec un design différent afin de pouvoir valider les résultats indépendamment l'une de l'autre.
- **Large Hadron Collider beauty (LHCb)** : Cette expérience est conçue pour l'étude de la violation de la symétrie CP avec le quark b ainsi que pour les mesures de précision du modèle standard.

2.2 L'EXPÉRIENCE COMPACT MUON SOLENOÏD

Ce détecteur a été construit en première intention pour étudier la brisure de la symétrie électrofaible et mesurer les signaux prouvant l'existence du boson de Higgs mais ce n'était pas son seul but. En effet son design généraliste permet de réaliser avec le détecteur de nombreuses analyses de physique, que ce soit des mesures de précision ou bien de la recherche de nouvelle physique, et même l'étude des collisions d'ions lourds.

2.2.1 Les caractéristiques du détecteur CMS

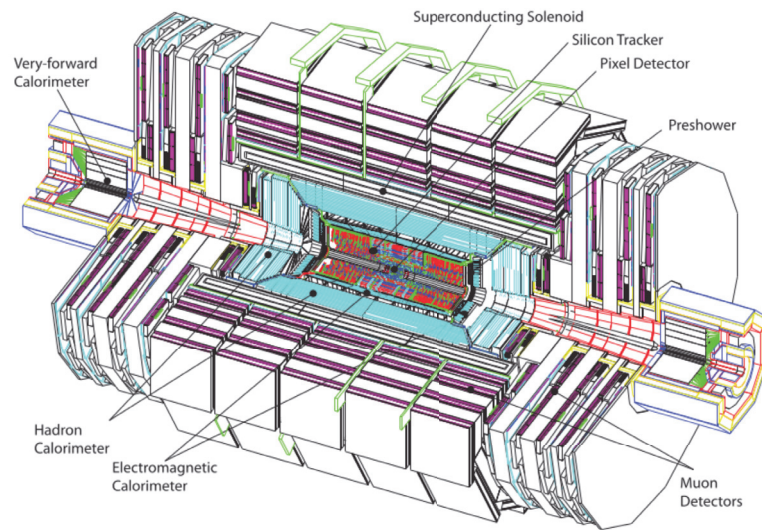


FIG. 2.4: Vue éclatée du détecteur CMS [25]

La figure 2.4 présente une vue éclatée du détecteur CMS. C'est un détecteur cylindrique d'un design relativement compact si on le compare à son homologue ATLAS. Il mesure 28.7 m de long et 7.5 m de rayon et pèse 14000 t . Il est composé de différents sous-détecteurs agencés en couches concentriques autour du point de collision. Ce design assure une couverture d'un angle solide de presque $4\pi\text{ sr}$ autour de ce point, ce qui est capital pour pouvoir reconstruire entièrement les collisions. Les détecteurs se trouvent dans cet ordre, en partant du centre : un trajectographe, deux calorimètres, l'un électromagnétique le suivant hadronique, un solénoïde supraconducteur et des chambres à muons. Chacun des sous-détecteurs possède un rôle défini que nous détaillerons dans la suite de ce chapitre.

2.2.2 Système de coordonnées

Avant de décrire le détecteur, on définit d'abord le système de coordonnées utilisé dans l'expérience. La figure 2.5, présente les différents axes et angles auxquels seront

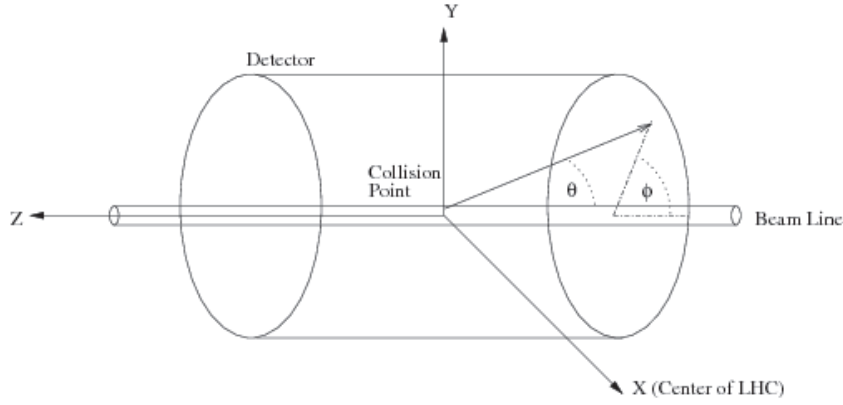


FIG. 2.5: Système de coordonnées de l'expérience CMS

fait référence dans la suite. L'origine du référentiel est le centre du détecteur, l'axe x pointe vers le centre de l'anneau du LHC, l'axe z est tangent à l'anneau et l'axe y est perpendiculaire aux deux autres et pointe vers la surface. On définit deux angles : l'angle azimutal $\phi \in [-\pi, \pi]$ mesuré à partir de x dans le plan xy et l'angle polaire θ mesuré à partir de z dans le plan yz . À la place de θ , on préfère utiliser η , la pseudo-rapacité car c'est une quantité additive et la production de particules est constante suivant η mais pas suivant θ , les deux variables sont liées par la relation :

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad (2.3)$$

Dans la limite ultra relativiste ($|\vec{p}| \gg m$), condition que l'on remplit au LHC, η tend vers y la rapidité qui est un invariant de Lorentz et donc η est aussi invariant de Lorentz.

Les protons étant accélérées suivant l'axe z , le bilan d'impulsion dans le plan transverse xy sera nul. Pour étudier les partons issus de la collision, on définit alors les différentes variables reliées au plan transverse, telles que l'impulsion transverse p_T et l'énergie transverse E_T :

$$\begin{aligned} p_T &= \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = \frac{|\vec{p}|}{\cosh(\eta)} \\ E_T &= E \sin(\theta) = \frac{E}{\cosh(\eta)} \end{aligned} \quad (2.4)$$

2.2.3 Le solénoïde

Le nom de l'expérience, CMS, lui vient principalement de son aimant solénoïde, sa place comme quatrième couche du détecteur, assure un design compact au détecteur CMS. Il mesure 6 m de rayon et mesure 12.5 m de long. Ce solénoïde est refroidi à 1.9 K ce qui permet de le maintenir dans l'état supraconducteur et de lui injecter un courant électrique de 19.14 kA . Grâce à ce courant, le champ magnétique produit par le solénoïde est de 3.8 T .

Le champ magnétique est utilisé pour courber la trajectoire des particules chargées, le rayon de courbure r obtenu dépend de l'impulsion de la particule chargée, sa charge q et du champ magnétique B :

$$r = \frac{|\vec{p}|}{qB} \quad (2.5)$$

Cette relation souligne l'intérêt d'un champ magnétique puissant. En effet, plus la courbure de la trajectoire est prononcée (r petit) plus il est facile de la mesurer et un champ magnétique fort permet de diminuer la valeur de r .

Ce design, avec l'aimant inclut dans le détecteur, bien que compact, impose de fortes contraintes géométriques sur les sous-détecteurs qui se trouvent avant lui. Nous verrons dans la suite que certains compromis ont dû être faits.

2.2.4 Le trajectographe

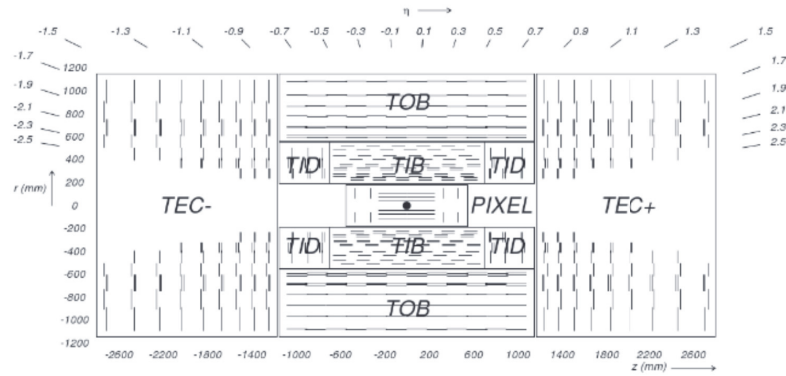
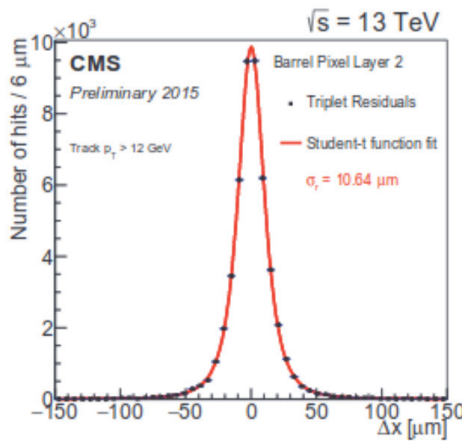


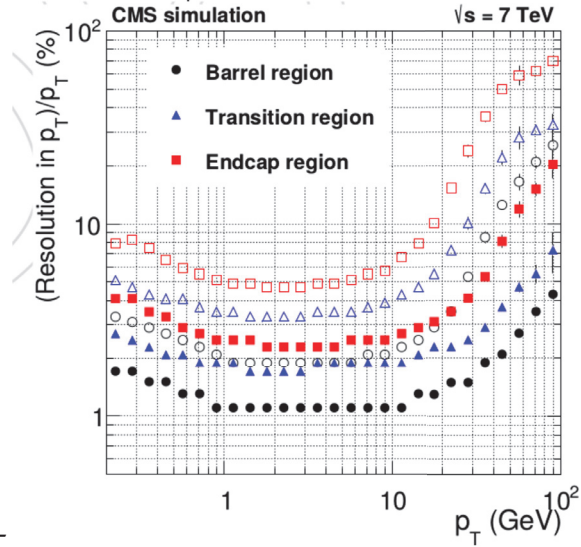
FIG. 2.6: Vue détaillée du trajectographe du détecteur CMS [23].

Le trajectographe de CMS est le sous-détecteur permettant de reconstruire les trajectoires des particules chargées, son rôle est capital car c'est à partir de la courbure de la trajectoire de la particule que l'on obtient la mesure la plus précise de son impulsion (equation 2.5). Son rôle ne s'arrête pas là car on l'utilise aussi pour la reconstruction des vertex d'interactions. C'est un cylindre de 5.5 m de long et de 1.1 m de rayon, ses deux parties permettent de reconstruire les traces des particules pour une région angulaire entre $0 < |\eta| < 2.5$. La figure 2.6 donne une vue détaillée de la structure du trajectographe, la partie la plus proche du point de collision est le détecteur à PIXEL en silicium, il est composé de trois couches cylindriques dans le tonneau, chacune fermée par deux bouchons en forme de disque. On dénombre environ 66×10^6 pixels d'une surface de $150 \times 100 \mu\text{m}^2$. La figure 2.7a qui présente la résolution spatiale du détecteur à pixels qui est d'environ $10 \mu\text{m}$. La figure 2.7b présente la résolution en p_T obtenue à partir des algorithmes de reconstruction des traces du trajectographe.

La deuxième partie du trajectographe est un trajectographe à micro pistes en silicium. Dans le tonneau, il se compose du Tracker Inner Barrel (TIB) qui comprend quatre couches de détection, et du Tracker Outer Barrel (TOB) qui en possède six. Dans



(a) Résolution du détecteur à pixels pour le se-
conde couche [26].



(b) Résolution en p_T des traces reconstruites [27].

FIG. 2.7

les bouchons, il se compose du Tracker Inner Disks (TID) qui comprend trois disques de détection et du Tracker Endcap (TEC) composé de 9 disques.

2.2.5 Le calorimètre électromagnétique ECAL

Le calorimètre électromagnétique (ECAL), permet de stopper et de mesurer l'énergie des photons et des électrons. Le ECAL est un calorimètre cylindrique composé de 61200 cristaux scintillants de tungstate de plomb ($PbWO_4$) répartis dans le tonneau (EB) couvrant la région angulaire $0 < |\eta| < 1.479$ et de 7324 cristaux dans chacun des bouchons (EE) couvrant la région angulaire $1.479 < |\eta| < 3$ et d'un détecteur à pieds de gerbes placé devant les bouchons. La figure 2.8 présente une vue schématique de la structure du ECAL.

La haute densité des cristaux (8.29 g.cm^{-3}) permet au calorimètre d'avoir à la fois une réponse rapide, une bonne granularité et une bonne résistance aux radiations. La faible longueur de radiation ($X_0 = 0.89 \text{ cm}$) du tungstate de plomb permet de stopper les photons et les électrons énergétiques sur une distance relativement courte. De plus le faible rayon de Molière (2.19 cm) limite l'étalement des gerbes électromagnétiques et permet d'avoir des cristaux de taille contenue, chaque cristal du tonneau a une forme trapézoïdale et possède une section mesurant $2.2 \times 2.2 \text{ cm}^2$. L'un des inconvénients importants de ces cristaux est la forte dépendance de leur réponse en fonction de la température $\approx 2\%.\text{C}^{-1}$, cela impose d'avoir un système de refroidissement pour limiter les variations de température du ECAL à $\pm 0.5^\circ\text{C}$.

Le ECAL recueille l'énergie des électrons et photons grâce au phénomène de scintillation. Quand une particule traverse le cristal, de la lumière est produite de manière

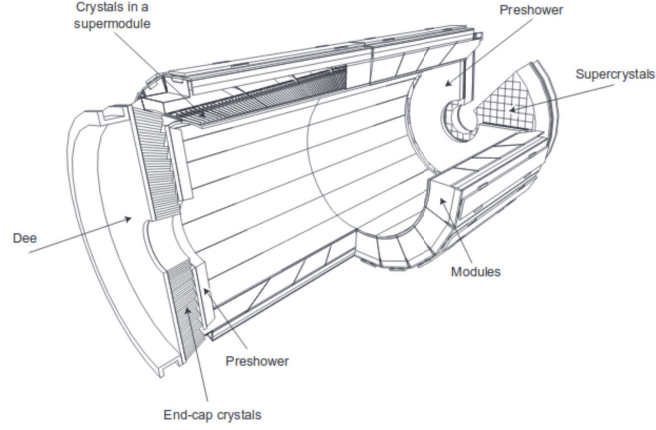


FIG. 2.8: Vue en perspective du ECAL et de ses différents sous-éléments [23].

proportionnelle à l'énergie de la particule incidente. La lumière est recueillie à l'aide de photodiodes à avalanche dans le tonneau et de photo-triodes à vide dans les bouchons.

Afin de faciliter, entre autre, la discrimination dans les bouchons, entre les photons issus de la désintégration de hadrons neutres et les photons issus de l'évènement dur, un détecteur à pieds de gerbes a été installé devant eux. Les photons issus de la désintégration de hadrons neutres forment des dépôts très proches l'un de l'autre, et la granularité des bouchons ne permet pas toujours de reconstruire deux agglomérats distincts. Le détecteur à pieds de gerbes couvre une région angulaire entre $1.653 < |\eta| < 2.6$ (figure 2.9), son rôle est d'initier la gerbe électromagnétique avant que les particules n'entrent dans ECAL, il est composé de plaques d'aluminium et de plomb avec une surface de détection en silicium de 8 m^2 divisée en bande de 2 mm de large, ce qui lui confère une meilleure granularité que les bouchons du ECAL.

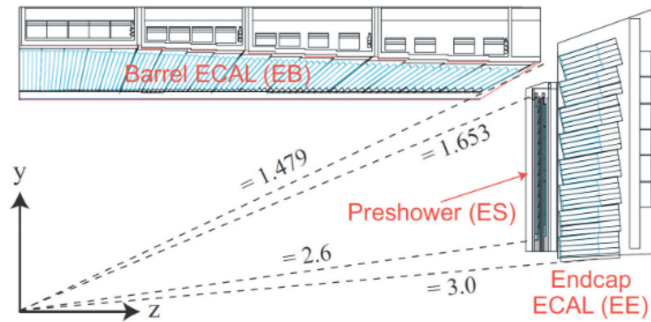
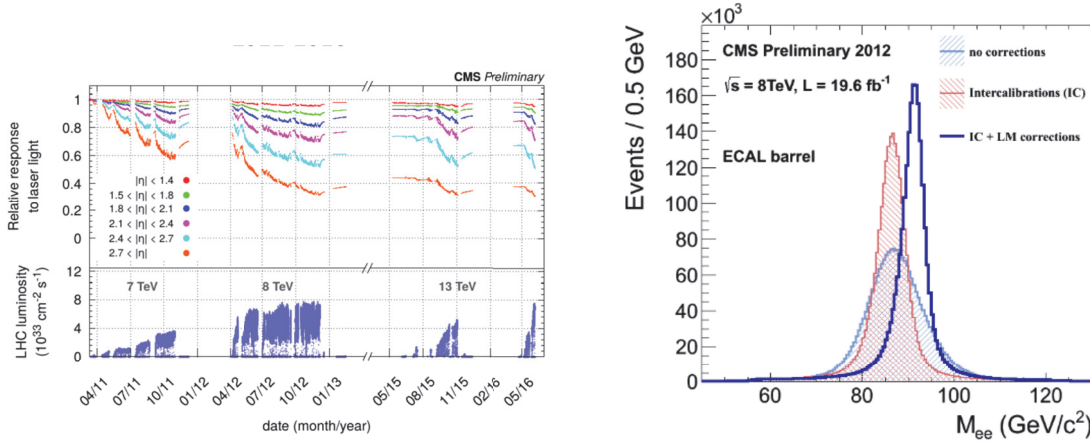


FIG. 2.9: Vue en coupe du ECAL et de ses différents sous éléments [23].

Une des caractéristiques des cristaux impactant les performances du ECAL est leur sensibilité aux radiations. Cette sensibilité s'exprime sous la forme d'une perte de transparence des cristaux au cours du temps, cet effet est contrôlé à l'aide d'un balayage laser qui teste leur transparence régulièrement. La figure 2.10a présente la ré-

ponse des cristaux en fonction du temps pour l'année 2012, on constate la diminution de la réponse relative. Pour atténuer ces effets, des corrections qui prennent en compte le changement de la transparence sont appliquées, elles permettent d'assurer la stabilité de la réponse du ECAL dans le temps. La figure 2.10b montre l'effet des corrections de transparence sur les événements $Z \rightarrow ee$ des données de 2012, on constate que la mesure du pic de la masse du Z est grandement améliorée avec les corrections.



(a) Réponse relative des cristaux en fonction du temps [28].

(b) Illustration des effets de calibration de la transparence sur des événements $Z \rightarrow ee$ [29].

FIG. 2.10: Performance des cristaux du ECAL .

On paramétrise la résolution σ du ECAL de la manière suivante :

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + C^2 \quad (2.6)$$

Avec S un terme stochastique prenant en compte l'étalement latéral de la gerbe électronique, N le terme de bruit des composants électroniques et C une constante qui prend en compte les erreurs de calibration. La figure 2.11 présente la résolution relative en fonction de η du cluster d'énergie, elle est de moins de 3% pour $\eta < 1.3$. La paramétrisation mesurée en test faisceau en 2006 est la suivante :

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{2.8\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{12\%}{E}\right)^2 + (0.3\%)^2 \quad (2.7)$$

2.2.6 le calorimètre hadronique HCAL

Le calorimètre hadronique (HCAL) permet de stopper et de mesurer l'énergie des hadrons neutres et chargés, sa position à l'intérieur de l'aimant permet de réduire les effets liés à la matière de celui-ci. Il comporte trois parties, une partie tonneau (HB et

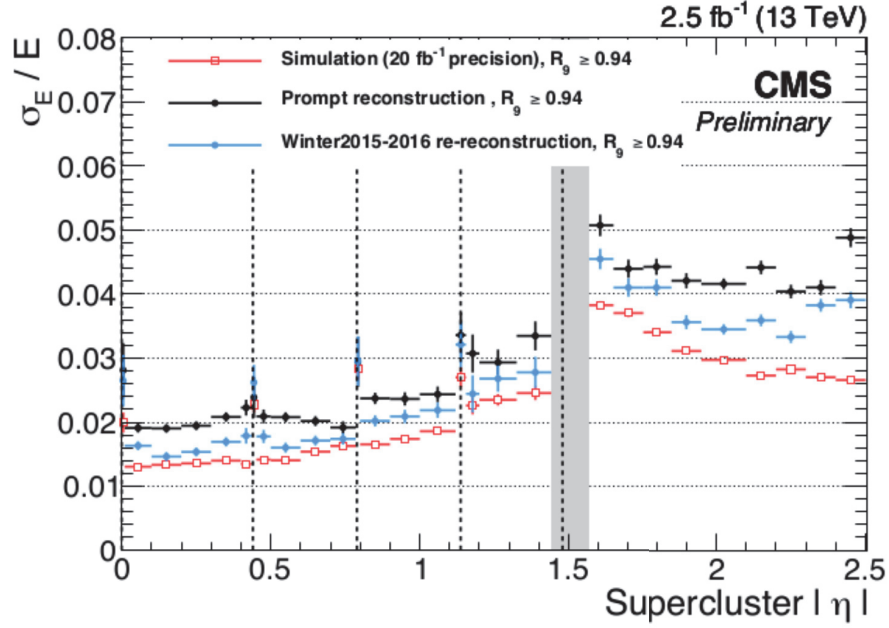


FIG. 2.11: Résolution relative du ECAL en fonction de $|\eta|$ du super cluster des électrons issus des désintégration $Z \rightarrow ee$ [30].

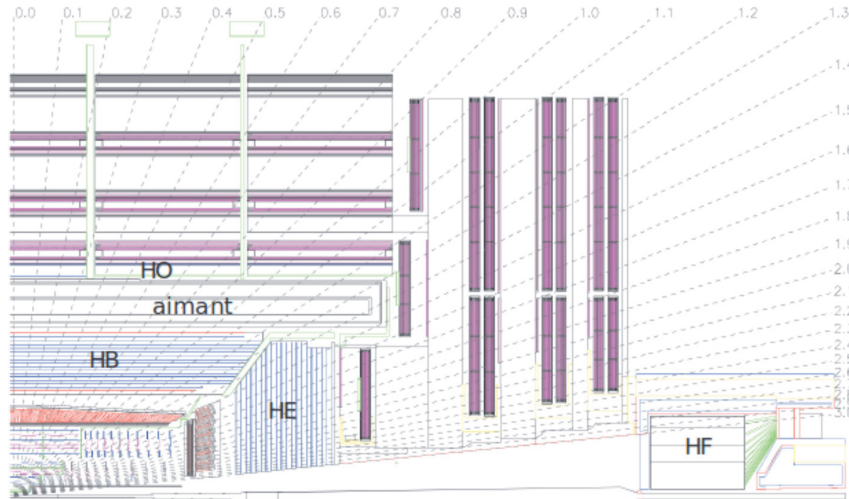


FIG. 2.12: Vue longitudinale du calorimètre hadronique [23].

HO) et une partie bouchon (HE) et une partie à l'avant (HF), la figure 2.12 présente l'agencement de ces différents éléments.

Les parties HB ($0 < |\eta| < 1.4$), HO (placé à l'extérieur de l'aimant pour détecter les gerbes longues et tardives) et HE ($1.3 < |\eta| < 3.0$) du HCAL sont des détecteurs à échantillonnage qui alternent des couches d'absorbeurs qui initient la gerbe hadronique et des couches de scintillateurs permettant de mesurer l'énergie de la particule incidente. L'absorbant utilisé est le laiton, c'est un matériau paramagnétique qui ne subit pas d'effets néfastes de la part du champ magnétique. De plus, il est presque trans-

parent pour les muons, il ne perturbe pas leur détection dans les chambres à muons. Le scintillateur est un scintillateur plastique, la lumière produite par le passage des particules est recueillie à l'aide de fibres optiques connectées aux scintillateurs.

Le HF est situé à l'avant pour permettre une couverture plus hermétique des collisions, il couvre une région angulaire entre $2.9 < |\eta| < 5.2$. C'est un détecteur cylindrique composé d'absorbeurs en acier auxquels sont intégrées des fibres optiques en quartz. Les particules incidentes émettent de la lumière Cherenkov en pénétrant le milieu, cette lumière est recueillie par les fibres optiques et est ensuite amplifiée à l'aide de photomultiplicateurs.

La figure 2.13 présente la réponse relative de l'énergie reconstruite dans le HCAL en fonction de l'énergie des dépôts, pour une énergie déposée supérieure à 20 GeV la réponse dévie de moins de 2% de l'unité.

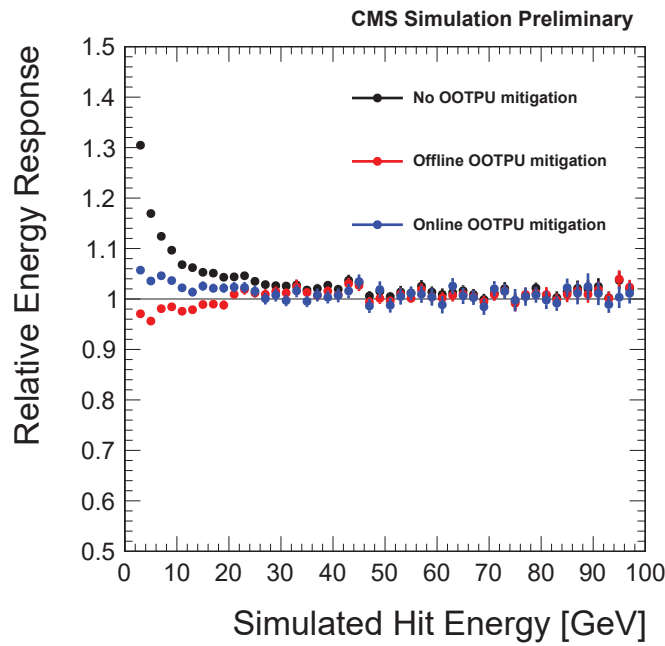


FIG. 2.13: Réponse en énergie relative ($\frac{E_{reco}}{E_{sim}}$) des dépôts reconstruits en fonctions de l'énergie simulée du dépôt, sans correction de l'empilement *out-of-time* (en noir), avec corrections en ligne qui consistent en un ajustement des amplitudes et des temps d'arrivées utilisant jusqu'à trois signaux des précédents et prochains croisements de faisceaux ayant déclenché (en bleu) et avec correction hors ligne qui consistent à utiliser des temps d'arrivée fixes pour trois signaux des précédents et prochains croisements de faisceaux ayant déclenché (en rouge) [31].

2.2.7 Les chambres à muons

Les chambres à muons servent, comme l'indique leur nom, à la détection des muons. Elles ont trois rôles, l'identification des muons, la mesure de leur impulsion et elles assurent aussi une partie du déclenchement. Les chambres sont la partie la plus ex-

terne du détecteur, elles ne peuvent être atteintes que par les muons, les autres types de particules ayant déjà été absorbées par les sous-détecteurs précédents.

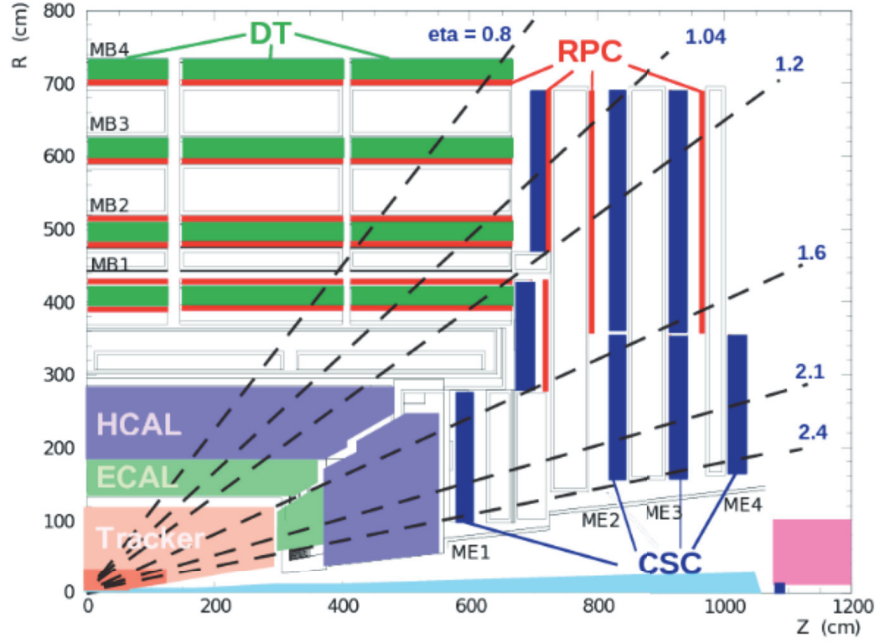


FIG. 2.14: Vue longitudinale des chambres à muons [23].

Il y a trois types de détecteurs à gaz différents dans les chambres, agencés comme le présente la figure 2.14 : les tubes à dérives (DT), les chambres à pistes cathodiques (CSC) et les chambres à plaques résistives (RPC) :

- **DT** : Ils sont utilisés dans le tonneau et couvrent la région angulaire $0 < |\eta| < 1.2$. Le détecteur en a 250 d'installés.
- **CSC** : Elles sont utilisées dans les bouchons et conçues pour supporter les variations du champ magnétique et les fortes radiations. Elles couvrent la région angulaire $0.9 < |\eta| < 2.4$. Le détecteur en a 540 d'installées.
- **RPC** : Elles sont utilisées à la fois dans le tonneau et les bouchons, elle assurent une partie du déclenchement grâce à leur temps de réponse inférieur à 25 ns et permettent de détecter très vite les événements d'intérêt comportant des muons.

La figure 2.15 présente la distribution de la résolution de $R(q/p_T)$ en fonction du p_T du muons incident, cette quantité est proportionnelle à la courbure de la trajectoire des muons et permet d'estimer la résolution en p_T , la résolution est va de 1% à 2% pour des muons de moins de 200 GeV .

2.2.8 Système de déclenchement

Pendant la période de prise de données, les paquets de protons se croisent toutes les 25 ns , soit une fréquence de collisions de 40 MHz . Le flux de données que l'on peut

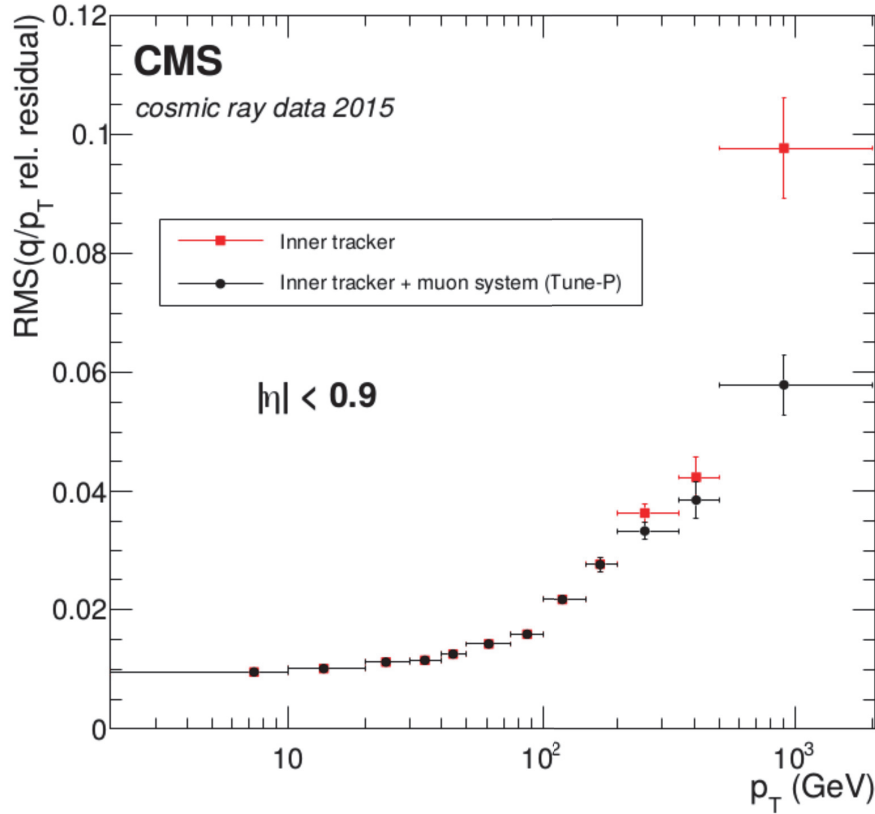


FIG. 2.15: Résolution de la distribution $R(q/p_T)$ obtenue à partir des muons cosmiques avec $R(q/p_T) = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{(q/p_T)_{upper} - (q/p_T)_{lower}}{(q/p_T)_{lower}}$ où *upper/lower* correspond aux traces reconstruites dans les moitié supérieures/ inférieures du détecteur [32].

envoyer au stockage est de $3. \text{Gb.s}^{-1}$. Avec des évènements d'une taille de $\approx 2 \text{ Mo}$ le flux de données à enregistrer sans système de déclenchement serait de 80 To.s^{-1} , c'est trop grand pour être traité en temps réel par l'électronique d'acquisition. Il est nécessaire de réduire le flux de données, le choix a été fait de sélectionner les évènements que l'on veut garder et ignorer ceux qui présentent peu d'intérêt pour les analyses de la collaboration.

Pour réaliser cette sélection en ligne, un système de déclenchement à deux niveaux est utilisé : le niveau 1 (L1) et les chemins de déclenchement de haut niveau (HLT). La figure 2.16 présente une vue schématique de la structure du système de déclenchement.

- **L1** : le premier niveau de déclenchement est composé d'un système électronique qui utilise les informations des chambres à muons et des calorimètres pour juger l'intérêt d'un évènement, il est capable de sélectionner ou de rejeter un évènement en moins de $3.2 \mu\text{s}$. Il permet de réduire le flux de données de 40 MHz à 100 kHz .

- **HLT** : Les HLT utilisent une ferme de calcul pour réaliser une reconstruction simple des évènements, cette reconstruction permet d'identifier les photons, les muons, les électrons et les jets. Les conditions de sélection d'un évènement sont hautement configurables (choix des particules présentes, seuil en énergie, etc...) et de nombreux HLT différents sont utilisés. Chaque HLT a maximum 50 *ms* pour reconstruire et sélectionner ou non un évènement. Les HLT réduisent le flux de données de 100 *kHz* à 400 *Hz*.

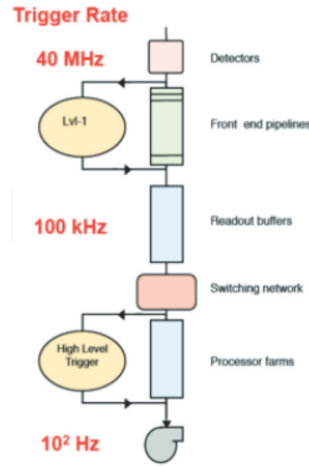


FIG. 2.16: Vue schématique du système de déclenchement de la collaboration CMS.

2.2.9 Mesure de luminosité dans CMS

Pour mesurer le taux de collision reçu par le détecteur hors ligne, on utilise le détecteur à pixels [20] qui permet d'atteindre une grande précision [33] malgré un empilement important. On évalue le taux à partir du nombre moyen d'agglomérats de pixels dans des évènements appelé *zero-bias*¹, ce nombre est proportionnel au nombre d'interactions moyen par croisements de faisceaux. Afin de calibrer les détecteurs et mesurer la section efficace visible de collision par croisement de faisceaux en fonction des paramètres de la machine, la collaboration réalise des scans de Van de Meer [34] qui scannent les deux faisceaux l'un à travers l'autre. En combinant la mesure du taux reçu, les calibrations et la section efficace visible de collision, on obtient la luminosité suivant la relation $\mathcal{L} = R/\sigma_{vis}$ avec R le taux reçu et σ_{vis} la section efficace visible. L'incertitude totale liée à la mesure de la luminosité est de 2.5% pour l'année 2016.

¹ Ces évènements sont collectés lors des collisions avec des chemins de déclenchements aléatoires et ne contiennent pas d'énergie provenant d'un évènement dur

2.3 RECONSTRUCTION DES ÉVÉNEMENTS DANS CMS

2.3.1 L'algorithme de *Particle Flow*

L'algorithme *Particle Flow* (PF) permet d'identifier et de reconstruire les particules produites dans les collisions et qui sont suffisamment stables pour interagir avec le détecteur. Cet algorithme utilise les informations disponibles de tous les sous-détecteurs. Les particules reconstruites sont : les photons, les électrons, les muons, les hadrons neutres et les hadrons chargés. Ces objets seront les éléments de base des autres algorithmes de reconstruction / identification que l'on verra dans la suite de cette thèse.

L'algorithme PF utilise comme éléments principaux les traces, laissées dans le détecteur par les particules chargées, ainsi que les dépôts en énergie des calorimètres. Ces signatures sont reliées entre elles pour former des objets que l'on interprète comme des particules. L'algorithme PF est décrit en détails ici [35, 36] et ses différentes étapes sont résumées dans la suite :

- Les traces : elles sont reconstruites à partir des informations du trajectographe par une méthode itérative [37]. Ces traces reconstruites sont combinées par l'algorithme pour reconstruire les vertex d'interactions. Plusieurs vertex, dits primaires, peuvent être reconstruits à cause de l'empilement. Dès lors, le vertex dont la somme des impulsions est la plus haute est appelé vertex primaire principal. L'efficacité de reconstruction des vertex primaires est de l'ordre de 100% et l'efficacité de reconstruction des vertex d'empilement de 70%.
- Les agglomérats calorimétriques : les dépôts d'énergie des cellules des calorimètres sont agglomérés de proche en proche. Cette agglomération est réalisée de manière indépendante pour chacune des sous-parties des calorimètres.
- Les liens traces / agglomérats calorimétriques : cette étape relie les traces et les agglomérats issus d'une même particule ensemble. Pour relier les traces aux agglomérats, les traces sont extrapolées jusqu'aux calorimètres. Si une trace passe par un agglomérat du calorimètre électromagnétique, alors elle est associée à cet agglomérat. Ensuite, si elle passe par un agglomérat du calorimètre hadronique, elle lui est aussi associée. À la fin de cette étape, on dispose de groupes trace / agglomérats.

Pour les muons, les traces du trajectographe sont associées à celles des chambres à muons à l'aide d'une minimisation qui permet de s'assurer qu'elles correspondent au passage de la même particule.

- Reconstruction et identification : les blocs traces / agglomérats sont ensuite identifiés comme des particules en fonction de leur contenu.

L'algorithme commence par reconstruire trois sortes de muons, les muons globaux qui possèdent des traces dans le trajectographe et dans les chambres à muons, les muons *tracker* qui possèdent des traces dans le trajectographe mais uniquement un segment de trace dans les chambres (typique de muons de faible

impulsion $< 5 \text{ GeV}$) et les muons dits *standalone* qui n'ont qu'une trace dans les chambres à muons. Une fois les muons reconstruits, les traces qui leur sont associées sont retirées de la liste de l'algorithme. La résolution en énergie des muons ainsi reconstruits va de 1.3% à 2% dans le tonneau et est de $\approx 8\%$ dans les bou-chons pour $p_T^\mu \in [20, 100] \text{ GeV}$. L'efficacité de reconstruction des muons dans la zone couverte par les chambres est de 95% et le taux d'identification de hadrons en tant que muons est inférieur à 1%.

L'algorithme reconstruit ensuite les électrons. Leur reconstruction est complexe car les électrons subissent des pertes d'énergie par Bremsstrahlung, les électrons peuvent émettre des photons et changer de direction. Une stratégie spécifique de reconstruction des traces est mise en place afin de pouvoir connecter les traces des électrons avec les bons agglomérats d'énergie créés par les photons Bremsstrahlung. La résolution en énergie va de 1.7% à 4.5% en fonction de la zone du détecteur considérée, l'efficacité de reconstruction est de plus de 95% et le taux de fausse identification va de 1.3% à 3.5%.

Les blocs restants sont identifiés comme des hadrons chargés en comparant l'énergie déposée dans les calorimètres à l'impulsion obtenue à partir de la trace. Si elles sont compatibles, le dépôt est associé à la trace.

Les agglomérats d'énergies sans trace associée sont associés en fonction de leur nature, uniquement ECAL ou ECAL / HCAL, respectivement aux photons et aux hadrons neutres. La résolution en énergie des photons est de l'ordre de 1% dans le tonneau et l'efficacité de reconstruction est de 95%. La reconstruction des photons est détaillée dans la suite.

2.3.1.1 Reconstruction des photons dans CMS

Clusterisation Cette partie revient sur la reconstruction des photons par l'algorithme PF [36]. Dans l'algorithme, on considère comme candidat photon les agrégats de cristaux qui détectent une énergie au-dessus d'un seuil donné et que l'on ne peut pas relier à une trace dans le trajectographe. On appelle clusterisation le processus qui agglomère les cristaux.

Il y a deux cas possibles pour la clusterisation, si le photon s'est désintégré en paire électron positron ou non. Le photon peut se désintégrer ainsi en interagissant avec la matière du trajectographe, c'est le cas de plus de la moitié des photons de basse énergie (jusqu'à quelques dizaines de GeV). Dans le cas des photons non convertis (qui ne se désintègrent pas en électrons), la clusterisation est simple, la gerbe électromagnétique est circonscrite dans un faible nombre de cristaux, typiquement : $\approx 94\%$ dans un bloc de 3×3 cristaux, $\approx 97\%$ dans un bloc de 5×5 cristaux. Dans le cas des photons convertis, la clusterisation est plus complexe, les électrons émis vont être déviés par le champ magnétique et les dépôts d'énergie associés au photon seront éloignés spatialement, ces électrons peuvent aussi perdre de l'énergie par rayonnement Bremsstrahlung qu'il faut alors prendre en compte.

La clusterisation débute par l'identification des cristaux possédant le dépôt d'énergie le plus important, ils sont dits cristaux graines. Les cristaux sont comparés à leur huit voisins pour déterminer la graine. Le seuil en énergie des cristaux graines est de 230 MeV pour le tonneau et 600 MeV pour les bouchons. Les cristaux ayant recueilli de l'énergie sont ensuite agglomérés au cristal graine au sein d'un cluster s'ils possèdent au moins un coin en commun avec un cristal du cluster. Seul les cristaux dépassant l'énergie de 80 MeV dans le tonneau et 300 MeV dans les bouchons sont agglomérés. Un ajustement par une gaussienne bi-dimensionnelle de l'énergie des cristaux permet d'obtenir la position et l'énergie du cluster. Cet ajustement permet aussi de séparer l'énergie d'un cristal appartenant à deux clusters qui se superposent.

Dans le cas des photons convertis, les cristaux liés à l'électron et au positron ainsi que les photons issus de leur rayonnement *Bremstrahlung* sont agglomérés au cluster. Ce nouvel agglomérat est appelé supercluster (SC), la surface du supercluster ne doit pas dépasser la taille de la gerbe dont il est issu pour limiter la contamination provenant de l'empilement. Cette surface est estimée à l'aide de l'énergie et de la pseudo-rapacité du cristal graine, en effet, les caractéristiques de la gerbe à l'origine du cluster peuvent être reliées à ces deux variables. Le supercluster est construit en agglomérant tous les clusters situés dans cette surface caractéristique (η, ϕ) autour du cristal graine.

Une fois la clusterisation achevée, on contrôle si les superclusters peuvent être liés à des traces dans le trajectographe. Si l'énergie obtenue à partir de la trace est similaire à celle du supercluster, il est identifié comme un électron. Si ce n'est pas le cas, les traces correspondant aux électrons de conversion sont associées au cluster. Elle auront la forme de deux traces de signes opposés issues d'un vertex secondaire. Pour conclure la construction du supercluster, une étape de raffinement retire du supercluster les clusters liés à des dépôts non attendus (empilement) et agrandit la surface du supercluster pour incorporer les objets attendus (photon provenant d'électrons de conversion) mais qui manquent après la clusterisation initiale.

Ce supercluster est l'élément de base des objets photons dans CMS. Les variables liées au photon sont détaillées dans la suite dans la partie 4.4.3.

Calibration en énergie des photons dans CMS Afin d'obtenir les photons les mieux reconstruits possibles, des corrections en énergie leurs sont appliquées. La procédure de calibration en énergie des photons est décrite en détail ici [38] et un résumé est présenté dans la suite.

Ces corrections agissent sur deux niveaux, directement sur les photodiodes et directement sur l'énergie du supercluster. L'énergie corrigée du photon est donnée par l'expression suivante :

$$E_\gamma = s_\gamma \times F_\gamma \times G \times \sum_{\text{cristaux}} S_i(t) \times c_i \times A_i \quad (2.8)$$

chaque terme est détaillé dans la suite :

- **Termes correspondant aux cristaux :**

- A_i : Amplitude de signal corrigée des photodiodes, la correction prend en compte les effets de l'empilement *out of time*.
- c_i : Coefficients d'inter-calibration qui corrigent pour les disparités de réponse entre les cristaux.
- $S_i(t)$: Termes de correction pour la perte de transparence des cristaux.

Termes correspondant aux superclusters :

- G : Terme de conversion de l'énergie des photodiodes en GeV
- s_γ : Facteur d'échelle en énergie des photons qui ramène l'énergie des photons reconstruits dans les données à celle des photons reconstruits dans les simulations.
- F_γ : Terme correctif de haut niveau, il prend en compte les effets fins impactant la reconstruction. Ce terme est obtenu à l'aide d'une méthode multivariée et contribue de manière importante à la qualité des calibrations, elle améliore de $\approx 40\%$ la résolution en énergie dans le tonneau [39].

Comme l'illustre la figure 4.2a, la résolution relative en énergie des photons est de l'ordre de 1% dans le tonneau ($|\eta| < 1.44$) et de 2.5% dans les bouchons.

2.3.2 Réduction et estimation de l'empilement

En sortie de l'algorithme PF, une liste de particules est disponible. Cependant, cette liste inclut des particules issues de l'évènement dur mais aussi celles issues de l'empilement. Des stratégies sont mises en place pour réduire la contamination due à l'empilement.

Pour atténuer les effets de l'empilement *out of time*, on peut varier les paramètres de collisions, comme l'espacement des paquets de protons, ou les paramètres de prise de données, comme le temps d'intégration des signaux des calorimètres. Cependant, une fois les réglages choisis, il est difficile de réduire plus en avant son impact. Nous verrons dans le chapitre 4 comment les analyses peuvent l'atténuer malgré tout.

Pour atténuer les effets de l'empilement *in time*, on utilise les informations des traces des particules chargées. Grâce aux traces, on relie les particules aux vertex depuis lesquels elles ont été émises. Si elle sont liées à un vertex autre que le vertex primaire principal, elles sont retirées des listes de particules considérées. C'est la méthode de soustraction des hadrons chargés (CHS), elle permet de supprimer environ la moitié de l'empilement *in time*, cependant elle ne permet pas d'agir sur les effets des particules neutres. La partie 3.5.1 présentera une méthode qui permet de limiter leurs effets dans le cadre des jets.

2.3.3 Isolation des photons et leptons

L'isolation des leptons et des photons est l'une des composantes clés des analyses pour différencier les leptons et photons issus d'interactions électrofaibles et ceux issus

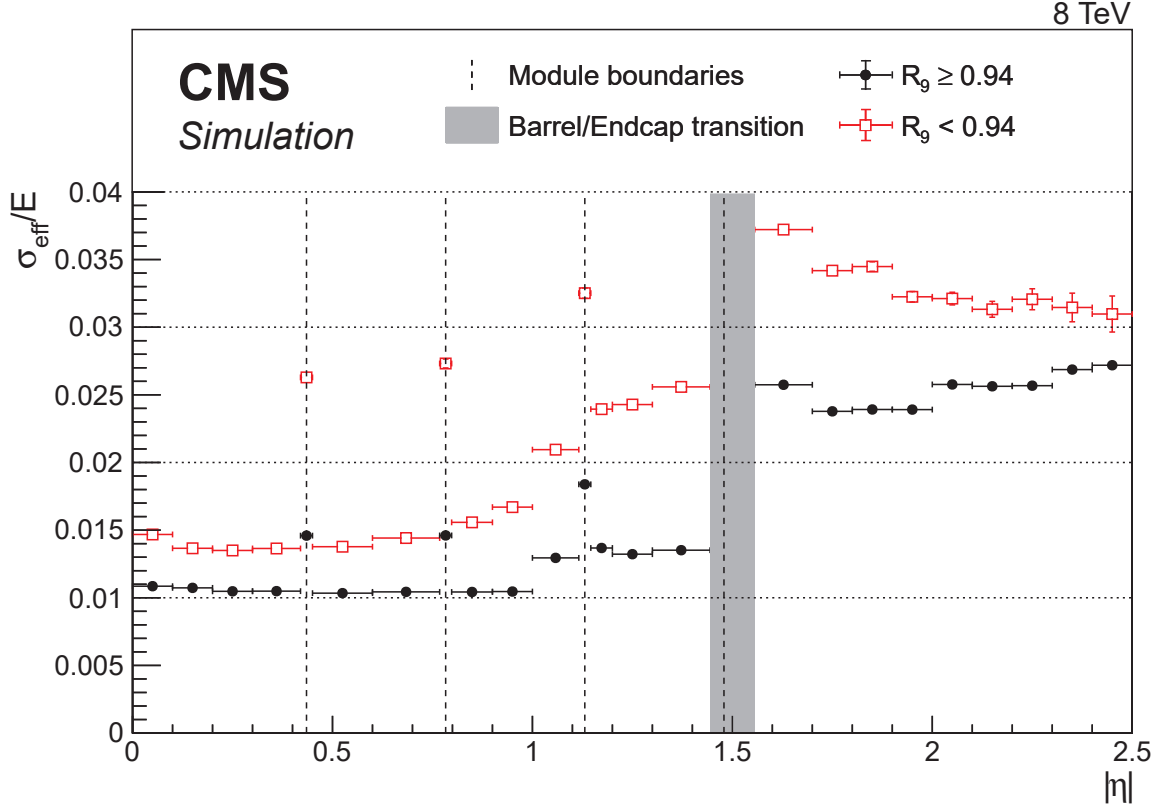


FIG. 2.17: Résolution en énergie relative du photon en fonction de $|\eta|$ pour des événements simulés $H \rightarrow \gamma\gamma$, la ligne noire représente des événements avec des photons avec $R_9 \geq 0.94$ similaire à ceux utilisés dans l'analyse par la suite. R_9 est défini comme $\frac{E_{3 \times 3}}{E_{SC}}$, avec $E_{3 \times 3}$ l'énergie des 3×3 cristaux autour du cristal graine et E_{SC} l'énergie du supercluster [40].

des jets (définis dans le chapitre 3). On quantifie l'isolation d'une particule comme la somme des impulsions transverses des particules émises dans un cône autour de sa direction de propagation :

$$I_i = \frac{\sum p_T^{\text{hadron chargés}} + \sum p_T^{\text{hadrons neutres}} + \sum p_T^{\gamma}}{p_T^i} \quad (2.9)$$

Les sommes sont définies sur les particules contenues dans un cône de rayon $\Delta R = 0.3$, avec $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$.

Le calcul correct de l'isolation prend en compte les particules provenant de l'empilement, pour les muons le calcul de l'isolation se fait suivant :

$$I_\mu = \frac{\sum p_T^{\text{hadrons chargés, non PU}} + \max(0, \sum p_T^{\text{hadrons neutres}} + \sum p_T^{\gamma} - \Delta\beta \sum p_T^{\text{hadrons chargés, PU}})}{p_T^\mu} \quad (2.10)$$

avec le terme $\Delta\beta \sum p_T^{\text{hadrons chargés, PU}}$ correspondant à la contribution attendue des hadrons neutres à l'empilement, avec $\Delta\beta = 0.5$ qui correspond approximativement

au ratio de production de hadrons chargés et de hadrons neutres observé au niveau reconstruit.

Pour les photons et les électrons, l'isolation est corrigée avec la méthode des surfaces effectives qui utilise ρ la densité moyenne d'énergie par unité de surface due à l'empilement et EA l'aire effective, $EA = \frac{\alpha_{I,N_{Vtx}}}{\alpha_{\rho,N_{Vtx}}}$ avec $\alpha_{I,N_{Vtx}}$ la pente de l'isolation définie dans l'équation 2.9 en fonction du nombre de vertex N_{Vtx} et $\alpha_{\rho,N_{Vtx}}$ la distribution de ρ en fonction du nombre de vertex N_{Vtx} . L'isolation devient alors :

$$I_{e,\gamma} = \frac{\sum p_T^{\text{hadrons chargés, non PU}} + \max(0, \sum p_T^{\text{hadrons neutres}} + \sum p_T^\gamma - \rho EA)}{p_T^{e,\gamma}} \quad (2.11)$$

2.3.4 Énergie transverse manquante

Les particules qui n'interagissent pas avec le détecteur, comme les neutrinos par exemple, sont indirectement détectées à l'aide de l'énergie transverse manquante. En effet, comme nous l'avons déjà vu plus tôt dans ce chapitre, les collisions se font suivant l'axe z , il n'y a donc pas d'impulsion dans le plan transverse si l'on détecte toutes les particules produites dans les collisions. Ce n'est pas le cas quand des particules produites dans les collisions n'interagissent pas avec le détecteur, comme dans le cas des neutrinos. On utilise l'énergie transverse manquante pour quantifier le déséquilibre dans le bilan d'impulsion du plan transverse. Le vecteur d'énergie transverse manquante est défini comme :

$$\vec{E}_T = - \sum_{\text{particule reco}} \vec{P}_T \quad (2.12)$$

On définit l'énergie transverse manquante comme la norme de ce vecteur $E_T = |\vec{E}_T|$.

L'énergie transverse manquante présentée ici est brute, elle doit être corrigée pour tous les effets de reconstruction des particules. La partie 3.5.3 présente comment ces corrections sont propagées à l'énergie transverse manquante.

2.4 GÉNÉRATION ET SIMULATION D'ÉVÈNEMENTS DANS CMS

Pour comparer les données provenant du détecteur CMS aux prédictions théoriques, il faut simuler ces prédictions dans le cadre des collisions proton - proton du LHC. Les processus étudiés sont de nature probabiliste. Dès lors, les simulations sont elles aussi basées sur des processus aléatoires qui reposent sur des méthodes Monte-Carlo.

On décompose la production des simulations en différentes étapes. Tout d'abord, l'évènement est généré [41], ensuite son interaction avec le détecteur est simulée.

2.4.1 Génération des événements

Quand les protons rentrent en collision, les partons qui les composent peuvent interagir, chaque parton va emporter une fraction x_i de l'énergie initiale du proton, ce type d'évènement peut être extrêmement compliqué, comme le montre la figure 2.18 qui donne une vue schématique d'un évènement de collision proton proton et les différentes étapes de la génération. Pour pouvoir accéder aux différentes grandeurs / variables associées à la réaction comme la section efficace par exemple, il faut utiliser des développements perturbatifs d'ordre donné.

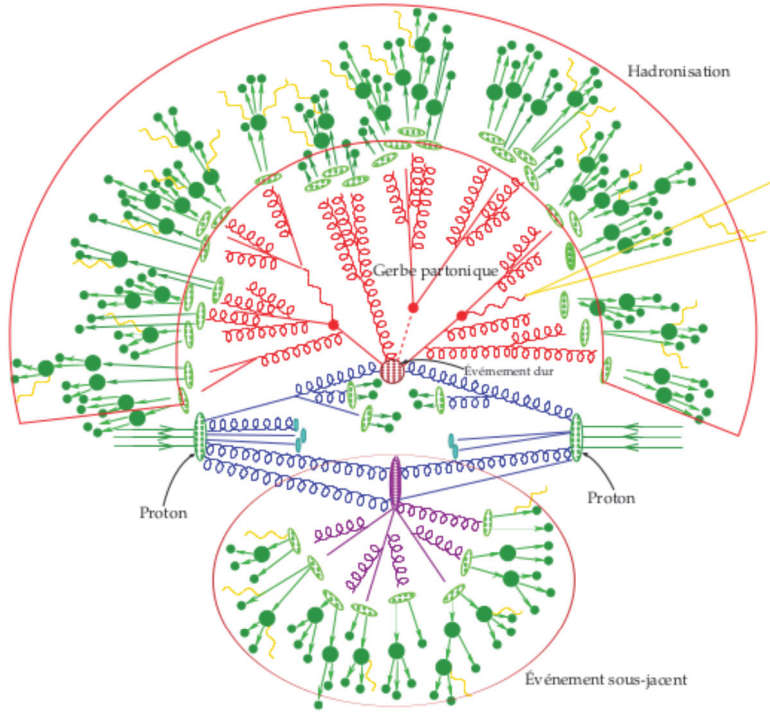


FIG. 2.18: Représentation d'un évènement de collision proton - proton simulé par un générateur. L'évènement dur y est représenté en rouge avec les trois étapes de simulation, génération, gerbe partonique et hadronisation. [42]

On appelle évènement dur, l'interaction ayant emporté la plus grande fraction de l'énergie des protons lors de la collision entre les partons. Cet évènement peut être décrit en utilisant la théorie des perturbations. Le générateur va déterminer à l'aide des règles de Feynman (issues des lagrangiens présentés dans le chapitre 1 par exemple) la matrice de passage entre l'état initial et l'état final. Les générateurs LO tel que Madgraph [43] et PYTHIA [44] calculent la matrice de passage à l'aide des calculs perturbatifs à l'arbre pour les différents processus étudiés. Les calculs d'ordres supérieurs (NLO) sont bien plus complexes et ne sont pas disponibles pour tous les processus physiques, on compte dans les générateurs NLO des logiciels tel que amc@NLO [45].

Pour une collision du type $ij \rightarrow X$ avec X un état final donné et i, j pouvant être un quark ou un gluon, la section efficace s'écrit de la façon suivante :

$$\begin{aligned}\sigma_X &= \sum_{ij} \int_0^1 dx_i dx_j \int f_i(x_i, \mu_F^2) f_j(x_j, \mu_F^2) d\sigma_{ij \rightarrow X}(\mu_F, \mu_R) \\ d\sigma_{ij \rightarrow X}(\mu_F, \mu_R) &= \frac{1}{2} |M_{ij \rightarrow X}|^2(\Phi_N, \mu_F, \mu_R) \times d\Phi_N \\ d\Phi_N &= \prod_{k=1}^N \frac{d^3 p_k}{(2\pi)^3 2E_k} (2\pi)^4 \delta^4(p_i + p_j - \sum_{k=1}^N p_k)\end{aligned}\quad (2.13)$$

Avec x_i la fraction d'énergie emportée par la particule i , $f_i(x_i, \mu_F)$ sa fonction de densité partonique, μ_F l'échelle de factorisation², μ_R l'échelle de renormalisation, $d\Phi_N$ l'élément de l'espace de phase et $M_{ij \rightarrow X}$ la matrice de passage entre l'état initial et final.

Cette partie de la génération permet d'avoir la base du processus mais les particules qui y sont produites peuvent ne pas être stables ou posséder des caractéristiques liées à leur nature qui imposent des étapes de générations ultérieures. C'est le cas des particules soumises à l'interaction forte qui vont former une gerbe partonique puis s'hadroniser, ces deux processus sont décrits en détail dans les parties 3.2.1 et 3.2.2.

Lors d'une collision entre hadrons, tous les partons issus des hadrons incidents ne contribuent pas à l'événement dur. Pour autant, ces partons possédant chacun des charges de couleurs peuvent eux-aussi participer à des interactions parton-parton ou bien s'hadroniser. Cette activité additionnelle dans la collision est nommée événement sous-jacent et est elle aussi simulée.

2.4.2 Simulation du détecteur

Les logiciels de génération permettent de disposer pour chaque événement d'une liste de particules stables et de leurs caractéristiques (quadri-vecteur, saveur, filiation, etc ...). Pour comparer ces événements aux données, il faut simuler leurs interactions avec le détecteur. Cette simulation se décompose en plusieurs éléments :

- Modélisation du détecteur.
- Modélisation des interactions des particules générées avec les sous-parties du détecteur (traces, gerbes électromagnétiques et hadroniques).
- Interaction des particules avec le champ magnétique (courbure des trajectoire).
- Modélisation de l'empilement
- Modélisation de l'électronique du détecteur
- Modélisation du système de déclenchement

² L'échelle de factorisation est la valeur seuil du moment de transféré au-delà de laquelle le régime de liberté asymptotique prend place

Cette simulation complète repose sur le logiciel *Geant 4* [46], elle est très précise et simule même le câblage interne du détecteur afin de rester au plus proche de la réalité. Une fois la simulation effectuée, les signaux simulés des détecteurs sont reconstruits puis traités par l'algorithme PF qui fournit alors une liste de particules reconstruites.

2.5 CONCLUSION

Ce chapitre permet de donner un aperçu complet du dispositif expérimental dans lequel cette thèse prend place. Nous avons successivement présenté : le LHC, l'accélérateur le plus performant au monde, le détecteur CMS, l'expérience à laquelle cette thèse est rattachée et qui permet de réaliser un large spectre d'analyse des collisions proton proton, la reconstruction des événements et des particules produites dans les collisions à partir des différentes signatures dans le détecteur, ainsi qu'une partie plus détaillée consacrée au ECAL et à la reconstruction et la calibration des photons qui sont un élément majeur de ce manuscrit et enfin la chaîne de production des simulations, capitale pour la comparaison aux modèles théoriques. Le prochain chapitre sera dédié aux jets, l'autre objet physique d'intérêt dans ce manuscrit.

3

LES GERBES HADRONIQUES : LES JETS

3.1	Introduction	47
3.2	Formation des jets	48
3.2.1	La gerbe partonique	48
3.2.2	L'hadronisation des particules colorées	49
3.3	La reconstruction des jets	50
3.3.1	Les algorithmes de reconstruction.	51
3.4	Estimation de la saveur des jets	53
3.4.1	Propriétés des jets issus de saveurs lourdes de quark	54
3.4.2	Définition de la saveur d'un jet dans les simulations	55
3.4.3	Les algorithmes d'identification des saveurs de jets	56
3.5	Les calibrations en énergie des jets dans CMS	59
3.5.1	Correction de l'offset en énergie d'empilement	59
3.5.2	Correction de la non-uniformité de la réponse du détecteur en p_T et de la pseudo-rapidité	61
3.5.3	Propagation des corrections en énergie des jets à l'énergie transverse manquante	62
3.5.4	Corrections résiduelles.	63
3.5.5	La correction de la résolution en énergie des jets	66
3.5.6	Incertitudes liées aux corrections en énergie des jets	66
3.6	Conclusion	68

3.1 INTRODUCTION

Dans le chapitre 1, nous avons vu que la constante de couplage forte α_s diminue quand l'énergie augmente. À haute énergie, cela mène à ce que nous appelons la liberté asymptotique. Dans les collisionneurs hadroniques tels que le LHC, l'énergie de l'événement dur est suffisante pour que nous puissions utiliser les calculs perturbatifs ($O(TeV)$). Cependant, les quarks et les gluons émis vont radier, sous l'influence de l'interaction forte, des quarks et des gluons. Une conséquence de ces radiations, est la réduction de l'échelle en énergie de ces particules. Les énergies alors atteintes sont de l'ordre de la centaine de MeV , α_s tend alors vers 1 et il n'est plus possible d'utiliser les calculs perturbatifs de la théorie quantique des champs. De plus, à ces énergies, les quarks et les gluons se voient confinés par l'interaction forte au sein de hadrons, neutres du point de vue des charges de couleur, ce phénomène que l'on nomme hadronisation doit donc être modélisé avec des modèles paramétriques. Ce confinement

confère une signature particulière aux quarks et aux gluons de haute énergie produits dans les collisions, ils se manifesteront sous la forme d'un flux collimé de particules stables. Ces flux sont appelés jets, leur définition expérimentale est contruite de sorte à être indépendante de la structure de l'interaction forte. Le LHC produit des collisions entre protons composés de quarks et de gluons. La probabilité d'interagir via l'interaction forte étant importante, les collisions du LHC produisent dans leurs états finaux un nombre important de quarks et de gluons. Les jets sont donc des objets omniprésents dans les analyses de physique réalisées dans l'expérience CMS. Comprendre leur nature, les calibrer et les simuler représente un enjeu majeur des expériences de collisions hadroniques.

Les jets seront l'objet de ce chapitre, nous verrons tout d'abord les processus qui mènent à leur formation et quelles sont leurs signatures dans le détecteur, ensuite nous nous intéresserons à leur définition expérimentale et aux différents algorithmes utilisés dans CMS pour leur reconstruction, nous discuterons la saveur des jets pour enfin présenter la chaîne de calibration en énergie des jets dans CMS.

3.2 FORMATION DES JETS

Les quarks et les gluons produits dans les états finaux des collisions, produisent une gerbe partonique en radiant de nombreux gluons, cette gerbe peut être décrite à l'aide des calculs perturbatifs de la théorie quantique des champs. Quand la gerbe partonique atteint des énergies de l'ordre de la centaines MeV , les quarks et les gluons se retrouvent confinés via l'interaction forte au sein de hadrons, ce processus d'hadronisation apparaît à une échelle en énergie où la condition pour utiliser les calculs perturbatifs, $\alpha_s \ll 1$, n'est pas remplie. Il faut alors utiliser des modèles paramétriques pour caractériser ce phénomène. Nous allons voir ici comment ces deux processus sont caractérisés d'un point de vue expérimental.

3.2.1 La gerbe partonique

Aux énergies de collision du LHC, la probabilité pour qu'un quark avec une énergie Q émette un gluon par interaction forte est très élevée [47] et proportionnelle à :

$$P_g \approx \frac{2\alpha_s C_F}{\pi} \ln^2 \frac{Q}{Q_0} \quad (3.1)$$

Avec, α_s le couplage fort, C_F le facteur de couleur, Q le moment transféré et Q_0 le seuil au-delà duquel les calculs perturbatifs ne sont plus possibles. Cette probabilité d'émission diverge aux petits angles et aux petites énergies, c'est ce que l'on nomme les radiations *infrarouges* et *colinéaires*, ces radiations augmentent fortement le nombre de quarks et de gluons dans l'événement et nous le verrons par la suite (partie 3.3.1) nécessite un traitement particulier pour garantir une description expérimentale cohérente avec l'événement dur.

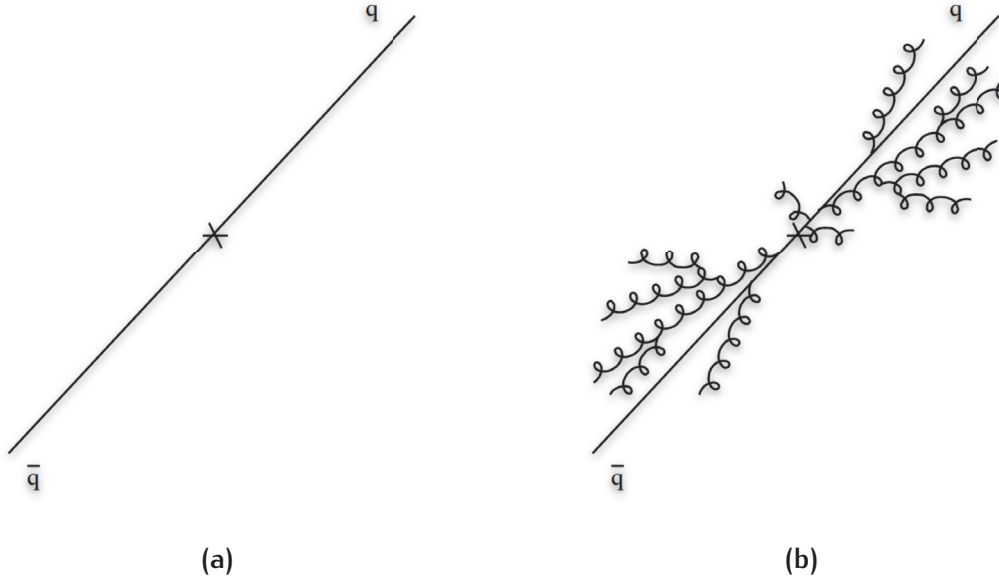


FIG. 3.1: Illustration de l'évolution d'une paire de quarks en gerbe partonique.

Ces gluons, émis de manière très colinéaire avec le quark ou le gluon initial vont eux-même émettre des gluons ou se désintégrer en paire $q\bar{q}$ jusqu'à créer ce que l'on nomme la gerbe partonique. La figure 3.1 montre la formation de la gerbe partonique, deux quarks produits dans une réaction (figure 3.1a) vont émettre des gluons qui vont émettre des gluons à leur tour (figure 3.1b). Ce processus va se poursuivre jusqu'à ce que l'énergie des quarks et des gluons de la gerbe partonique atteigne environ $1. \text{GeV}.c^{-2}$.

3.2.2 L'hadronisation des particules colorées

Une fois cette échelle d'énergie atteinte, le phénomène d'hadronisation rentre en jeu. La gerbe partonique évolue jusqu'à former un flux collimé de hadrons. Quand les hadrons formés de cette manière sont instables, ils se désintègrent et ce que l'on observe dans le détecteur sont les produits de leur désintégration. Pour décrire l'hadronisation, les calculs de QCD ne peuvent plus être perturbatifs et des modèles paramétriques doivent être utilisés, deux modèles peuvent être utilisés pour la modéliser : le modèle des cordes de Lund [48] et le modèle d'agglomération hadronique [49].

Modèles d'hadronisation Pour le modèle des cordes de Lund, les paires de quarks $q_0\bar{q}_0$ sont connectées par une corde de couleur de tension $\kappa \approx 1 \text{ GeV}.fm^{-1}$, les gluons sont eux considérés comme des noeuds dans les cordes de couleur. Pour diminuer l'énergie potentielle entre deux charges colorées, une paire $q_1\bar{q}_1$ va être produite depuis le champ du vide. La probabilité de produire cette paire est proportionnelle à $e^{\frac{-\pi m q_1}{\kappa}}$, le terme dans l'exponentielle décroissante va supprimer fortement la probabilité d'obtenir des quarks lourds. L'énergie emportée par la paire $q_1\bar{q}_1$ est distribuée

suivant une fonction de fragmentation symétrique dont les paramètres sont estimés expérimentalement. La figure 3.2a schématise le processus d'hadronisation décrit par le modèle de Lund.

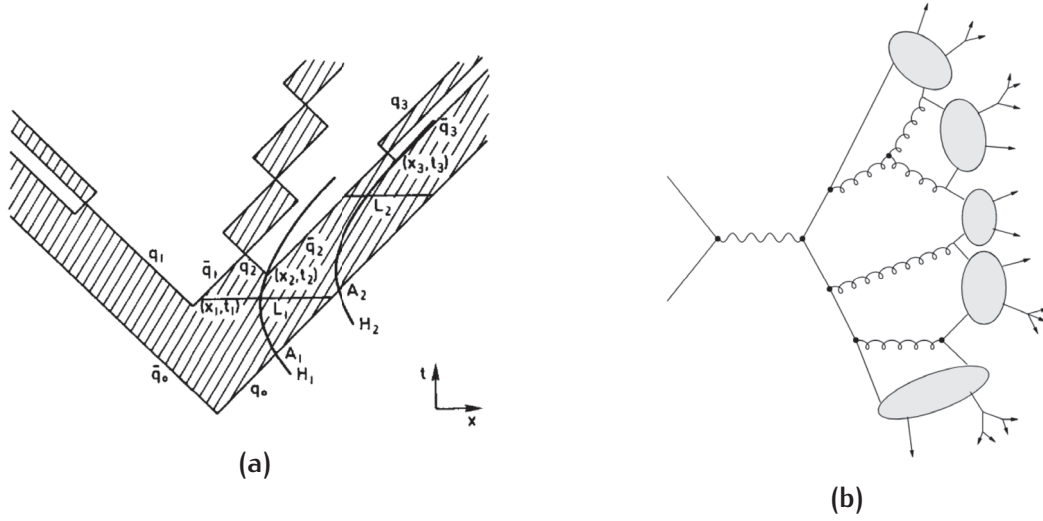


FIG. 3.2: Figure (a) : les particules q_0 et $\bar{q}_0$ se déplacent dans des directions opposées à de grandes énergies. Des paires $q\bar{q}$ sont produites aux points d'espace-temps (x_1, t_1) , (x_2, t_2) , (x_3, t_3) , etc. Les hadrons sont formés par $\bar{q}_1 q_2$, $\bar{q}_2 q_3$, etc.

Figure (b) : les partons issus de la gerbe hadronique sont agglomérés ensemble en conservant les nombres quantiques et la cinématique des partons initiaux. Les agglomérats instables sont ensuite désintégrés [49].

Pour le modèle d'agglomération hadronique, l'hypothèse principale suppose que les nombres quantiques et l'énergie-impulsion sont conservés entre les partons de la gerbe partonique et les hadrons. Tout d'abord, les gluons restants de la gerbe partonique se désintègrent en paires $q\bar{q}$, ensuite les partons de la gerbe vont s'associer dans des agglomérats globalement neutres du point de vue des charges de couleurs : c'est le pré-confinement. Si la masse d'un agrégat est suffisamment proche de celle d'un hadron connu, il est identifié comme tel. Si ce n'est pas le cas et si son énergie est au-delà d'un seuil Q_0 , l'aggrégat se désintègre en aggrégats plus petits jusqu'à former une paire de hadrons. La figure 3.2b schématise le processus d'hadronisation décrit par le modèle d'agglomération hadronique.

3.3 LA RECONSTRUCTION DES JETS

Comme nous l'avons vu précédemment, les partons subissent un phénomène d'hadronisation et ne peuvent pas être observés directement dans notre détecteur. En lieu des partons, nous observons un flux collimé de hadrons, de leptons issus de la désintégration de ces hadrons et de photons radiés dans l'état final ou bien initial. Pour pouvoir étudier un événement et la cinématique ou la saveur des partons mis en jeu, il est nécessaire de définir une observable. Cette observable doit permettre d'étudier

les partons et faire le lien entre les observations expérimentales et les prédictions théoriques. Pour les quarks et les gluons, cette observable est un jet qui rassemblera en son sein les particules issues d'un même parton mais sans dépendre de la structure de l'interaction forte ni des émissions de gluons *colinéaires* et *infrarouges* qui biaiserait les observations.

3.3.1 Les algorithmes de reconstruction

Les algorithmes de reconstruction sont construits dans le but de rassembler dans les jets les particules provenant de l'hadronisation des quarks et gluons produits dans les collisions. La figure 3.3 montre la composition d'un jet reconstruit avec l'algorithme anti- k_T que nous allons présenter dans la suite. Les particules pouvant être considérées par les algorithmes d'agglomération sont celles reconstruites par le *particle-flow* que nous avons présenté au chapitre 2.

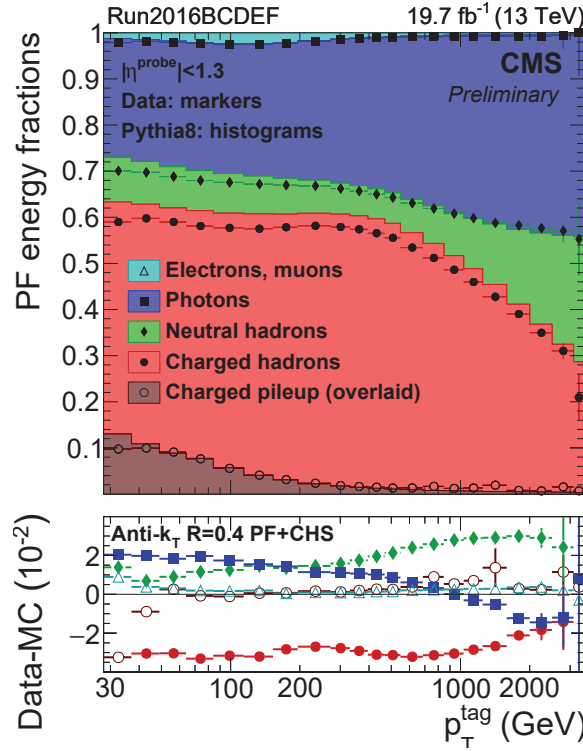


FIG. 3.3: Composition des jets reconstruits à l'aide de l'algorithme anti- k_T en fonction de p_T du jet avec un $R = 0.4$ dans des événements dijet [50]

Dans l'expérience CMS l'algorithme principalement utilisé est anti- k_T [51]. Cet algorithme repose sur deux paramètres principaux : le rayon angulaire R et une impulsion transverse seuil en-dessous de laquelle les particules ne sont pas agglomérées aux jets. Dans le cadre de cet algorithme, il convient de définir la distance entre deux objets d_{ij} et la distance entre un objet et le faisceau de proton d_{iB} :

$$d_{ij} = \min(k_{T,i}^{2n}, k_{T,j}^{2n}) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2} \quad (3.2)$$

$$d_{iB} = k_{T,i}^{2n} \quad (3.3)$$

Avec $\Delta_{ij}^2 = (y_i^2 - y_j^2)^2 + (\phi_i^2 - \phi_j^2)^2$ et $k_{T,i}$, y_i et ϕ_i respectivement l'impulsion transverse, la rapidité et l'angle azimutal de l'objet i . Le paramètre R définit la distance minimum entre deux jets reconstruits.

La reconstruction est réalisée de manière itérative, la première étape consiste à estimer la distance minimum d_{min} parmi les distances d_{ij} et d_{iB} , si d_{ij} est la d_{min} alors les quadri-impulsions des objets i et j sont sommées dans un nouvel objet (construit comme la somme des quadri-vecteurs des objets sommés). À l'étape suivante, les objets i et j sont retirés de la liste et remplacés par le nouvel objet, les distances sont de nouveau calculées et l'étape 1 est répétée. Si d_{min} est d_{iB} alors l'objet i est identifié comme un jet et est retiré de la liste. L'algorithme procède ainsi jusqu'à ce que toutes les particules au-dessus du seuil $p_{T,min}$ aient été agglomérées dans un jet.

La procédure présentée ci-avant est générique et peut permettre de construire différents algorithmes en fonction du paramètre n . Ces algorithmes assurent que les limites des jets ne seront pas modifiées par les radiations molles *colinéaires* et *infrarouges*. Cette configuration permet à ces algorithmes d'être plus robuste face aux radiations molles et aux particules issues de l'empilement que les algorithmes de cône utilisés par le passé [52]. La forme des jets reconstruits dépendra de la valeur de n , la figure 3.4 montre les jets reconstruits par l'algorithme anti- k_T où $n = -1$ et Cambridge-Aachen où $n = 0$ (montré ici à titre de comparaison).

L'algorithme anti- k_T prend en compte l'inverse de l'impulsion des objets dans le calcul des distances. Les objets ayant une impulsion plus faible auront tendance à s'agglomérer avec des objets d'impulsion plus forte avant de s'agglomérer entre eux. Cette approche permet de reconstruire des jets de forme conique et de rayon R à partir des objets de forte impulsion, les jets reconstruits à partir de particules plus molles pouvant prendre des formes plus complexes. La collaboration CMS a choisit l'algorithme anti- k_T principalement pour la forme des jets obtenus, la surface du jet étant πR^2 et indépendante des d_{ij} . Le paramètre R de l'algorithme peut être varié en fonction des analyses. Un R grand, par exemple, permet de laisser la sous-structure des jets accessible, ce qui, dans le cadre d'analyses utilisant des objets ayant un boost de Lorentz important se désintégrant en deux jets se chevauchant spatialement, permet d'améliorer la reconstruction et l'identification des événements d'intérêt.

3.3.1.1 Identification des jets dans CMS

Pour s'assurer de la qualité des jets ou bien rejeter ceux qui sont reconstruits à partir du bruit du détecteur, considérés comme du bruit de fond, la collaboration CMS a défini des critères de sélection qui reposent sur les variables suivantes, la fraction d'énergie provenant de hadrons neutres, la fraction d'énergie provenant de hadrons

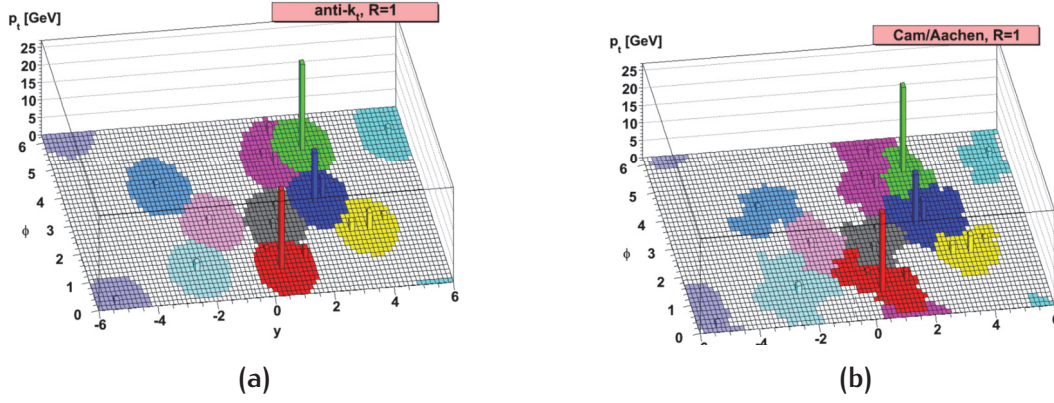


FIG. 3.4: Événement reconstruit avec (a) l’algorithme anti- k_T et (b) l’algorithme Cambridge-Aachen avec $R = 1$ [51]

chargés, la fraction d’énergie provenant de dépôts dans le calorimètre électromagnétique neutres, la fraction d’énergie provenant de dépôts dans le calorimètre électromagnétique chargés, le nombre de constituants¹, le nombre de constituants chargés et la fraction de muons. Ces variables permettent d’établir des critères de sélection plus ou moins stricts et sont résumés dans le tableau 3.1. Ce tableau présente : les critères stricts qui correspondent à une efficacité de sélection moyenne et un taux de mauvaise identification proche du % et lâches qui correspondent à une efficacité de sélection grande et un taux de mauvaise identification plus important que le critère précédent . Le critère strict permet une efficacité de sélection et de réjection du bruit de fond supérieure à 99% sur les simulations.

3.4 ESTIMATION DE LA SAVEUR DES JETS

En fonction de la nature du parton initial (gluon, quark léger ou lourd), les jets résultants possèdent des caractéristiques spécifiques que l’on exploite pour leur associer une saveur. Par exemple, les gluons ont une charge de couleur plus importante que les quarks, les jets qu’ils produisent sont donc moins collimés que ceux produits par les quarks, les hadrons produits dans l’hadronisation des quarks lourds ne sont pas stables et se désintègrent avant de laisser des signaux dans le détecteurs. Ces caractéristiques sont combinées dans des algorithmes construits pour identifier la saveur des jets.

Dans la suite les jets issus de quarks u, d et s seront nommés jets légers et les jets issus de b et c jets lourds. Le quark top ne forme pas de jet car son temps de vie est inférieur au temps d’hadronisation.

¹ particules composant le jet

$ \eta \in [0., 2.7]$			
	Lâche	strict	strict + veto leptonique
Fraction d'énergie hadronique neutre	< 0.99	< 0.90	< 0.90
Fraction d'énergie EM neutre	< 0.99	< 0.90	< 0.90
Nombre de constituant	> 1	> 1	> 1
$ \eta \in [0., 2.4]$ rajouter :			
Fraction d'énergie hadronique chargée	> 0	> 0	> 0
Fraction d'énergie EM chargée	> 0	> 0	> 0

$ \eta \in]2.7, 3.0]$		
Fraction d'énergie hadronique neutre	< 0.98	< 0.99
Fraction d'énergie EM neutre	> 0.01	> 0.01
Nombre de constituant neutre	> 2	> 2

$ \eta \in]3., 5.2]$		
Fraction d'énergie EM neutre	< 0.90	0.90
Nombre de constituant neutre	> 10	> 10

TAB. 3.1: Critère d'identification des jets établi par la la collaboration CMS pour l'analyse des données de 2016, EM signifie ici électromagnétique

3.4.1 Propriétés des jets issus de saveurs lourdes de quark

Pendant l'hadronisation de quarks lourds, l'interaction forte impose la conservation des saveurs. Les hadrons produits dans le processus d'hadronisation des quarks lourds contiendront eux-même des quarks de la même saveur. Ces hadrons lourds ne sont pas stables et se désintègrent.

Dans le cas des hadrons issus de quark b , les possibilités de désintégration des quarks b par courant faible chargé sont les suivantes : $b \rightarrow c W^-$ ou bien $b \rightarrow u W^-$. La largeur de ces désintégrations est proportionnelle respectivement aux coefficients $|V_{cb}|^2$ et $|V_{ub}|^2$ de la matrice CKM, ces coefficients sont petits (partie 1.31) et suppriment fortement cette désintégration [53]. Il en résulte que le temps de vie de ces hadrons est de l'ordre de $\approx 1.5 ps$.

Dans les cas de hadrons issus de quarks c , le canal de désintégration principal est le suivant : $c \rightarrow s W^+$. La largeur ici est proportionnelle à $|V_{cs}|$ qui est proche de 1. Le temps de vie de ces hadrons est $\leq 1 ps$.

La différence dans le temps de vie des hadrons issus de quarks b et ceux issus de quarks c est aussi due à la différence de virtualité entre les bosons W échangés dans la cas d'un hadron issus de b ou de c . Il en résulte un temps de vie plus long pour les hadrons issus de quarks b car le boson W échangé est plus loin de sa couche de masse.

Ces hadrons lourds parcourent des distances allant de quelques mm à $1 cm$ en fonction de leurs impulsions. Quand ces hadrons se désintègrent, ils produisent de nou-

velles traces dans le détecteur qui sont utilisées pour reconstruire un vertex secondaire dans le jet. Au sein de ce même vertex secondaire, la désintégration du boson W dans 30% des cas en $W^\pm \rightarrow l^\pm \nu$ rajoute un lepton de faible impulsion, ce qui constitue une signature très propre dans un environnement hadronique. Le boson W peut aussi donner, $W^\pm \rightarrow q \bar{q}$, ce qui augmente le nombre de constituants du jet et les traces liées au vertex secondaire (traces déplacées). La figure 3.5 illustre la désintégration d'un hadron lourd au sein d'un jet issu d'un quark lourd.

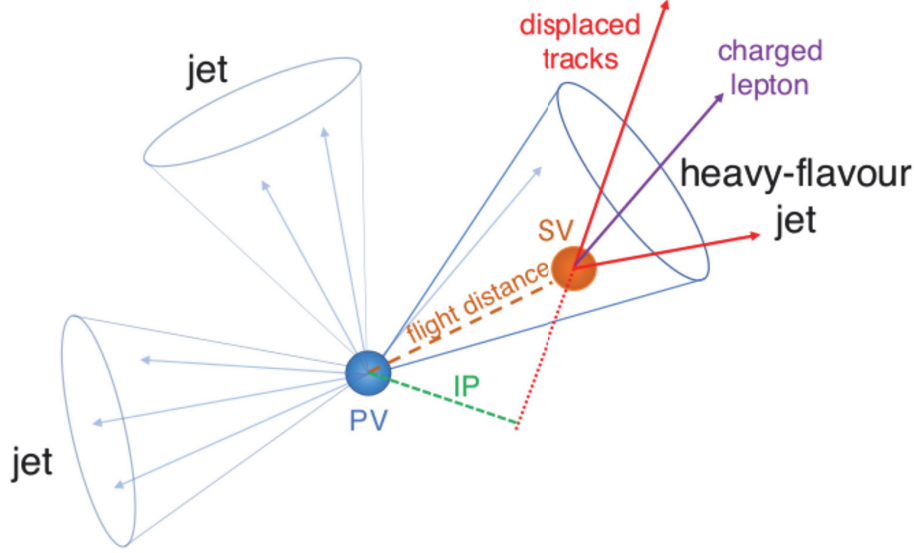


FIG. 3.5: Illustration d'un jet de saveur lourde contenant un vertex secondaire (SV) provenant de la désintégration d'un hadron lourd, PV signifie vertex primaire et IP paramètre d'impact, [54]

3.4.2 Définition de la saveur d'un jet dans les simulations

Il n'est pas forcément évident de définir la saveur d'un jet reconstruit dans les simulations. En effet, après l'hadronisation, l'information qui lie le jet au parton est perdue. Plusieurs définitions sont utilisées au sein de la collaboration CMS, je présente ci-après celles qui seront utilisées dans les chapitres 4 et 5:

Saveur partonique Dans cette définition, la saveur d'un jet est estimée à partir du parton dont il est originaire. Le parton est associé au jet en appliquant un critère spatial. Un jet est considéré comme issu d'un parton de l'élément de matrice si leur distance angulaire ΔR est inférieure à 0.3. Selon cette définition :

- Si le parton a subi de fortes radiations d'état final et que sa direction a trop changé, il n'est pas associé au jet.
- Si plusieurs partons peuvent être associés au jet, il n'y a pas d'association.

- Si le parton est un gluon se désintégrant en quarks b ou c , le jet est considéré comme provenant d'un gluon.

Cette définition est celle utilisée dans le chapitre 4.

Saveur hadronique Dans cette définition, la saveur d'un jet est estimée à partir de son contenu hadronique. Pour obtenir ce contenu, on utilise un algorithme d'agglomération de jets (voir partie 3.3.1) la liste des particules considérées pour l'agglomération est constituée des particules stables de l'état final mais aussi des hadrons qui ont été générés contenant des b et des c mais qui n'ont pas été reconstruits comme des hadrons contenant respectivement des b et des c . Pour ne pas modifier l'échelle en énergie du jet, on multiplie par un nombre arbitrairement petit la norme du quadri-vecteur de ces hadrons, pour ne conserver que l'information sur la direction, c'est la procédure d'association fantôme [55]. La saveur est ensuite déterminée de la manière suivante :

- Un jet est considéré comme un jet de b s'il contient au moins un hadron contenant des b .
- Un jet est considéré comme un jet de c s'il contient au moins un hadron contenant des c .
- Un jet est considéré comme un jet léger s'il ne contient aucun hadron contenant des b ou des c .

Cette définition est celle utilisée dans le chapitre 5.

3.4.3 Les algorithmes d'identification des saveurs de jets

Nous avons vu dans la partie 3.4.1 que les jets lourds possèdent des caractéristiques qui les différencient des jets issus de quarks légers. La collaboration CMS a mis au point des algorithmes permettant d'identifier les jets lourds en utilisant ces mêmes caractéristiques [54]. Nous allons présenter ci-après les deux algorithmes utilisés dans le cadre de cette thèse.

L'algorithme CSVv2 permet d'obtenir la probabilité d'un jet d'être de saveur lourde. Cet algorithme repose sur un réseau de neurones dit perceptron multicouche avec une couche cachée et un nombre de noeuds correspondant à deux fois le nombre de variables [56]. Les variables utilisées pour l'entraînement du réseau de neurones sont liées aux caractéristiques des jets de saveurs lourdes illustrées sur la figure 3.5, par exemple : masse corrigée du vertex secondaire, nombre de traces liées au vertex secondaire, le ratio d'énergie du vertex secondaire et des traces sélectionnées, $\Delta R(jet, SV)$, signification 3D des paramètres d'impact (IP, figure 3.5, le paramètre d'impact d'une trace est défini comme la distance entre le vertex primaire et le point de la trace le plus proche du vertex) des quatre premières traces, etc... La liste de toutes les variables est décrite ici [54]. L'entraînement du réseau est réalisé à l'aide d'événements multijet. Les événements sont classés dans trois différentes catégories : les événements où un

ou plusieurs vertex secondaires ont été reconstruits, les événements où un vertex secondaire n'a pas pu être reconstruit mais où le jet possède au moins deux traces avec un paramètre d'impact 2D d'une signification suffisante ainsi qu'une masse invariante supérieure de 50 MeV à la masse du K_s^0 , les événements qui ne tombent pas dans les deux catégories précédentes. La figure 3.6a, montre les distributions du discriminant calculée par l'algorithme pour différentes saveurs de jet. La distribution du discriminant pour les jets issus de b est en moyenne plus proche de 1, cette distribution, pour les jets de c n'a pas de maxima clair et celle pour les jets légers est proche de 0. Les performances de cet algorithme permettent une bonne discrimination des jets issus de b par rapport aux jets de saveur légère mais une moins bonne discrimination par rapport à ceux issus de c .

Les avancées récentes dans le domaine du deep machine learning [57] ont permis d'améliorer les algorithmes préexistants. L'algorithme CSVv2 a bénéficié de ces avancées et une nouvelle version nommée DeepCSV a été développée. Cette version repose sur un réseau de neurones profonds comportant quatre couches cachées de 100 noeuds connectés les uns aux autres chacune. L'entraînement est réalisé avec un mélange d'événements $t\bar{t}$ et multijet à l'aide des bibliothèques Kera [58] et Tensor-flow [59]. La seule différence dans les variables du DeepCSV vient de l'utilisation de deux traces supplémentaires. La figure 3.6b montre le résultat du discriminant utilisé pour les jets issus b appliqués à différentes saveurs. La discrimination entre les différentes variables a été améliorée comparé à l'algorithme CSVv2. Une autre nouveauté du DeepCSV est l'apparition d'un nouveau discriminant permettant d'identifier les jets issus de c . La figure 3.6c présente les distributions de ce discriminant pour différentes saveurs de jet, la distribution des jets de c est maintenant localisée proche de 1.

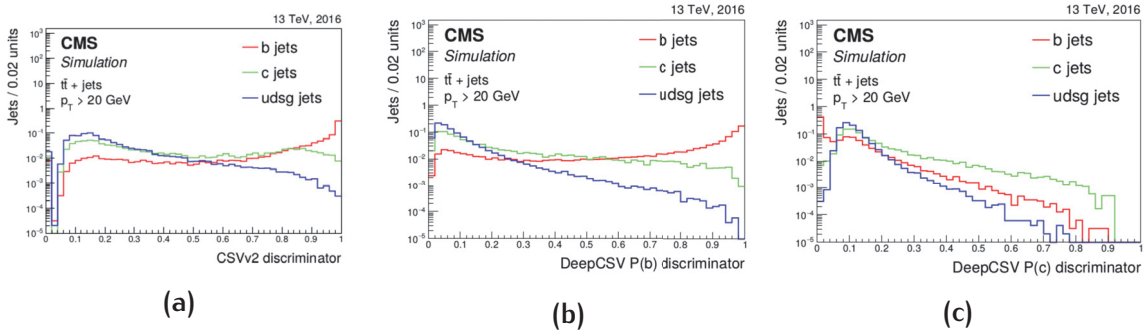


FIG. 3.6: Distributions des algorithmes de CSVv2 (a), DeepCSV probabilité d'un b (b) et DeepCSV probabilité d'un c (c) [54]

La figure 3.7a montre la probabilité d'une mauvaise identification d'un jet léger ou bien de c comme un jet de b en fonction de l'efficacité de sélection des jets de b pour les différents algorithmes utilisés dans la collaboration. Cette figure est une bonne figure de mérite pour choisir un algorithme, car toutes les analyses n'ont pas les mêmes besoins (pureté importante des échantillons, augmentation de la statistique, etc...). Par exemple, pour un point donné de la figure, l'algorithme DeepCSV présente une probabilité de mauvaise identification de 0.1% pour une efficacité de sélection de 50%.

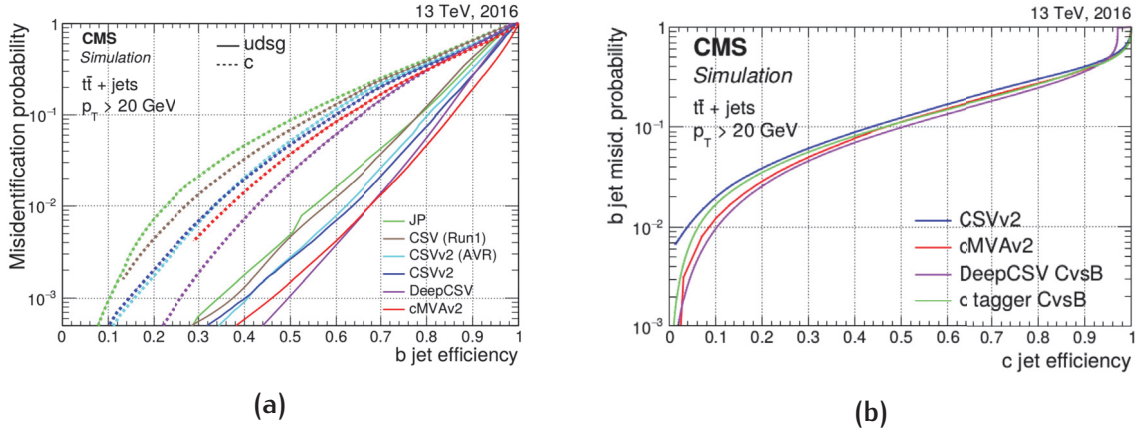


FIG. 3.7: Probabilité de mauvaises identifications en fonction de l'efficacité de sélection des jets de b (a), des jets de c (b) pour les différents algorithmes [54]

Cet algorithme assure une grande pureté de jet de b au prix d'une sélection stricte. L'algorithme CSVv2, lui, pour une probabilité de mauvaise identification de 0.1% a une efficacité de sélection de 40%. La figure 3.7b présente d'une façon similaire les performances des algorithmes de sélection des jets de c , il apparaît clairement que l'algorithme de DeepCSV est le plus performant des algorithmes disponibles pour les jets de c .

Les algorithmes d'identification sont entraînés sur des échantillons simulés, sur la figure 3.8 (gauche) nous pouvons voir que des différences entre les données et les simulations existent dans le discriminant (ici celui de l'algorithme CSVv2). Pour obtenir les meilleures performances possibles et ne pas introduire de biais provenant de différences entre les données et les simulations, des facteurs d'échelle sont extraits et appliqués aux simulations. Les facteurs d'échelles sont extraits en utilisant la méthode dite de *tag and probe* [54] et un ajustement itératif [60], ces méthodes sont appliquées sur des événements de données contenant deux leptons isolés de signes opposés et des jets. Le jet dont la saveur est estimée à l'aide de l'algorithme est utilisé comme étiqueté et les autres jets comme des sondes. La normalisation de la distribution du discriminant dans les simulation est normalisée à celle observée dans les données, les facteurs d'échelles sont ensuite extraits pour couvrir les différences restantes dans les distributions de discriminant entre données et simulations. Ces facteurs d'échelle dépendent du p_T et du η du jet, la figure 3.8 (droite) montre les facteurs d'échelle pour CSVv2 et pour un jet de caractéristiques, $p_T \in [40, 60] \text{ GeV}$ et $\eta \in [-2.4, 2.4]$, les facteurs varient de $\approx 0\%$ à 10% .

Pour conclure sur le sujet des algorithmes d'identification de la saveur des jets, la collaboration CMS a aussi développé un algorithme d'identification des jets issus de gluons, le *Quark gluons discriminant* [61]. Il exploite le fait que les jets issus de gluons possèdent plus de constituants, sont plus larges et que l'asymétrie en énergie entre les constituants est importante. Cet algorithme permet d'extraire un discriminant présenté dans la figure 3.9.

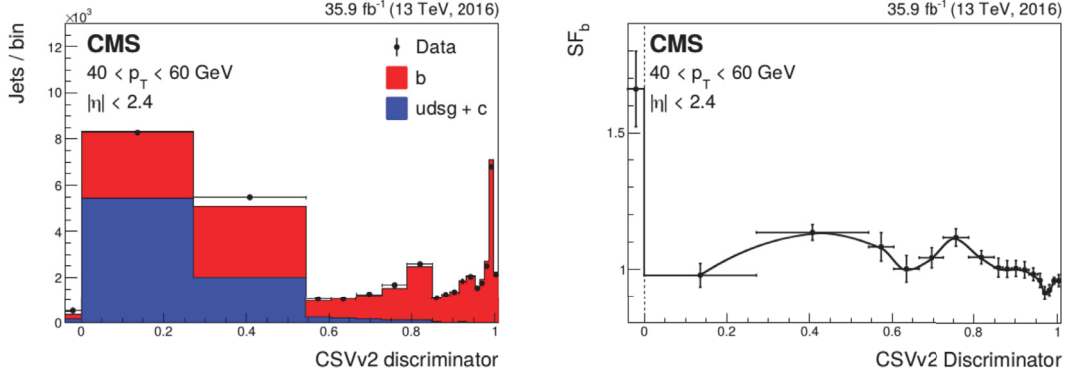


FIG. 3.8: Exemple de différence entre simulations et données du discriminant du CSVv2 pour un intervalle en p_T de jet donné (gauche) et les facteurs d'échelles $\frac{data}{MC}$ associés pour des événements $t\bar{t}$ dileptoniques [54].

3.5 LES CALIBRATIONS EN ÉNERGIE DES JETS DANS CMS

Les jets sont des objets complexes et comme tous les objets reconstruits il est nécessaire de les calibrer pour obtenir leur échelle en énergie, c'est le but des corrections en énergie des jets (JEC). La bonne compréhension de l'échelle en énergie des jets (JES) et de leur résolution (JER) est d'une importance capitale pour beaucoup d'analyses de physique car c'est l'une des sources majeures d'incertitude systématique. Les avancées faites ces dernières années dans la compréhension des JES et des JER a par exemple permis de réduire les incertitudes à 2 – 4% dans l'estimation de la section efficace inclusive de production de jets [62]. L'approche choisie dans CMS est une approche factorisée où chaque étape vient corriger un effet particulier et dépend de l'étape de calibration précédente [62], la figure 3.10 présente les différentes étapes de la chaîne de calibration qui corrigent :

- Les contributions de l'empilement et du bruit de l'électronique à l'énergie des jets. Cette correction est appelée *offset* et s'applique à la fois aux données et aux simulations.
- La non-uniformité du détecteur en η et p_T . On l'estime sur les simulations et on applique les corrections à la fois aux données et aux simulations.
- Les différences résiduelles entre les données et les simulations en η et p_T . On les applique uniquement sur les données.

3.5.1 Correction de l'offset en énergie d'empilement

La correction en *offset* extraite avec des événements dijets (simulations et données) en utilisant la méthode de la surface des jets, permet d'atténuer l'effet des particules

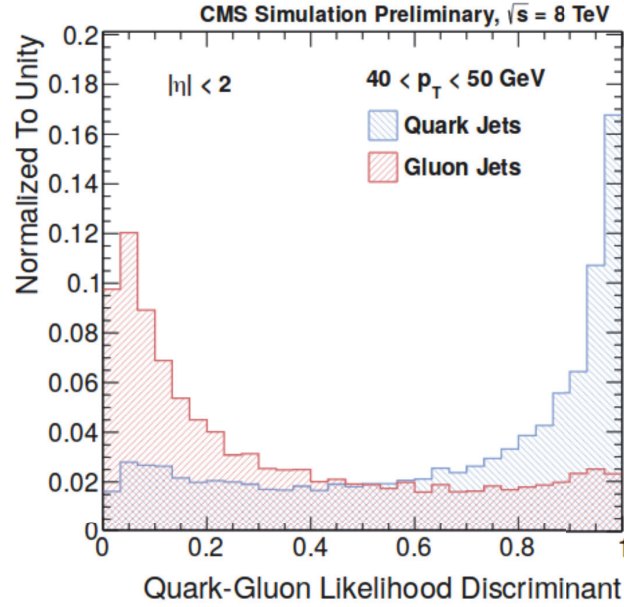


FIG. 3.9: Illustration du discriminant pour les jets issus de gluons pour des jets entre 40 et 50 GeV, [61]

neutres et des particules chargées non associées au vertex primaire produites par l’empilement ainsi que de l’empilement *out of time*. Cette correction est appliquée en aval de la correction *CHS* présentée dans le chapitre 2. On utilise dans cette méthode le produit de la surface des jets A_j (voir partie 3.3.1) avec la densité d’énergie moyenne d’empilement ρ pour calculer l’*offset* qu’il faut retirer aux jets en fonction des variables η , A_j [55], ρ et d’une dépendance logarithmique en p_T . C’est une correction paramétrique dont les paramètres sont estimés à l’aide des données et des simulations.

La densité d’énergie moyenne par unité de surface, ρ , est définie comme la médiane de la distribution p_T^{jet} / A_{jet} . Elle quantifie la contribution en énergie des jets provenant de l’événement sous-jacent, du bruit du détecteur ainsi que de l’empilement. Les effets que l’on cherche à corriger ici sont les deux derniers. Pour déterminer la paramétrisation de la correction $C(p_{T,uncorr}, \eta, A_j, \rho)$:

$$C(p_{T,uncorr}, \eta, A_j, \rho) = 1 - \frac{\langle p_{T,offset,ptcl} \rangle}{p_{T,uncorr}} \quad (3.4)$$

avec $p_{T,uncorr}$ l’impulsion transverse non corrigée et $\langle p_{T,offset,ptcl} \rangle$ l’effet de l’empilement au niveau particule ², on doit estimer l’effet de l’empilement au niveau particule dans les simulations :

$$\langle p_{T,offset,ptcl} \rangle = \langle p_{T,avecPU} - p_{T,sansPU} \rangle \quad (3.5)$$

Avec $p_{T,avecPU}$ l’impulsion avec l’empilement simulé et $p_{T,sansPU}$ l’impulsion sans l’empilement simulé.

² le niveau particule correspond aux particules avant la simulation du détecteur, ce qui serait obtenu dans le cadre d’un détecteur parfait

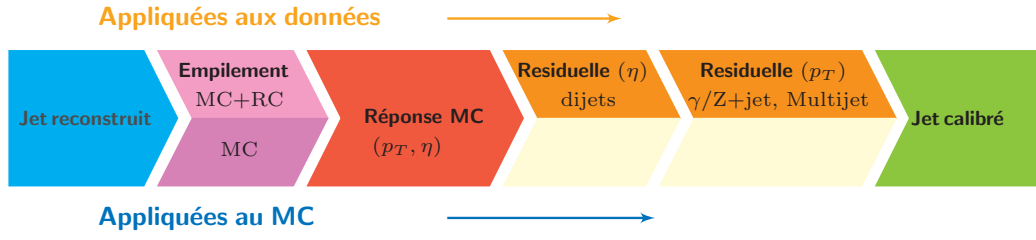


FIG. 3.10: Chaîne de calibration en énergie des jets, la ligne du haut présente les corrections appliquées aux données et celle du bas présente celles appliquées aux simulations, MC signifie des corrections obtenues à partir des simulations et « RC » pour *Random Cone* (voir partie 3.5.1), Il existe aussi une correction en saveur basée sur la simulation qui n'est pas très utilisée ni présentée dans ce manuscrit. [62]

Afin de tenir compte des différences entre les données et les simulations, des facteurs d'échelle sont appliqués, ces facteurs sont estimés à partir de la méthode du *Random Cone* en utilisant des échantillons de données dites *zero-bias*. Ces échantillons collectés lors des collisions avec des chemins de déclenchement aléatoires ne contiennent pas d'énergie provenant d'un événement dur. Les jets y sont reconstruits de manière aléatoire et la valeur moyenne de leur p_T est un bon estimateur de l'énergie moyenne due à l'empilement.

$$\langle p_{T,offset} \rangle^{RC} = \langle p_{T,cone} \rangle \quad (3.6)$$

On définit les facteurs d'échelle à appliquer aux données :

$$\frac{\langle p_{T,offset} \rangle_{data}^{RC}}{\langle p_{T,offset} \rangle_{MC}^{RC}} \quad (3.7)$$

La figure 3.11a, illustre l'amplitude de la correction en offset en fonction du p_T corrigé du jet pour le run 1. À bas p_T , là où l'effet de l'empilement est le plus important, la correction est de l'ordre de 30%, alors qu'à haut p_T , elle n'est que de quelques %. La figure 3.11b, présente la dépendance de la correction en offset en fonction de η du jet pour le Run 2 qui va de 15% dans le tonneau, à quelques % dans les bouchons.

3.5.2 Correction de la non-uniformité de la réponse du détecteur en p_T et de la pseudo-rapacité

Ces corrections sont là pour corriger la non-uniformité du détecteur en η et p_T , elles sont extraites à partir d'échantillons Multijet simulés. L'intérêt de se reposer fortement sur les simulations pour ces corrections provient du fait que l'espace de phase sur toute les valeurs de p_T est plus facilement accessible dans les simulations que dans les données (limitées statistiquement à haut p_T) et permet des calibrations dans un intervalle en η et p_T plus important. Les jets utilisés ici ont déjà été corrigés pour l'empilement. On veut corriger l'énergie des jets reconstruits pour qu'elle redevienne égale

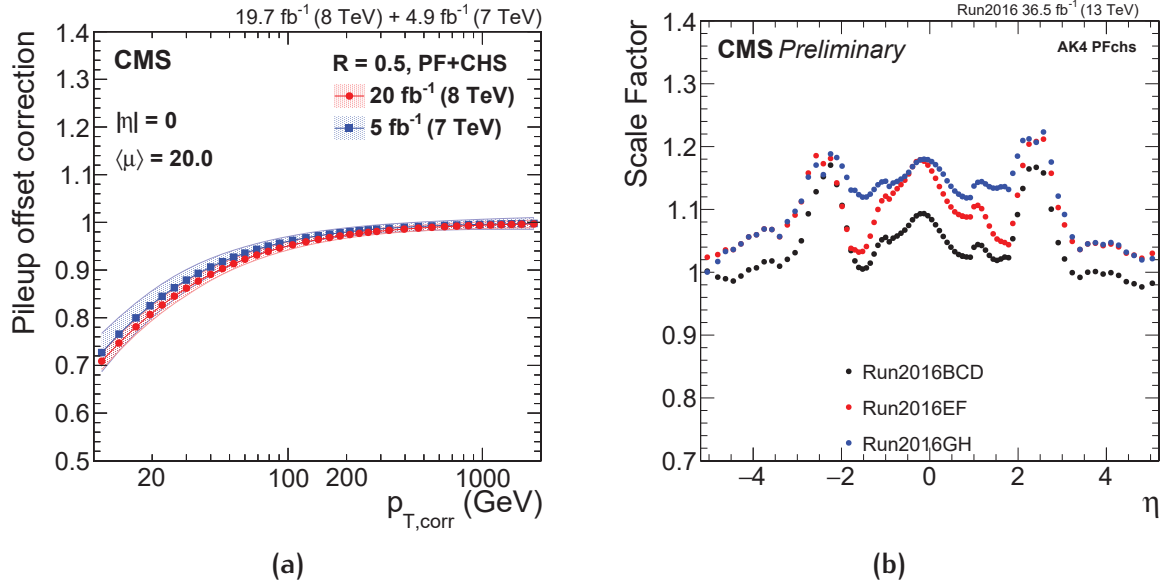


FIG. 3.11: (a) Dépendance de la correction en offset en fonction du p_T corrigé du jet pour le Run 1, [62]. (b) Dépendance de la correction en offset en fonction du η du jet pour le Run 2 [50]

en moyenne à l'énergie des jets au niveau particule quelle que soit la valeur de η ou p_T du jet reconstruit. On associe spatialement (plan (η, ϕ)) chaque jet reconstruit à un jet au niveau particule si la distance entre les deux est inférieure à $\frac{R}{2}$ (R étant le paramètre de l'algorithme anti- kt). La réponse simulée est définie en intervalles de p_T et η comme :

$$R_{ptcl} = \frac{\langle p_T \rangle}{\langle p_{T,ptcl} \rangle} \quad (3.8)$$

Les notations sont les mêmes que celles introduites dans la section précédente. Les corrections sont dérivées en intervalles de p_T et η . Pour obtenir le facteur correctif à appliquer au jet il suffit d'inverser l'équation 3.8.

La figure 3.12 présente la réponse au niveau particule des jets pour le Run 2 en fonction de p_T et η , les corrections dépendent fortement de ces deux variables. Par exemple, un jet du tonneau avec un p_T de 20 GeV aura besoin de 20% de correction alors qu'un jet de 2000 GeV seulement 5%.

3.5.3 Propagation des corrections en énergie des jets à l'énergie transverse manquante

Afin de conserver une description globale correcte des événements, les corrections en énergie des étapes présentées dans les sections précédentes sont propagées au vec-

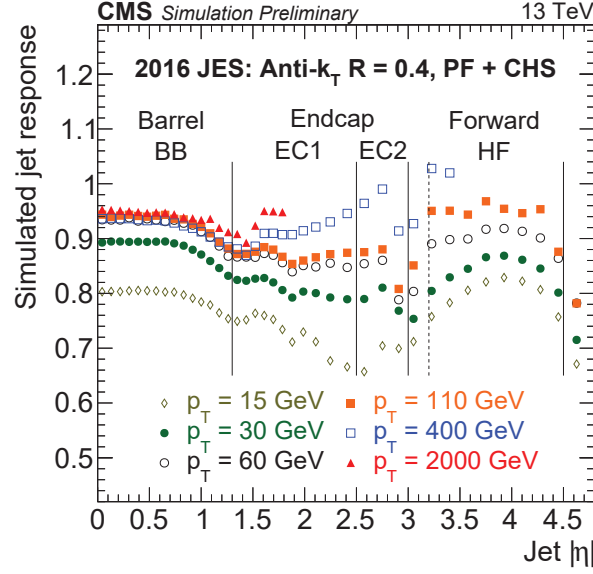


FIG. 3.12: Réponse au niveau particule en fonction de η et p_T du jet pour le Run 2 [50]

teur d'énergie transverse manquante $\vec{E}_T$. La contribution des jets non corrigés est soustraite et remplacée par les jets corrigés suivant la formule :

$$\vec{E}_{T_{corr}} = \vec{E}_{T_{raw}} + \sum_i \vec{p}_{T_{raw}}^i - \sum_i \vec{p}_{T_{corr}}^i - \sum_i \vec{O}_{RC}^i, \text{ avec } p_{T,corr} > 15 \text{ GeV} \quad (3.9)$$

Avec $\vec{E}_{T_{raw}}$ (formule 2.12) l'énergie transverse manquante non corrigée, $\vec{p}_{T_{raw}}$ l'impulsion non corrigée des jets, $\vec{p}_{T_{corr}}$ l'impulsion corrigée des jets et $\vec{O}_{RC}^i$ l'offset moyen provenant de l'empilement obtenu avec la méthode du *Random Cone*.

3.5.4 Corrections résiduelles

Les étapes de corrections précédentes permettent d'avoir une calibration satisfaisante de l'énergie des jets dans les simulations, cependant il reste encore des différences entre données et simulations en η et p_T . Les corrections résiduelles appliquées aux données permettent de mitiger ces différences résiduelles. Pour extraire ces corrections, on définit des observables sensibles à l'échelle en énergie des jets que l'on estime sur les simulations et sur les données.

Les corrections en énergies résiduelles sont obtenues en comparant les observables des simulations (R_{MC}) et des données (R_{data})

$$C_{residuelles} = \frac{R_{data}}{R_{MC}} \quad (3.10)$$

Les corrections résiduelles s'appuient sur la conservation de l'impulsion. Les collisions se réalisant suivant l'axe z , il n'y a pas d'impulsion dans le plan transverse (xOy) dans l'état initial. Le bilan d'impulsion de l'état final dans le plan transverse doit donc

être nul. On définit deux observables, la réponse *balancing* et la réponse MPF (*Missing transverse momentum Projection Fraction*), ces deux réponses seront développées dans le chapitre suivant.

La méthode *balancing* La réponse *balancing* est évaluée en comparant l'impulsion d'un jet avec un objet de référence.

$$R_{balancing}(\langle p_T \rangle, \eta) = \frac{p_{T,jet}}{p_{T,ref}} [p_{T,ref}, \eta_{jet}] \quad (3.11)$$

La méthode MPF La réponse MPF est évaluée en estimant toute l'activité hadronique dans l'événement balançant l'objet de référence.

$$R_{MPF}(\langle p_T \rangle, \eta) = 1 + \frac{\vec{E}_T^{miss} \cdot \vec{p}_{T,ref}}{p_{T,ref}^2} [p_{T,ref}, \eta_{jet}] \quad (3.12)$$

Pour chacun des canaux utilisés pour les corrections résiduelles, les réponses sont calculées en intervalle de $p_{T,ref}$ et η_{jet} où ref sera le cas échéant, un jet, un photon, ou un Z.

La présence de jets additionnels provenant des radiations d'état initial et/ou final peuvent dégrader les réponses, en particulier la réponse *balancing*, en effet la réponse MPF est moins sensible à l'activité additionnelle car elle considère déjà tout le recul hadronique. Cette dégradation n'est pas liée directement à l'échelle en énergie des jets, afin de ne pas biaiser l'estimation des corrections, l'activité additionnelle est quantifiée et les réponses sont corrigées pour ses effets.

Corrections résiduelles relatives en η Les corrections résiduelles relatives en η assurent que le rapport *data*/*MC* des réponses soit indépendant de η . Elles sont qualifiées de relatives car elles reposent sur le fait que les jets reconstruits dans le tonneau sont mieux calibrés que ceux reconstruits en dehors de celui-ci. Ces corrections sont extraites à partir d'échantillons multijet provenant de données et de simulations. La réponse d'un jet reconstruit hors tonneau sera ramenée à celle d'un jet reconstruit dans le tonneau qui sert d'objet de référence. La figure 3.13 présente la réponse MPF extraite avec les événements dijet en fonction de η , les corrections sont de l'ordre du % dans le tonneau et vont de quelques % à 15% dans les bouchons.

Corrections résiduelles absolues en p_T Les corrections résiduelles absolues en p_T assurent un ratio *data*/*MC* indépendant de p_T . Elles rétablissent l'échelle en énergie absolue des jets en exploitant des objets de référence. Ces objets de référence sont des objets dont la résolution en énergie est meilleure que celle des jets (sauf dans le cadre du canal multijet). Afin de pouvoir couvrir tout le spectre en p_T , différents objets sont utilisés, bosons Z, photons et la somme des jets de recul (multijet). Tous ces différents canaux sont combinés au sein d'un ajustement global. Chaque canal est dominant dans l'ajustement (par l'intermédiaire de sa statistique) dans un intervalle de p_T don-

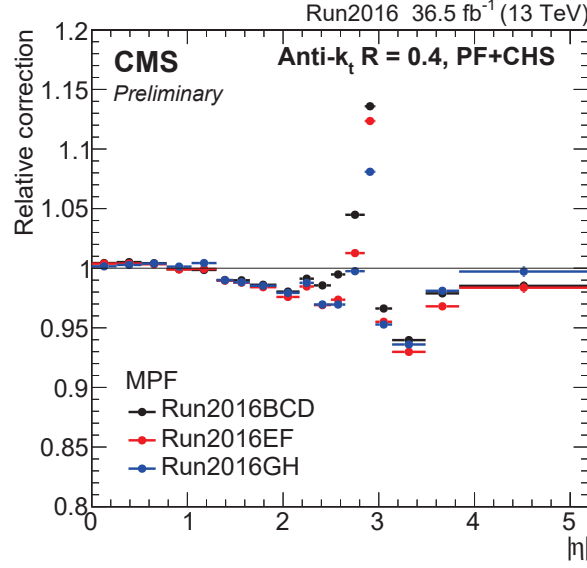


FIG. 3.13: Distribution de la réponse MPF en fonction de η , obtenue avec des événements dijets [50].

né : $Z + jet$ jusqu'à 200 GeV , $\gamma + jet$ entre 200 et 800 GeV et multijet au delà du 1 TeV qui contraind la dépendance en p_T de l'ajustement. Les figures 3.14a et 3.14b présentent respectivement les réponses *balancing* obtenues dans les canaux Z et $\gamma + jets$, les corrections résiduelles ici vont de 0 à $\approx 2\%$. La figure 3.14c présente l'ajustement global qui combine les ratios $data/MC$ des différents canaux pour les données de 2016 à 13 TeV , après ajustement, les corrections vont de $+2.5\%$ à bas p_T jusqu'à -2% à haut p_T . L'ana-

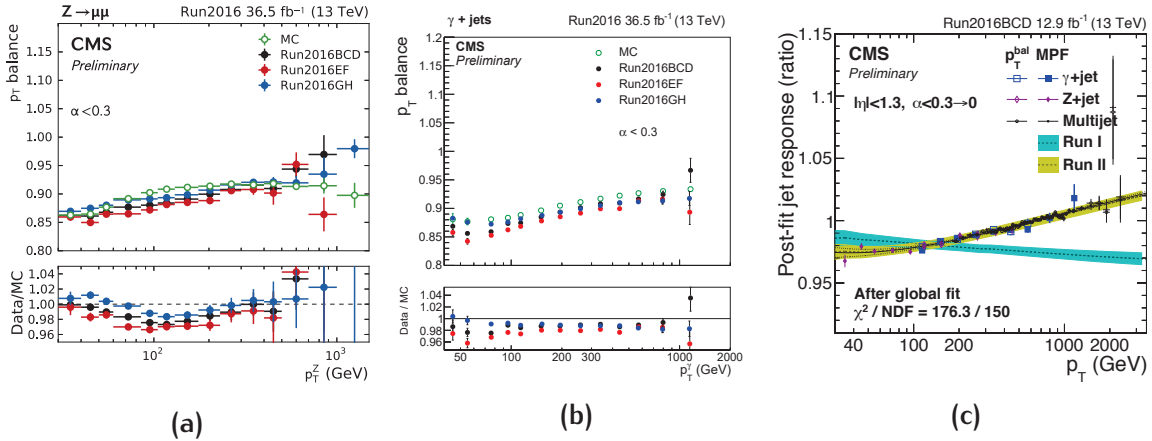


FIG. 3.14: Les figures (a), (b) présentent respectivement les réponses *balancing* obtenues dans les canaux, $Z + jets$ et $\gamma + jets$. La figure (c) présente l'ajustement global combinant les ratios $data/MC$ des réponses des différents canaux [50]

lyse des événements $\gamma + jets$ fait partie de mon travail de thèse et sera détaillée dans le chapitre 4.

3.5.5 La correction de la résolution en énergie des jets

La résolution en énergie des jets, $\approx 10\%$, est relativement moins bonne comparée aux résolutions d'autres objets physiques (électrons de 2% à 5% , photons $\approx 1\%$, muons de 1% à 6%). Cette résolution peut introduire de nombreux biais si elle est mal modélisée, notamment pour des analyses traitant des spectres décroissant rapidement ou bien des résonances étroites. La résolution au niveau particule est estimée avec des événements multijet simulés, la figure 3.15b présente son évolution en fonction de $p_{T,ptcl}$. Les facteurs d'échelle corrigeant les différences $data/MC$ sont extraits à l'aide d'événements dijet et $\gamma + jets$, la figure 3.15b présente l'évolution des facteurs d'échelle en fonction de η . Ces facteurs sont utilisés pour détériorer la résolution des jets dans les simulations afin que celle-ci soit consistante avec la résolution constatée dans les données. Pour estimer les facteurs d'échelle des JER, la méthode est identique à celle utilisée pour les JES, la différence vient de l'utilisation de la largeur des distributions au lieu de la valeur moyenne. L'extraction de facteur d'échelle des JER avec des événements $\gamma + jets$ ayant fait l'objet de mon travail de thèse, plus de détails seront fournis dans le chapitre 4.

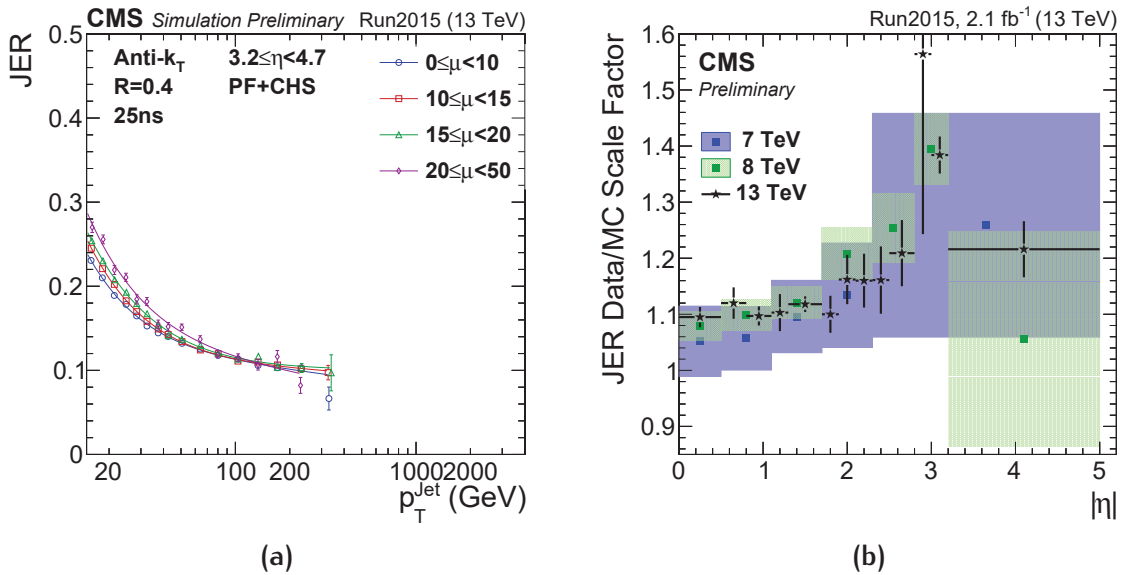


FIG. 3.15: Les figures (a) et (b) présentent respectivement la résolution en énergie au niveau particule en fonction de $p_{T,ptcl}$ et les facteurs d'échelles de la résolution en énergie des jets en fonction de η [63].

3.5.6 Incertitudes liées aux corrections en énergie des jets

On associe aux calibrations présentées précédemment des incertitudes qui tiennent compte des effets systématiques qui affectent les différentes étapes d'extraction des JEC. Ces incertitudes sont fournies aux analyses de physique comme des sources d'incertitudes systématiques qui incluent des corrélations en p_T et η . Les incertitudes asso-

ciées aux JEC constituent une des sources les plus importantes d'incertitudes pour de nombreuses analyses de la collaboration CMS. Les incertitudes se classent en quatre grandes catégories :

- L'incertitude associée à la détermination de l'*offset* de l'empilement, très importante à bas p_T , est estimée comme étant de l'ordre de 30% de la différence entre la dépendance en p_T de l'*offset* vrai (extrait des simulations) et celle de l'*offset* *Random Cône* (voir partie 3.5.1).
- Les incertitudes associées à la détermination des corrections relatives en η . Les incertitudes principales ici proviennent des JER ainsi que du biais provenant des corrections tenant compte de l'activité additionnelle des jets.
- Les incertitudes associées à la détermination des corrections absolues en p_T . Les incertitudes principales sont liées à l'échelle en énergie des objets de référence et des biais associés aux méthodes *balancing* et MPF provenant des neutrinos et des radiations d'état final en dehors de l'acceptance du détecteur.
- Les incertitudes associées à la dépendance en saveur des différentes réponses dans les simulations. Ces incertitudes sont basées sur la différence entre deux générateurs, PYTHIA et HERWIG++, propagées tout le long de la chaîne de calibration.

La figure 3.16 résume les incertitudes liées à l'extraction JEC, pour deux points de l'espace de phase, $\eta = 0$ et $p_T = 30$ GeV.

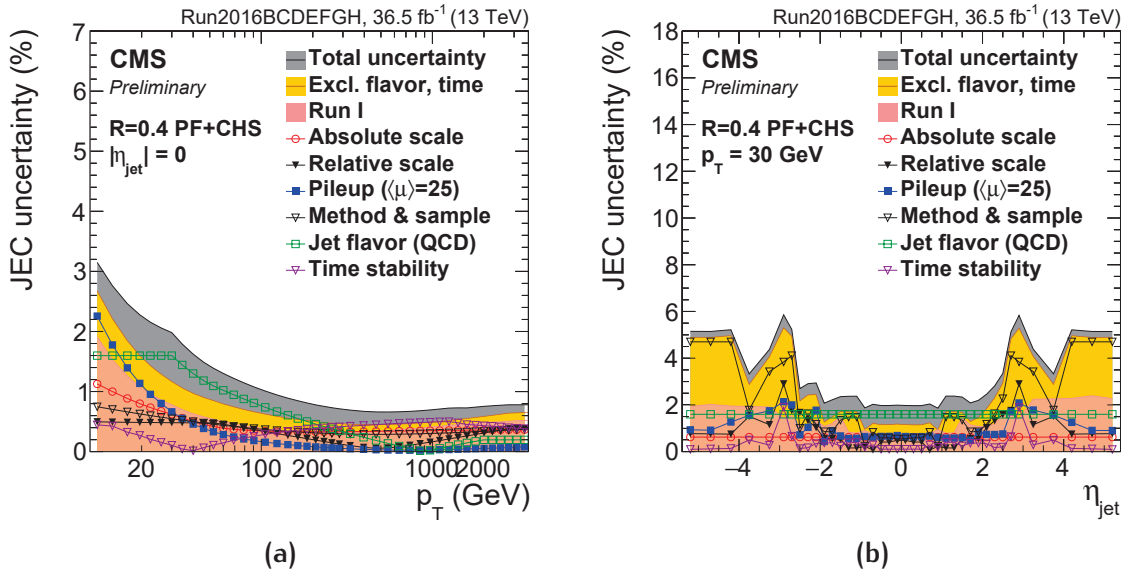


FIG. 3.16: Les figures (a) et (b) présentent respectivement les incertitudes relatives des corrections en énergie de jet en fonction de p_T et η [50].

3.6 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons traité du sujet des jets. Tout d'abord nous avons exploré les mécanismes qui mènent à leur formation ; du début de la gerbe partonique, conséquence de l'interaction forte qui fait émettre de nombreux gluons aux quarks, à l'hadronisation où l'interaction forte tend à confiner les quarks au sein de hadrons, phénomène que nous modélisons à travers des modèles paramétriques. Ensuite nous avons donné un aperçu des principaux algorithmes de reconstruction des jets, en particulier, l'algorithme anti- kT , le plus largement utilisé dans la collaboration. Nous avons aussi traité de la saveur des jets et présenté deux algorithmes d'identification des jets de saveurs lourdes. Enfin, nous avons passé en revue la chaîne de calibration en énergie des jets, qui permet d'obtenir les jets de la meilleure qualité possible pour les analyses de physique. Dans le chapitre qui suit nous resterons sur le sujet de la calibration en détaillant précisément l'extraction des corrections résiduelles absolues et les facteurs d'échelle de résolution en énergie à l'aide d'événements $\gamma + jets$.

4

CALIBRATIONS EN ÉNERGIE DES JETS AVEC DES ÉVÈNEMENTS PHOTON + JETS

4.1	Introduction	69
4.2	Lexique	69
4.3	Les évènements photon + jets	70
4.4	Corrections résiduelles absolues avec des évènements photon + jet	72
4.4.1	La méthode de la balance	72
4.4.2	La méthode de la projection de la fraction d'énergie transverse man- quante (MPF)	73
4.4.3	Sélection des évènements	73
4.4.4	Stratégie d'analyse	79
4.4.5	Résultats	83
4.5	Correction de la résolution en énergie des jets	91
4.5.1	Définition de la résolution en énergie des jets	92
4.5.2	Stratégie d'analyse	93
4.5.3	Incertitude systématique.	95
4.5.4	Résultats	96
4.6	Réponse en énergie des jets de saveurs lourdes.	97
4.6.1	Sélection des évènements et stratégie d'analyse	98
4.7	Conclusion	100

4.1 INTRODUCTION

Les jets sont des objets complexes qui ont besoin d'être calibrés. La chaîne de calibration de l'énergie des jets dans CMS est composée de différentes étapes corrigeant chacune des effets particuliers affectant la JES. Ce chapitre revient en détail sur les corrections résiduelles absolues présentées dans la partie 3.5.4 et sur l'extraction des facteurs d'échelle des JER présentée dans la partie 3.5.5 à l'aide d'évènements $\gamma + jets$. Ce chapitre se termine par une étude de l'effet de la saveur du jet sur les corrections résiduelles absolues.

4.2 LEXIQUE

Avant d'aller plus en avant dans ce chapitre et afin de faciliter la lecture et la compréhension, il convient de définir un lexique des abréviations et termes employés :

- *ptcl* : niveau particule, le niveau particule se réfère aux objets ou aux variables après la phase d'hadronisation mais avant l'interaction avec le détecteur. Ce niveau est souvent appelé niveau « vrai », car les grandeurs associées aux objets n'ont pas été affectées par la reconstruction.
- *reco* : niveau reconstruit, le niveau reconstruit se réfère aux objets ou aux variables tels qu'ils sont après interaction avec le détecteur et reconstruction par l'algorithme de *particle-flow*.
- *MC* : pour Monte Carlo, c'est le nom générique donné aux simulations.
- *data* : sera employé pour parler des données dans les équations.
- *ISF / FSR* : radiations d'états initial / final. On se référera à elles en parlant de radiations.

4.3 LES ÉVÈNEMENTS PHOTON + JETS

Les événements $\gamma + jets$ peuvent être utilisés pour extraire les corrections résiduelles absolues de l'échelle en énergie de jets. Ces événements sont produits par exemple, via les diagrammes de Feynman présentés dans la figure 4.1.

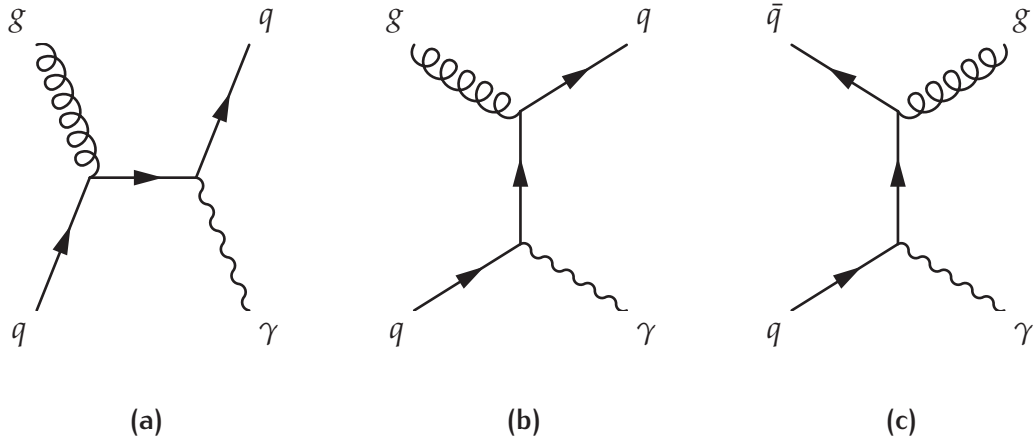


FIG. 4.1: Exemples de diagrammes de Feynman produisant des événements avec un photon et un jet dans l'état final

On retrouve dans ces événements seulement deux particules dans l'état final, un jet, que l'on veut calibrer et un photon, que l'on utilisera comme sonde pour la calibration. Ce type d'événements ne contient pas de neutrino, il n'y aura donc pas de « vraie » énergie transverse manquante, celle présente dans les événements provient d'effets de reconstruction du détecteur et des algorithmes de reconstruction. Il n'y a pas d'impulsion dans le plan transverse dans l'état initial de la réaction, le bilan d'impulsion dans le plan transverse de l'état final est donc nul. On peut alors écrire la relation suivante :

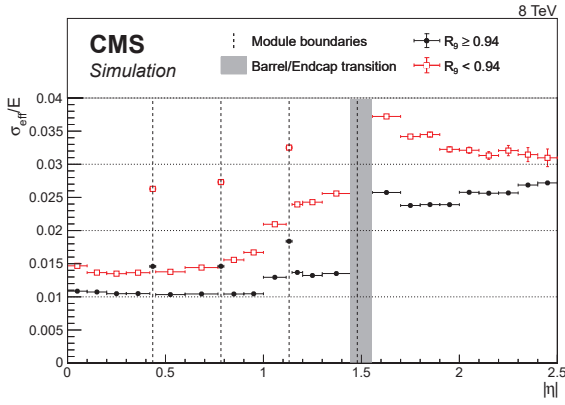
$$\vec{p}_{T,ptcl}^{\gamma} + \vec{p}_{T,ptcl}^{jet} = \vec{0} \quad (4.1)$$

Dans la suite on écrira la norme des vecteurs d'impulsion de la manière suivante : $|\vec{p}_T| = p_T$. L'équation précédente permet alors d'écrire :

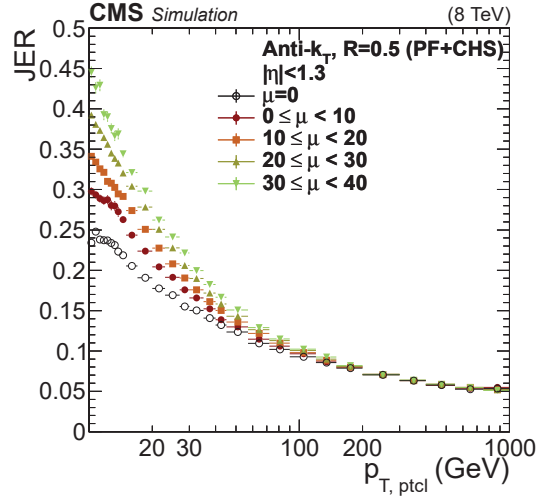
$$p_{T,ptcl}^\gamma = p_{T,ptcl}^{jet} \quad (4.2)$$

D'après l'équation 4.2, il est clair que le ratio des impulsions du jet et du photon doit être égale à 1, si ce n'est pas le cas, cela viendra des effets introduits par la reconstruction, la résolution du détecteur, l'empilement ou bien les radiations. Ce sont ces effets que l'on cherche à corriger.

La figure 4.2b présente la résolution en énergie du jet en fonction de $p_{T,ptcl}$, la résolution en énergie du jet est de l'ordre de 10% à 100 GeV. L'utilisation du photon en tant que sonde de l'échelle en énergie des jets se justifie par les bonnes performances de reconstruction de ce type d'objet [40]. La résolution relative en énergie des photons est de l'ordre de 1% dans le tonneau ($|\eta| < 1.44$) et de 2.5% dans les bouchons comme l'illustre la figure 4.2a. Les photons peuvent donc être utilisés comme référence pour calibrer les jets dont les performances de résolution en énergie sont plus faibles.



(a) Résolution en énergie relative du photon en fonction de $|\eta|$ pour des événements simulés $H \rightarrow \gamma\gamma$, en noir pour des événements avec des photons avec $R_9 \geq 0.94$ similaire à ceux utilisés dans l'analyse par la suite [40]. R_9 sera défini dans la partie 4.4.3



(b) Résolution en énergie relative des jet en fonction de $p_{T,ptcl}^{jet}$ pour différentes valeurs de μ , le nombre d'interactions par collision [64].

Un autre point fort des événements $\gamma + jet$ vient du fait que la section efficace de production d'événements $\gamma + jet$ à 13 TeV est grande [65], le nombre d'événements de ce type produit en 2016 est de l'ordre de $\approx 2.8 \times 10^8$ ¹, ce qui donne accès à de nombreux événements pour réaliser les calibrations. Ce chapitre s'intéresse aux événements $\gamma + jets$ présents dans les données collectées en 2016 avec le détecteur CMS. On utilisera des événements simulés à l'aide du générateur LO *PYTHIA 8* [66], c'est un choix historique, cependant la collaboration CMS planifie d'utiliser des générateurs NLO pour les prochaines itérations de cette analyse. Les fonctions de densité

¹ Ce chiffre est obtenu à partir de la section efficace totale de l'échantillon simulé $\gamma + jet$ utilisé dans ce chapitre, les photons γ sont générés avec $p_T^\gamma \in [15, 6000]$ GeV

partonique utilisées sont *NNPDF 3.0* [17], ce sont les PDF standards utilisées par la collaboration CMS pour l'année 2016, ces PDF fixent la valeur de la constante d'interaction forte à 0.118 et utilisent le thème à 5 saveurs sans masse pour les quarks. L'hadronisation est réalisée aussi à l'aide de *PYTHIA 8* configuré suivant la recommandation *CUETP8M1* [67] pour l'évènements sous-jacent. L'échantillon $\gamma + jet$ contient des évènements de type $qg \rightarrow q\gamma$ et $qq \rightarrow g\gamma$. L'échantillon Multijet est dominé par les évènements avec des états finaux contenant des quarks et des gluons.

4.4 CORRECTIONS RÉSIDUELLES ABSOLUES AVEC DES ÉVÈNEMENTS PHOTON + JET

Comme il a été vu dans le chapitre précédent, deux réponses sont définies pour déterminer les JEC résiduelles à appliquer aux jets dans les données pour qu'elles soient en accord avec les simulations, la réponse de la balance (R_{bal}) et la réponse MPF (R_{MPF}).

4.4.1 La méthode de la balance

Pour définir la réponse des jets dans la méthode de la balance, on utilise l'absence de vraie énergie transverse manquante dans les évènements au niveau particule et le bilan des impulsions dans le plan transverse présenté dans l'équation 4.1. Après reconstruction, ce bilan devient :

$$\vec{p}_T^\gamma + \underbrace{R_{bal}\vec{p}_{T,reco}^{jet}}_{\vec{p}_{T,ptcl}^{jet}} = \vec{0} \quad (4.3)$$

On introduit la réponse R_{bal} pour tenir compte des effets de reconstruction sur l'échelle en énergie des jets, le bilan s'écrit alors :

$$R_{bal} = \frac{p_{T,reco}^{1^{er}jet}}{p_T^\gamma} \quad (4.4)$$

R_{bal} permet d'accéder directement au déséquilibre entre le jet et le photon et donc l'échelle en énergie du jet. Cette méthode simple est performante dans le cadre d'évènements avec un photon et un seul jet. Cependant dans les collisions hadroniques, les radiations augmentent le nombre de jets reconstruits dans les évènements. La simple présence d'un jet supplémentaire provenant de ces radiations crée un déséquilibre dans la réponse car la balance est définie par rapport à l'impulsion transverse du jet de plus haute impulsion de l'évènement. Ce déséquilibre ne provient pas d'effets sur l'échelle en énergie du jet et on ne veut donc pas le corriger. Pour les prendre en compte, on quantifie l'activité hadronique additionnelle en utilisant la variable :

$$\alpha = \frac{p_T^{2^{e}jet}}{p_T^\gamma} \quad (4.5)$$

On étudie le comportement de la réponse en fonction de α et on extrapole la réponse pour $\alpha = 0$, cette procédure sera détaillée dans la partie 4.4.4.1.

4.4.2 La méthode de la projection de la fraction d'énergie transverse manquante (MPF)

Au lieu de considérer la balance en impulsion uniquement entre le photon et le jet de plus haute impulsion de l'évènement, on considère la balance entre le photon et toutes les autres particules de l'évènement. Ainsi le bilan d'impulsion présenté dans l'équation 4.1 devient :

$$\vec{p}_T^\gamma + p_{T,ptcl}^{\vec{reco}} = \vec{0} \quad (4.6)$$

Avec $p_{T,ptcl}^{\vec{reco}}$ l'impulsion de toutes les particules de l'évènement différentes du photon. De la même manière que dans l'équation 4.3, on définit la réponse MPF de telle sorte à ce qu'elle contienne les effets de reconstruction que l'on veut corriger. Le bilan d'impulsion au niveau reconstruit devient ainsi :

$$\vec{p}_T^\gamma + \underbrace{R_{MPF} \cdot p_{T,ptcl}^{\vec{reco}}}_{p_{T,reco}^{\vec{reco}}} = -\vec{E}_T \quad (4.7)$$

Avec $-\vec{E}_T$ l'énergie transverse manquante introduite par la reconstruction. En utilisant l'égalité obtenue avec l'équation 4.6 et la bonne qualité de reconstruction des photons, on peut écrire, $p_{T,reco}^{\vec{reco}} \approx p_{T,ptcl}^{\vec{reco}} = -p_{T,ptcl}^{\vec{reco}}$ et on obtient :

$$R_{MPF} = 1 + \frac{\vec{p}_T^\gamma \cdot \vec{E}_T}{|\vec{p}_T^\gamma|^2} \quad (4.8)$$

Comme le montre la figure 4.3 cette méthode a l'avantage de ne pas être dégradée par l'activité additionnelle des jets qui est déjà prise en compte dans l'impulsion des particules de recul. En effet on constate que la réponse MPF est très stable en fonction de α contrairement à la réponse de la balance. La condition pour pouvoir l'utiliser est une bonne reconstruction de l'énergie transverse manquante, condition remplie dans la collaboration grâce aux bonnes performances de l'algorithme de *particle flow*.

L'utilisation des deux méthodes pour extraire la réponse en énergie des jets permet d'obtenir des résultats plus robustes se vérifiant les uns les autres. Une différence indiquerait des effets incompris nécessitant des investigations.

4.4.3 Sélection des évènements

La première étape pour extraire les corrections résiduelles consiste à sélectionner les bons lots d'évènements. Les évènements d'intérêts sont ceux comportant un seul photon et un ou plusieurs jets. Dans cette analyse, le bruit de fond principal provient

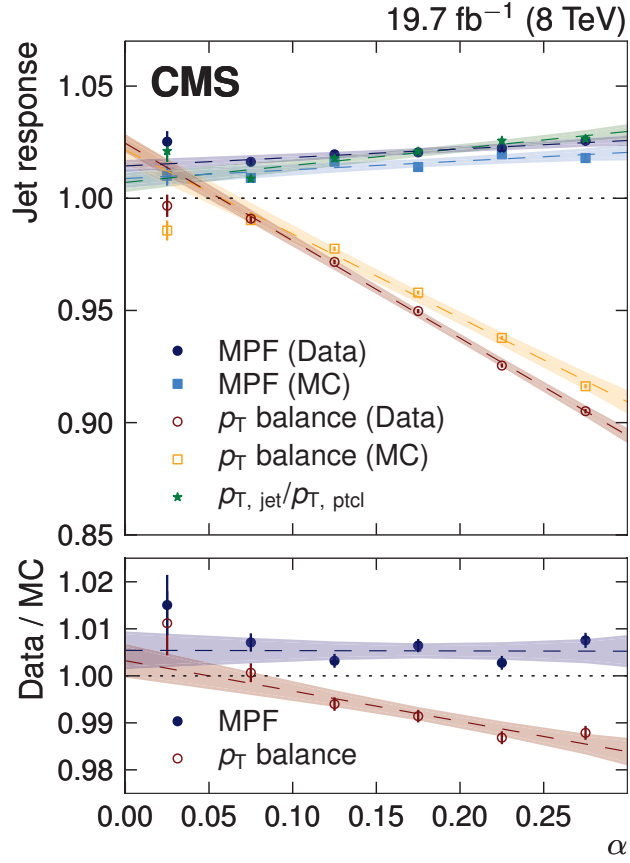


FIG. 4.3: Réponse de la balance et MPF en fonction de l'activité additionnelle pour les données du Run I de CMS avec des événements $Z + jet$ [64].

d'événements multijet où l'un des jets est identifié de manière erronée comme un photon. C'est le cas par exemple de jets comportant de nombreux mésons π^0 . Les π^0 qui se désintègrent en photons vont laisser dans le détecteur une signature semblable au photon, un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique que l'on ne relie à aucune trace. La figure 4.4 illustre les ressemblances entre ces événements qui induisent cette contamination.

La sélection des photons est construite de manière à réduire au maximum la contamination du bruit de fond dans les événements. La collaboration CMS définit des critères d'identification des photons. Dans l'analyse, la sélection standard préconisée pour une identification stricte des photons a été utilisée. La sélection utilisée présente une pureté de 89%, l'efficacité de sélection en fonction de p_T et η est présentée dans la figure 4.5 [68]. Le choix a été fait d'avoir les événements les plus purs possible pour assurer une calibration optimale des jets.

Les critères d'identification utilisés dans la sélection standard des photons reposent sur les variables suivantes :

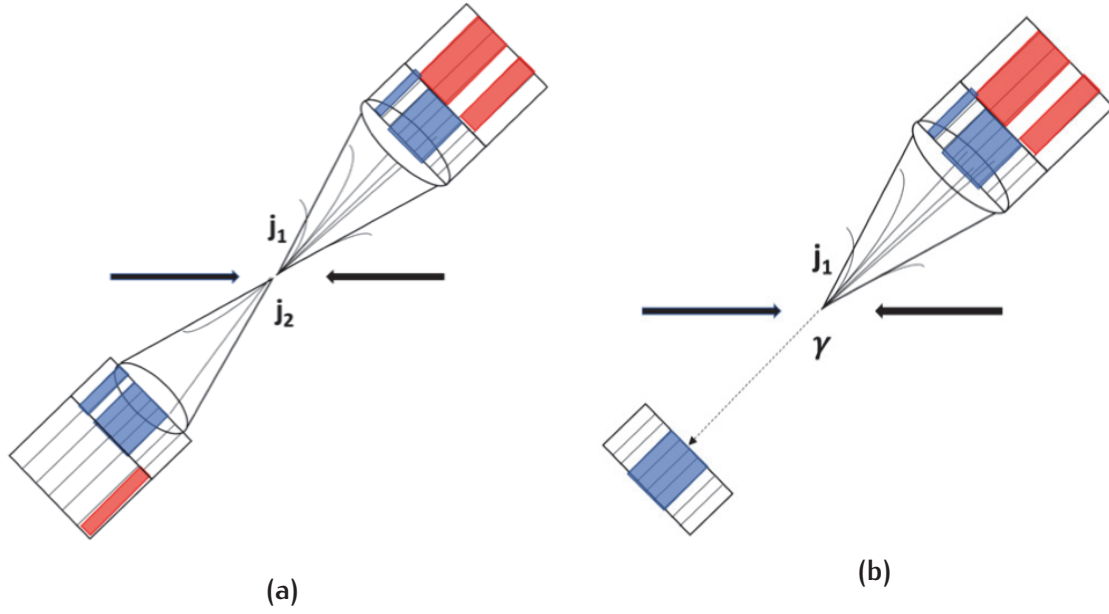


FIG. 4.4: Les figures (a) et (b) présentent un évènement respectivement dijet et $\gamma + jet$ interagissant avec le détecteur, les dépôts bleus représentent le calorimètre électromagnétique, les dépôts rouges ceux du calorimètre hadronique, les traces sont représentées en amont des dépôts. La figure (a) présente un évènement dijet où l'un des jets possède une fraction d'énergie électromagnétique importante, la signature laissée dans le détecteur sera très semblable à celle du photon présentée dans la figure (b)

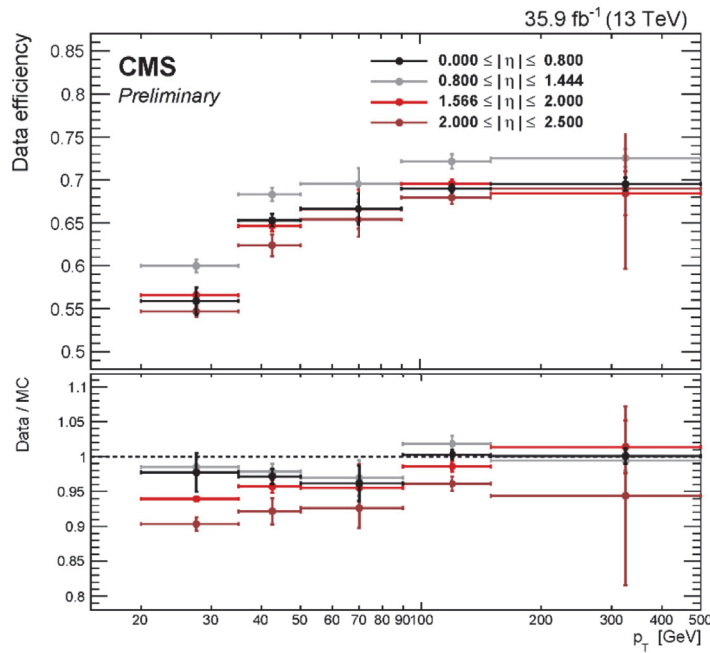


FIG. 4.5: Efficacité de sélection des photons en fonction de p_T pour les données 2016 pour le critère de sélection strict de CMS [68].

- H/E : le ratio de l'énergie hadronique sur l'énergie électromagnétique associées à l'agglomérat d'énergie du photon.
- $\sigma_{i\eta i\eta}$: représente l'étalement du dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique en $|\eta|$. Cette variable est caractéristique de la forme de la gerbe électromagnétique qui sera moins étalée dans le cas d'un photon que dans le cas d'un électron.
- L'isolation hadronique chargée, I_{CH} : cette variable représente le ratio de la somme scalaire des impulsions transverses des hadrons chargés, reconstruits à une distance angulaire R inférieure à 0.3 autour du photon, et de l'impulsion transverse du photon.
- L'isolation hadronique neutre, I_{NH} : cette variable représente le ratio de la somme scalaire des impulsions transverses des hadrons neutres, reconstruits à une distance angulaire R inférieure à 0.3 autour du photon, et de l'impulsion transverse du photon.
- L'isolation en photon, I_γ : cette variable représente le ratio de la somme scalaire des impulsions transverses des photons, reconstruits à une distance angulaire R inférieure à 0.3 autour du photon (excluant le photon considéré), et de l'impulsion transverse du photon.
- Les variables d'isolation sont corrigées pour les effets provenant de l'empilement.
- R9 : défini comme le ratio de l'énergie des 3 cristaux du ECAL autour du cristal ayant le plus grand dépôt d'énergie parmi ceux du supercluster d'énergie du photon.
- Veto de Pixel seed : on applique un veto au photon relié à une trace dans le PIXEL.

Les coupures sur les variables présentées ci-dessus sont résumées dans le tableau 4.1. Pour n'utiliser que les photons de la meilleure qualité, on ne sélectionne que ceux reconstruits dans le tonneau, avec $|\eta| < 1.305$ et une impulsion, $p_T > 40 \text{ GeV}$. Cependant, une étude a été réalisée et montre que rajouter les photons des bouchons, $|\eta| > 1.4445$ permettrait de rajouter 2.7×10^6 évènements dans les données. Ce gain d'évènements permettrait de diminuer les incertitudes statistiques et améliorer l'extraction des facteurs de correction résiduels. Toutefois, l'utilisation de ces photons implique une combinaison délicate avec les photons reconstruits dans le tonneau car comme le montre la figure 4.2a les résolutions en énergie sont très différentes. Le rajout de ce type d'évènements à l'analyse est toujours à l'étude.

Pour compléter cette sélection, on ne garde que les évènements n'ayant qu'un seul photon passant les critères présentés dans la table 4.1 et avec au moins un jet de rayon $R = 0.4$ reconstruit avec l'algorithme anti- k_T , remplissant les critères de sélection

Variable	Coupure
H/E	< 0.0268
$\sigma_{i\eta i\eta}$	< 0.00994
I_{CH}	< 0.202
I_{NH}	$< 0.264 + 0.0148.p_T + 0.000017.p_T^2$
I_γ	$< 2.362 + 0.0047.p_T$
R_9	> 0.9

TAB. 4.1: Critères d'identification des photons établis par la collaboration CMS pour l'analyse des données de 2016

lâches définis dans la table 3.1, ces critères permettent une réjection des jets issus du bruit de fond supérieure à 99%. Les jets utilisés sont calibrés en suivant la chaîne de calibration définie dans la partie 3.5 jusqu'aux corrections résiduelles relatives en η . Afin de sélectionner des événements avec la meilleure balance dans le plan transverse entre le photon et le jet, seuls les événements avec un écart angulaire azimutal $|\Delta\phi|$ supérieur à 2.8 rad sont conservés. Dans cette configuration, le photon et le jet sont dos à dos, diminuant le nombre de jets additionnels. Pour quantifier l'activité hadronique additionnelle restante la variable α , définie dans l'équation 4.5, est utilisée. On rejette les événements où le second jet a une impulsion transverse de plus de 30% de celle du photon ($\alpha > 0.3$), cette coupure n'est appliquée que dans le cas où l'impulsion du second jet est supérieure à 10 GeV . Un veto est appliqué si un muon ou un électron isolé est présent dans l'événement. La figure 4.6a présente la pureté de la sélection définie comme : $\frac{N_{\gamma+jet}}{N_{\gamma+jet}+N_{multijet}}$, avec $N_{\gamma+jet}$ le nombre d'événements $\gamma + jet$ et $N_{multijet}$ le nombre d'événements multijet sélectionnés. Elle est estimée sur des échantillons simulés $\gamma + jet$ et multijets, elle est de l'ordre de 60% à bas p_T et atteint 88% à partir de 200 GeV .

Pour les données, on ne considère que les événements qui passent un chemin de déclenchement exigeant la présence d'un photon ayant passé les critères d'isolation du chemin de déclenchement. Il y a différents chemins de déclenchement disponibles en fonction de l'impulsion du photon. Pour certains d'entre eux, afin de ne pas saturer la chaîne d'acquisition de données à cause d'un trop grand nombre d'événements de basse impulsion, seule une fraction d'événements est enregistrées, cette fraction est appelée *prescale*.

La table 4.2 présente les chemins de déclenchement, les intervalles en impulsion du photon ² ainsi que le prescale associé. Chacun des chemins de déclenchement ayant un facteur de *prescale* propre et pour ne pas introduire de biais dans l'analyse, les intervalles en p_T^γ sont construits de sorte à ne contenir que des événements avec un *prescale* identique. Par exemple, pour l'intervalle $[40, 60] \text{ GeV}$ on demande que l'événement dé-

² Les intervalles sont déterminés à partir des courbes d'efficacité des chemins de déclenchement présentés dans l'annexe A, les intervalles sont construits de sorte à être dans la zone d'efficacité optimale du chemin.

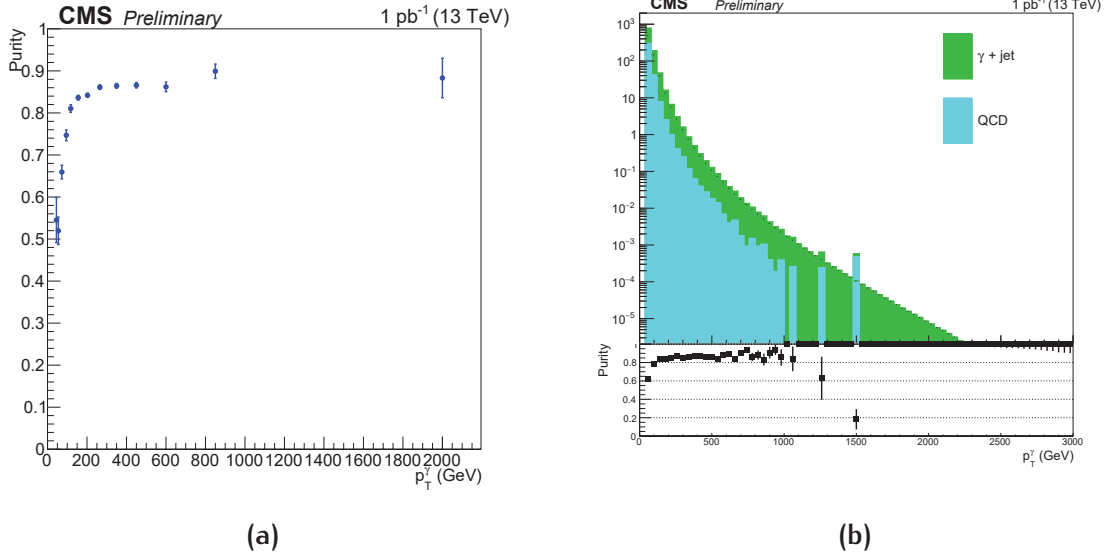


FIG. 4.6: (a) Pureté de la sélection en fonction de p_T^γ . (b) Contamination par le bruit de fond multijet en fonction de p_T^γ

clenche le chemin de déclenchement HLT_Photon30 requérant un photon d'au moins 30 GeV au niveau HLT, la différence de 10 GeV permet de se placer à l'efficacité maximum du chemin de déclenchement (les courbes d'efficacité sont présentées dans l'annexe A) et couvre les possibles effets de calibration du photon. La figure 4.8 présente la distribution de l'impulsion transverse du photon pour les différents chemins de déclenchement de l'analyse, la luminosité enregistrée par chemin y est spécifiée.

Chemin de déclenchement	intervalle en p_T^γ (GeV)	prescale
HLT_Photon30	[40, 60]	0.00271716
HLT_Photon50	[60, 85]	0.0139700
HLT_Photon75	[85, 105]	0.0717374
HLT_Photon90	[105, 130]	0.144335
HLT_Photon120	[130, 175]	0.404699
HLT_Photon165	[175, 3000]	1

TAB. 4.2: Chemins de déclenchement comportant un photon isolé avec seuil en p_T et prescale associé établi par la collaboration CMS pour l'analyse des données de 2016

Les chemins de déclenchement ont aussi un impact sur les profils d'empilement, on pondère donc les profils d'empilement des simulations en fonction de l'impulsion transverse du photon. Pour réaliser cette pondération on regarde quel chemin de déclenchement un événement simulé aurait dû déclencher dans les données et on utilise le profil d'empilement correspondant. Par exemple, pour un photon de 100 GeV dans les simulations, on utilisera le profil d'empilement du chemin de déclenchement

HLT_Photon75. La figure 4.7 montre les distributions des profils d'empilement pour deux chemins de déclenchement, sur cette figure la différence apparaît clairement.

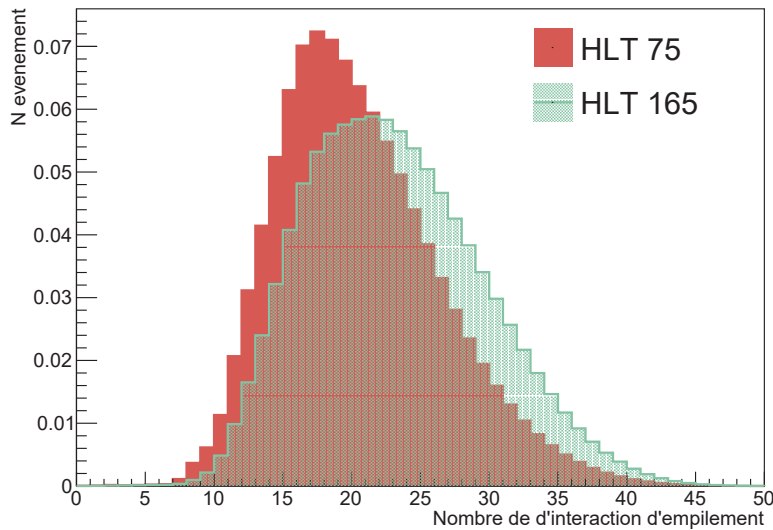


FIG. 4.7: Distribution du nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux pour le chemin de déclenchement HLT_Photon75 (en rouge) et HLT_Photon165 (en vert)

La figure 4.9 présente les distributions des données et des simulations des impulsions transverse du photon, du premier et du second jet de plus plus haute impulsion et l'énergie transverse manquante. Une pondération est appliquée au profil d'empilement des simulations pour qu'il corresponde à celui mesuré dans les données. Les distributions des simulations sont normalisées à la luminosité mesurée dans les données, les incertitudes présentées ici sont uniquement statistiques. Les distributions ne comparent que les simulations d'évènements $\gamma + jet$ aux données, on s'attend donc à un faible désaccord dû à la contamination à bas p_T (figure 4.6) d'évènements multijets dans les données et l'absence de simulations multijet dans ces comparaisons pour les distributions de l'impulsion transverse du photon, du premier jet et l'énergie transverse manquante. Le désaccord pour l'impulsion du second jet peut être expliqué par l'utilisation d'une simulation LO pour les évènements $\gamma + jet$ ce qui joue sur le nombre de jets dans l'évènement simulé. Pour tenir compte de ces effets, une extrapolation en α est réalisée séparément pour les données et les simulations. Pour la suite de l'analyse, ces distributions n'étant utilisées qu'à titre de comparaison, l'accord entre les données et les simulations est estimé suffisant.

4.4.4 Stratégie d'analyse

Les évènements $\gamma + jet$ sont utilisés pour contraindre les dépendances en p_T des JEC. Pour cette raison, l'analyse est répétée dans plusieurs intervalle en p_T . Les intervalles en p_T^γ considérés dans l'analyse sont présentés dans la table 4.3.

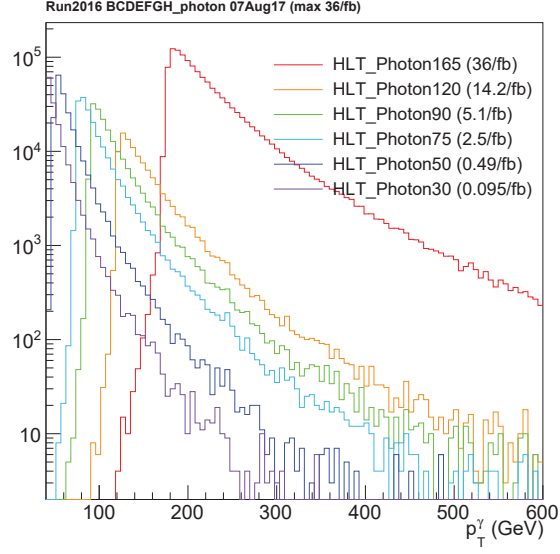


FIG. 4.8: Distribution de l'impulsion transverse du photon pour chacun des chemins de déclenchement, la luminosité enregistrée par chaque chemin est spécifiée dans la légende

Intervalle en p_T^γ en GeV			
[40, 60]	[60, 85]	[85, 105]	[105, 130]
[130, 175]	[175, 210]	[210, 300]	[300, 400]
[300, 400]	[400, 500]	[500, 700]	[700, 1000]
[1000, 3000]			

TAB. 4.3: Intervalles en p_T

On réalise aussi des intervalles en $|\eta|$ du jet, en effet, les calibrations en énergie d'un jet dépendent fortement de la partie du détecteur utilisée pour le reconstruire. Cet effet est dû à la fois au vieillissement non-uniforme du détecteur et aux différences de technologies utilisées dans le tonneau et les bouchons. Ces intervalles sont résumés dans la table 4.4. L'analyse nominale n'utilise que les événements où $|\eta^\gamma| < 1.3$, les autres intervalles en $|\eta^\gamma|$ sont utilisés pour des contrôles. Cependant, il est souhaité dans le futur de combiner les canaux dijet, $Z + jet$, multijet et $\gamma + jet$ ensemble dans un ajustement global afin de contraindre les JEC conjointement en p_T et η et d'utiliser tous les intervalles disponibles.

Intervalle en $ \eta $			
[0., 0.8]	[0.8, 1.3]	[1.3, 2.]	[2., 2.5]
[2.5, 3.]	[3., 3.2]	[3.2, 5.2]	

TAB. 4.4: Intervalles en $|\eta|$ du jet

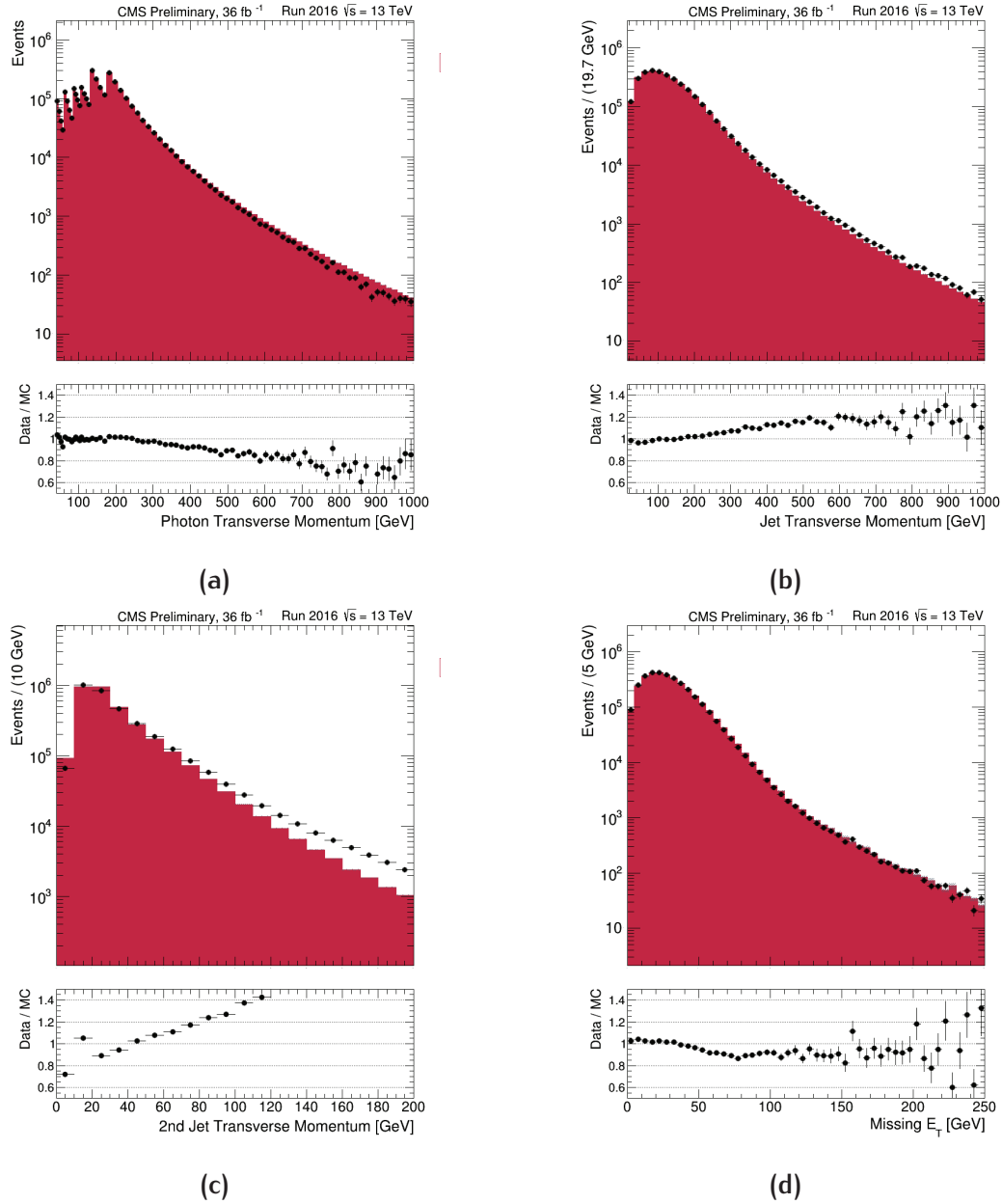


FIG. 4.9: Distributions après sélection de : l'impulsion transverse du photon (a), l'impulsion du premier jet (b), l'impulsion du second jet (c) et l'énergie transverse manquante (d). Les points noirs correspondent aux données et l'histogramme rouge aux simulations. Les simulations sont normalisées à la luminosité mesurée dans les données.

Pour chaque intervalle en p_T^γ et $|\eta|$, on calcule la valeur des réponses de la balance et MPF, pour les données et les simulations. La figure 4.10 présente les distributions des deux différentes réponses pour deux intervalles en p_T^γ et $|\eta| < 1.3$. Dans chacun des intervalles, on ne conserve que 98.5% de la RMS de la distribution pour atténuer l'impact des queues de distribution, on calcule la valeur moyenne de la distribution, dans la figure 4.10 les valeurs moyennes des données et simulations sont représentées

par une ligne verticale respectivement pleine et pointillée. Sur cette figure on constate que ces valeurs sont différentes, c'est cette différence que l'on cherche à corriger.

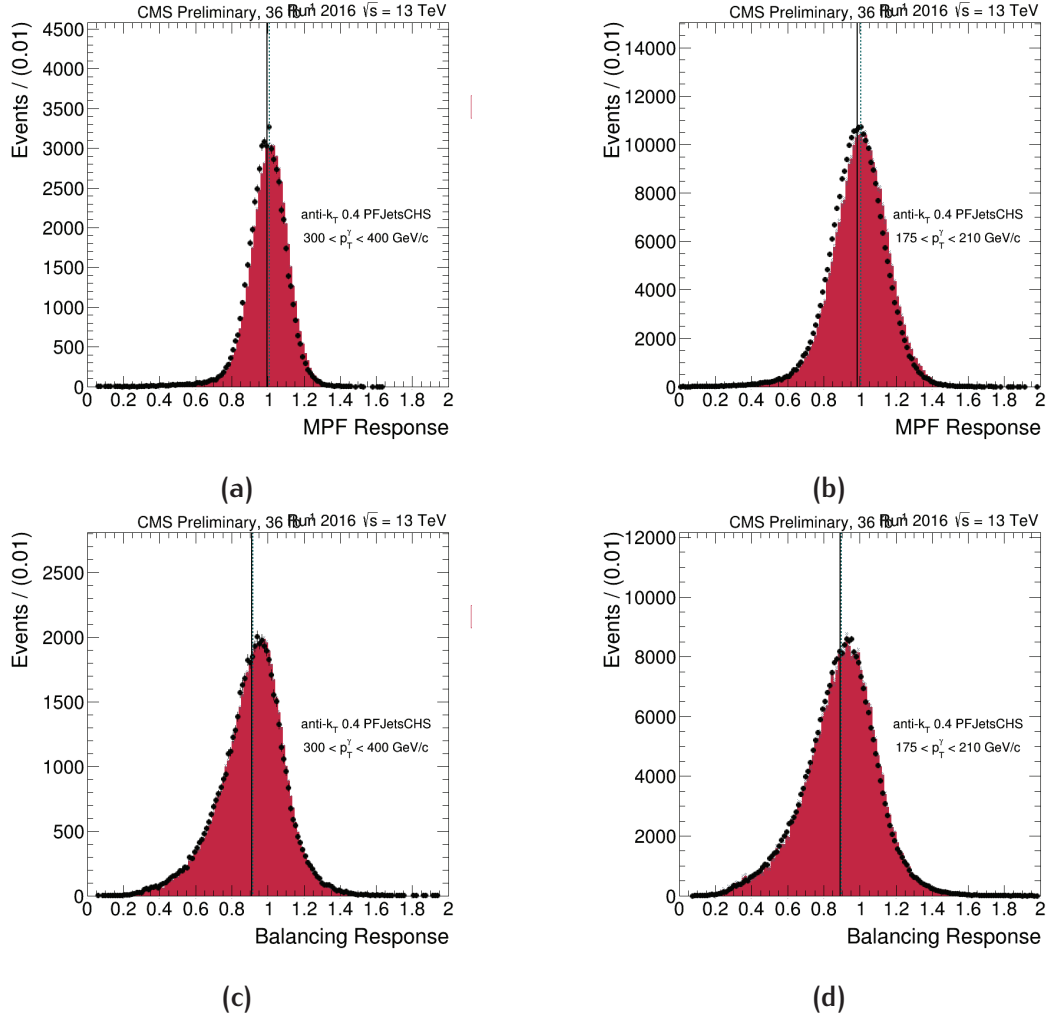


FIG. 4.10: Les figures (a) et (b), (c) et (d) présentent respectivement les distributions de la réponse MPF et de la réponse de la balance pour $|\eta| < 1.3$ et $p_T \in [175, 230]$, $p_T \in [400, 500]$. Les données sont représentées par des points noirs et les simulations par des histogrammes rouges, une ligne verticale représente la valeur moyenne des deux distributions (pleine pour les données, pointillées pour les simulations)

4.4.4.1 Estimation de l'activité additionnelle des jets

L'activité hadronique additionnelle est quantifiée dans chaque événement via la variable α , définie dans l'équation 4.5. Pour atténuer ses effets et accéder à la bonne échelle en énergie du jet avec les réponses, on extrapole les valeurs moyennes des distributions des réponses à la valeur qu'elles prendraient pour $\alpha = 0$. Les différents intervalles utilisés pour réaliser cette extrapolation sont résumés dans la table 4.5 : ils sont dits inclusifs, chaque intervalle contenant l'intervalle précédent. On utilise ce type d'intervalle car l'évolution des valeurs moyennes des réponses en fonction de α

y est linéaire. La figure 4.11 présente les distributions des valeurs moyennes des réponses dans ces intervalles en α pour $|\eta| < 1.3$ et $p_T \in [300, 400]$: un ajustement à l'aide d'une fonction $p_1\alpha + p_0$ est utilisé pour modéliser l'extrapolation, la valeur extrapolée correspondra à p_0 . On constate que l'extrapolation a pour effet de rapprocher les valeurs des réponses de l'unité, et que son effet est plus important pour la réponse de la balance que pour la réponse MPF.

Intervalle en α				
[0., 0.1]	[0., 0.15]	[0., 0.2]	[0., 0.25]	[0., 0.3]

TAB. 4.5: Intervalles inclusifs en α pour l'extrapolation

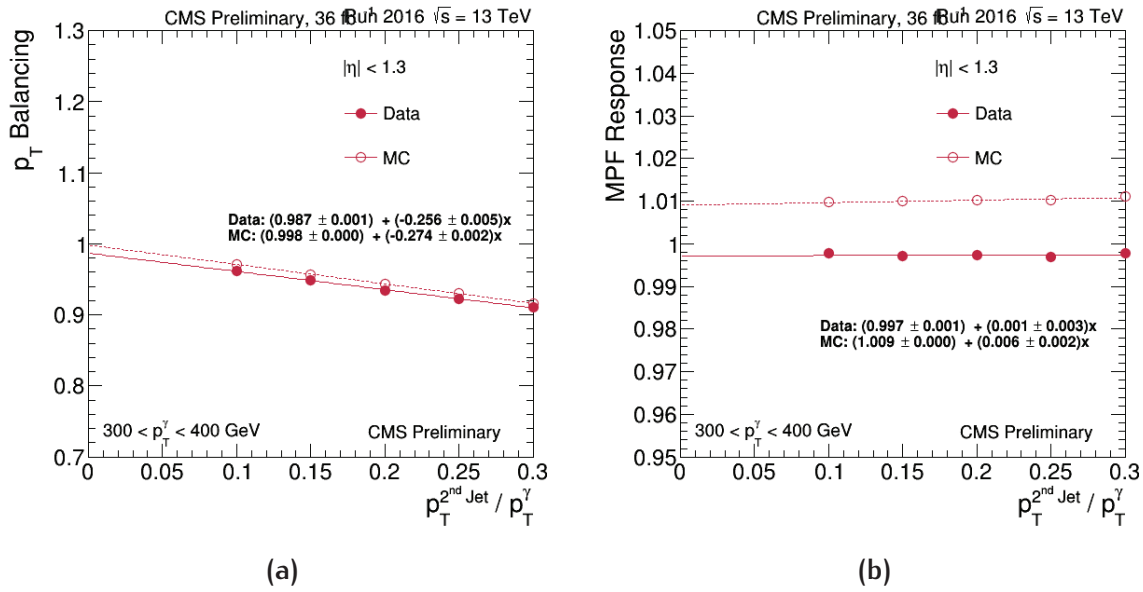


FIG. 4.11: Distributions des valeurs moyennes des réponses de la balance (a) et MPF (b) pour $|\eta| < 1.3$ et $p_T \in [300, 400]$ pour différentes coupures de α . Les données sont représentées par des points rouges pleins et les simulations par des points rouges vides. Un ajustement est réalisé à l'aide d'une fonction de type $p_1\alpha + p_0$ modélisée par un trait plein pour les données et pointillé pour les simulations

4.4.5 Résultats

Pour extraire les corrections, on calcule la valeur moyenne des réponses $\langle R \rangle$ pour les données et les simulations dans chacun des intervalles en p_T et η . Le but de ces corrections étant de ramener la réponse moyenne des données à celle obtenue dans les simulations, la facteur de correction que l'on applique aux données C_{res} est défini comme :

$$C_{res} = \frac{\langle R_{MC} \rangle}{\langle R_{data} \rangle} \quad (4.9)$$

Dans la suite, on présente les résultats obtenus avec les réponses de la balance et MPF avec ou sans extrapolation dans chacun des intervalles en η (définis dans la table 4.4) et en fonction de p_T^γ . Les figures dans cette partie présentent les distributions des réponses moyennes pour la méthode de la balance ou pour la méthode MPF en fonction de p_T^γ pour les données et les simulations ainsi que leur ratio. Pour avoir une idée de l'ordre de grandeur des corrections à appliquer dans chaque intervalle en η mais sans tenir compte de la dépendance en p_T , le ratio des réponses moyennes des données et des simulations est ajusté avec une fonction constante. La dépendance en p_T est extraite lors de l'ajustement global présenté plus tard dans ce chapitre.

4.4.5.1 Résultats avant extrapolation

Méthode de la balance La figure 4.12 présente les distributions pour la méthode de la balance avant extrapolation. La table 4.6 résume les résultats des ajustements des ratios pour les différents intervalles en $|\eta|$. Les corrections estimées à partir de la méthode de la balance non extrapolée sont de l'ordre de 1 à 1.8%. Jusqu'à $|\eta| < 2.5$ les ratios restent similaires à celui obtenu dans le tonneau, au-delà, le nombre d'évènements est insuffisant pour extraire des calibrations satisfaisantes.

$ \eta \in$	balancing	MPF
[0., 0.8]	0.9909	0.9840
[0.8, 1.3]	0.9908	0.9833
[1.3, 2.]	0.9918	0.9833
[2., 2.5]	0.9934	0.9841
[2.5, 3.]	0.9934	0.9907
[3., 3.2]	1.005	0.9822

Tab. 4.6: Ratios obtenus pour les méthode de la balance et MPF dans les différents intervalles en $|\eta|$

Méthode MPF La figure 4.13 présente les distributions des réponses MPF moyennes. La table 4.6 résume les résultats des ajustements des ratios pour les différents intervalles en $|\eta|$. On obtient des ratios 1% plus bas avec la méthode MPF que ceux obtenus avec la méthode de la balance. Cependant les ratios que l'on compare ici sont ceux obtenus avant extrapolation et comme le présente la figure 4.11b, l'extrapolation a un effet plus important sur les résultats obtenus avec la méthode de la balance que pour ceux obtenus avec la méthode MPF.

4.4.5.2 Résultats avec extrapolation

Méthode de la balance La figure 4.14 présente les distributions des valeurs moyennes de la réponse de la balance extrapolées. La table 4.7 résume les ratios obtenus dans les

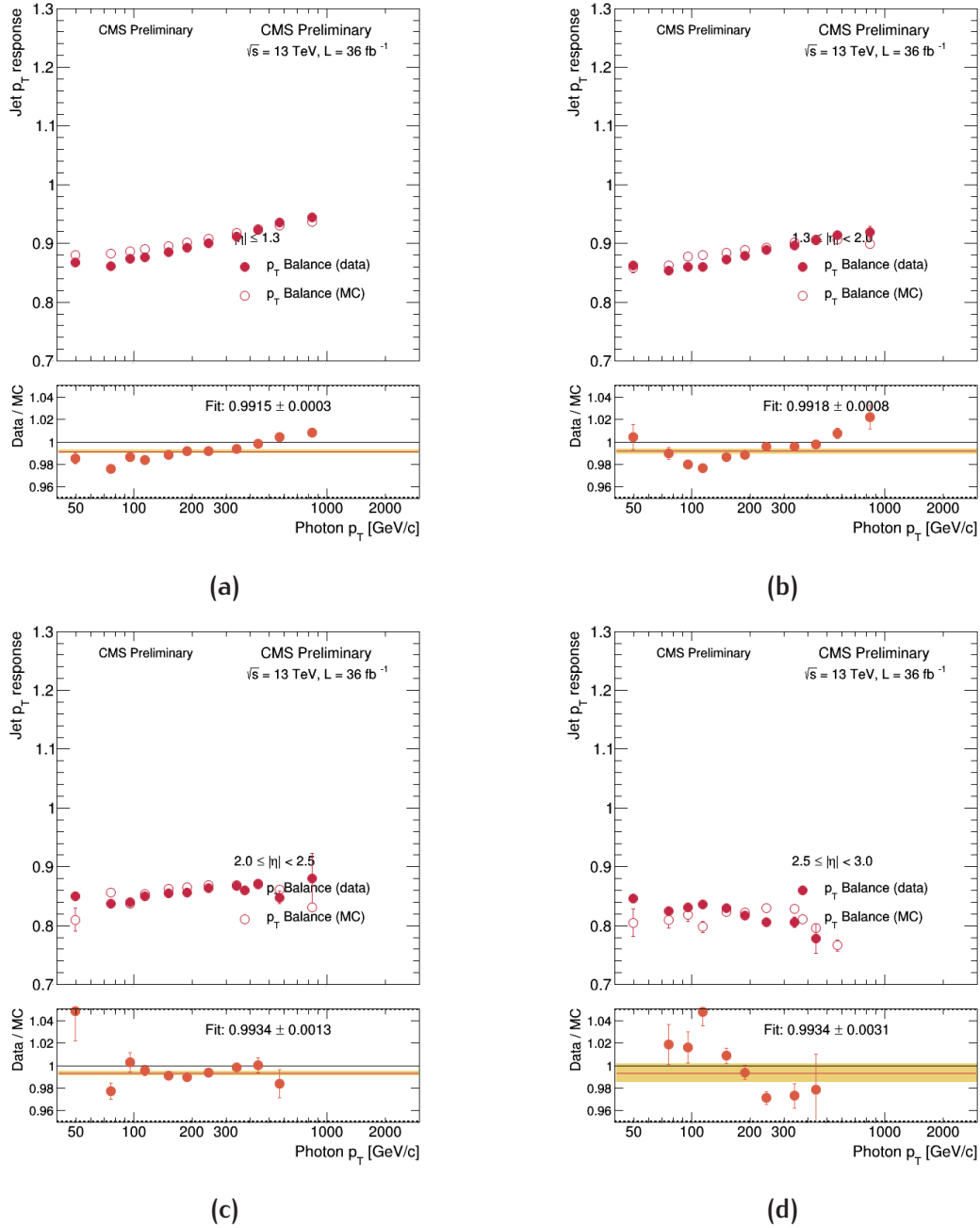


FIG. 4.12: Distribution des réponses moyennes de la balance en fonction de p_T pour différents intervalles en η , les points pleins représentent les données et les points vides les simulations. Un ratio $data/MC$ est présenté ainsi qu'un ajustement réalisé avec une fonction constante, cet ajustement donne l'ordre de grandeur des corrections à apporter aux données, la bande jaune représente l'erreur sur l'ajustement.

différents intervalles en $|\eta|$. On constate que les ratios sont 1% plus bas par rapport aux ratios avant extrapolation. La dépendance en p_T est atténuée pour tous les intervalles en $|\eta|$ considérés, l'effet de l'extrapolation est considérable. Les corrections estimées à partir de la méthode de la balance extrapolée vont de 1 à 1.5%. Le coût de

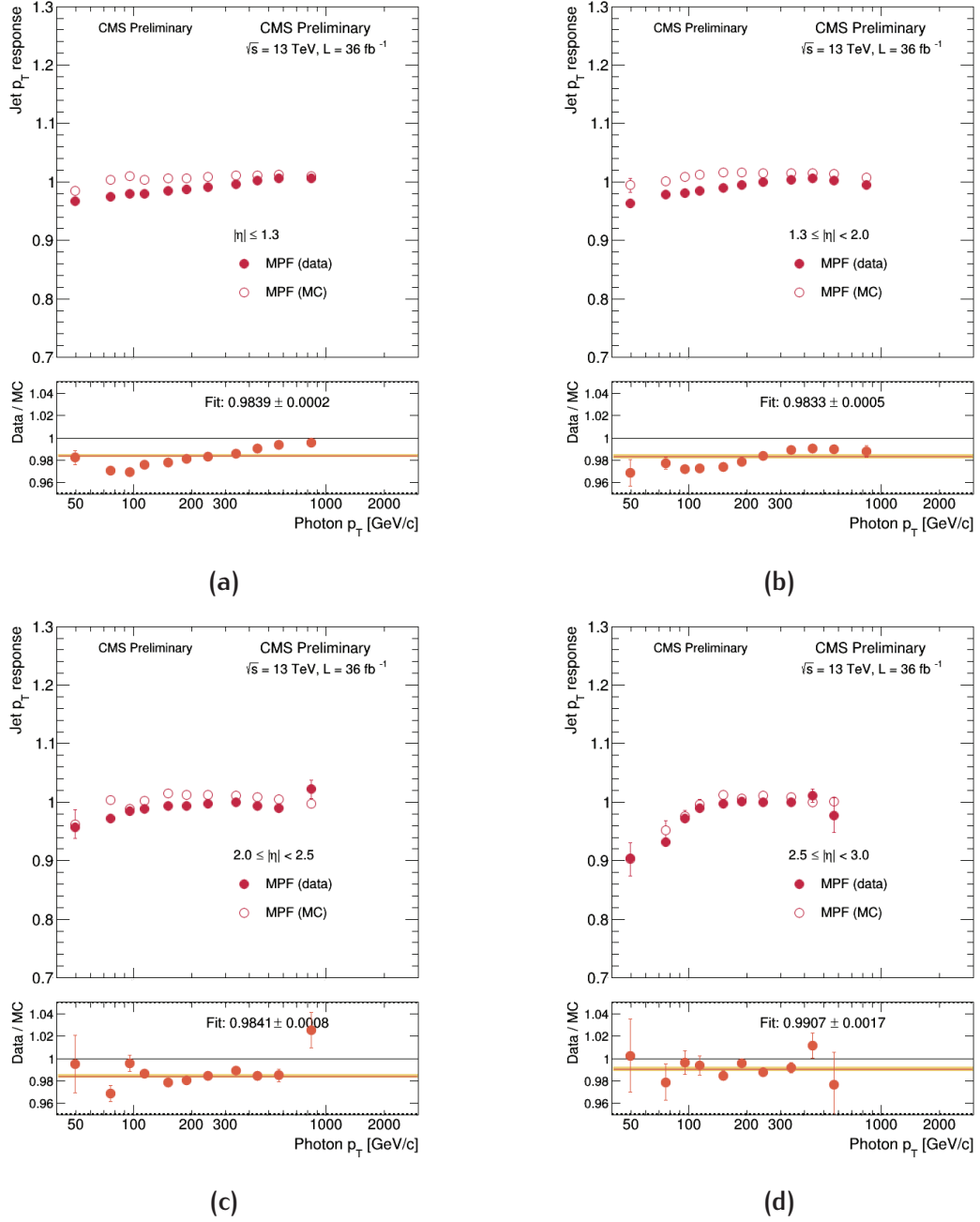


FIG. 4.13: Distribution des réponses MPF moyennes en fonction de p_T pour différents intervalles en η , les points pleins représentent les données et les points vides les simulations. Un ratio $data/MC$ est présenté ainsi qu'un ajustement réalisé avec une fonction constante, cet ajustement donne l'ordre de grandeur des corrections à apporter aux données, la bande jaune représente l'erreur sur l'ajustement.

l'extrapolation est la perte des intervalles en $|\eta|$ supérieurs à 3, le nombre d'évènements y étant trop faible pour réaliser une extrapolation correcte.

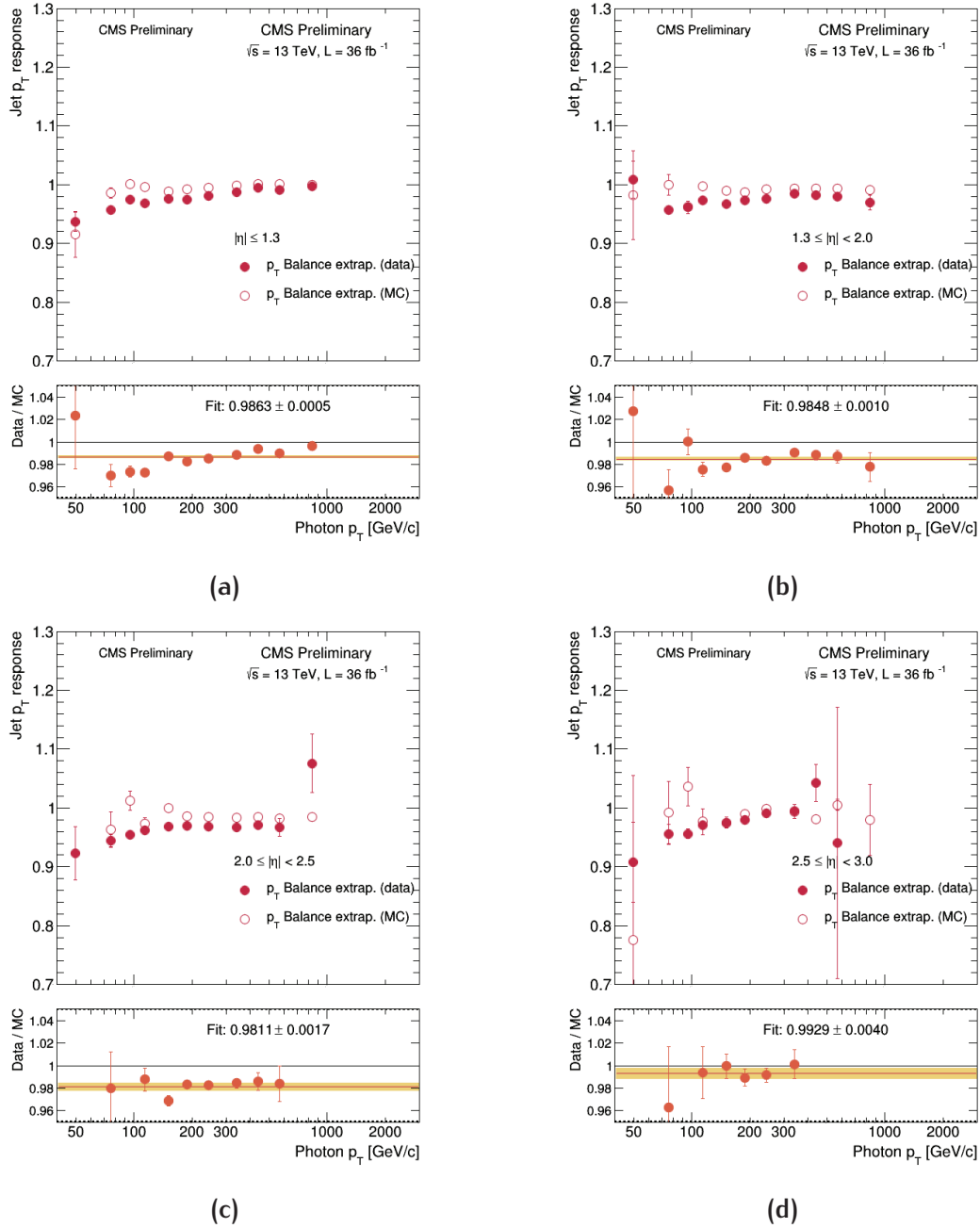


FIG. 4.14: Distribution des réponses de la balance moyennes avec extrapolation en fonction de p_T pour différents intervalles en η , les points pleins représentent les données et les points vides les simulations. Un ratio $data/MC$ est présenté ainsi qu'un ajustement réalisé avec une fonction constante, cet ajustement représente les corrections à apporter aux données, la bande jaune représente l'erreur sur l'ajustement.

Méthode MPF La figure 4.15 présente les distributions des valeurs moyennes de la réponse MPF extrapolées. La table 4.7 résume les ratios obtenus dans les différents intervalles en $|\eta|$. On constate que l'effet de l'extrapolation de la réponse MPF est faible. Les corrections estimées à partir de la méthode MPF extrapolée vont de 1 à

$ \eta \in$	balancing	MPF
[0., 0.8]	0.9866	0.9882
[0.8, 1.3]	0.9851	0.9851
[1.3, 2.]	0.9833	0.9848
[2., 2.5]	0.9841	0.9811
[2.5, 3.]	0.9907	0.9929

TAB. 4.7: Ratios obtenus par les méthodes de la balance et MPF avec extrapolation dans les différents intervalles en $|\eta|$

1.5%, Le coût de l'extrapolation est le même que pour la méthode de la balance, la perte des intervalles en $|\eta|$ supérieurs à 3.

L'extrapolation rétablit l'accord entre les ratios *data*/*MC* des réponses moyennes mesurées par les deux méthodes, cet accord permet de valider l'utilisation des deux réponses comme estimateur de l'échelle en énergie des jets. Les corrections en énergie des jets résiduelles absolues estimées à l'aide d'évènements $\gamma + jets$ sont de l'ordre de 1 à 1.5% dans les différents intervalles en $|\eta|$ de l'analyse.

4.4.5.3 Ajustement combiné

Pour déterminer les corrections résiduelles finales, les résultats de la méthode de la balance et MPF des analyses des canaux $\gamma + jet$, $Z + jet$ et multijets sont combinés dans un ajustement global. Afin d'éviter la superposition des évènements utilisés dans le canal Multijet et les autres canaux et ainsi introduire un biais dans l'ajustement combiné, le canal Multijet utilise un veto sur les évènements contenant un lepton ou un photon isolé. L'ajustement global est réalisé en minimisant un χ^2 prenant en compte les contraintes provenant des différents canaux. On extrait ainsi l'échelle en énergie des jets absolue et sa dépendance en p_T en ajustant les données à l'aide d'une fonction paramétrique. Les paramètres de l'ajustement proviennent des différentes analyses et sont associés à des incertitudes.

Les incertitudes des différents canaux sont fournies à l'ajustement comme des paramètres de nuisances.

Incertainitudes

- Une erreur de 4.6% sur la section efficace de collision p-p inélastique servant à estimer les profils d'empilement.
- Les incertitudes liées à l'estimation de JECR (*Jet Energy Correction and Resolution*), l'analyse est répétée deux fois, en faisant varier la valeur nominale des JECR dans la limite inférieure et supérieure de ses incertitudes.
- Les incertitudes sur les échelles en énergie des objets de référence. 0.2% pour les muons, 0.2% pour les photons, 0.5% pour les électrons.

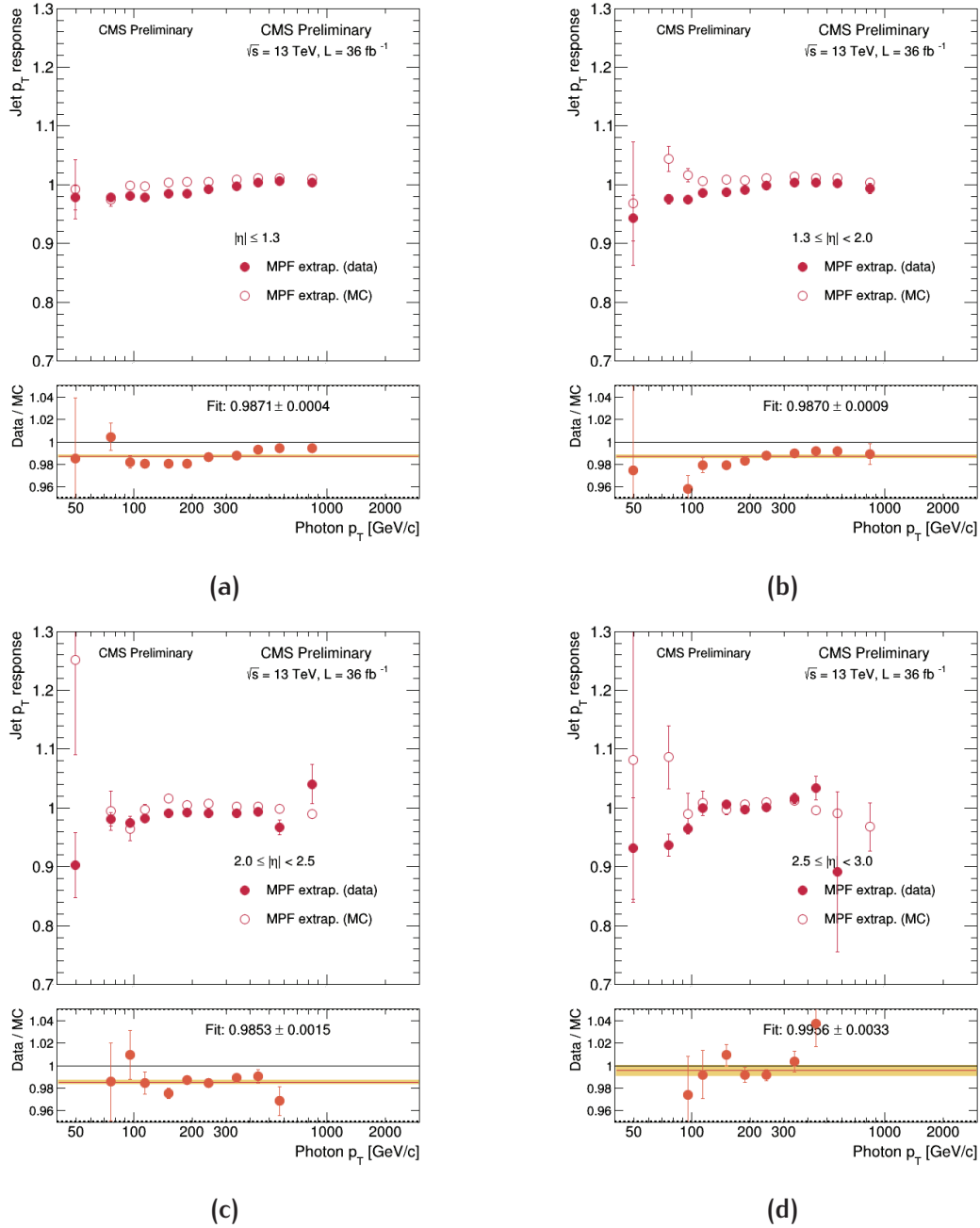


FIG. 4.15: Distribution des réponses MPF moyennes extrapolées en fonction de p_T pour différents intervalles en η , les points pleins représentent les données et les points vides les simulations. Un ratio $data/MC$ est présenté ainsi qu'un ajustement réalisé avec une fonction constante, cet ajustement représente les corrections à apporter aux données, la bande jaune représente l'erreur sur l'ajustement.

- Les radiations : l'incertitude liée à l'extrapolation en α .
- L'incertitude liée aux effets des calibrations des photons et des électrons dans l'énergie transverse manquante.

Les résultats des différentes analyses pour la méthode de la balance (montrée à titre d'exemple) utilisée dans l'ajustement global sont présentés sur la figure 4.16, pour différentes périodes de prise de données. On constate une forte dépendance temporelle des réponses, cette dépendance temporelle s'explique par l'évolution des conditions d'acquisition des données au cours du temps.

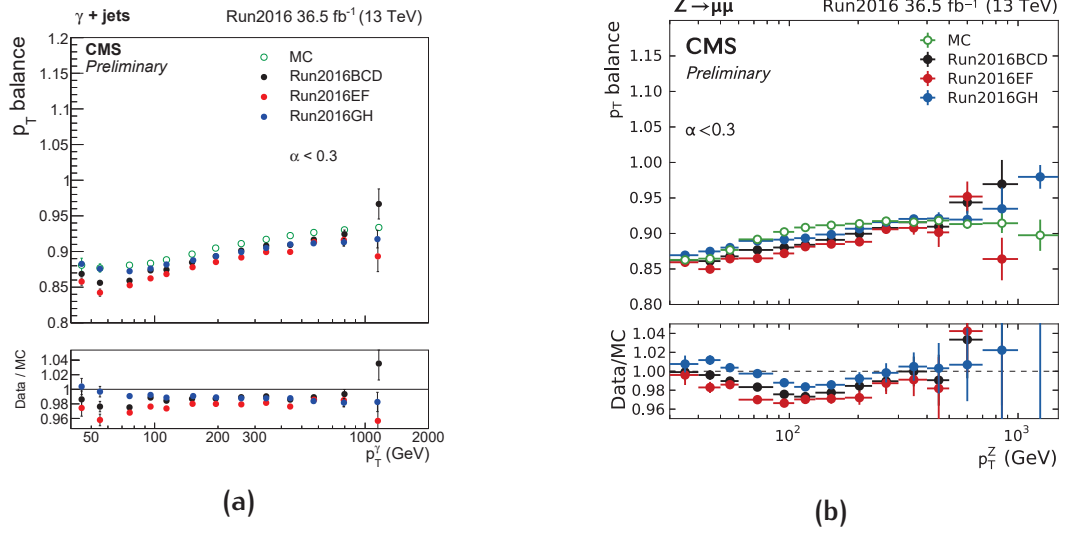


FIG. 4.16: Les figures (a) et (b) présentent respectivement pour les canaux $\gamma + \text{jet}$ et $Z + \text{jet}$ les distributions de la réponse de la balance moyenne en fonction de p_T pour différentes périodes de prise de données, les points pleins représentent les données et les points vides les simulations. Les ratios data/MC sont présentés [50].

La figure 4.17 présente les résultats de l'ajustement global pour les différentes périodes de prise de données de 2016. Cet ajustement permet d'extraire les corrections résiduelles absolues officielles qui seront utilisées par la collaboration.

4.4.5.4 Test d'intégrité

Pour s'assurer de la qualité des corrections extraites dans l'ajustement global, un test d'intégrité est réalisé. Ce test consiste en une répétition de l'analyse, la seule différence étant l'utilisation des corrections jusqu'au niveau des corrections résiduelles absolues, ainsi le jet est calibré entièrement. Les corrections résiduelles absolues sont celles extraites dans l'ajustement global précédemment présenté. Le test d'intégrité est validé si les ratios des réponses moyennes tendent vers l'unité pour tous les intervalles en p_T et η .

La figure 4.18 présente les distributions des réponses moyennes de la balance et MPF en fonction de p_T^γ , les ratios tendent vers 1, sur tout le spectre en p_T , des fluctuations sont visibles à bas et haut p_T mais sont raisonnables aux vues des incertitudes statistiques de ces intervalles qui sont plus faiblement peuplés.

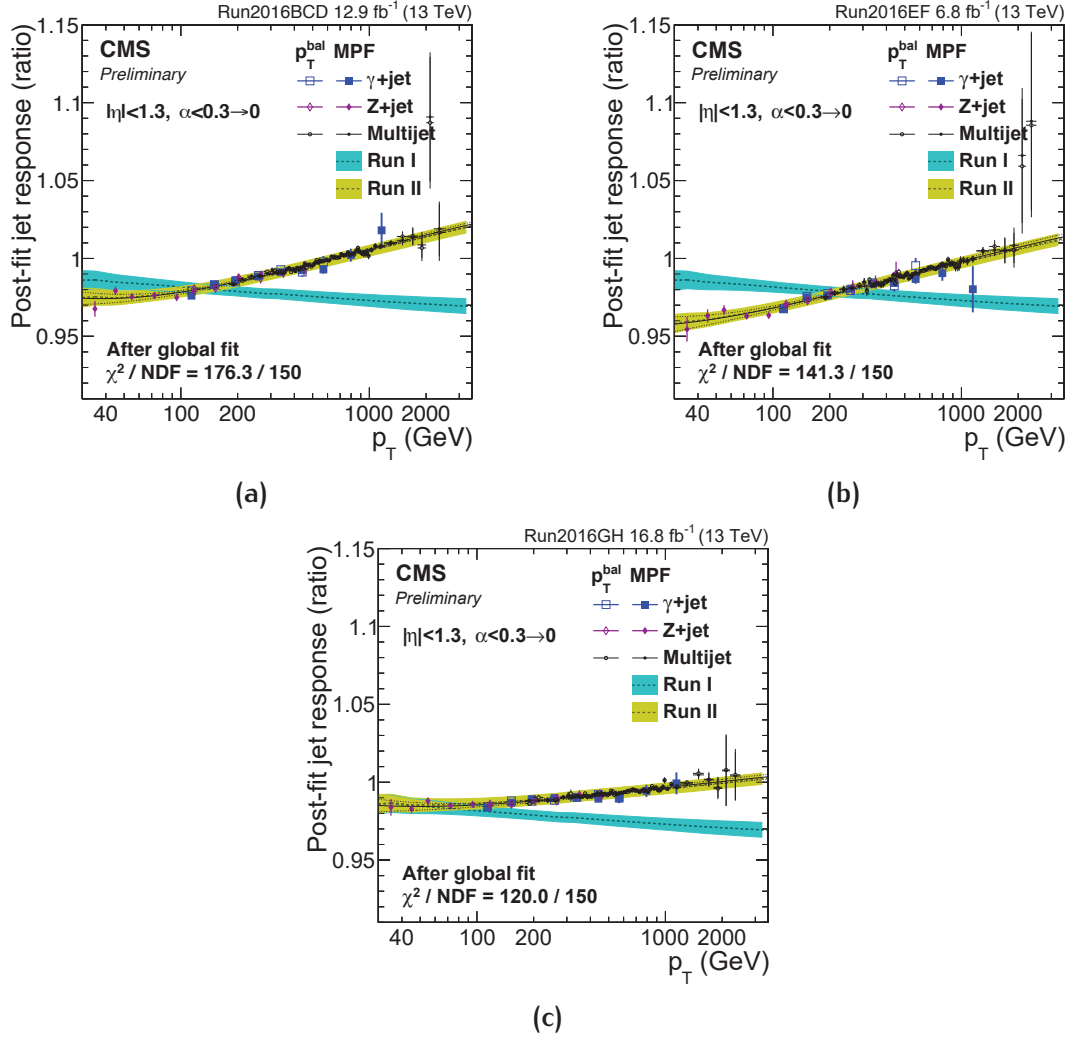


FIG. 4.17: Les figures (a), (b) et (c) présentent l'ajustement global réalisé sur les ratios $data/MC$ des canaux $\gamma + jet$, $Z + jet$ et multijets en fonction du p_T de l'objet de référence pour les trois différentes périodes de prise de données de 2016. Les bandes jaunes représentent les incertitudes post-ajustement et les bandes bleues représentent les résultats obtenus au Run 1 à titre de comparaison [50].

4.5 CORRECTION DE LA RÉSOLUTION EN ÉNERGIE DES JETS

Il a été observé que la résolution en énergie des jets observée dans les simulations ne modélise pas bien celle observée dans les vraies données [62]. Pour cette raison, la collaboration CMS extrait des facteurs d'échelles qui sont appliqués aux simulations. Dans la suite on détaillera l'extraction des facteurs d'échelle de résolution en énergie des jets avec des événements $\gamma + jets$.

La méthode pour mesurer la JER est une extension de celle présentée précédemment pour mesurer les JEC. Au lieu d'utiliser la valeur moyenne des distributions de la réponse de la balance, on utilisera sa largeur. S'intéresser à la largeur des distributions

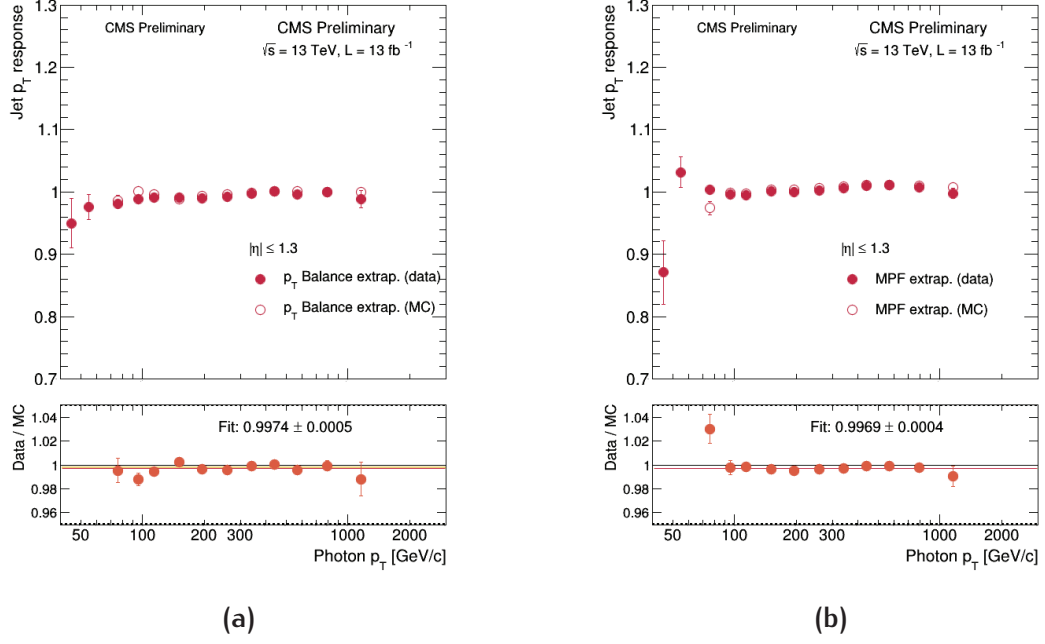


FIG. 4.18: Les figures (a) et (b) présentent respectivement les distributions de la réponse de la balance et MPF moyenne en fonction de p_T réalisées dans le cadre du test d'intégrité. Les ratios *data*/*MC* sont présentés.

introduit la nécessité d'étudier les effets qui affecteraient uniquement la largeur et laisseraient la valeur moyenne inchangée.

4.5.1 Définition de la résolution en énergie des jets

Pour extraire les facteurs de résolution en énergie des jets, on se repose sur la méthode de la balance, présentée dans la partie précédente, et qui se réécrit de la manière suivante :

$$R_{bal} = \frac{p_T^{1^{er}jet}}{p_T^\gamma} = \frac{p_T^{1^{er}jet}}{p_T^{1^{er}jet}} \frac{p_T^{1^{er}jet}}{p_{T,ptcl}^\gamma} \frac{p_{T,ptcl}^\gamma}{p_T^\gamma} \quad (4.10)$$

Avec $p_{T,1^{er}jet,ptcl}$ et $p_{T,\gamma,ptcl}$ respectivement l'impulsion du jet et du photon au niveau particule. Du point de vue des largeurs σ , cette expression se décompose comme :

$$\sigma\left(\frac{p_T^{1^{er}jet}}{p_{T,\gamma}}\right) = \sigma\left(\frac{p_T^{1^{er}jet}}{p_{T,ptcl}^{1^{er}jet}}\right) \oplus \sigma\left(\frac{p_{T,ptcl}^{1^{er}jet}}{p_{T,ptcl}^\gamma}\right) \oplus \sigma\left(\frac{p_{T,ptcl}^\gamma}{p_T^\gamma}\right) \quad (4.11)$$

Le terme $\sigma\left(\frac{p_T^{1^{er}jet}}{p_{T,ptcl}^{1^{er}jet}}\right)$ est le terme d'intérêt ici, il rend compte de la résolution en énergie des jets au niveau reconstruit, c'est ce terme qui est défini comme σ_{JER} . Le terme $\sigma\left(\frac{p_{T,ptcl}^{1^{er}jet}}{p_{T,ptcl}^\gamma}\right)$ correspond aux contributions à la largeur de l'évènement sous-jacent, de

l'empilement, des radiations et de la présence de neutrino. Après extrapolation à $\alpha \rightarrow 0$ l'effet des radiations devient négligeable et ce terme ne contient que les effets de l'empilement, de l'évènement sous-jacent et des neutrinos. Dans la suite ce terme sera nommé déséquilibre au niveau particule (PLI). Le terme $\sigma(\frac{p_{T,ptcl}^\gamma}{p_T^\gamma})$ est dû à la résolution en énergie du photon, l'équation 4.11 se réécrit sous la forme :

$$\sigma_{R_{bal}} = \sigma_{JER} \oplus \sigma_{PLI} \oplus \sigma_\gamma \quad (4.12)$$

Pour extraire les JER à partir de la méthode de la balance, on réarrange l'équation 4.12 :

$$\sigma_{JER} = \sigma_{R_{bal}} \ominus \sigma_{PLI} \ominus \sigma_\gamma \quad (4.13)$$

La bonne qualité de reconstruction des photons rend le terme σ_γ petit devant les autres, il est négligé dans la suite pour l'extraction des JER.

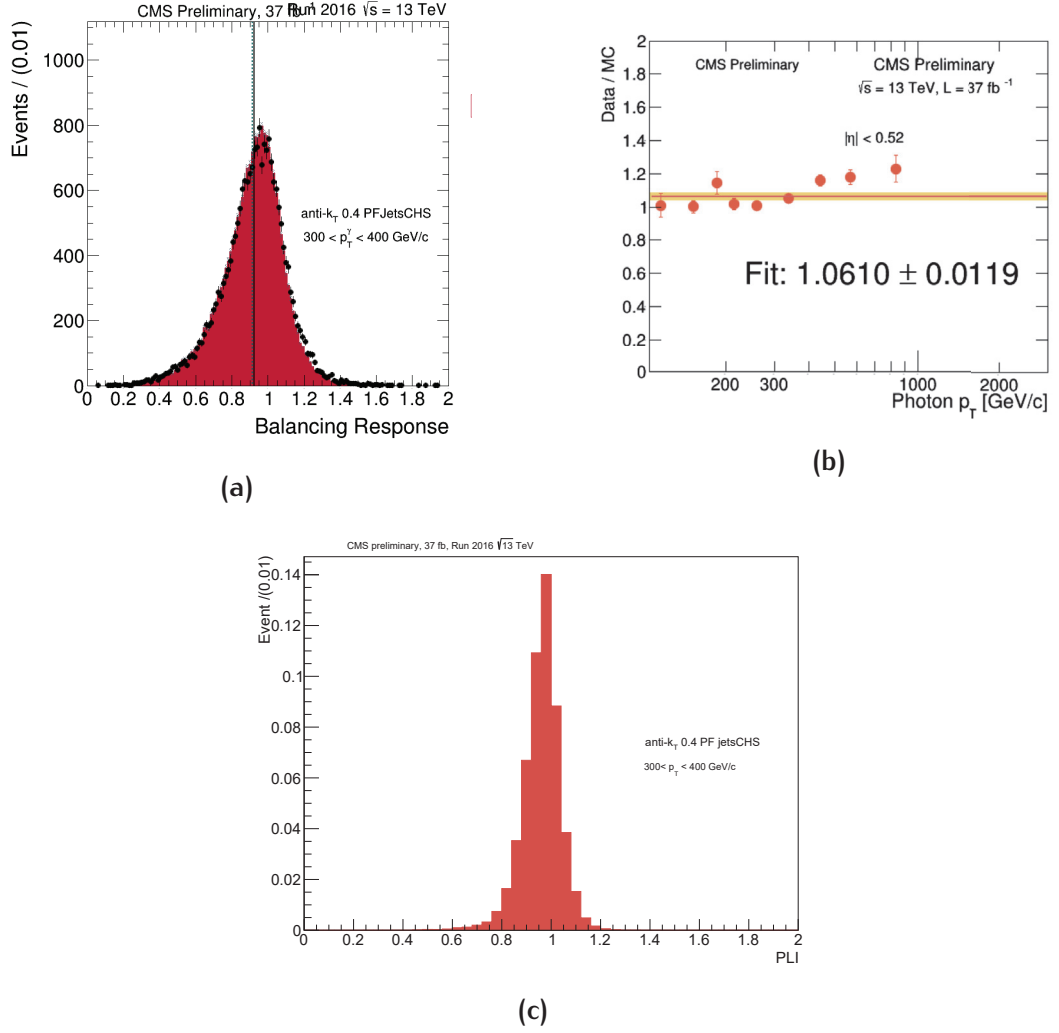
4.5.2 Stratégie d'analyse

Pour mesurer les JER, les évènements sélectionnés sont les mêmes que ceux utilisés pour la mesure des JES. L'analyse est réalisée suivant les étapes suivantes :

- On reconstruit les distributions de R_{bal} pour les simulations et les données dans les intervalles en p_T et η définis dans la table 4.8. Cette étape est identique à celle réalisée dans la mesure des JEC
- Ces distributions sont tronquées pour ne conserver que 98.5% de la variance (RMS), (figure 4.23b). Cette étape est réalisée pour ne pas dégrader la mesure des JER par des effets de fluctuations dans les queues des distributions. On cherche à corriger uniquement le cœur des distributions. Une fois la troncature effectuée, on extrait $\sigma_{R_{bal}}$ que l'on définit comme $RMS_{R_{bal}} / \langle R_{bal} \rangle$, le rapport de la variance de la distribution sur sa valeur moyenne.
- On estime dans ces mêmes intervalles la distribution de PLI à partir des simulations, afin d'extraire la résolution σ_{PLI} . La figure 4.19c présente l'une de ces distributions.
- On extrapole les largeurs $\sigma_{R_{bal}}$ et σ_{PLI} des distributions à $\alpha = 0$ suivant la méthode décrite dans la partie 4.5.2.1 (figure 4.20). L'extrapolation est réalisée pour atténuer l'effet des radiations et mesurer la JER d'un seul jet et non d'un système de jets.
- On corrige pour l'effet de PLI. Dans chaque intervalle, on soustrait en quadrature σ_{PLI} à $\sigma_{R_{bal}}$ pour les simulations et les données.
- On calcule les ratios entre les données et les simulations des σ_{JER} en fonction de p_T pour chacun des intervalles en η , (figure 4.23c). On réalise un ajustement constant sur ces ratios. La valeur de l'ajustement correspond au facteur d'échelle des JER dans chaque intervalle en η .

Intervalle en p_T^γ				
[105, 130]	[130, 175]	[175, 200]	[200, 230]	[230, 300]
[300, 400]	[400, 500]	[500, 700]	[700, 3000]	

Intervalle en $ \eta^{jet} $				
[0., 0.5]	[0.5, 0.8]	[0.8, 1.1]	[1.1, 1.3]	[1.3, 1.7]
[1.7, 2.]	[2., 2.3]	[2.3, 2.8]	[2.8, 5.2]	

TAB. 4.8: Intervalles en p_T et η pour l'extraction des JERFIG. 4.19: Les figures (a), (b) et (c) présentent respectivement la distribution de la réponse de la balance dans l'intervalle en $p_T \in [300, 400]$, $|\eta| < 0.5$, le ratio $data/MC$ de résolution extrapolée et corrigée pour PLI en fonction de p_T , un ajustement constant est réalisé en rouge, la bande jaune représente les incertitudes de l'ajustement et la distribution du PLI.

4.5.2.1 Estimation de l'activité additionnelle des jets

Dans le cadre de la mesure des JER, l'extrapolation en α est réalisée de manière légèrement différente que pour les JES. Les intervalles utilisés pour l'extrapolation sont exclusifs et définis dans la table 4.9. Avec ce type d'intervalle, la distribution des σ en fonction de α n'est pas linéaire, la figure 4.20 présente cette distribution pour $p_T \in [300, 400]$ et $|\eta| \in [0., 0.5]$. L'ajustement est réalisé avec une fonction de la forme $\sqrt{p_0^2 + (p_1\alpha)^2}$.

Intervalle en α				
[0., 0.1]	[0.1, 0.15]	[0.15, 0.2]	[0.2, 0.25]	[0.25, 0.3]

Tab. 4.9: Intervalles exclusif en α pour l'extrapolation

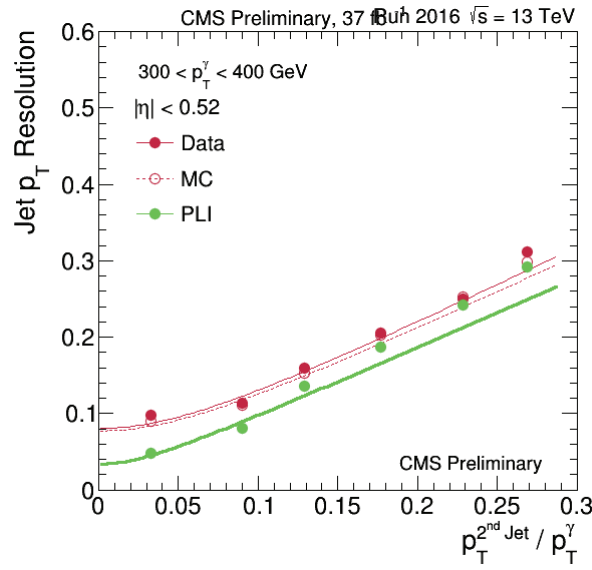


FIG. 4.20: Distribution de $\sigma_{R_{bal}}$ pour les données (points pleins rouges), pour les simulations (points vides) et σ_{PLI} en vert en fonction de α . Un ajustement à l'aide d'une fonction $\sqrt{p_0^2 + (p_1\alpha)^2}$ pour chacune des distributions est réalisé

4.5.3 Incertitude systématique

Les sources d'incertitudes prises en compte dans la mesure des JER sont les suivantes :

- Une erreur de 4.6% sur la section efficace de collision p-p inélastique servant à estimer les profils d'empilement.
- Les incertitudes liées à l'estimation de JECR (*Jet Energy Correction and Resolution*). L'analyse est répétée deux fois, en faisant varier la valeur nominale des JECR dans la limite inférieure et supérieure de ses incertitudes.

- Les incertitudes provenant de l'échelle en énergie des photons et de leur résolution ont été estimées petites et négligées dans la suite.

4.5.4 Résultats

Pour chacun des intervalles en η , les ratios $data/MC$ que l'on obtient sont raisonnablement constants en fonction du p_T du jet. On choisit donc des les ajuster avec une fonction constante, le résultat de cet ajustement sera le facteur d'échelle de l'intervalle en $|\eta^{jet}|$ correspondant. La figure 4.21 montre la distribution de ces ratios en fonction de $|\eta^{jet}|$ pour les données 2016 et les données du Run 1 [40]. Les JER mesurées en 2016 sont compatibles avec celles mesurées au Run 1 avec une combinaison des canaux dijet et $\gamma + jet$. L'augmentation du nombre d'évènements disponibles permet une meilleure granularité en η des résultats de 2016. Les résultats et les incertitudes associées sont résumés dans la table 4.10, les facteurs d'échelles des JER vont de 6 à 8% dans le tonneau, de 8 à 20% dans les bouchons.

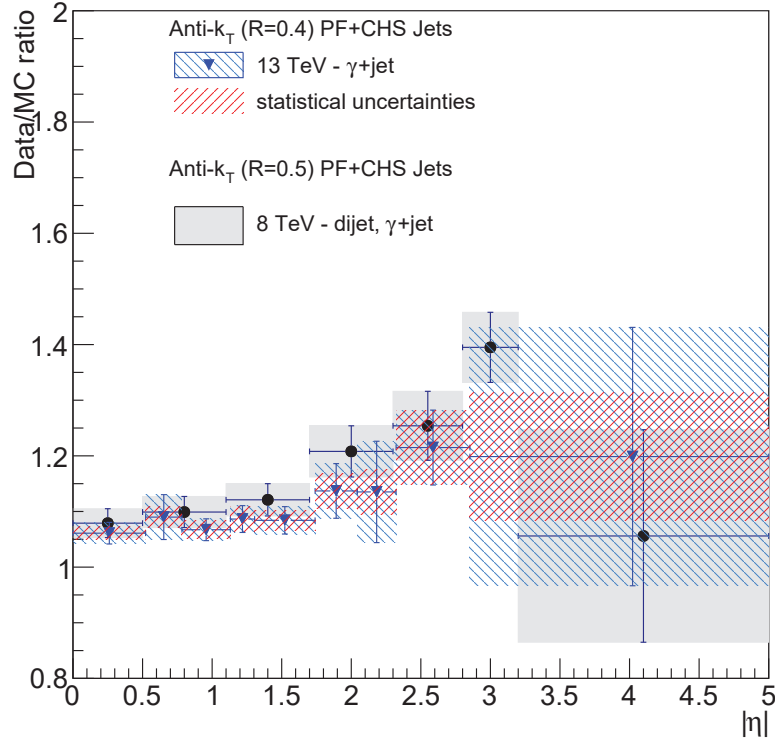


FIG. 4.21: Distribution des ratios $data/MC$ des σ_{JER} en fonction de $|\eta|$ pour les données 2016 en bleu et les données du Run 1 en gris. Les incertitudes montrées ici sont en bleu pour les incertitudes totales et rouge pour les incertitudes statistiques pour les données 2016

$ \eta \in$	$data/MC \pm (tot)(\pm(stats) \pm (syst))$
[0., 0.5]	$1.0601 \pm 0.0194(\pm 0.0119 \pm 0.0154)$
[0.5, 0.8]	$1.08991 \pm 0.0403(\pm 0.0183 \pm 0.0359)$
[0.8, 1.1]	$1.0672 \pm 0.0196(\pm 0.0158 \pm 0.0112)$
[1.1, 1.3]	$1.0864 \pm 0.0241(\pm 0.0228 \pm 0.0094)$
[1.3, 1.7]	$1.0841 \pm 0.0246(\pm 0.0176088 \pm 0.0172)$
[1.7, 2.]	$1.13692 \pm 0.0491(\pm 0.0316324 \pm 0.0381)$
[2., 2.3]	$1.13516 \pm 0.0911(\pm 0.0401549 \pm 0.0818)$
[2.3, 2.8]	$1.21492 \pm 0.0673(\pm 0.0669888 \pm 0.0066)$
[2.8, 5.2]	$1.1987 \pm 0.2322(\pm 0.114673 \pm 0.2020)$

TAB. 4.10: Ratio des σ_{JER} avec les incertitudes associées par intervalles en $|\eta^{jet}|$

4.6 RÉPONSE EN ÉNERGIE DES JETS DE SAVEURS LOURDES

L'analyse $\gamma + jets$, présentée dans la partie 4.4 permet d'accéder à l'échelle en énergie des jets. Les corrections extraites sont utilisées dans toute la collaboration CMS. Toutefois, cette topologie d'évènements permet aussi de réaliser d'autres études notamment sur la saveur des jets. Cette partie se concentre sur la réponse en énergie des jets pour des échantillons d'évènements enrichis en jet de b . Il a été montré dans des simulations que les jets ont une réponse et une résolution significativement différente en fonction de leur saveur. La figure 4.22 présente la réponse et la résolution des jets mesurée dans un échantillon multijet simulé pour différentes saveurs de jet³. Les corrections qui ont été discutées dans ce chapitre sont extraites indépendamment de la saveur des jets, les échantillons utilisés dans les différents canaux de mesure des JES ont pourtant une composition en saveur de jet différente, la figure 4.23 présente les compositions en saveur d'échantillons $Z + jet$ et $\gamma + jet$ basées sur la définition de la saveur partonique.

Les études de la réponse des jets en fonction de la saveur n'ont à ce jour été réalisées que sur des simulations. Cependant, les avancées réalisées dans le milieu des méthodes d'identifications de la saveur des jets permettent d'ouvrir le champ des études basées sur des données, et ainsi limiter les contraintes intrinsèques liées aux modèles théoriques utilisés dans les simulations. Dans la suite de cette partie, on s'intéresse à la réponse de jets identifiés comme issus de quarks b à l'aide d'un algorithme d'identification des jets de b dans des données et des simulations $\gamma + jets$. La saveur d'un jet sera définie comme la saveur partonique (présentée au chapitre précédent).

³ Dans cette figure, pour se rapprocher au mieux des caractéristiques des jets des différentes saveurs, les neutrinos ont été conservés dans les jets. Ce n'est pas le cas dans les calibrations présentées au début de ce chapitre car on ne cherche pas à calibrer ce que l'on ne peut pas mesurer.

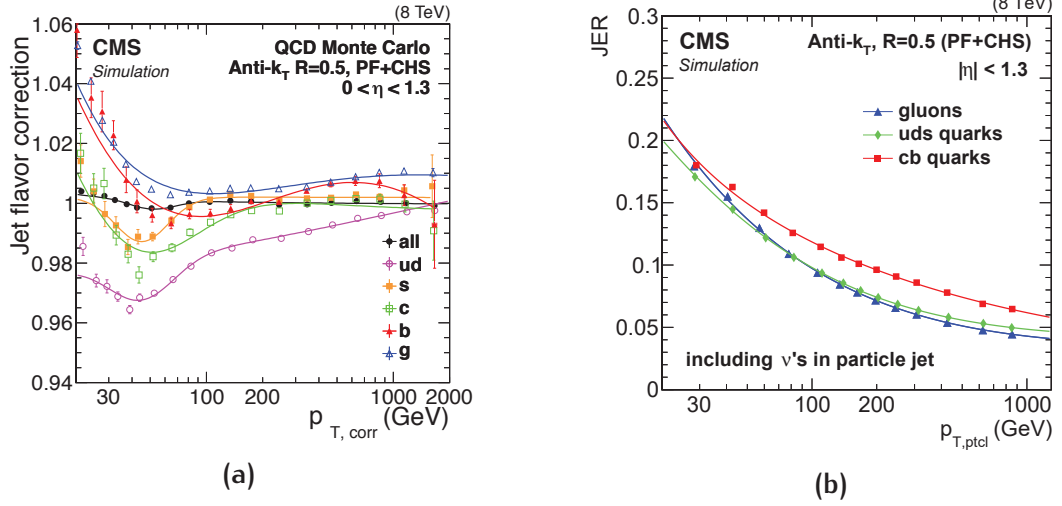


FIG. 4.22: Les figures (a) et (b) présentent respectivement la distribution de la réponse et de la résolution des jets en fonction de p_T et pour des jets de différentes saveurs [64].

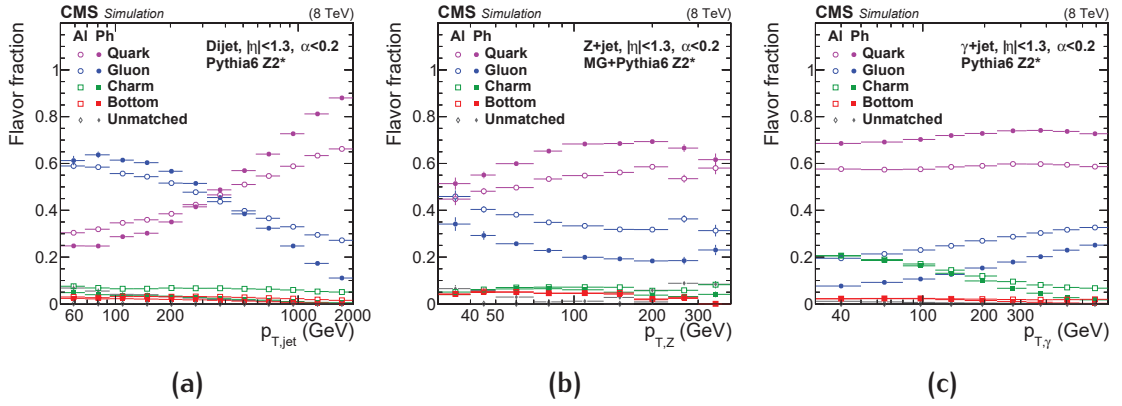


FIG. 4.23: Les figures (a), (b) et (c) présentent respectivement les compositions en saveur des échantillons dijet, $z + \text{jet}$ et $\gamma + \text{jet}$ en fonction du p_T de l'objet de référence pour la saveur partonique (Ph) et la saveur hadronique (Al) [64].

4.6.1 Sélection des évènements et stratégie d'analyse

Pour cette étude, les évènements sélectionnés sont les mêmes que ceux utilisés dans la partie précédente, les jets sont corrigés jusqu'au niveau de correction résiduelle relative. Pour sélectionner des évènements contenant majoritairement des jets de b , on rajoute une coupure sur le discriminant de l'algorithme CSVv2 du jet de plus haute impulsion de l'évènement. La figure 4.24a présente la fraction de jets de différentes saveurs en fonction du discriminant. Les figures 4.24b et 4.24c présentent respectivement, l'efficacité de sélection d'évènements contenant un jet de b et la pureté⁴ de la sélection en fonction de la coupure sur le discriminant. Le choix a été fait d'avoir la

4 la pureté est définie comme $\frac{N_{bjet}}{N_{sel}}$, avec N_{bjet} le nombre d'évènements avec un jet de b et N_{sel} le nombre d'évènements passant la coupure sur CSVv2

pureté la plus grande possible au détriment de l'efficacité de sélection, cela consiste en une sélection des événements ayant une valeur de discriminant supérieure à 0.995, la pureté en jet de b sera alors de 71%. Ce choix a été fait pour conserver le nombre d'événements minimum nécessaire pour réaliser l'étude. La figure 4.25 présente les différentes fractions de saveur présentes dans l'échantillon avant et après sélection en fonction de p_T^γ , on y voit clairement la fraction de jet de b augmenter par rapport aux autres fractions de saveur.

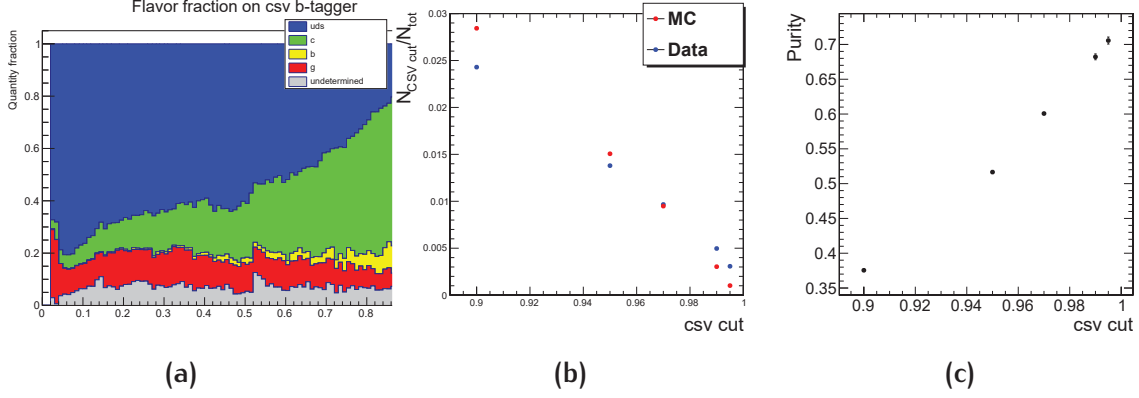


FIG. 4.24: Fractions de saveur de jets (a), l'efficacité de sélection (b) et pureté de la sélection (c) en fonction de la valeur de la coupure sur le discriminant du CSVv2.

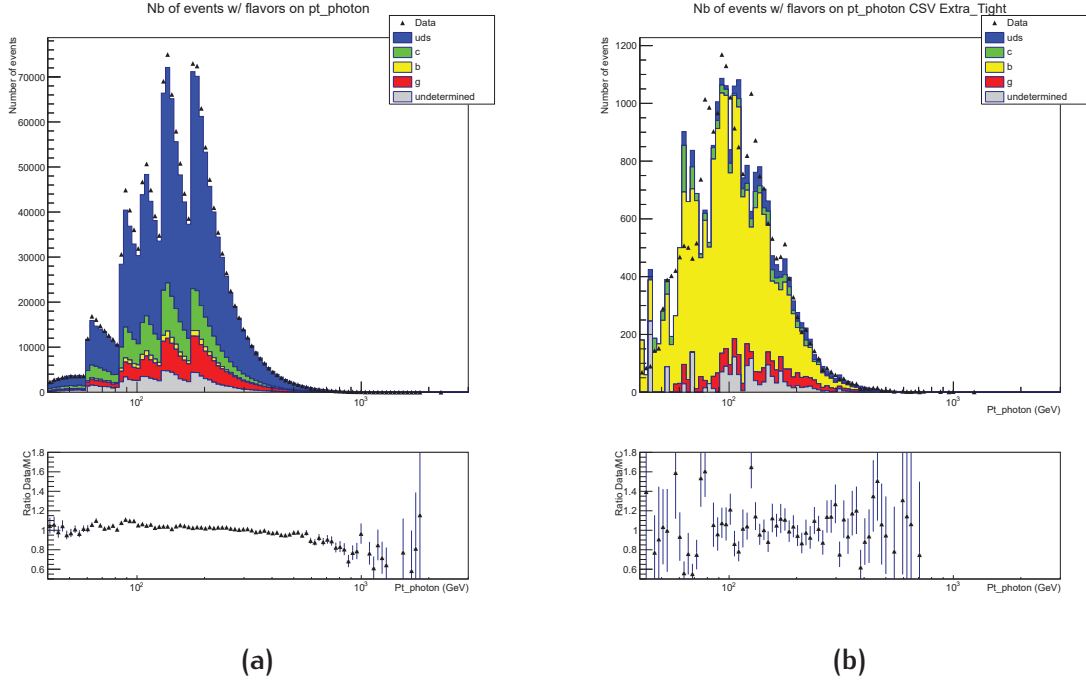


FIG. 4.25: Nombre d'événements en fonction de p_T^γ avant (a) et après coupure (b) sur le discriminant du CSVv2 pour les données (points noirs) et les simulations (histogramme plein), les simulations sont détaillées en différentes saveurs.

Cette étude consiste en la mesure d'un double ratio, $R_b/R_{nominal}$, avec R_b le ratio $data/MC$ de la réponse des jets pour l'échantillon enrichi en b (pureté de 71%) et $R_{nominal}$ le ratio $data/MC$ de la réponse des jets pour l'échantillon sans coupure sur le discriminant, les réponses seront étudiées avant et après extrapolation (l'extrapolation est réalisée comme décrit dans la partie 4.4.4.1). Ce ratio est une bonne figure de mérite pour juger la qualité des JEC sur un échantillon enrichi en une saveur donnée.

4.6.1.1 Résultats

Les figures 4.26a et 4.26b présentent le ratio $R_b/R_{nominal}$ en fonction de p_T^γ pour la réponse de la balance et MPF avant et après extrapolation. La distribution en fonction de p_T ne montre pas de dépendance particulière et semble plate dans la limite des incertitudes statistiques. La figure 4.26c présente un ajustement constant en fonction de p_T^γ des distributions précédentes. Les ratios mesurés extrapolés et non extrapolés sont compatibles avec 1 ce qui implique que les JEC extraites sur un échantillon inclusif en saveur sont adaptées à un échantillon enrichi en jet de b dans la limite des incertitudes statistiques.

Dans les prochaines années de fonctionnement du LHC, avec l'augmentation du nombre d'évènements et la réduction des incertitudes statistiques, il n'est pas exclu qu'une dépendance en saveur apparaisse dans les corrections en énergie des jets. Un choix pourrait être fait de faire varier les JEC à l'aide des discriminants issus des algorithmes d'identification de saveur de jets pour modéliser cette dépendance.

4.7 CONCLUSION

Dans ce chapitre, le sujet des corrections en énergie des jets absolues à travers l'étude d'évènements $\gamma + jets$ a été approfondi. L'intérêt d'utiliser la balance en impulsion transverse du jet et du photon pour atteindre la JES a été discuté ainsi que les stratégies mises en place pour atténuer les biais dans leur mesure. Les résultats pour les données 2016 ont été présentés et validés dans un test d'intégrité. L'extraction des facteurs d'échelle des JER a été détaillée et les résultats présentés. Enfin une étude de la réponse dans un échantillon enrichi en jet de b a été discutée, cette étude n'a pas montré de dépendance des JEC dans ce type d'échantillons.

Il a été vu que les évènements $\gamma + jets$ sont utilisés intensivement dans le domaine de la calibration en énergie des jets mais ils sont aussi intéressants pour étudier les prédictions du modèle standard et les comparer aux données récoltées. En particulier dans le domaine de la physique des saveurs des jets, ce sera l'objet du chapitre suivant qui détaille la mesure de la section efficace différentielle de production d'évènements où un photon est émis en association avec un quark de saveur lourde.

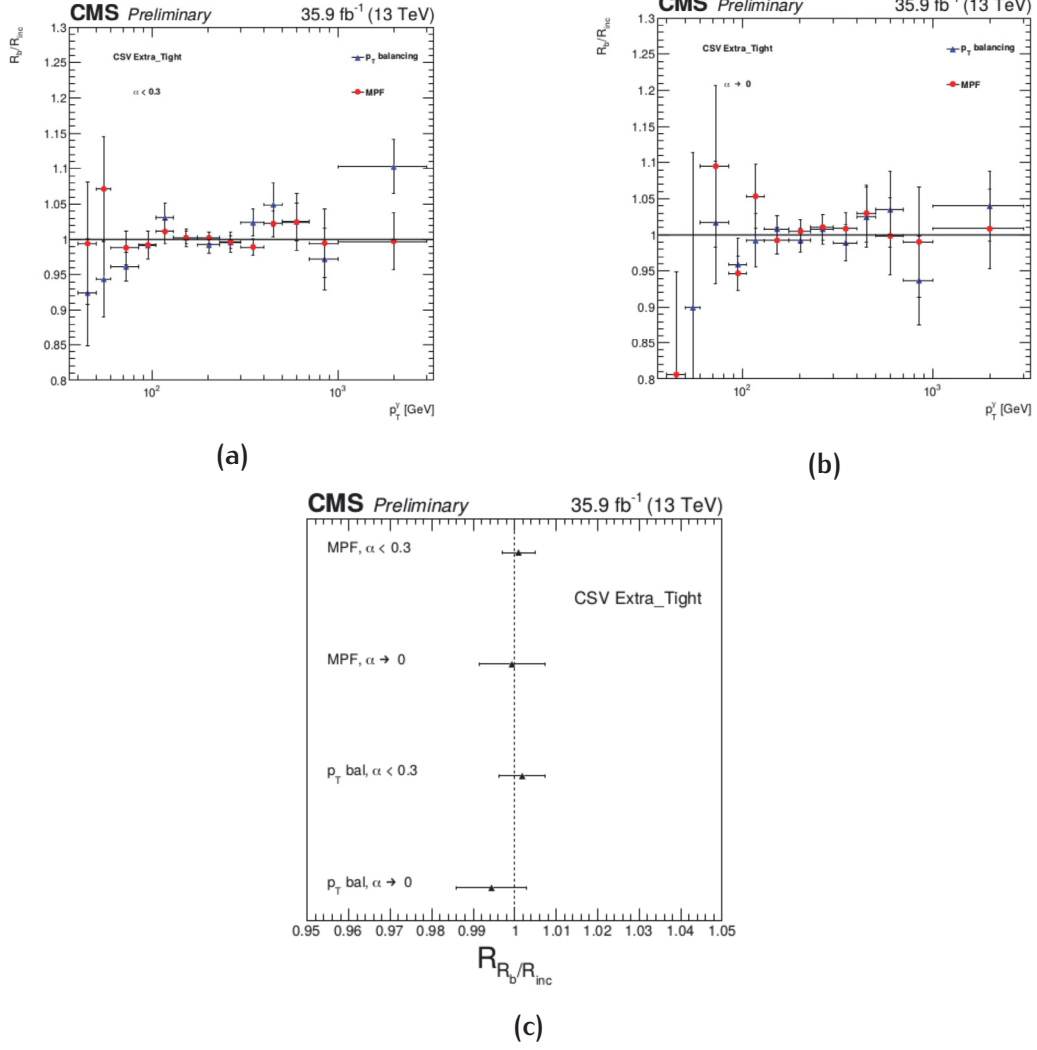


FIG. 4.26: Ratios $R_b/R_{nominal}$ en fonction de p_T^γ pour les réponses de la balance (a) et MPF (b). La figure (c) présente le résultat d'un ajustement constant des réponses présentées dans les figures (a) et (b).

5

MESURE DE LA SECTION EFFICACE DIFFÉRENTIELLE DE PRODUCTION D'ÉVÉNEMENTS PHOTON + SAVEUR LOURDE DE JETS

5.1	Les événements photon + saveur lourde de jets	104
5.1.1	Une fenêtre sur les PDF	105
5.1.2	Signal et bruits de fond	107
5.1.3	Stratégie globale de l'analyse	107
5.2	Sélection	108
5.2.1	Comparaison données simulations : Photon + jets	113
5.3	Identification des événements photons + jet	119
5.3.1	Stratégie.	119
5.3.2	Estimation sur les données du bruit de fond	119
5.3.3	Arbre de décision boosté par gradient : BDTG	121
5.3.4	L'ajustement par maximum de vraisemblance	126
5.4	Identification des événements photons + saveurs lourdes jets	127
5.4.1	Stratégie.	127
5.4.2	La fonction de densité de probabilité	128
5.4.3	Test de corrélation entre l'algorithme deepCSV et BDTG	129
5.4.4	Fonction de densité de probabilité déroulées	130
5.4.5	Incertitudes Systématiques	132
5.4.6	Test d'intégrité de l'ajustement	133
5.4.7	Distributions post-ajustement	135
5.4.8	Résultats	140
5.5	Unfolding.	144
5.5.1	Principe.	144
5.5.2	Ajustement pour le Unfolding.	145
5.5.3	Matrices de migration	148
5.5.4	Résultats et comparaison aux prédictions LO et NLO	148
5.6	Conclusion	153

Le chapitre 1 a montré que le modèle standard donne jusqu'à maintenant de bonnes prédictions qui ont ensuite été mesurées expérimentalement avec précision. Dans ce cadre, les événements comportant un photon et un jet issus de quarks de saveurs lourdes représentent de bons outils pour tester les prédictions du modèle standard. Ce type d'événement est rare car la masse du quark de saveur lourde réduit fortement la probabilité de l'observer dans un proton. Cependant, les conditions de collision du

LHC permettent d'obtenir un nombre suffisant d'événements pour réaliser des mesures. Ce chapitre va présenter la mesure de la section efficace doublement différentielle de production d'événements où un photon est émis en association avec un jet issu d'un quark b en fonction de l'impulsion transverse du photon et de sa pseudo-rapidité. Ce type de mesure a déjà été réalisées par l'expérience ATLAS mais uniquement à une énergie de 8 TeV dans le centre de masse [69], ce sont les premières du genre, à une énergie de 13 TeV et de manière générale, dans l'expérience CMS.

Le photon étant une sonde sans charge de couleur, ce type d'événement permet de tester les prédictions de QCD perturbative, les effets de gerbe partonique ainsi que le contenu en saveur lourde du proton. La partie 1.4.1 montre que les mesures de type $pp \rightarrow \text{quark} + \gamma$ permettent d'obtenir des informations pour contraindre les PDF du proton, ce qui renforce encore l'intérêt de la mesure de cette section efficace. Ce chapitre détaillera l'analyse mise en place pour réaliser la mesure de la section efficace différentielle de production d'événements $\gamma + b\text{-jet}$. L'extraction se fait en deux grandes étapes, la première consiste à mesurer le nombre d'événements $\gamma + \text{jet}$ qui sera le point de départ pour la seconde étape, l'extraction de la section efficace $\gamma + b\text{-jet}$.

5.1 LES ÉVÉNEMENTS PHOTON + SAVEUR LOURDE DE JETS

L'étude présentée dans ce chapitre repose sur les événements où un photon et un quark b sont produits en association, ces événements peuvent être produits au premier ordre principalement par les diagrammes présentés dans la figure 5.1.

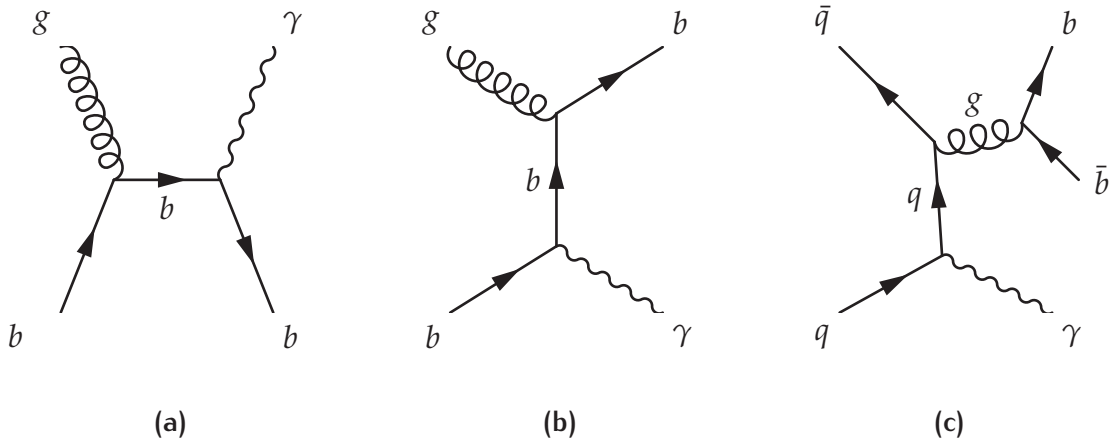


FIG. 5.1: Diagrammes de Feynman de production de photon en association avec un quark b à l'arbre.

Ces événements permettent de sonder à la fois la structure du proton et QCD. Les événements produits par le diagramme 5.1c permettent d'étudier la désintégration des gluons et ainsi sonder les prédictions de QCD. Dans le cadre des événements $qg \rightarrow q\gamma$, la conservation de la saveur dans ces interactions impose d'avoir un quark b dans l'état initial pour en obtenir un seul dans l'état final. Ces interactions étant produites

au sein de collision proton-proton, ce type d'événement renseigne directement sur le contenu en quark b du proton. Cela est aussi valable pour les événements où un photon est produit en association avec un quark c , qui eux, renseignent sur le contenu en quark c du proton.

5.1.1 Une fenêtre sur les PDF

Le type d'événement que l'on vient d'introduire renseigne sur la structure dynamique du proton. On peut donc les utiliser pour tester et/ou contraindre différentes paramétrisations de PDF. Dans certains modèles théoriques, tel que le modèle des fonctions d'ondes du cône de lumière [70], le contenu en quarks lourds du proton n'est pas uniquement dû aux paires $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ provenant des quarks de la mer mais aussi à une composante intrinsèque du proton. Cette composante intrinsèque peut être interprétée comme un état lié du proton de type $p = uudh\bar{h}$, où $h = b$ ou c , c'est un état singlet de couleur, il n'est donc pas interdit dans QCD. Dans le cas où le proton aurait une composante intrinsèque de quark de saveur lourde, la probabilité d'avoir une collision avec un quark de saveur lourde augmente. La section efficace des événements produisant un photon en association avec un quark lourd serait donc plus grande.

Dans la suite de cette partie, la possibilité d'identifier par leurs variables cinématiques les événements issus de ce type de modèle a été étudiée. Le quark lourd considéré ici est un quark c , ce choix est contraint par les PDF disponibles pour réaliser l'étude. Cependant, les observations présentées ici, peuvent se généraliser dans une certaine mesure aux quarks b .

Les événements utilisés dans cette étude ont été générés par *MadGraph5_aMC@NLO* [71]. Afin de tester différents contenus en saveur lourde du proton, trois lots de fonctions de densité partonique ont été utilisées : *NNPDF2.3*, qui décrit le contenu standard du proton, c'est la fonction utilisée pour le modèle standard dans *MadGraph5_aMC@NLO* (elle ne contient pas de composante intrinsèque de quarks lourds) et *CT14nnloIC* une fonction qui comporte deux lots introduisant respectivement 1% et 3.5% de quarks c intrinsèques [16].

La figure 5.2, présente la distribution de la variable de Bjorken x pour le quark c incident (gauche) et le gluon incident (droite). On remarque que pour le quark c incident la fraction d'événements à x élevé augmente avec la fraction de quark c intrinsèque. Cette observation peut s'expliquer par la plus grande probabilité de trouver les quarks de valence à des valeurs élevées de x , or, la contribution intrinsèque de quarks lourds peut s'interpréter comme des quarks de valence.

La figure 5.3, présente la distribution de η du quark c (droit) et du photon (droit) émis dans la réaction. On remarque une légère augmentation du nombre d'événements comportant un quark avec $|\eta| > 4$, cette augmentation peut s'expliquer par l'asymétrie plus importante en terme de la variable x dans les événements produits avec une fraction intrinsèque de charme. En effet, la probabilité d'obtenir un quark de x élevé augmente alors que la distribution de x pour les gluons reste stable. Cela augmente la probabilité d'obtenir une collision avec un quark à x élevé et un gluon à x

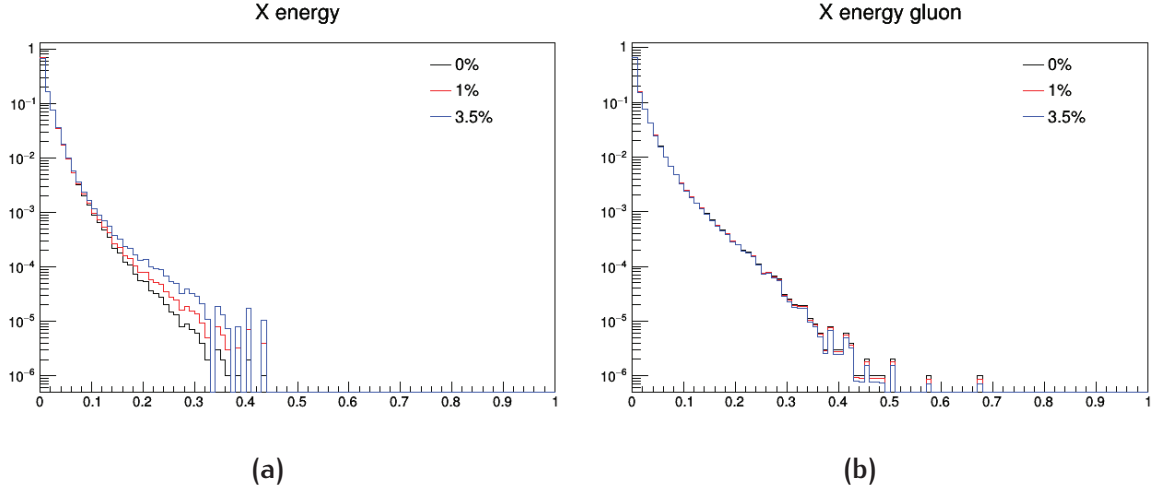


FIG. 5.2: Distribution de la variable de Bjorken dans des événements produits via les diagrammes de la figure 5.1 pour le quark c (a) et le gluon (b) incident

faible. Ce type de collision sera fortement boosté le long de l'axe z , les partons qui sont radiés, le seront avec un $|\eta|$ plus important que dans le cas où la fraction d'énergie emportée est similaire. Cette différence est cependant trop faible pour être mesurée expérimentalement dans l'expérience CMS, l'efficacité d'identification des jets issus de saveurs lourdes chute grandement pour des valeurs de $|\eta|$ élevées. De plus, la limite actuelle sur la fraction de charme intrinsèque dans le proton $w_{c\bar{c}}$ est inférieure à 1.92% [72].

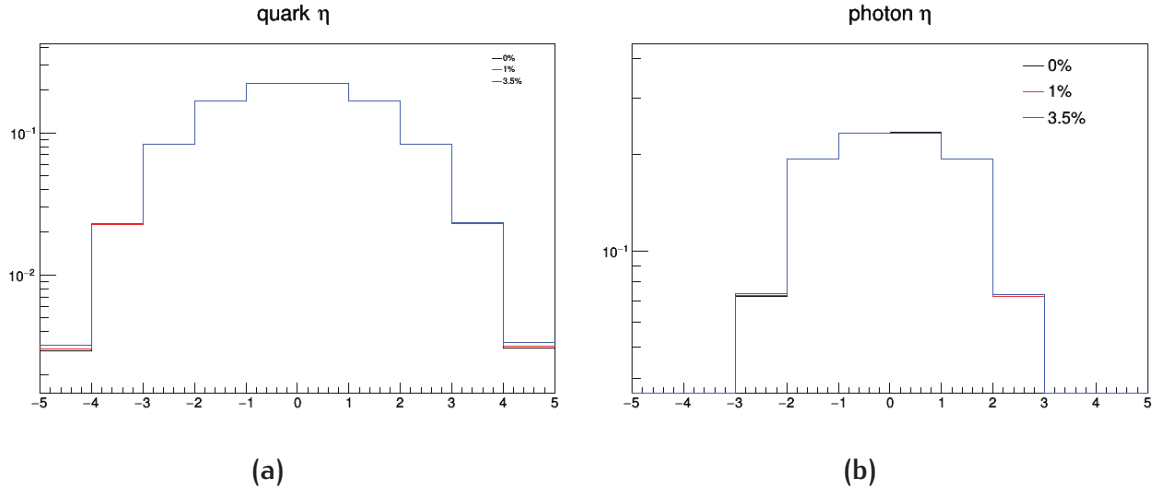


FIG. 5.3: Distribution de η dans des événements produits via les diagrammes de la figure 5.1 pour le quark c (a) et le photon (b) radié

Cette étude montre que la mesure du nombre d'événements où un photon est produit en association avec un quark de saveur lourde permet de sonder la structure dynamique du proton. Dans la suite de ce chapitre, contrairement à cette partie, on ne considérera que des quarks b .

5.1.2 Signal et bruits de fond

Les événements de signal correspondent aux événements où un photon est émis en association avec un jet issu d'un quark b. Dans le cadre de la mesure de la section efficace différentielle, les principaux bruits de fond sont les événements où un photon est émis avec un jet qui n'est pas issu d'un quark b et les événements Multijet.

Signal : Photon + b-jet Pour réaliser l'analyse, il convient de définir ce qui correspond au signal dans les simulations ainsi que la région fiducielle du détecteur dans laquelle on réalise la mesure de la section efficace.

On définit comme événements de signal dans les simulations, les événements avec un photon généré isolé et un jet identifié comme issu d'un quark b ¹. Un photon est considéré comme isolé au niveau généré si l'énergie des particules générées autre que le photon situées à une distance angulaire R inférieure à 0.4 est inférieure à 5 GeV. Au niveau reconstruit, on considère comme événements de signal, les événements où un photon reconstruit est situé à une distance $\Delta R < 0.2$ d'un photon généré isolé. Le volume fiduciel considéré du détecteur est séparé en deux intervalle en $|\eta_{GEN}^\gamma|$: $[0., 0.8]$ et $[0.8, 1.4442]$. On restreint la mesure de la section efficace uniquement dans le tonneau pour bénéficier des meilleures performances de reconstruction possibles pour les photons et les jets.

Photon + jets légers Les événements où un photon est produit en association avec un jet léger ou un jet issu d'un quark c sont aussi un bruit de fond important, la difficulté pour isoler ce bruit de fond consiste dans l'identification de la saveur du jet de l'événement.

Multijet Comme dans l'analyse présentée au chapitre 4, les événements Multijet, où un jet est reconstruit de manière erronée comme un photon, constituent un bruit de fond important.

5.1.3 Stratégie globale de l'analyse

L'extraction du signal est réalisée à partir d'un ajustement par maximum de vraisemblance à deux dimensions. Les fonctions de densité de probabilité (*pdf*) du signal et du bruit de fond γ + jets légers sont obtenues avec des simulations et celle du bruit de fond Multijet est obtenue avec des données. Le choix d'utiliser les données pour modéliser ce bruit de fond permet de disposer d'un plus grand nombre d'événements qu'en utilisant des simulations Multijet. De plus, les événements Multijet ne sont pas très bien modélisés et il est plus sûr d'utiliser les données. Ce choix oriente l'analyse vers une sélection initiale qui rejette peu d'événements, permettant ainsi d'en conserver un maximum pour l'estimation du bruit de fond Multijet et pour l'ajustement.

¹ En suivant la définition de la saveur hadronique.

Deux ajustements successifs sont réalisés, le premier permet d’obtenir le nombre d’évènements $\gamma + jet$ et Multijet, le second utilise les nombres précédemment extraits comme paramètres de départ pour extraire le nombre d’évènements $\gamma + b$ -jet. Une fois l’ajustement réalisé, une procédure dite de UNFOLDING est utilisée pour modéliser les effets de reconstruction du détecteur comme la perte d’efficacité ou encore les migrations des valeurs des variables des objets d’un intervalle de mesure à un autre. Cette étape permet d’obtenir la mesure « vraie », ce que l’on obtiendrait si l’on pouvait accéder directement aux collisions sans l’entremise du détecteur.

Les résultats alors obtenus seront comparés aux prédictions du modèle standard à l’aide de simulations LO et NLO. Les détails de ces différentes étapes seront donnés dans la suite du chapitre.

5.2 SÉLECTION

Les objets utilisés dans cette analyse ont été reconstruits à l’aide de l’algorithme de *particle flow* introduit au chapitre 2, les jets considérés sont construits avec l’algorithme anti- k_T avec un rayon $R = 0.4$.

Les évènements de signal ont été simulés par : PYTHIA 8 [66] et Madgraph 5 [71] pour les prédictions LO et amc@NLO [71] pour les prédictions NLO. Dans l’analyse, le bruit de fond Multijet est estimé avec les données. Cependant, afin de valider cette estimation et comparer aux prédictions, des évènements Multijet simulés avec PYTHIA 8 ont été utilisés. Les fonctions de densité partonique utilisées pour la génération sont NNPDF 3.0 [17], ce sont les PDF standards utilisées par la collaboration CMS pour l’année 2016, ces PDF fixent la valeur de la constante d’interaction forte à 0.118 et utilisent le thème à 5 saveurs sans masse pour les quarks. L’hadronisation est réalisée pour toutes nos simulations à l’aide de PYTHIA 8 configuré suivant la recommandation CUETP8M1 [67] pour l’évènements sous-jacent.

Les échantillons $\gamma + jet$ contiennent des évènements de type $qg \rightarrow q\gamma$ et $qq \rightarrow g\gamma$. L’échantillon Multijet est dominé par les évènements avec des états finaux contenant des quarks et des gluons ainsi que les évènements $\gamma + jet$ issus de la fragmentation d’un jet².

Les données sur lesquelles la mesure est réalisée ont été récoltées en 2016. Cela représente une luminosité intégrée de $35478 \pm 887 \text{ pb}^{-1}$.

Pour les données, on ne considère que les évènements qui passent un chemin de déclenchement exigeant la présence d’un photon. Il y a différents chemins de déclenchement disponibles en fonction de l’impulsion du photon. La table 5.1 présente les chemins de déclenchement (différents de ceux utilisés au chapitre 4), les intervalles en impulsion du photon ainsi que le prescale associé.

Pour déterminer les intervalles en p_T optimum des chemins de déclenchement, on étudie les courbes d’efficacité relative et absolue. L’efficacité relative est définie comme

² Les photons de fragmentations sont des photons radiés dans le processus d’hadronisation d’un quark ou d’un gluon et prenant une part significative de l’impulsion du jet

Chemin de déclenchement	intervalle en p_T^γ (GeV)	prescale
HLT_Photon30	[40, 60]	0.000195510
HLT_Photon50	[60, 85]	0.000952875
HLT_Photon75	[85, 105]	0.0046139
HLT_Photon90	[105, 130]	0.00920684
HLT_Photon120	[130, 190]	0.0207623
HLT_Photon175	[190, 3000]	1

TAB. 5.1: Chemins de déclenchement comportant un photon avec seuil en p_T et prescale associé établi par la collaboration CMS pour l'analyse des données de 2016

$\frac{N_{HLT_x \& \& HLT_{x-1}}}{N_{HLT_{x-1}}}$ avec N_{HLT_x} le nombre d'événements ayant passé le (les) chemin (s) de déclenchement X . Cette définition est dite relative car l'efficacité d'un chemin est déterminée par rapport au chemin de déclenchement précédent. Pour déterminer l'efficacité absolue des chemins de déclenchement, on utilise des lots de données différents de ceux utilisés pour l'analyse. Ces données ont été sélectionnées pour avoir au moins un jet ayant passé un chemin de déclenchement exigeant la présence d'un jet d'une certaine impulsion. Dans ces événements, si un photon est reconstruit, on teste s'il a passé l'un des chemins de déclenchement de l'analyse. L'efficacité absolue des chemins de déclenchement est alors définie comme : $\epsilon = \frac{N_{HLT \& \& selected}^\gamma}{N_{selected}}$ avec $N_{selected}$ le nombre d'événements sélectionnés où un photon est reconstruit et $N_{HLT \& \& selected}^\gamma$ le nombre d'événements sélectionnés (comportant un jet), où le photon a passé un des chemins de déclenchement de l'analyse. La figure 5.4, présente la distribution de ces efficacités relatives (droite) et absolues (gauche) pour le chemin de déclenchement $HLT_Photon175$ en fonction de p_T^γ . Le seuil d'efficacité de 99% est atteint pour $p_T^\gamma > 186.59 \text{ GeV}$ pour l'efficacité relative et $p_T^\gamma > 189.56 \text{ GeV}$ pour l'efficacité absolue, l'intervalle pour ce chemin est donc défini à partir de 190 GeV (deuxième colonne de la table 5.1). Un seuil plus optimal aurait été 200 GeV pour couvrir les fluctuations dans la distribution d'efficacité absolue mais pour des raisons historiques de l'analyse, la valeur de 190 GeV a été conservée. Par la suite, les efficacités de sélection des chemins de déclenchements n'ont pas été appliquées aux simulations. Ces deux derniers points sont des axes d'amélioration prévus pour le futur.

La mesure de la section efficace différentielle est réalisée dans différents intervalles en p_T^γ . Ces intervalles sont construits de telle sorte à ne contenir que des événements ayant passé un chemin de déclenchement donné, afin de n'avoir qu'un seul facteur de *prescale* par intervalle en p_T . Les intervalles en p_T sont présentés dans la table 5.2.

La sélection est construite de façon à être très lâche pour permettre à suffisamment d'événements de bruit de fond d'être sélectionnés dans les données, pour ensuite le modéliser de manière satisfaisante. Elle repose sur les variables et critères suivants (déjà introduits au chapitre précédent) : H/E , $\sigma_{\eta\eta}$, I_{CH} , I_γ , Vêto de Pixel seed.

La table 5.3 résume les différentes coupures appliquées sur les variables présentées.

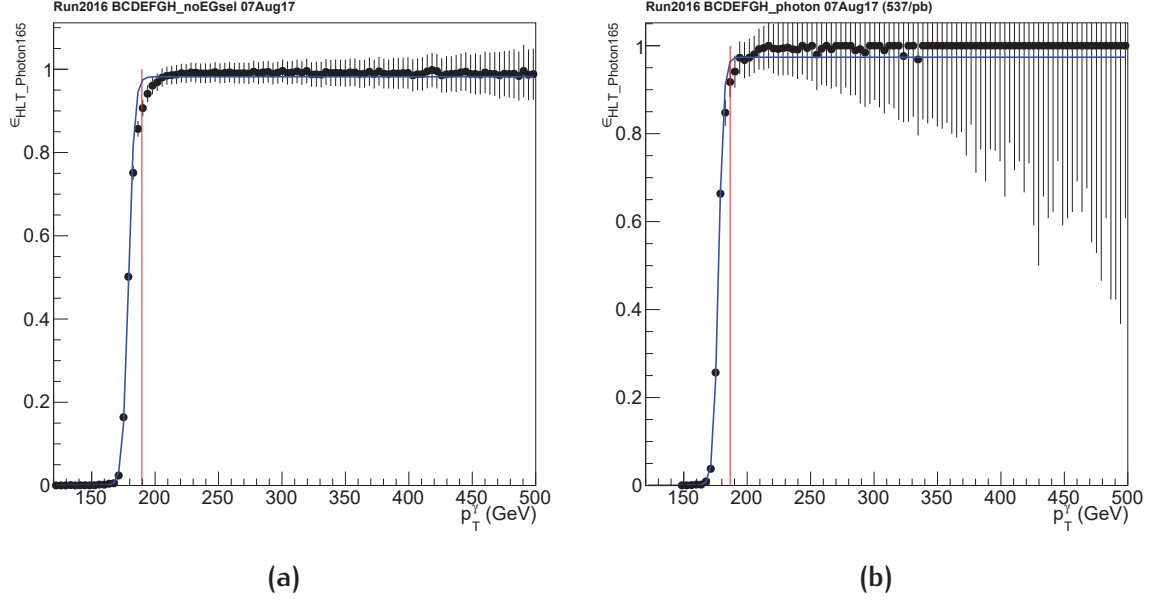


FIG. 5.4: Distribution des efficacités absolues (droite) et relatives (gauche) en fonction de p_T^γ pour le chemin de déclenchement $HLT_Photon175$. La ligne rouge verticale symbolise le seuil des 99% d'efficacité

Intervalle en p_T^γ en GeV			
]60, 85]	]85, 105]	]105, 130]	]130, 190]
]190, 220]	]220, 250]	]250, 300]	]300, 350]
]350, 400]	]400, 500]	]500, 700]	]700, 1000]

TAB. 5.2: Intervalles en p_T

Variable	Coupure
H/E	< 0.08
$\sigma_{i\eta i\eta}$	< 0.0103
I_{CH}	< 15
I_γ	< 10

TAB. 5.3: Critères d'identification des photons

On ne considère que les événements avec $p_T^\gamma > 40 \text{ GeV}$, et $|\eta^\gamma| < 1.4442$, une pondération similaire à celle présentée dans la partie 4.4.3 est appliquée aux profils d'empilement pour chaque chemin de déclenchement dans les simulations pour qu'ils correspondent à ceux observés dans les données.

La sélection demande en plus la présence d'un jet qui remplit les critères lâches définis dans la table 3.1 et qui est séparé du photon par distance angulaire ΔR supérieure à 0.4.

La figure 5.5 présente, (en rouge) l'efficacité de la sélection en fonction de p_T^γ , estimée sur les événements simulés par PYTHIA et les facteurs de prescale (en noir). L'efficacité est définie comme le ratio du nombre d'événements de signal sélectionnés par le nombre d'événements de signal générés dans l'intervalle en $p_{T, reco}^\gamma$ considéré. Elle est de l'ordre de 40% pour des événements $\gamma + jets$, la table 5.4 résume les efficacités pour les différents intervalles.

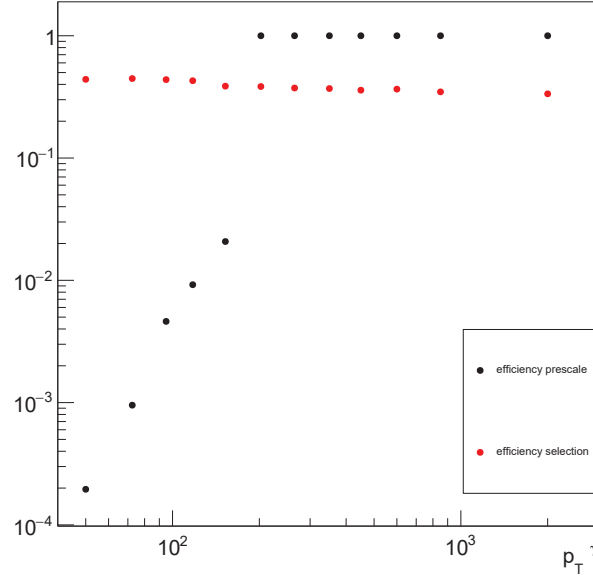


FIG. 5.5: Distribution des efficacités de sélection (rouge) et des facteurs de prescale (noir) en fonction de p_T^γ

intervalle en p_T^γ	efficacité de sélection	Facteur de prescale
[40, 60]	0.4436 ± 0.0003	0.00019551
[60, 85]	0.4467 ± 0.0003	0.000952875
[85, 105]	0.4378 ± 0.0005	0.0046139
[105, 130]	0.429 ± 0.001	0.00920684
[130, 190]	0.387 ± 0.002	0.0207623
[190, 220]	0.384 ± 0.002	1
[220, 250]	0.373 ± 0.005	1
[250, 300]	0.370 ± 0.007	1
[300, 350]	0.359 ± 0.008	1
[350, 400]	0.365 ± 0.012	1
[400, 500]	0.348 ± 0.017	1
[500, 700]	0.334 ± 0.018	1
[700, 1000]	0.320 ± 0.026	1

TAB. 5.4: Efficacités de sélection, facteurs de prescale et les incertitudes statistiques associées

5.2.1 Comparaison données simulations : Photon + jets

Cette partie présente des comparaisons *data/MC* pour les trois simulations d'événements $\gamma + jet$, PYTHIA, Madgraph et amc@NLO, le bruit de fond est modélisé avec des événements Multijet simulés à l'aide de PYTHIA. Toutes les distributions sont réalisées avec des événements ayant passé la sélection présentée dans la partie précédente. Les distributions des simulations sont normalisées à la luminosité mesurée dans les données.

Les figures 5.6 et 5.7 présentent les distributions en impulsion transverse et pseudo-rapacité du photon. Les trois simulations ont une description satisfaisante des données pour les variables du photon. La différence principale repose sur la normalisation des distributions. Toutefois, ici, c'est la description de la forme des distributions qui est la plus importante. L'annexe B présente les comparaisons *data/MC* de toutes les variables du photon utilisées dans la suite. La description de la forme est satisfaisante et la norme varie d'une simulation à l'autre.

Les figures 5.8 et 5.9 présentent les distributions en impulsion transverse et pseudo-rapacité du premier jet de l'événement. La simulation donnant la meilleure description des données est amc@NLO, son ratio *data/MC* est le plus constant. La moins performante est Madgraph qui montre de fortes fluctuations dans le spectre en p_T du jet. PYTHIA a une description satisfaisante des données pour $\eta^{1^{er}jet}$, quelques fluctuations sont visibles dans la distribution de $p_T^{1^{er}jet}$.

La figure 5.10, présente la distribution du discriminant de l'algorithme deepCSV. Les trois simulations décrivent bien les données, bien que PYTHIA semble donner la meilleure description des données.

Toutes les distributions montrées jusqu'ici permettent de retenir deux simulations pour la description des données, amc@NLO et PYTHIA.

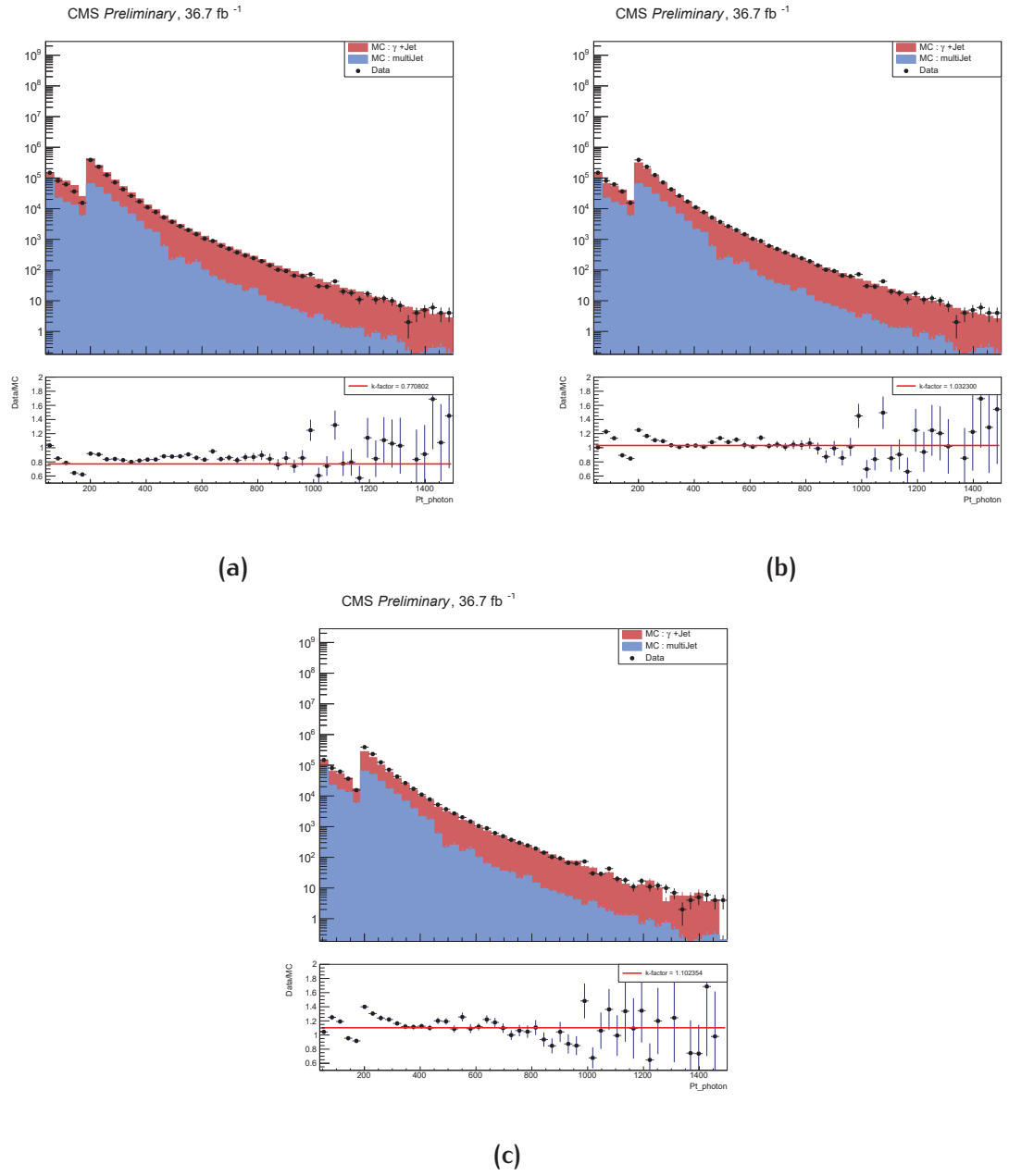


FIG. 5.6: Distribution de p_T^γ des événements $\gamma + jets$ pour amc@NLO (a), PYHTIA (b) et Madgraph (c), en bleu, et des événements multijet en rouge, les données sont modélisées par les points noirs. Les erreurs présentées sont uniquement statistiques.

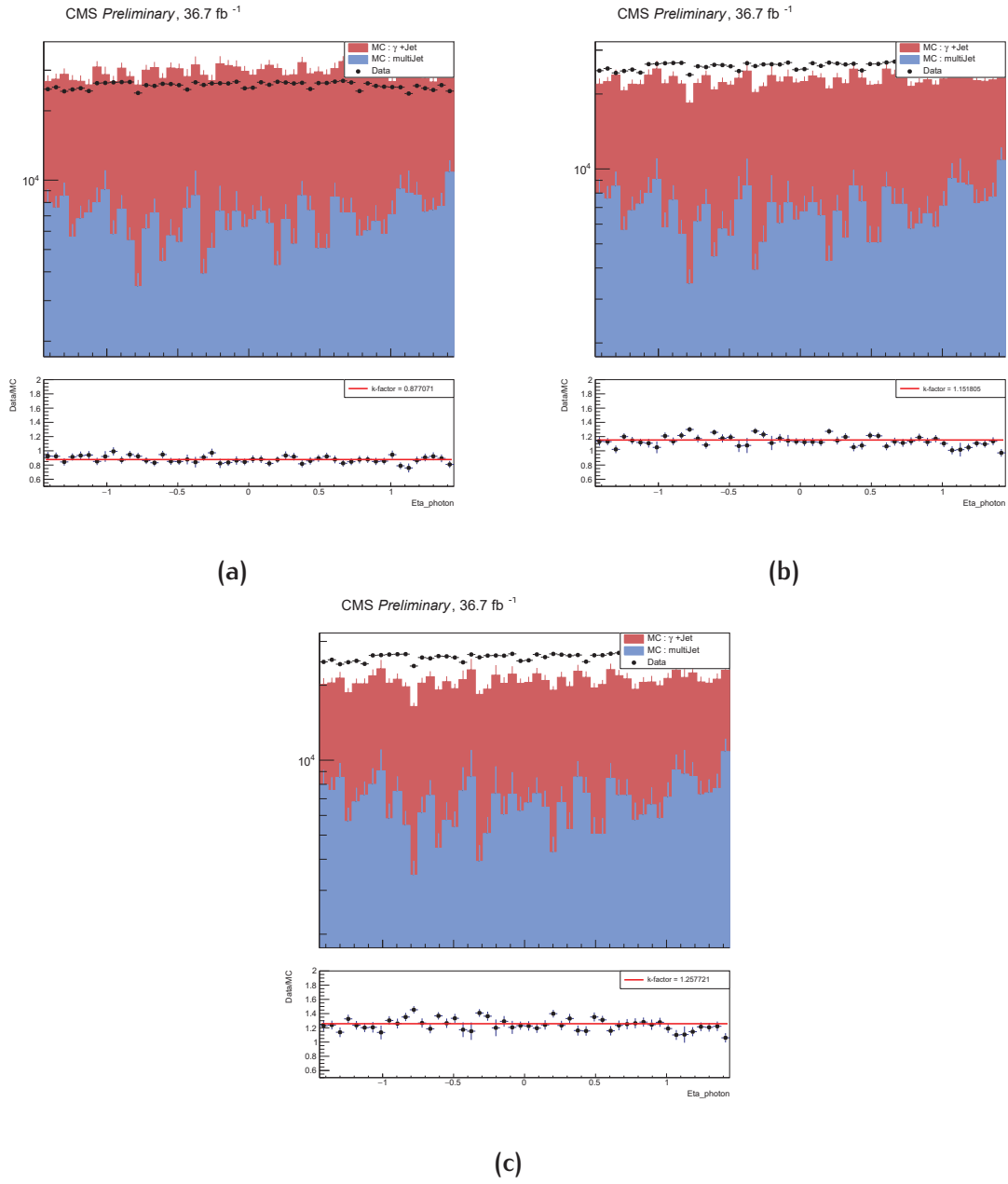


FIG. 5.7: Distribution de $\eta\gamma\gamma$ des événements $\gamma + jets$ pour amc@NLO (a), PYHTIA (b) et Madgraph (c), en bleu, et des événements multijet en rouge, les données sont modélisées par les points noirs. Les erreurs présentées sont uniquement statistiques.

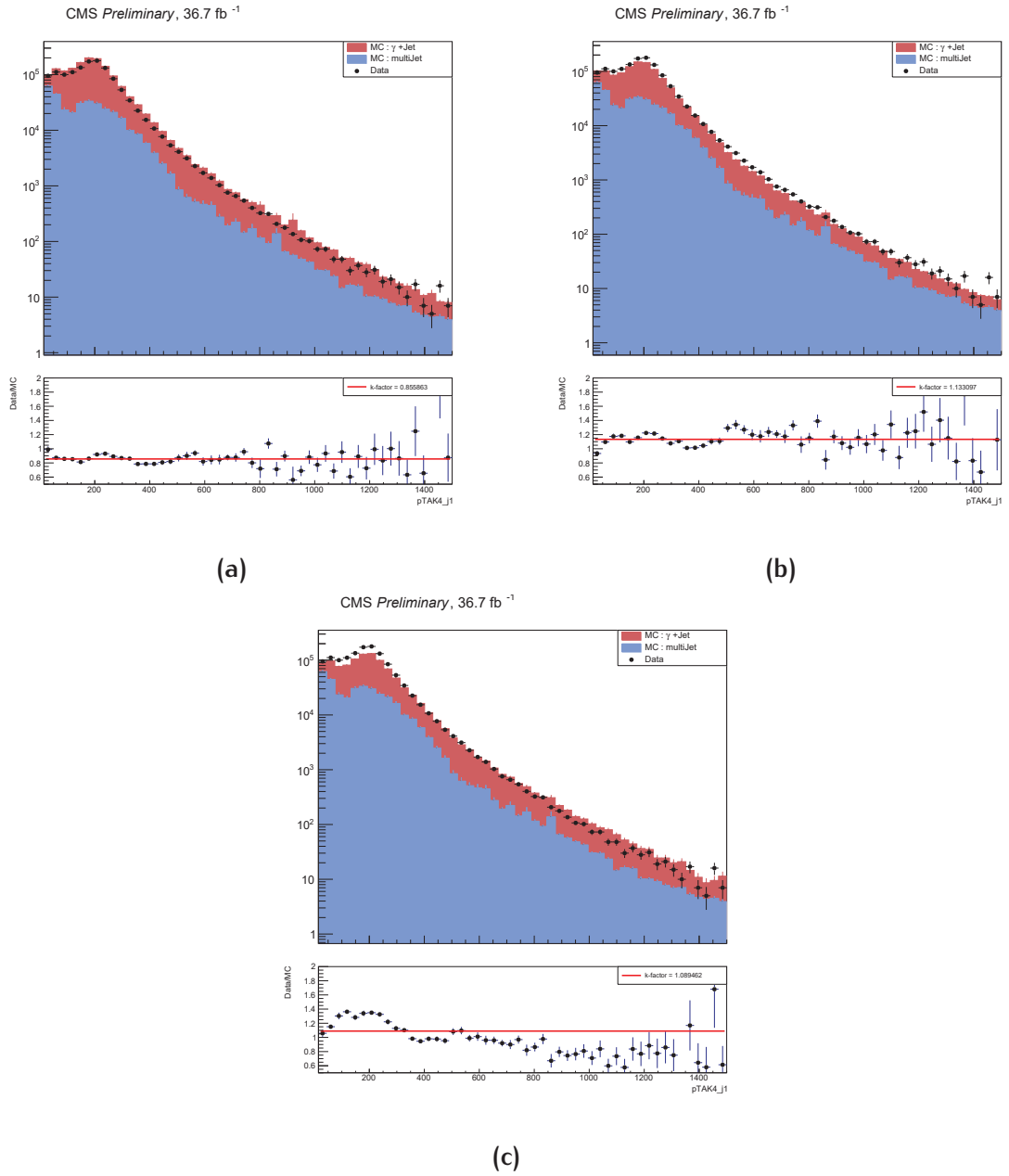


FIG. 5.8: Distribution de $p_T^{1^{er}jet}$ des événements $\gamma + jets$ pour amc@NLO (a), PYHTIA (b) et Madgraph (c), en bleu, et des événements multijet en rouge, les données sont modélisées par les points noirs. Les erreurs présentées sont uniquement statistiques.

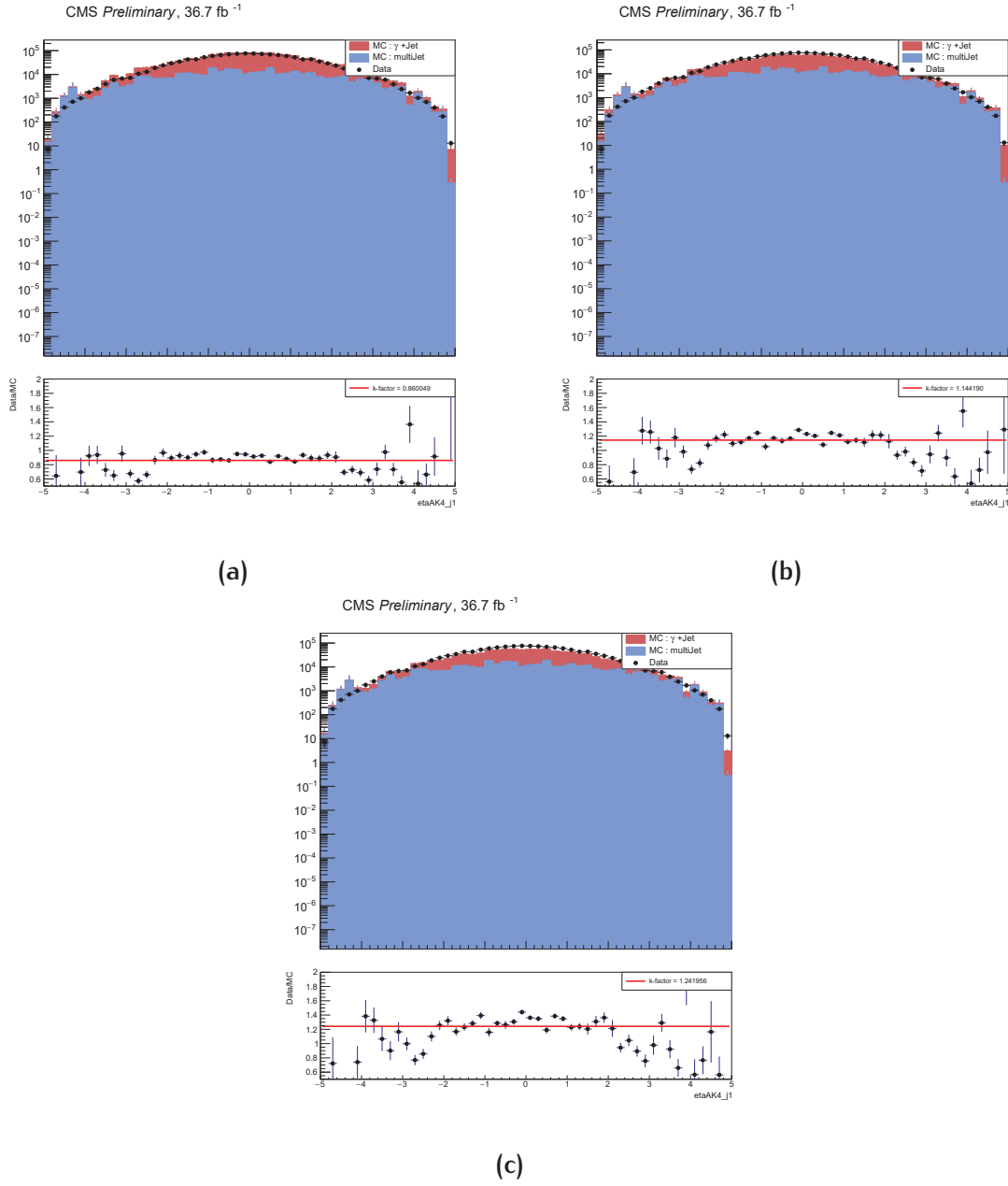


FIG. 5.9: Distribution de $\eta^{1^{er}jet}$ des événements $\gamma + jets$ pour amc@NLO (a), PYHTIA (b) et Madgraph (c), en bleu, et des événements multijet en rouge, les données sont modélisées par les points noirs. Les erreurs présentées sont uniquement statistiques.

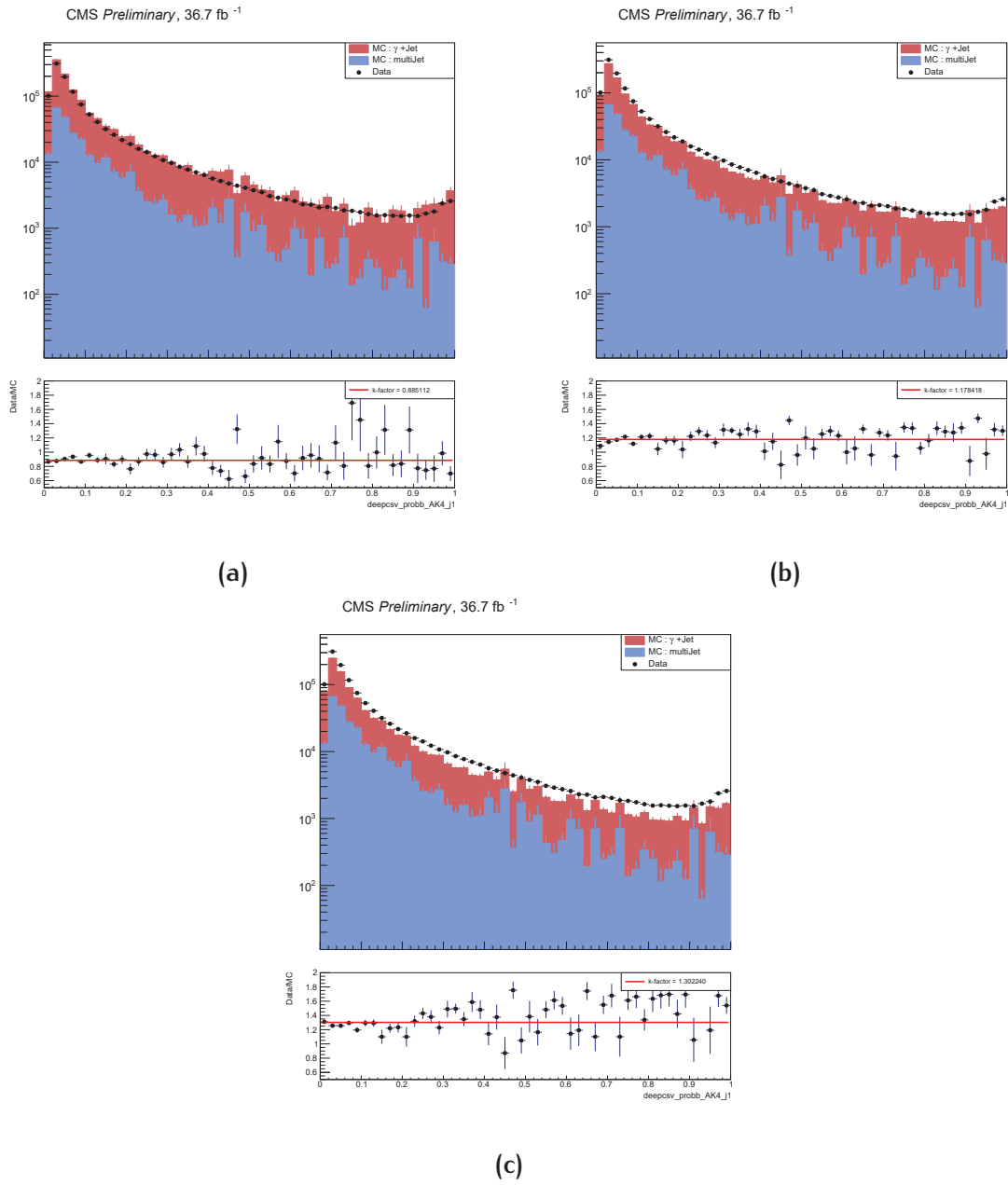


FIG. 5.10: Distribution du discriminant DeepCSV de l'algorithme deepCSV des événements γ + jets pour amc@NLO (a), PYHTIA (b) et Madgraph (c), en bleu, et des événements multi-jet en rouge, les données sont modélisées par les points noirs. Les erreurs présentées sont uniquement statistiques.

5.3 IDENTIFICATION DES ÉVÉNEMENTS PHOTONS + JET

5.3.1 Stratégie

On commence par l'extraction du nombre d'événements photon + jet. La stratégie de l'analyse repose sur des fonctions de densité de probabilité permettant d'identifier le signal et les différents bruits de fond. La première étape consiste à construire ces fonctions pour le fond multijet et les événements $\gamma + jet$. Les fonctions de densité de probabilité sont construites à l'aide d'un discriminant prenant des valeurs différentes pour les deux lots d'événements. Le discriminant est construit à l'aide d'une méthode d'analyse multivariée MVA de type *Gradient boosted decision tree* (BDTG) qui utilise les variables du photon.

5.3.2 Estimation sur les données du bruit de fond

Afin de réduire les biais dans l'estimation du bruit de fond Multijet, on utilise les données pour modéliser le bruit de fond. On définit une région de contrôle enrichie en bruit de fond à l'aide de la variable d'isolation I_{CH} .

La variable I_{CH} quantifie la quantité d'énergie liée aux hadrons chargés dans un rayon $\Delta R = 0.3$ autour du photon reconstruit. Dans le cas d'un jet reconstruit par erreur comme un photon, I_{CH} prendra des valeurs plus élevées que pour un vrai photon. Comme c'est un objet composite, la probabilité d'avoir de l'activité hadronique autour du jet est plus importante que pour un photon.

La figure 5.11 présente la distribution de la variable I_{CH} pour les données et les simulations, le nombre d'événements de signal diminue quand la valeur de I_{CH} augmente alors que le nombre d'événements Multijet reste stable.

La valeur optimale retenue pour la coupure sur I_{CH} pour définir la région de contrôle est 2.3. Ce seuil a été déterminé pour conserver principalement des événements de bruit de fond et rejeter les événements de signal. Au-dessus de ce seuil, le fond Multijet représente $\approx 97\%$ des événements. Choisir des valeurs supérieures pour le seuil conduirait à diminuer de manière trop importante le nombre d'événements disponibles pour la description du bruit de fond. Les événements de cette région vont être utilisés dans la suite pour modéliser le bruit de fond Multijet.

L'hypothèse que les événements dans la région de contrôle décrivent bien le bruit de fond dans la région de signal est validée à l'aide de simulations Multijet. La figure 5.12 présente les distributions des événements Multijet de la région de signal, $I_{CH} < 2.3$ et des données de la région de contrôle $I_{CH} > 2.3$ pour les variables $R9$ (a) et I_{NH} (b), l'accord entre les données et les simulations est correct, dans la limite des erreurs statistiques. Dans la suite on utilisera donc les événements des données de la région de contrôle comme modélisation du bruit de fond Multijet.

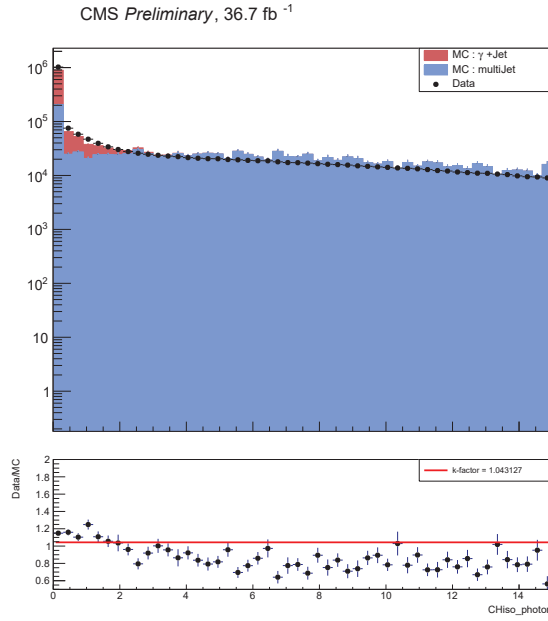


FIG. 5.11: Distribution du discriminant I_{CH} des événements $\gamma + jets$ pour PYHTIA, en bleu, et des événements multijet en rouge, les données sont modélisées par les points noirs. Les erreurs présentées sont uniquement statistiques.

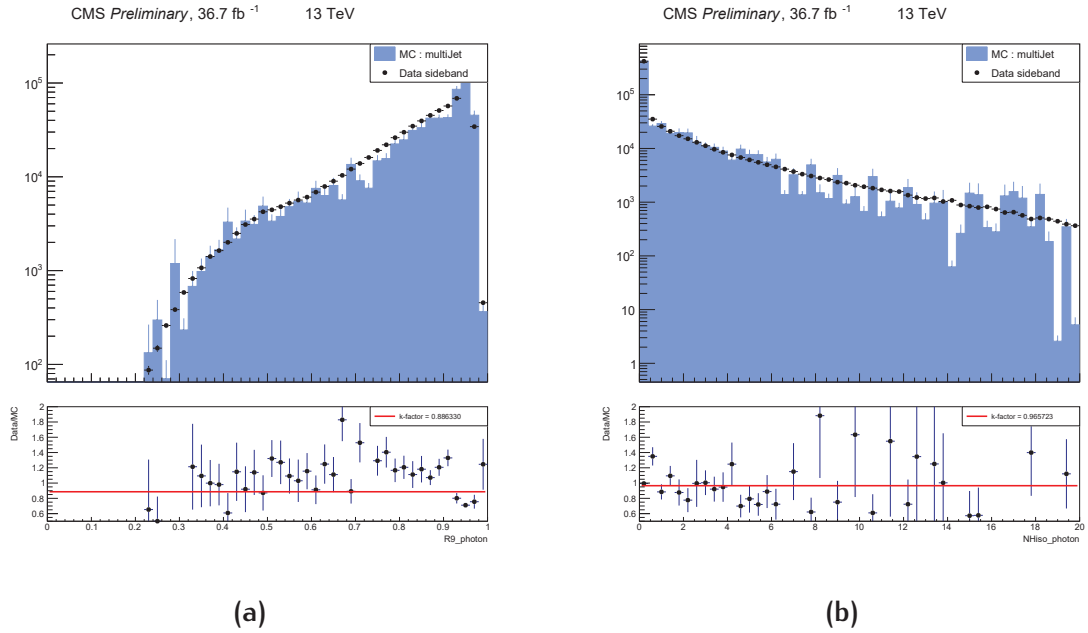


FIG. 5.12: Distribution des variables $R9$ (a) et I_{NH} (b) des événements multijet dans la région de signal $I_{CH} < 2$. pour PYHTIA et des données dans la région de contrôle $I_{CH} > 2.335$. Les erreurs présentées sont uniquement statistiques.

5.3.3 Arbre de décision boosté par gradient : BDTG

La reconstruction des événements dans le détecteur associe de nombreuses variables aux différents objets. On utilise des méthodes d'analyse multivariées (MVA) pour combiner ensemble toutes les variables qui ont un pouvoir discriminant suffisant pour séparer deux populations d'événements.

Après une étude comparative des performances de différents MVA, la méthode retenue est la méthode des arbres de décision boostés par gradient. On appelle arbres de décision les algorithmes qui utilisent en entrée une ou plusieurs variables afin de classer en sortie les événements dans deux catégories, signal ou bruit de fond. L'algorithme est structuré de la manière suivante (schématisé dans la figure 5.13), il commence avec un premier nœud, le nœud racine où une première coupure sur la variable qui permet de séparer au mieux les événements de signal et de fond est réalisée. On obtient alors deux nouveaux nœuds. L'algorithme réitère les coupures jusqu'à ce qu'une condition d'arrêt choisie par l'utilisateur soit atteinte (nombre de nœuds, statistique dans les nœuds, pouvoir de séparation, etc...). Les événements sont alors classés comme signal ou bruit de fond [73].

Pour construire l'arbre de décision, il est nécessaire de l'entraîner avec des événements de signal et de bruit de fond. L'un des principaux désavantages de cet algorithme vient de sa sensibilité aux fluctuations statistiques dans l'échantillon utilisé pour l'entraînement. Dans le cas de deux variables ayant un pouvoir de discrimination similaire par exemple, l'algorithme pourrait choisir de couper sur une variable au lieu de l'autre et ce uniquement sur des critères de population du nœud.

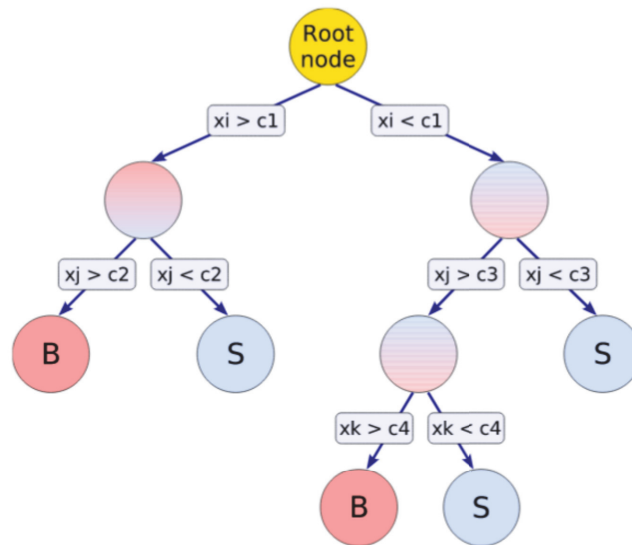


FIG. 5.13: Vue schématique d'un arbre de décision. Depuis le nœud racine, une série de séparations binaires utilisant les variables discriminantes x_i sont appliquées à l'échantillon. Chaque nœud peut utiliser des variables différentes. En sortie de l'algorithme les événements sont classés comme signal (S) ou fond (B).

Une façon de diminuer l'influence des fluctuations statistiques et d'améliorer les performances globales de séparation d'un arbre de décision consiste à utiliser la méthode dite de *boosting* [74]. Cette méthode utilise une forêt d'arbres de décision au lieu d'un seul, chaque arbre est entraîné sur les mêmes échantillons de bruit de fond et de signal mais en plus, un poids est appliqué différemment aux événements classés par chaque arbre en fonction de sa classification. Le premier arbre est entraîné sur des événements sans poids. À la fin de l'entraînement, si un événement de signal (bruit de fond) est identifié comme un événement de bruit de fond (signal), il se voit assigner un poids plus important que les événements correctement classés. L'arbre suivant est alors entraîné avec cet échantillon pondéré et ainsi de suite. Les résultats sont ensuite combinés ensemble.

Plusieurs méthodes de *boosting* existent, celle retenue dans cette analyse est la méthode dite de *Gradient boost*. Dans cette méthode, chaque arbre de décision peut être modélisé par une fonction paramétrique de base, $f(x, a_m)$ avec a_m les paramètres de la fonction (de l'arbre de décision) et x une combinaison des variables de classification. Ces fonctions de base sont sommées ensemble pour représenter la forêt :

$$F(x; P) = \sum_{m=0}^M \beta_m f(x, a_m); \quad P \in [\beta_m, a_m]_0^M \quad (5.1)$$

Avec β_m le poid de la procédure de boost de l'arbre de décision m , M le nombre total d'arbres et P les paramètres de la fonction de la forêt F . La procédure de boosting consiste à ajuster les paramètres P de sorte que la déviation entre le modèle obtenu F et la vraie valeur y obtenue par l'entraînement soit minimisée. On mesure la déviation à l'aide d'une fonction de perte $L(F, y)$:

$$L(F, y) = \ln(1 + e^{-2F(x)y}) \quad (5.2)$$

L'algorithme de boosting correspondant à cette fonction de perte ne peut pas être obtenu simplement, l'approche retenue ici consiste alors à trouver la « descente la plus rapide » pour trouver le minimum. La pente est obtenue en calculant le gradient de la fonction de perte et en construisant un arbre de décision dont les nœuds sont ajustés pour coller à la valeur moyenne du gradient dans chaque région définie par la structure de l'arbre. Après plusieurs itérations, on obtient la forêt d'arbres de décision qui minimise la fonction de perte.

Ce type de *boosting* fonctionne de manière optimale sur les forêts comportant de nombreux arbres de décision eux-même composés d'un faible nombre de noeuds, typiquement deux ou trois.

Le BDTG utilisé dans la suite de l'analyse est construit en utilisant le logiciel TMVA [73], il comporte 500 arbres de 3 nœuds.

5.3.3.1 Les variables du BDT

Les variables choisies pour l'entraînement du BDT sont celles liées au photon après reconstruction. Elle sont essentiellement reliées aux informations des calorimètres et

renseignent sur la forme du dépôt en énergie. Les dix variables suivantes ont été utilisées :

- H/E , $\sigma_{i\eta i\eta}$, I_{NH} , I_γ , $R9$, les variables déjà définies précédemment.
- $E_{2 \times 2}/E_{5 \times 5}$: le ratio de l'énergie déposée dans un carré de 2×2 cristaux du calorimètre électromagnétique par l'énergie déposée dans un carré 5×5 .
- $E_{1 \times 3}/E_{5 \times 5}$: le ratio de l'énergie déposée dans un rectangle de 1×3 cristaux du calorimètre électromagnétique par l'énergie déposée dans un carré 5×5 .
- $E_{2 \times 5}/E_{5 \times 5}$: le ratio de l'énergie déposée dans un rectangle de 2×5 cristaux du calorimètre électromagnétique par l'énergie déposée dans un carré 5×5 . Les trois dernières variables renseignent sur l'étalement du dépôt en énergie.
- η_{width} et ϕ_{width} respectivement la largeur en η et ϕ de la gerbe électromagnétique dans le supercluster du photon. La position des cristaux est pondérée logarithmiquement en fonction de l'énergie qu'ils ont recueilli.

Les distributions de ces variables sont présentées dans l'annexe B. Les différentes simulations permettent toutes de décrire la forme des données d'une façon satisfaisante. Pour choisir la simulation qui modélisera le signal dans l'ajustement, on compare la distribution du discriminant obtenu en entraînant un BDTG de 500 arbres de 3 nœuds maximum avec un signal simulé par Madgraph, PYTHIA et amc@NLO. La figure 5.14 présente la distribution du discriminant pour les différentes simulations. Il apparaît que PYTHIA est la simulation qui donne le compromis d'un pouvoir de séparation bruit de fond versus signal le plus important et d'une description des données satisfaisante. C'est la simulation retenue pour modéliser le signal dans la suite de l'analyse.

Le BDTG permet d'obtenir une distribution pour le bruit de fond, le signal et les données dans chacun des intervalles en p_T et η . La figure 5.15 présente les distributions du BDTG pour le signal, le bruit de fond et les données dans la région de signal et leurs incertitudes totales ³ pour l'intervalle $|\eta^\gamma| \in [0., 0.8]$ et $p_T^\gamma \in [250, 300]$, elle présente aussi un ratio entre la distribution des données et la somme des distributions du signal et du bruit de fond.

Test de surentraînement Le risque en utilisant un MVA pour réaliser de la classification d'événements est d'obtenir un entraînement trop spécialisé sur l'échantillon d'entraînement. Ce type de problème est appelé surentraînement et peut dégrader les performances d'un MVA. Une des sources les plus fréquentes de surentraînement est la trop faible statistique de l'échantillon d'entraînement par rapport au nombre de variables incluses dans le MVA. Dans ce cas là, l'entraînement n'a alors pas suffisamment de degrés de liberté pour utiliser toutes les variables. Pour s'assurer de la qualité de l'entraînement, les échantillons de signal et bruit de fond sont coupés en deux, une

³ L'incertitude totale est obtenue en sommant en quadrature les incertitudes systématiques et statistiques

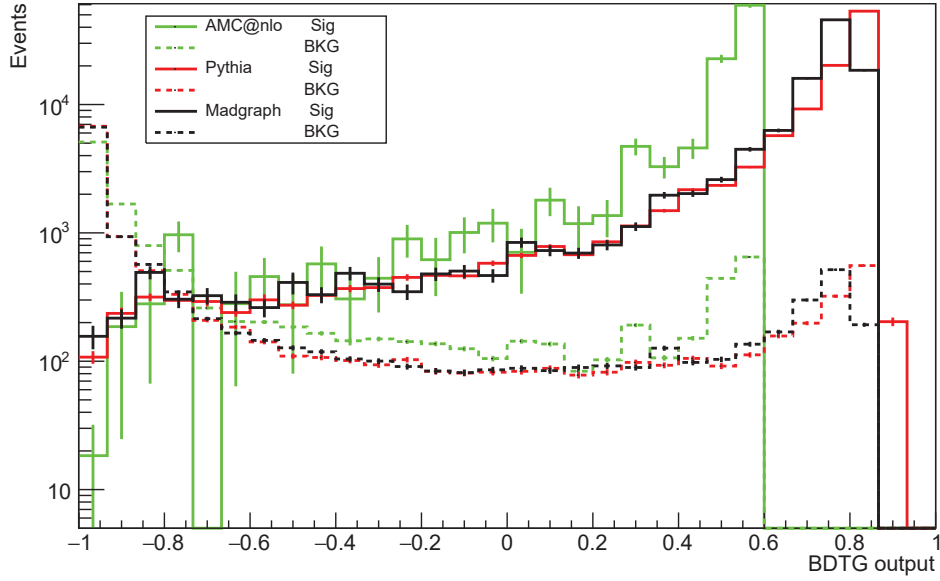


FIG. 5.14: Distribution du discriminant obtenu avec l'entraînement du BDTG pour les simulations PYTHIA, amc@NLO et Madgraph

moitié est utilisée pour réaliser l'entraînement et l'autre moitié est utilisée pour tester le résultat de l'entraînement.

La réponse du BDTG est testée indépendamment sur l'échantillon de test, si le BDTG est stable, la distribution de la réponse du BDTG doit être similaire dans la limite des incertitudes à celle obtenue avec l'échantillon d'entraînement. La figure 5.16 présente le résultat de ce test pour le BDTG, les réponses pour les échantillons d'entraînement et de test sont similaires : le BDTG ne montre pas de signe de surentraînement.

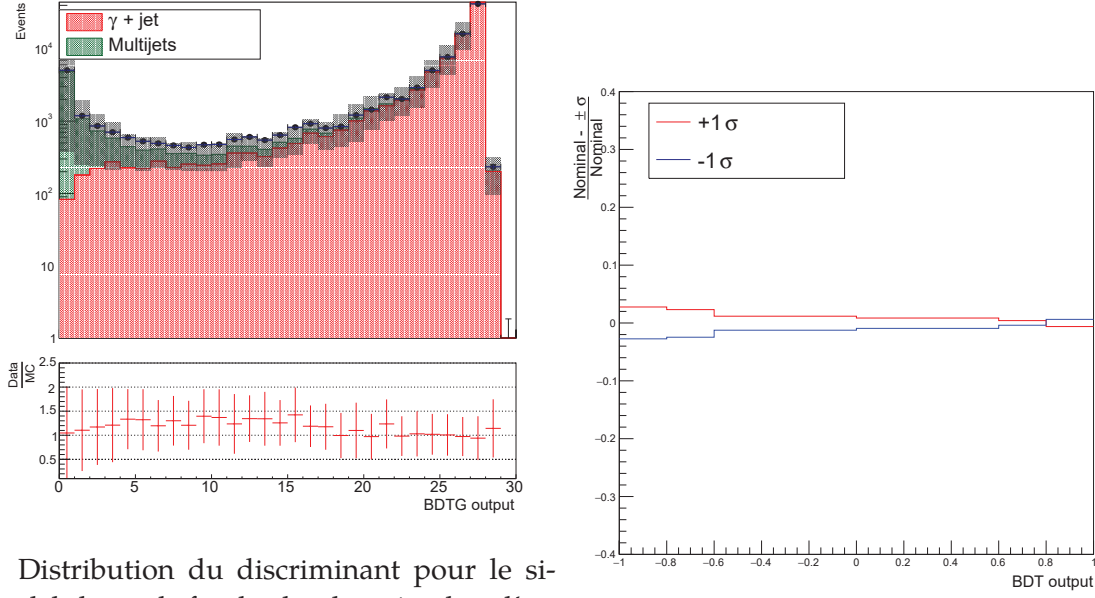
5.3.3.2 Les fonctions de densité de probabilité

On considère la fonction de densité de probabilité $f(x)$, qui décrit les données comme une somme des fonctions de densité de probabilité du signal et du fond :

$$f(x) = N_s F_s(x) + N_f F_f(x) \quad (5.3)$$

Avec x le discriminant du BDTG, N_s le nombre d'événements de signal, $F_s(x)$ la fonction de densité de probabilité du signal, N_f le nombre d'événements de bruit de fond, $F_f(x)$ la fonction de densité de probabilité du bruit de fond.

Incertitudes systématiques On peut associer à ces distributions des incertitudes de forme, ces incertitudes proviennent de la propagation des incertitudes de reconstruction dans l'estimation des distributions du bruit de fond et du signal. La figure 5.15b présente les effets d'une variation de $\pm 1\sigma$ de la section efficace de l'empilement sur la distribution nominale du discriminant, toutes les incertitudes prises en compte sont résumées dans la table 5.7.



(a) Distribution du discriminant pour le signal, le bruit de fond et les données dans l'intervalle $|\eta^\gamma| \in [0, 0.8]$ et $p_T^\gamma \in [250, 300]$, (b) Rapport de la distribution du discriminant les incertitudes sont modélisées en gris et incluent les incertitudes statistiques et systématiques des distributions du signal et du bruit de fond après variation de $\pm 1\sigma$ de la section efficace d'empilement sur la distribution nominale

FIG. 5.15

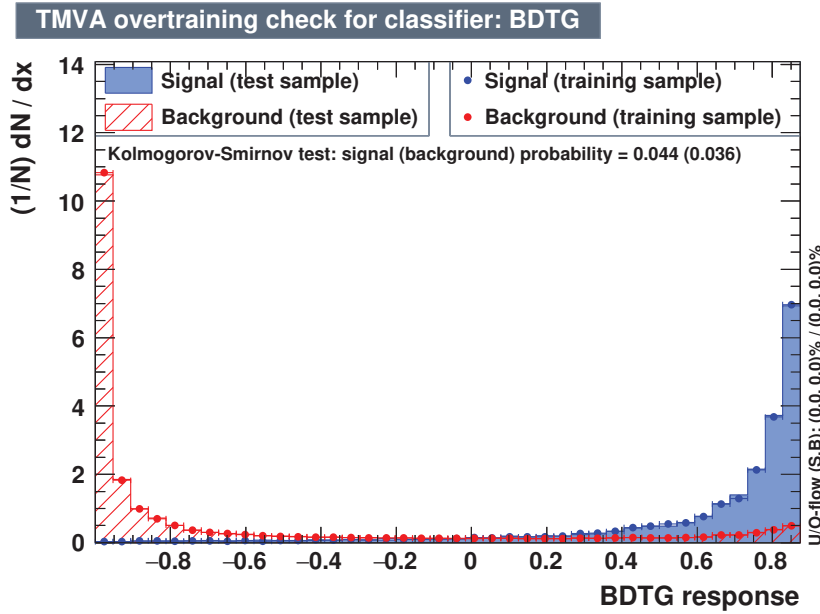


FIG. 5.16: Distribution du discriminant du BDTG pour les échantillons de test et d'entraînement

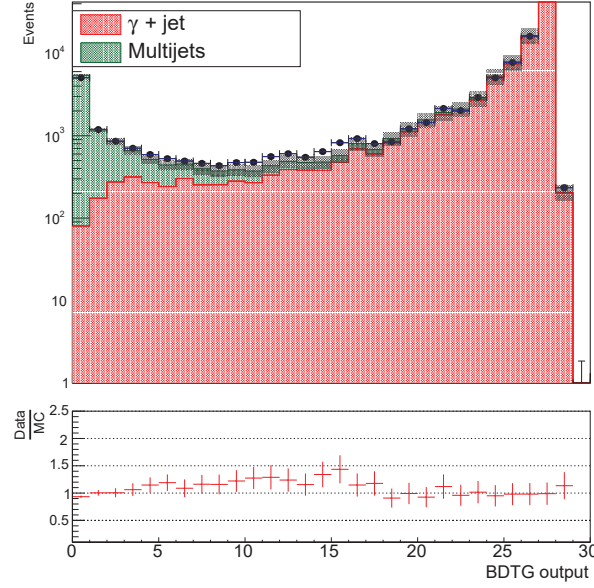


FIG. 5.17: Distribution des fonctions de densité de probabilité pour le signal, le bruit de fond et les données dans l'intervalle $|\eta^\gamma| \in [0., 0.8]$ et $p_T^\gamma \in [250, 300]$, après ajustement par maximum de vraisemblance. Les incertitudes sont modélisées en gris et incluent les incertitudes statistiques et systématiques contraintes lors de l'ajustement

5.3.4 L'ajustement par maximum de vraisemblance

Le nombre d'événements de signal N_s est extrait avec un ajustement par maximum de vraisemblance. La fonction de densité de probabilité décrite par l'équation 5.3 est ajustée sur la distribution des données pour obtenir les paramètres : dans ce cas, la normalisation du signal et du bruit de fond. On définit la fonction de vraisemblance comme :

$$\mathcal{L}(x|\theta) = \prod_{i=0}^{N_{bin}} \left(\frac{f_i(x|\theta)^{n_i} e^{-f_i(x|\theta)}}{n_i!} \right) \quad (5.4)$$

Avec $f_i(x|\theta)$ la fonction de densité de probabilité de l'équation 5.3 dans le $i^{\text{ième}}$ intervalle en p_T , N_{bin} le nombre d'intervalles en valeur du discriminant, n_i le nombre d'événements des données dans l'intervalle i et θ l'ensemble des paramètres libres de la fonction $f(x)$. En trouvant le maximum de $\mathcal{L}$, on obtient les valeurs les plus probables des paramètres libres de $f(x)$, on accède donc ainsi aux normalisations que l'on cherche à mesurer, les incertitudes systématiques sont transmises sous forme de paramètres de nuisance puis contraintes par l'ajustement.

La figure 5.17 présente la distribution de la fonction de densité de probabilité après ajustement. Les ajustements par maximum de vraisemblance sont réalisés à l'aide du HiggCombineTool [75].

Intervalle en p_T^γ	$\eta^\gamma \in [0., 0.8]$		$\eta^\gamma \in [0.8, 1.4445]$	
	Normalisations	$\sigma_{\gamma+jet} (pb)$	Normalisations	$\sigma_{\gamma+jet} (pb)$
]60, 85]	26698	1746.72	19176	1269.99
]85, 105]	25829	391.20	19458	271.53
]105, 130]	18042	150.11	13869	99.03
]130, 190]	20824	79.50	15667	54.94
]190, 220]	12191	26.64	9003	5.57
]220, 250]	86777	9.48	63572	6.87
]300, 350]	122009	8.42	90230	6.20
]350, 400]	104995	6.31	78929	4.56
]400, 500]	80792	2.71	59243	2.02
]500, 700]	33583	1.29	24871	0.97
]700, 1000]	15552	1.05	11529	0.77

Tab. 5.5: Normalisation du signal Post - Ajustement et section efficace différentielle dans chaque intervalle en p_T^γ pour une luminosité de 35478 pb^{-1}

5.3.4.1 Résultats

Les normalisations obtenues dans l'ajustement pour chacun des intervalles en p_T^γ et η^γ sont résumées dans la table 5.5, on y présente aussi les sections efficaces correspondantes, elles sont présentées ici à titre indicatif. Les sections efficaces sont calculées avec les normalisations, les efficacités et les facteurs de prescale de la table 5.4 pour une luminosité de 35478 pb^{-1} avec la relation :

$$N = \sigma \mathcal{L} \epsilon \quad (5.5)$$

avec N le nombre d'événement, $\mathcal{L}$ la luminosité et ϵ l'efficacité de sélection.

Ces résultats permettent d'obtenir une normalisation de départ pour les événements photon + jet et Multijet pour l'ajustement final de l'analyse.

5.4 IDENTIFICATION DES ÉVÉNEMENTS PHOTONS + SAVEURS LOURDES JETS

5.4.1 Stratégie

Pour extraire la section efficace différentielle $\gamma + \text{b-jet}$, on mesure le nombre d'événements de ce type dans chacun des intervalles en p_T^γ . La partie précédente a présenté comment extraire le nombre d'événements photon + jet, on peut extraire la fraction d'événements d'intérêt d'une façon similaire en ajoutant l'information sur la saveur des jets dans l'ajustement, qui devient par ce procédé bi-dimensionnels. La figure 5.18

présente une vue schématique de l'ajustement qui utilise le BDTG pour identifier les évènements photon + jet et l'algorithme deepCSV pour obtenir l'information sur la saveur du jet. Le choix d'utiliser l'algorithme de deepCSV repose sur ses bonnes performances (discutées au chapitre 3) et la grande pureté en jet de b obtenue avec lui. La figure 5.10b présente la distribution du discriminant de deepCSV pour les simulations et les données, l'accord est satisfaisant.

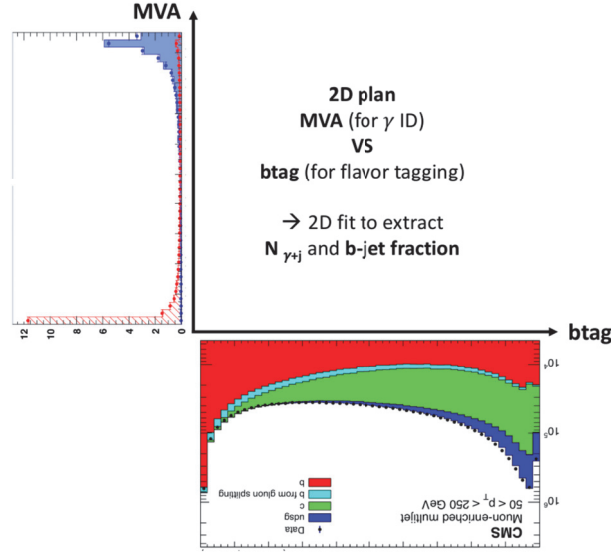


FIG. 5.18: Vue schématique de l'ajustement bi-dimensionnel pour l'extraction du nombre d'évènements photon + b-jet

Une fois le nombre d'évènements obtenus, on extrait la section efficace avec l'équation 5.5. On utilisera aussi une méthode de *unfolding* pour tenir en compte des éventuelles migrations entre le niveau particule et le niveau reconstruit des évènements.

5.4.2 La fonction de densité de probabilité

On peut réécrire la fonction de densité de probabilité pour faire apparaître la fraction d'évènements photon + b-jet de la manière suivante :

$$\mu_i(x, y | \theta) = S + B$$

avec y la variable représentant le Discriminant du BDTG, x la variable représentant le discriminant du deepCSV, S correspond aux évènements photon + jet et B au bruit de fond multijet. Dans le détail :

$$S = N_{tot} \left[\underbrace{n_S}_{\gamma+jets \text{ fraction}} (Gj_b(x, y | \theta_1, \theta_2) + Gj_{light \text{ et } c}(x, y | \theta_1, \theta_2)) \right]$$

$$\text{Avec : } Gj_b(x, y | \theta_1, \theta_2) = \underbrace{n_S^b \mathcal{F}^b(x | \theta_1) \mathcal{G}_S(y | \theta_2)}_{\gamma+b-jets, \text{ Signal}}$$

$$\begin{aligned}
G_{j_{\text{light and c}}}(x, y | \theta_1, \theta_2) &= \frac{(1 - n_S^b) \mathcal{F}^{\text{light et c}}(x | \theta_1) \mathcal{G}_S(y | \theta_2)}{\gamma + \text{light-jets et c-jet, Bruit de fond}} \\
B &= N_{\text{tot}} [(1 - n_S)(QCD_b(x, y | \theta_1, \theta_2) + QCD_{\text{light et c}}(x, y | \theta_1, \theta_2))] \\
\text{Avec : } QCD_b(x, y | \theta_1, \theta_2) &= \frac{n_B^b \mathcal{F}^b(x | \theta_1) \mathcal{G}_B(y | \theta_2)}{\text{QCD b-jets, Bruit de fond}} \\
QCD_{\text{light and c}}(x, y | \theta_1, \theta_2) &= \frac{(1 - n_B^b) \mathcal{F}^{\text{light et c}}(x | \theta_1) \mathcal{G}_B(y | \theta_2)}{\text{QCD light et c je-t, Bruit de fond}} \quad (5.6)
\end{aligned}$$

Avec N_{tot} le nombre total d'événements dans l'intervalle considéré, $\mathcal{F}^b(x | \theta_1)$ la fonction de densité de probabilité du signal photon + b-jet, $\mathcal{F}^{\text{light et c}}(x | \theta_1)$ la fonction de densité de probabilité du bruit de fond photon + jets légers et c-jets. Ces fonctions de densité de probabilité sont obtenues à partir du discriminant de l'algorithme deepCSV, $\mathcal{G}(y | \theta_2)_S$ est la fonction de densité de probabilité du signal et $\mathcal{G}(y | \theta_2)_B$ celle du bruit de fond obtenues avec le discriminant du BDTG. θ_1 sont les paramètres des fonctions dépendantes de l'algorithme deepCSV et θ_2 les paramètres des fonctions dépendantes du BDTG.

Avec cette définition pour la fonction de densité de probabilité, il est maintenant possible d'accéder à la fraction d'événements photon + b-jet, n_S^b , qui devient un des paramètres libres de la fonction. La définition de la fonction de vraisemblance reste identique à celle présentée dans l'équation 5.4.

Le fait d'écrire $G_{j_b}(x, y | \theta_1, \theta_2) = n_S^b \mathcal{F}^b(x | \theta_1) \mathcal{G}_S(y | \theta_2)$ repose sur l'hypothèse que les discriminants du BDTG et de l'algorithme deepCSV ne sont pas corrélés. Cette hypothèse est vérifiée dans la partie 5.4.3. La validité d'écrire $\mathcal{G}_S = \mathcal{G}_S^b = \mathcal{G}_S^{\text{light et c}}$ a été vérifiée sur les simulations.

5.4.3 Test de corrélation entre l'algorithme deepCSV et BDTG

Pour pouvoir écrire la fonction de densité de probabilité de l'équation 5.6, il faut que les discriminants des algorithmes BDTG et deepCSV soient non-corrélés. En effet, la décomposition de $G_{j_b}(x, y | \theta_1, \theta_2)$ en $\mathcal{F}^b(x | \theta_1) \mathcal{G}_S(y | \theta_2)$ n'est possible qu'à cette condition.

La figure 5.19 présente un test de corrélation entre les deux discriminants, la figure montre les distributions normalisées du discriminant du BDTG pour un échantillon de signal (a) et de bruit de fond (b) pour différentes valeurs de coupure sur le discriminant de l'algorithme deepCSV du premier jet de l'événement. Les distributions restent compatibles dans la limite des erreurs statistiques, ce qui indique une absence de corrélations. Cela n'est pas surprenant car l'algorithme deepCSV est construit sur des variables qui dépendent des jets de l'événement alors que le BDTG est construit sur des variables qui dépendent du photon de l'événement.

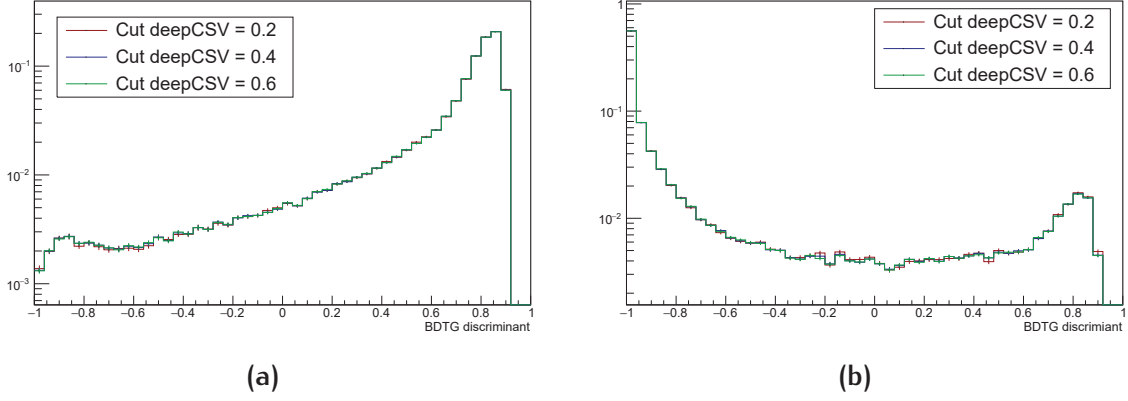


FIG. 5.19: Distribution du discriminant du BDTG pour différentes valeurs de coupure sur le discriminant de l'algorithme deepCSV pour le signal (a) et le bruit de fond (b).

Intervalles en discriminant du BDTG					
$[-1, -0.8]$	$] -0.8, -0.6]$	$] -0.6, 0]$	$] 0, 0.6]$	$] 0.6, 0.8]$	$] 0.8, 1.]$
Intervalles en discriminant du deepCSV					
10 intervalles de 0.1 entre $[0., 1]$					

TAB. 5.6: Intervalles en discriminant du BDTG et du DeepCSV

5.4.4 Fonction de densité de probabilité déroulées

L'ajustement bi-dimensionnel est réalisé via la méthode dite de *unrolling*, qui consiste à utiliser une fonction de densité de probabilité d'une seule dimension contenant les informations de la fonction de densité de probabilité bi-dimensionnelle. La distribution du discriminant du deepCSV est alors projetée dans celle du BDTG dans une distribution contenant 60 intervalles. La figure 5.20a présente la forme que prennent les fonctions de densité de probabilité projetées, en rouge, c'est la *pdf* du signal $\gamma + b\text{-jet}$, en vert, celle du bruit de fond Multijet et en bleu, celle du bruit de fond $\gamma + jet$. Cette figure présente un graphique qui sert d'exemple pour les distributions présentées par la suite. Pour mieux comprendre ces distributions, la figure 5.20b présente la distribution « ré-enroulée » sur la dimension du discriminant du BDTG, avec en rouge, la *pdf* pour $\gamma + jet$ et en bleu, celle du bruit de fond Multijet. Le nombre d'entrées dans chaque intervalle en discriminant du BDTG de la figure 5.20b est composé de la somme des dix intervalles en discriminant du deepCSV de la figure 5.20a pour l'intervalle en discriminant du BDTG correspondant.

Les intervalles en discriminant du BDTG et du deepCSV sont présentés dans la table 5.6. Le discriminant du deepCSV est divisé en 10 intervalles de tailles identiques et le discriminant du BDTG est divisé en six intervalles optimisant la description des événements $\gamma + jet$ et du bruit de fond Multijet. La figure 5.21 présente les distributions du discriminant du BDTG avant ajustement pour les deux parties du tonneau pour l'inter-

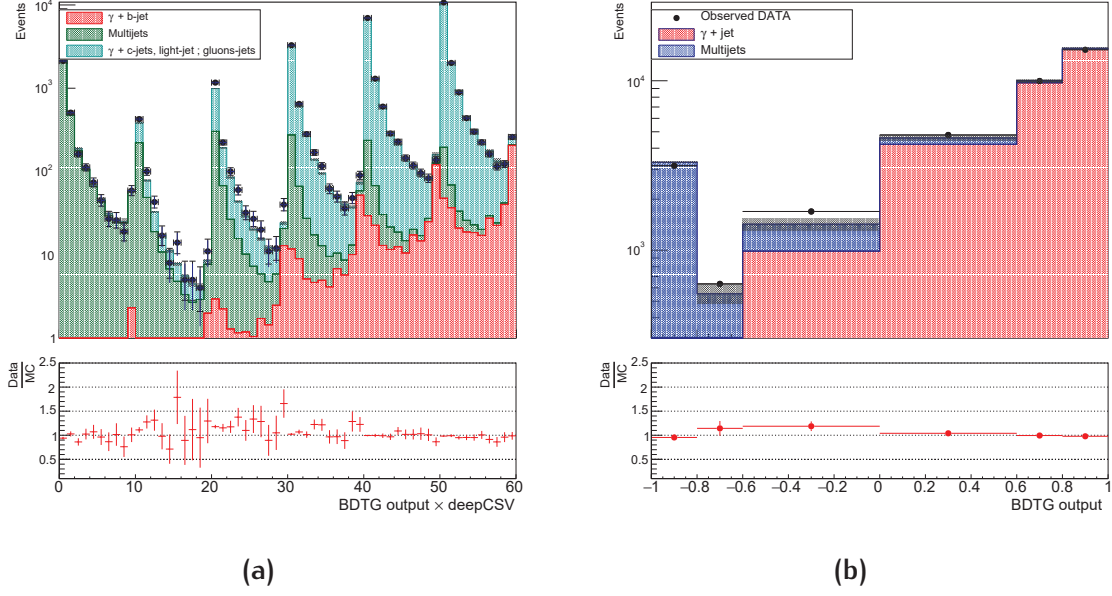


FIG. 5.20: Fonction de densité de probabilité « déroulée » (a) et projetée sur le discriminant du BDTG (b) pour l'intervalle en $p_T^\gamma \in [220, 250]$ et $\eta^\gamma \in [0., 0.8]$, les erreurs systématiques et statistiques sont présentées en gris. Un ratio $data/MC$ est présenté.

valle en $p_T^\gamma \in [400, 500]$. Les normalisations du signal et du bruit de fond proviennent de l'ajustement présenté dans la partie 5.3.4.1.

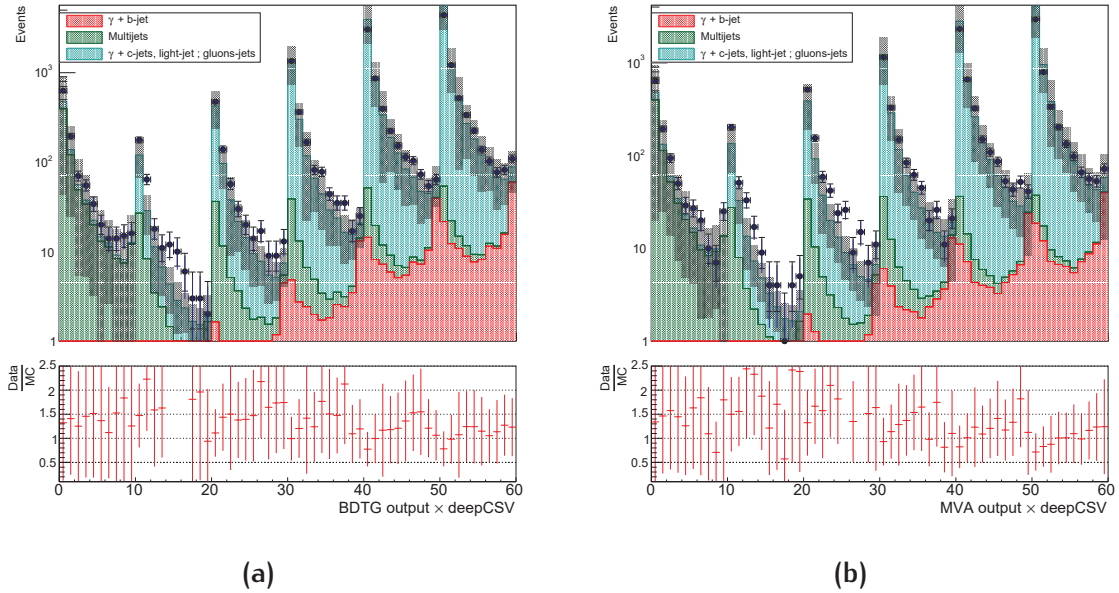


FIG. 5.21: Fonction de densité de probabilité « déroulée » avant ajustement, pour l'intervalle en $p_T^\gamma \in [400, 500]$ et $\eta^\gamma \in [0., 0.8]$ (a) et $\eta^\gamma \in [0.8, 1.4445]$ (b), les erreurs systématiques et statistiques sont présentée en gris. Un ratio $data/MC$ est présenté.

5.4.5 Incertitudes Systématiques

L'ajustement est soumis aux erreurs systématiques qui peuvent modifier la normalisation ou la forme des fonctions de densité de probabilité. Ces incertitudes proviennent d'effets de reconstruction qui affectent les variables de sélection ou qui modifient les distributions des variables impliquées dans l'ajustement. Ces incertitudes sont introduites dans l'ajustement comme des paramètres de nuisances.

Les incertitudes suivantes sont considérées dans l'analyse :

Luminosité (lumi) L'incertitude qui provient de la mesure de luminosité (2.5%) affecte directement la section efficace.

Normalisation des échantillons de signal (xs_Gjet) Une incertitude de 50% est associée à la normalisation du signal. En effet l'utilisation d'une simulation LO introduit un biais dans la normalisation du signal qui doit être prise en compte.

Normalisation des échantillons multijet (xs_QCD) Une incertitude de 50% est associée à la normalisation des échantillons Multijet. La normalisation initiale provenant d'un ajustement non optimisé, cette incertitude permet à l'ajustement une meilleure modélisation du bruit de fond Multijet.

Échelle en énergie des photons (pho) Les incertitudes sur l'échelle en énergie des photons ont un impact sur la répartition des événements dans les intervalles en p_T^γ .

Résolution en énergie des photons (pho_rho et pho_phi) Les incertitudes sur la résolution en énergie des photons ont un impact sur la répartition des événements dans les intervalles en p_T^γ .

Incertitudes sur le facteur d'échelle $data/MC$ de l'algorithme deepCSV (btag et btagjes)
L'algorithme deepCSV n'a pas les mêmes performances sur les données et les simulations. Il faut appliquer des facteurs d'échelles et tenir compte des incertitudes introduites dans leurs extractions. Deux sources différentes sont prise en compte, l'incertitude globale (btag) et celle liée spécifiquement aux variations de l'échelle en énergie des jets (btagjes). Ces facteurs d'échelle sont déterminés dans une analyse indépendante et fournis par la collaboration.

Incertitude statistique *bin à bin* (prop_bingammajet_bin*) Les distributions de densité de probabilité utilisées pour modéliser les données n'ont pas une statistique égale dans chacun des intervalles en discriminant, l'incertitude statistique de chacun des intervalles est considérée comme une incertitude systématique.

L'empilement (pu) La section efficace de collision proton proton que l'on utilise pour la pondération des profils d'empilement est mesurée avec une incertitude de 4.6%. Cette incertitude est fournie par la collaboration à partir d'une analyse indépendante.

source de Systématique	Type d'effet	incertitude
Luminosité	Norme	2.5%
Norme du Signal	Norme	50%
Norme Multijet	Norme	50%
Échelle en énergie du Photon	Forme et Norme	$\pm 1\sigma p_T^\gamma$
Résolution en énergie du Photon	Forme et Norme	$\pm 1\sigma p_T^\gamma$
Facteurs d'échelle du deepCSV	Forme et Norme	$\pm 1\sigma$ discriminant du deepCSV
Erreur statistique par intervalle	Forme et Norme	$\pm 1\sigma$ par intervalle de l'ajustement
Empilement	Forme et Norme	$\pm 1\sigma$ section efficace de l'empilement

TAB. 5.7: Incertitudes systématiques incluses dans l'ajustement

La table 5.7 résume les incertitudes systématiques et leurs effets sur les fonctions de densité de probabilité. Pour propager l'effet des incertitudes ayant un impact sur la forme des distributions des fonctions de densité de probabilité dans l'ajustement, chaque grandeur liée à une incertitude est variée de sa valeur nominale pour l'impact d'une variation de $\pm 1\sigma$ de l'incertitude correspondante. Par exemple, la variation de l'incertitude b_{tag} , de $\pm 1\sigma$ impacte la valeur du discriminant du DeepCSV pour les simulations. On obtient alors deux nouvelles distributions de fonction de densité de probabilité que l'ajustement prend en compte comme une incertitude sur la forme de la distribution nominale.

5.4.6 Test d'intégrité de l'ajustement

Afin de s'assurer de la robustesse de l'ajustement, il convient de réaliser des tests d'intégrité. Pour le premier test, on a généré 1000 pseudo-expériences (*MC toy*) à l'aide des fonctions de densité de probabilité dans chacun des intervalles en p_T^γ . Pour chacune des pseudo-expériences, on génère un nombre d'événements de signal qui varie de la valeur nominale dans la limite de deux fois les erreurs systématiques. Ces 1000 pseudo-expériences permettent de simuler la méconnaissance de la vraie fraction d'événements de signal dans les données. On cherche donc à valider ici le fait que l'ajustement est capable de retrouver la bonne fraction de signal à partir d'un signal connu. Pour estimer le biais dans l'ajustement, on utilise des *pull* [76] :

$$p = \frac{N_{S,obs} - N_{S,gen}}{\sigma_{N_{S,obs}}} \quad (5.7)$$

Avec $N_{S,obs}$ le nombre d'événements de signal obtenus par l'ajustement, $N_{S,gen}$ le nombre d'événements de signal injectés par pseudo-expérience et $\sigma_{N_{S,obs}}$ l'incertitude associée à $N_{S,obs}$ par l'ajustement. En calculant le *pull* pour chaque pseudo-expérience, on obtient une distribution qui renseigne sur de possibles biais dans l'ajustement. Un ajustement non biaisé devrait donner une distribution de *pull* gaussienne de valeur moyenne nulle et d'écart-type unitaire.

La Figure 5.22 présente les distributions de $pull$ pour les ajustements réalisés dans les intervalles en $p_T^\gamma \in [60, 85]$ et $[400, 500]$, les distributions sont ajustées avec une gaussienne qui permet d'extraire la valeur moyenne et l'écart-type de la distribution. Les distributions de $pull$ n'indiquent pas la présence de biais significatifs dans l'ajustement pour cet intervalle en p_T . Les distributions de $pull$ des autres intervalles donnent des résultats similaires.

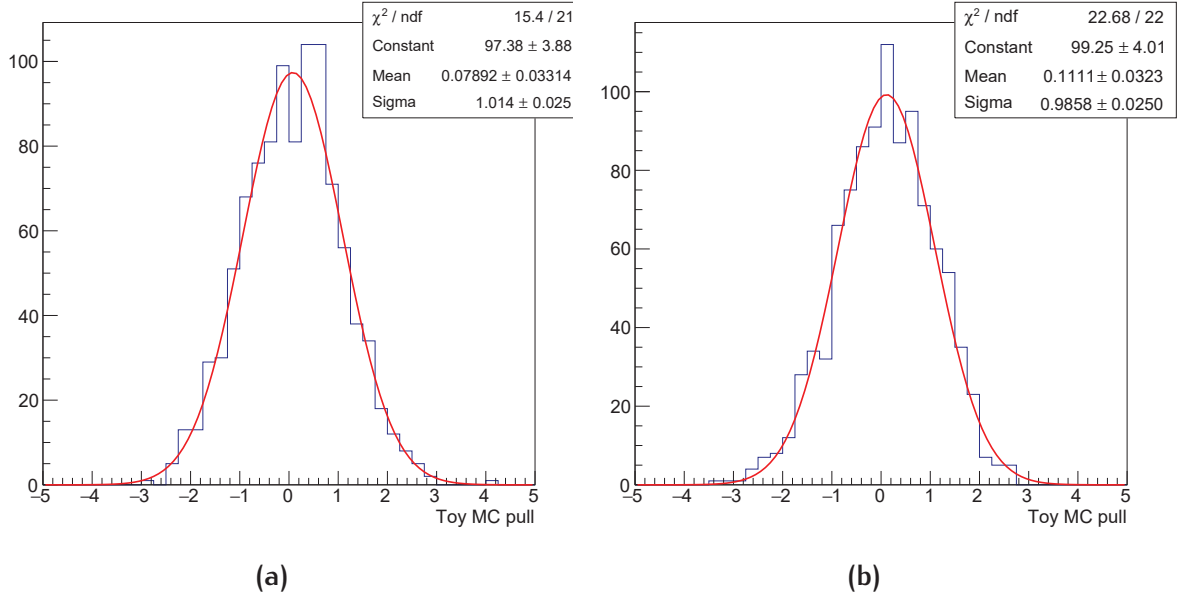


FIG. 5.22: Distribution de $pull$ pour 1000 pseudo-expériences dans les intervalles en p_T^γ $[60, 85]$ (a) et $[400, 500]$ (b) pour l'intervalle $|\eta^\gamma| \in [0., 0.8]$

Le second test d'intégrité consiste à étudier l'impact des paramètres de nuisance sur le paramètre de signal r . Le paramètre de signal r correspond au facteur multiplicatif qu'il faut appliquer à la normalisation pré-ajustement pour obtenir la normalisation mesurée dans les données ($r = 1$ par exemple, signifie que la normalisation initiale était la bonne).

L'impact d'un paramètre de nuisance θ sur r est défini comme le décalage Δr introduit par un effet de $\pm 1\sigma_\theta$ avec σ_θ l'incertitude du paramètre de nuisance après ajustement. Cette mesure permet d'obtenir la corrélation entre le paramètre de nuisance et r , et de savoir quel paramètre de nuisance a le plus d'impact sur r et son incertitude. La figure 5.23 présente le cas où aucun signal n'a été généré dans les pseudo-expériences, $r = 0$ (cas (a)). La figure 5.24 présente le cas où un signal correspondant à $r = 2$ a été généré (cas (b)). La partie gauche des figures 5.23 et 5.24 présente les $pulls$ des paramètres de nuisance, $\frac{\theta - \theta_0}{\sigma_\theta}$ où θ est la valeur du paramètre après l'ajustement, σ_θ l'erreur sur le paramètre après ajustement et θ_0 sa valeur initiale. La partie de droite présente l'impact sur r du décalage du paramètre θ de $\pm 1\sigma_\theta$. Dans le cas (a), la figure ne montre pas de signe de biais, l'effet des paramètres de nuisance sur le paramètre de signal r est très faible, cela confirme que l'ajustement reste stable en absence de signal. L'asymétrie constatée dans l'impact des paramètres est inhérente aux test pour $r = 0$

car on impose $r > 0$. Dans le cas (b), l'ajustement permet bien de retrouver $r = 2$ et on constate que le paramètre avec l'impact le plus important est $btag$ qui correspond à l'incertitude systématique associée au discriminant du deepCSV.

Les tests d'intégrités sont concluants, l'ajustement est stable et non biaisé.

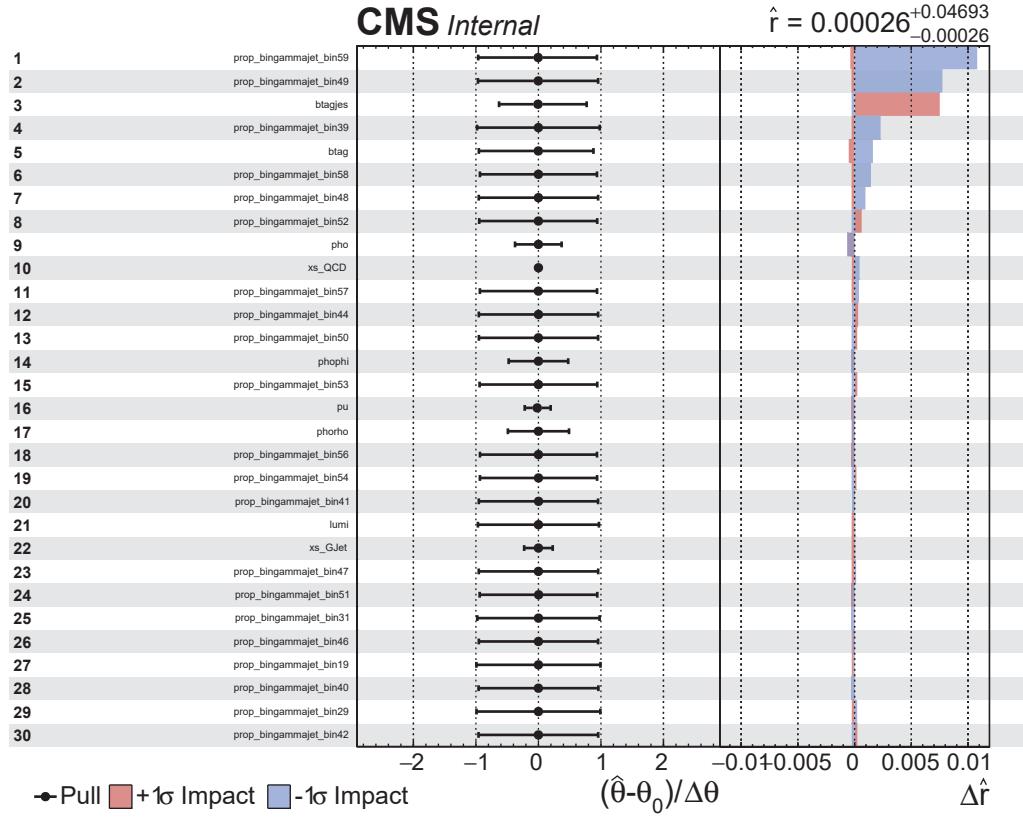


FIG. 5.23: Impact et *pull* des paramètres de nuisance de l'ajustement dans le cas où aucun signal n'a été généré dans les pseudo-expériences

5.4.7 Distributions post-ajustement

Dans cette partie, les distributions obtenues après l'ajustement sont présentées pour chacun des intervalles en p_T^γ et pour $|\eta^\gamma| \in [0., 0.8]$. Les distributions pour $|\eta^\gamma| \in [0.8, 1.4455]$ ont été vérifiées et sont similaires à celles présentées ici.

Toutes les distributions présentées dans cette partie présentent un accord entre les données et les résultats de l'ajustement. Les fonctions de densité de probabilité modélisent bien les données. Malgré tout, on remarque une déviation dans l'accord entre les données et l'ajustement dans le deuxième intervalle en discriminant du BDTG et ce pour tous les ajustements. Cependant, cette déviation intervient dans la partie comportant le plus faible nombre d'événements et ces déviations sont couvertes par les incertitudes.

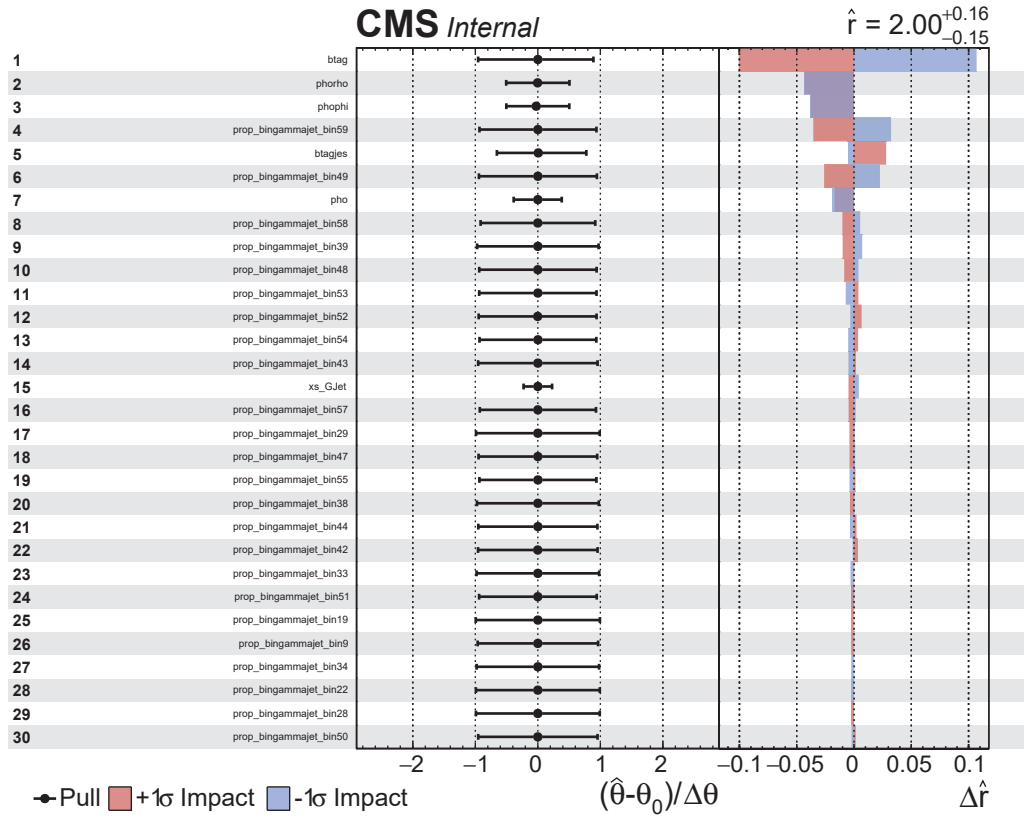


FIG. 5.24: Impact et *pull* des paramètres de nuisance de l'ajustement dans le cas où du signal à été généré

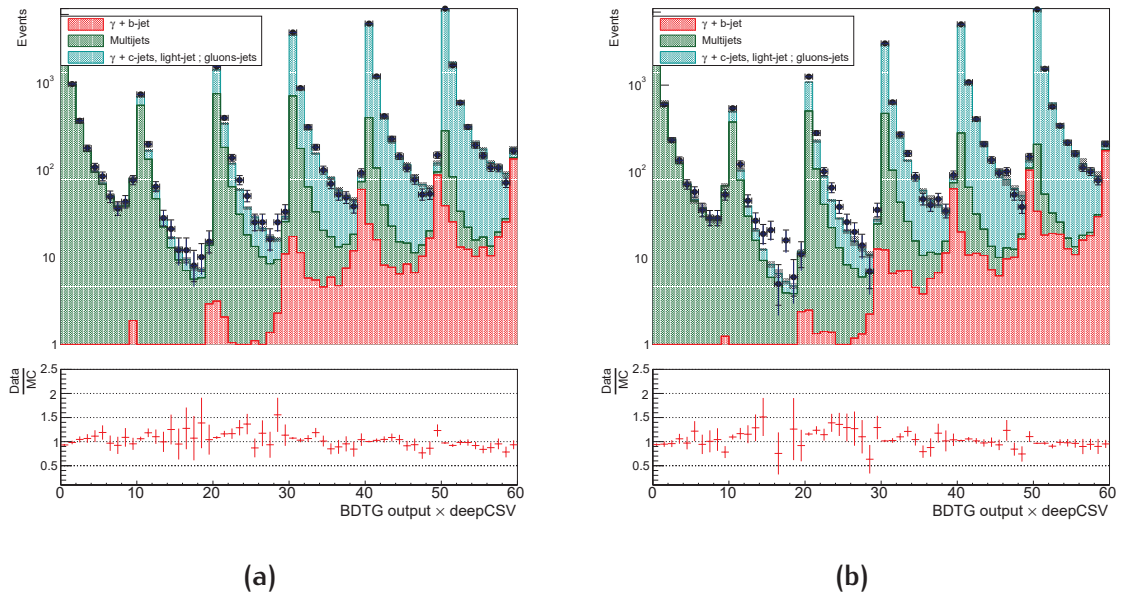


FIG. 5.25: Distributions des fonctions de densités de probabilité post-ajustement pour les intervalles : $[60, 85]$ (a), $[85, 105]$ (b). Les normalisations présentées sont post-ajustement et les données représentent une luminosité de 35478 pb^{-1} .

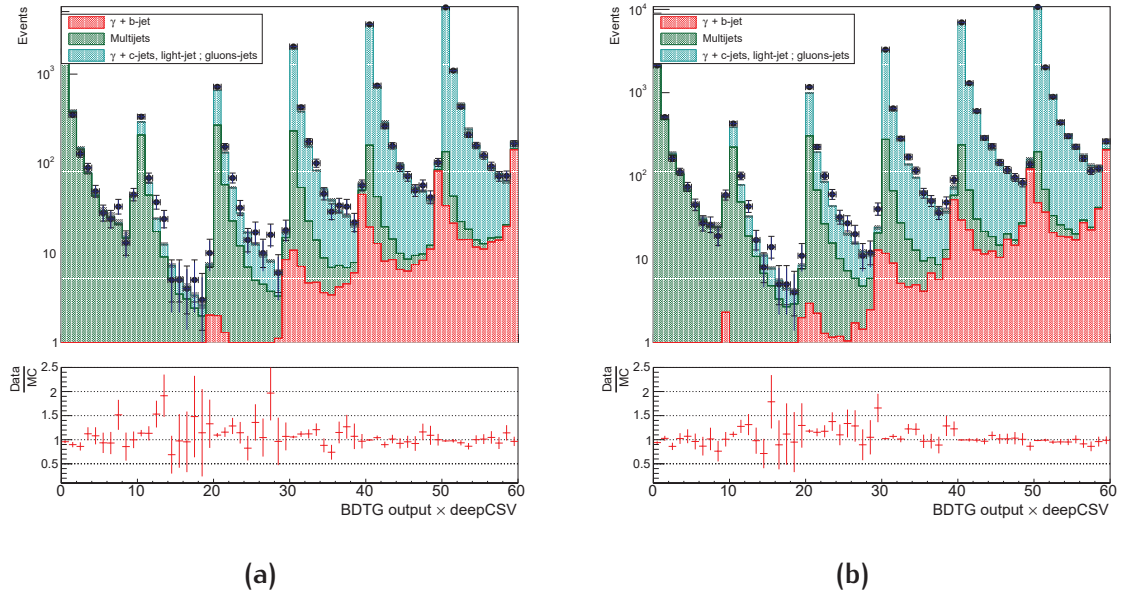


FIG. 5.26: Distributions des fonctions de densités de probabilité post-ajustement pour les intervalles : $[105, 130]$ (a), $[130, 190]$ (b). Les normalisations présentées sont post-ajustement et les données représentent une luminosité de 35478 pb^{-1} .

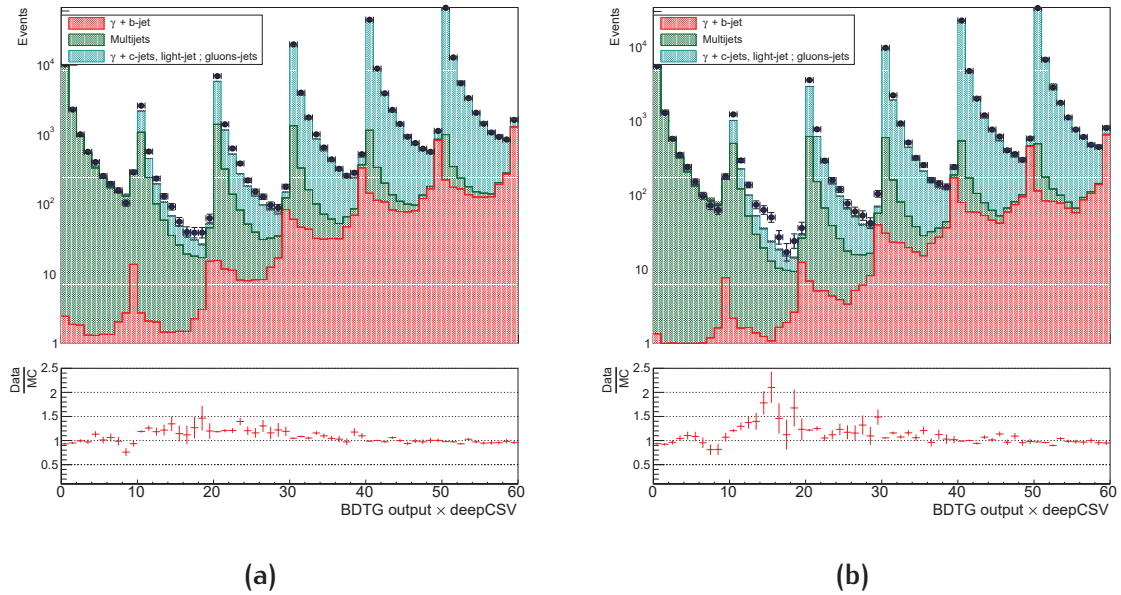


FIG. 5.27: Distributions des fonctions de densités de probabilité post-ajustement pour les intervalles : $[190, 220]$ (a), et $[220, 250]$ (b). Les normalisations présentées sont post-ajustement et les données représentent une luminosité de 35478 pb^{-1} .

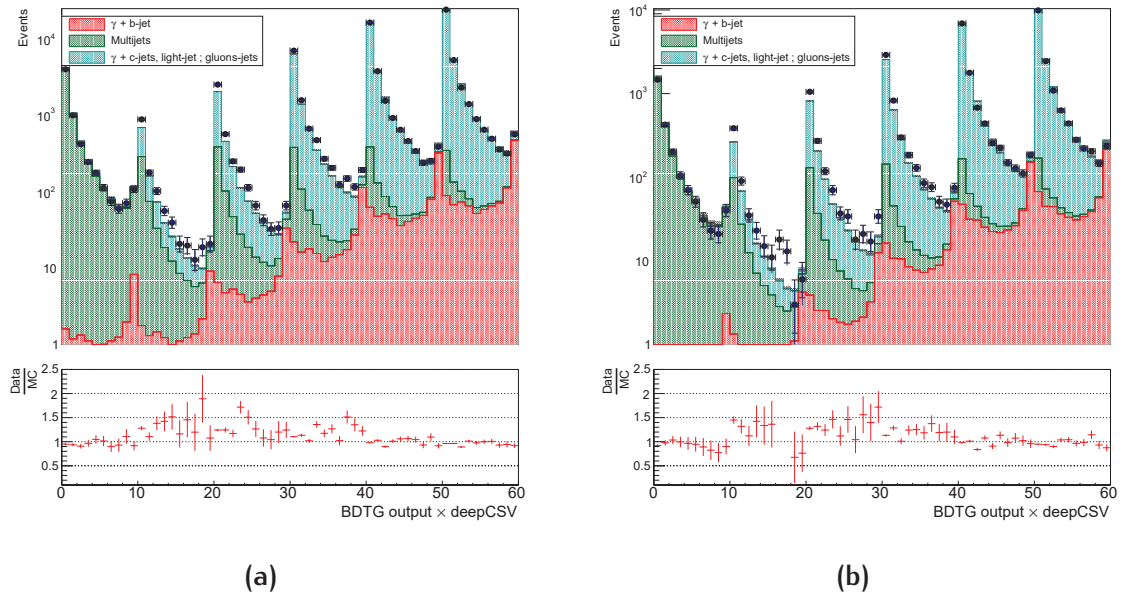


FIG. 5.28: Distributions des fonctions de densités de probabilité post-ajustement pour les intervalles : [250, 300] (a), [300, 350] (b). Les normalisations présentées sont post-ajustement et les données représentent une luminosité de 35478 pb^{-1} .

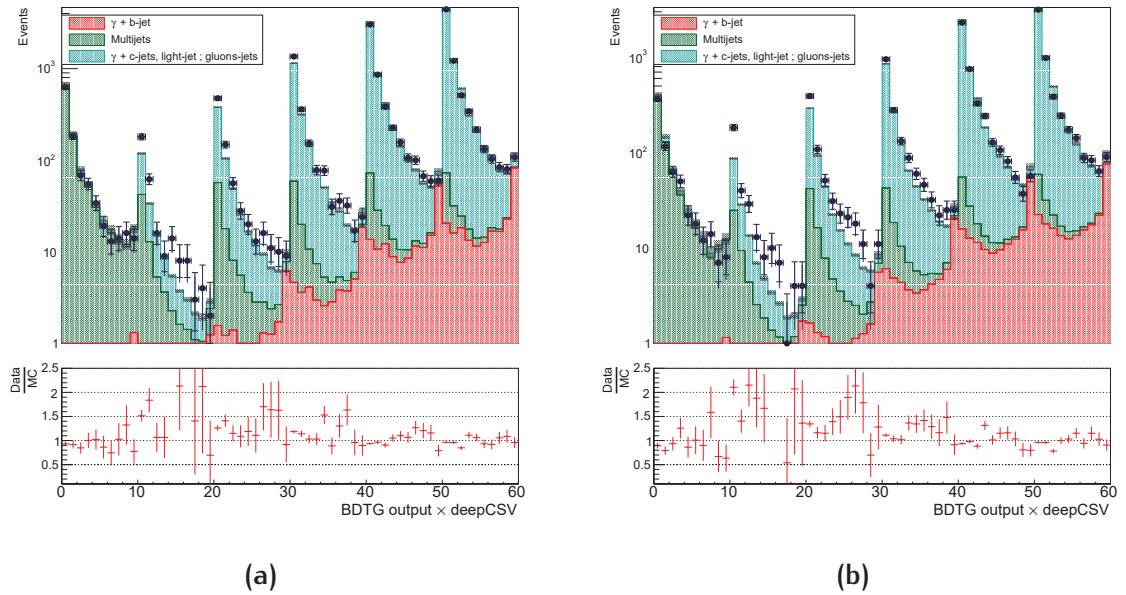


FIG. 5.29: Distributions des fonctions de densités de probabilité post-ajustement pour les intervalles : [350, 400] (a), [400, 500] (b). Les normalisations présentées sont post-ajustement et les données représentent une luminosité de 35478 pb^{-1} .

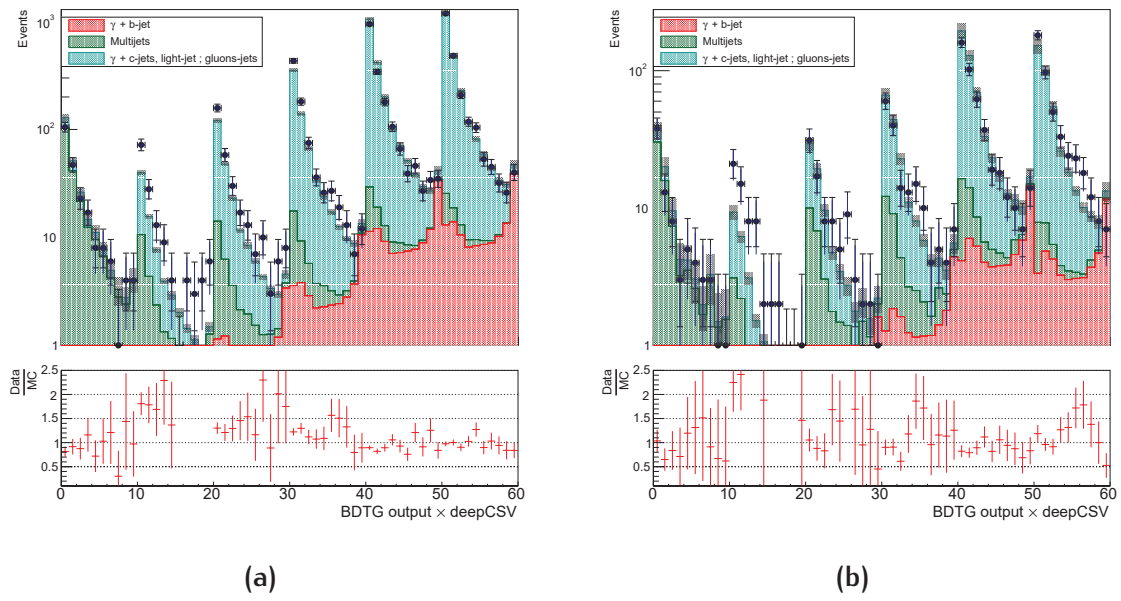


FIG. 5.30: Distributions des fonctions de densités de probabilité post-ajustement pour les intervalles : $[500, 700]$ (a), et $[700, 1000]$ (b). Les normalisations présentées sont post-ajustement et les données représentent une luminosité de 35478 pb^{-1} .

La figure 5.31 présente les impacts des paramètres de nuisance sur l'ajustement dans l'intervalle en $p_T^\gamma \in [400, 500]$. On constate que le paramètre ayant l'impact le plus important sur l'ajustement est le paramètre *btag*. Les facteurs d'échelle de l'algorithme deepCSV sont obtenus avec des incertitudes importantes qui affectent fortement les fonctions de densité de probabilité. Dès lors, il n'est pas surprenant qu'il soit le paramètre de nuisance qui contribue le plus aux incertitudes sur la fraction de signal. Les conclusions sur l'impact des paramètres de nuisance sont similaires dans les autres intervalles en p_T .

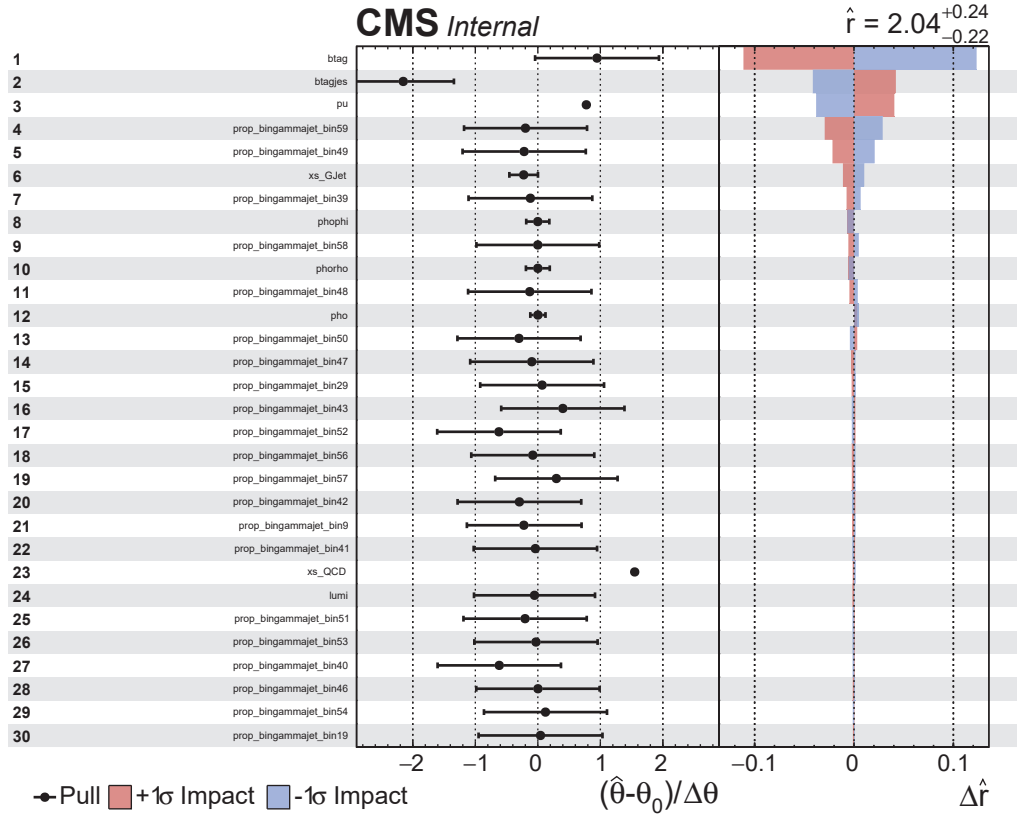


FIG. 5.31: Impact des paramètres de nuisance dans l'ajustement des données pour l'intervalle $[400, 500]$.

5.4.8 Résultats

La table 5.8 présente le nombre d'événements photon + b-jet extrait de l'ajustement.

En appliquant la relation $\sigma_{signal} = \frac{N_{signal}}{\epsilon\mathcal{L}}$ et en combinant les nombres obtenus dans la table 5.8 et des efficacités données table 5.4, on obtient la section efficace différentielle par intervalle en p_T^γ . La figure 5.32 et la table 5.9 présentent la section efficace différentielle de production d'événements $\gamma + b$ -jet en fonction de p_T^γ , l'incertitude relative totale est de l'ordre de 10%.

	$\eta^\gamma \in [0., 0.8]$		$\eta^\gamma \in [0.8, 1.4445]$	
$p_T^\gamma \in$	$N_{\gamma+bjet}$	$\pm$ incertitude totale	$N_{\gamma+bjet}$	$\pm$ incertitude totale
[40, 60]	646.49	67.48	510.29	64.35
[60, 85]	704.96	58.23	496.43	58.37
[85, 105]	726.15	54.42	508.68	48.67
[105, 130]	573.70	45.76	419.85	37.47
[130, 190]	896.14	66.21	596.96	53.47
[190, 220]	5462.22	330.71	3976.55	355.27
[220, 250]	2990.58	138.34	2266.67	154.61
[250, 300]	2418.73	141.09	1795.75	163.61
[300, 350]	1214.64	91.28	903.40	75.36
[350, 400]	481.86	48.64	401.96	45.78
[400, 500]	478.96	50.35	331.70	41.91
[500, 700]	333.47	39.24	175.76	27.59
[700, 1000]	131.49	23.14	52.98	14.86

TAB. 5.8: Nombre d'événements $\gamma + b$ -jet extrait dans l'ajustement. L'incertitude totale Tot correspond à : $Tot = \sqrt{syst^2 + stat^2}$, avec $syst$ les incertitudes systématiques et $stat$ les incertitudes statistiques.

Dans la table 5.9, pour obtenir les erreurs systématiques et statistiques séparément, l'ajustement est réalisé avec et sans incertitudes systématiques. Une valeur de l'erreur systématique égale à 0 signifie que l'ajustement est très largement dominé par les incertitudes statistiques. Il en découle que l'incertitude totale est trop similaire à l'incertitude statistique pour extraire l'effet des systématiques.

Dans le futur, il est prévu d'ajouter toute la statistique disponible pour une énergie de 13 TeV , ce qui représente quatre fois plus de données et permettra de réduire les erreurs statistiques. Les résultats présentés ici ne tiennent pas compte des possibles migrations d'événements d'un intervalle en p_T à un autre qui peuvent être introduites par la reconstruction des événements dans le détecteur. La méthode pour corriger ces effets est présentée dans la partie suivante.

$\eta^\gamma \in [0., 0.8]$				
$p_T^\gamma \in$	$\sigma_{\gamma+bjet} (pb)$	incertitude totale	statistique	systématique
[60, 85]	1.18	0.10	0.06	0.08
[85, 105]	$3.17 \cdot 10^{-1}$	$0.24 \cdot 10^{-1}$	$0.16 \cdot 10^{-1}$	$0.17 \cdot 10^{-1}$
[105, 130]	$1.02 \cdot 10^{-1}$	$0.08 \cdot 10^{-1}$	$0.06 \cdot 10^{-1}$	$0.05 \cdot 10^{-1}$
[130, 190]	$3.27 \cdot 10^{-2}$	$0.24 \cdot 10^{-2}$	$0.15 \cdot 10^{-2}$	$0.20 \cdot 10^{-2}$
[190, 220]	$8.34 \cdot 10^{-3}$	$0.51 \cdot 10^{-3}$	$0.20 \cdot 10^{-3}$	$0.47 \cdot 10^{-3}$
[220, 250]	$4.70 \cdot 10^{-3}$	$0.22 \cdot 10^{-3}$	$0.15 \cdot 10^{-3}$	$0.116 \cdot 10^{-3}$
[250, 300]	$2.30 \cdot 10^{-3}$	$0.13 \cdot 10^{-3}$	$0.08 \cdot 10^{-3}$	$0.10 \cdot 10^{-3}$
[300, 350]	$1.19 \cdot 10^{-3}$	$0.09 \cdot 10^{-3}$	$0.06 \cdot 10^{-3}$	$0.06 \cdot 10^{-3}$
[350, 400]	$4.64 \cdot 10^{-4}$	$0.47 \cdot 10^{-4}$	$0.41 \cdot 10^{-4}$	$0.23 \cdot 10^{-4}$
[400, 500]	$2.43 \cdot 10^{-4}$	$0.26 \cdot 10^{-4}$	$0.22 \cdot 10^{-4}$	$0.12 \cdot 10^{-4}$
[500, 700]	$8.77 \cdot 10^{-5}$	$1.03 \cdot 10^{-5}$	$0.88 \cdot 10^{-5}$	$0.54 \cdot 10^{-5}$
[700, 1000]	$3.19 \cdot 10^{-6}$	$0.56 \cdot 10^{-6}$	$0.48 \cdot 10^{-6}$	$0.29 \cdot 10^{-6}$
$\eta^\gamma \in [0.8, 1.4445]$				
$p_T^\gamma \in$	$\sigma_{\gamma+bjet} (pb)$	incertitude totale	statistique	systématique
[60, 85]	$8.18 \cdot 10^{-1}$	$0.92 \cdot 10^{-1}$	$0.47 \cdot 10^{-1}$	$0.79 \cdot 10^{-1}$
[85, 105]	$2.15 \cdot 10^{-1}$	$0.20 \cdot 10^{-1}$	$0.14 \cdot 10^{-1}$	$0.14 \cdot 10^{-1}$
[105, 130]	$7.49 \cdot 10^{-2}$	$0.65 \cdot 10^{-2}$	$0.47 \cdot 10^{-2}$	$0.45 \cdot 10^{-2}$
[130, 190]	$2.10 \cdot 10^{-2}$	$0.17 \cdot 10^{-2}$	$0.12 \cdot 10^{-2}$	$0.12 \cdot 10^{-2}$
[190, 220]	$4.28 \cdot 10^{-3}$	$0.13 \cdot 10^{-3}$	$0.15 \cdot 10^{-3}$	0
[220, 250]	$2.68 \cdot 10^{-3}$	$0.21 \cdot 10^{-3}$	$0.12 \cdot 10^{-3}$	$0.17 \cdot 10^{-3}$
[250, 300]	$1.30 \cdot 10^{-3}$	$0.06 \cdot 10^{-3}$	$0.07 \cdot 10^{-3}$	0
[300, 350]	$6.93 \cdot 10^{-4}$	$0.41 \cdot 10^{-4}$	$0.51 \cdot 10^{-4}$	0
[350, 400]	$3.35 \cdot 10^{-4}$	$0.34 \cdot 10^{-4}$	$0.36 \cdot 10^{-4}$	0
[400, 500]	$1.54 \cdot 10^{-4}$	$0.18 \cdot 10^{-4}$	$0.19 \cdot 10^{-4}$	0
[500, 700]	$4.70 \cdot 10^{-5}$	$0.67 \cdot 10^{-5}$	$0.70 \cdot 10^{-6}$	0
[700, 1000]	$1.51 \cdot 10^{-6}$	$0.38 \cdot 10^{-6}$	$0.33 \cdot 10^{-6}$	$0.19 \cdot 10^{-6}$

TAB. 5.9: Sections efficaces différentielles de production d'événements $\gamma + b$ -jet et les incertitudes associées

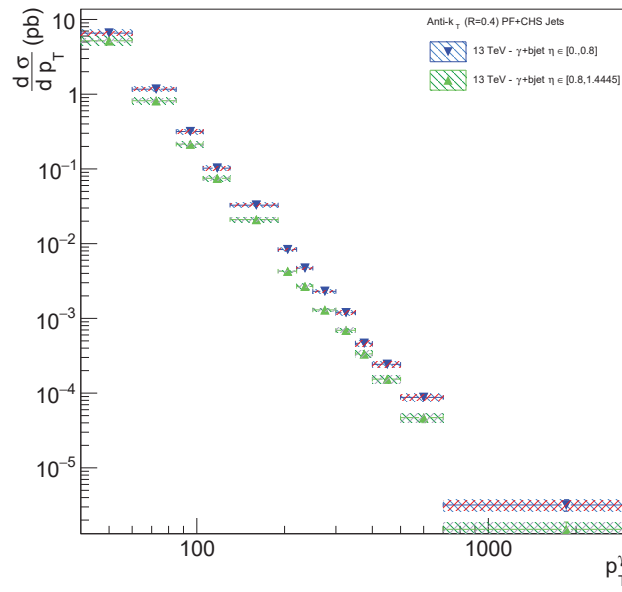


FIG. 5.32: Section efficace différentielle de production d'événements $\gamma + b - jet$ en fonction de p_T^γ

5.5 UNFOLDING

5.5.1 Principe

La mesure de la section efficace est réalisée dans des intervalles en p_T^γ . Cependant, la précision de la mesure de p_T^γ est affectée par des effets de reconstruction introduits par le détecteur et qui ne peuvent pas être négligés. La conséquence principale de ces effets est que certains événements ne seront pas reconstruits dans le bon intervalle en p_T^γ . Grâce aux simulations, il est possible d'estimer les possibles migrations d'événements entre les intervalles. La méthode qui est présentée ici est celle implémentée par le logiciel *TUnfoldDensity* [77]. On peut écrire le problème de la manière suivante :

$$\tilde{y}_i = \sum_{j=1}^m A_{ij} x_j, 1 \leq i \leq n \quad (5.8)$$

Avec x_i le vecteur de dimension m comportant la « vraie » mesure, $\tilde{y}_i$ le vecteur de dimension n comportant la mesure moyenne au niveau reconstruit et A_{ij} la matrice de probabilité de dimension $m \times n$ décrivant les migrations entre les intervalles. La figure 5.33 donne une vue schématique de la procédure de unfolding.

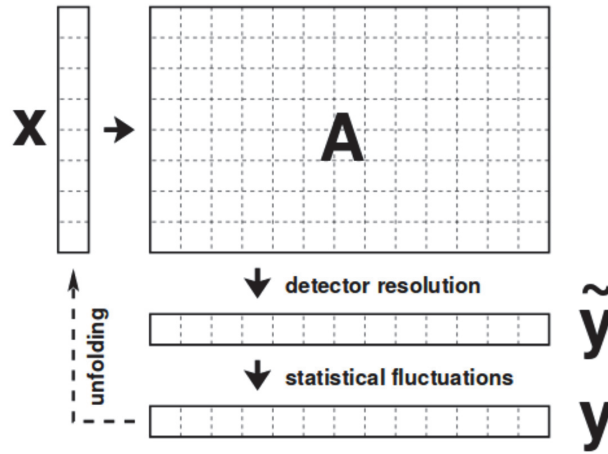


FIG. 5.33: Vue schématique de la procédure de unfolding d'une mesure y vers la « vérité » x

En remplaçant dans l'équation 5.8 $\tilde{y}_i$ par y_i , le vecteur des mesures au niveau reconstruit, une solution évidente à ce problème semble être l'inversion de matrice qui permet de passer de y_i à x_j . Cependant, les fluctuations statistiques des mesures y_i sont amplifiées lors du calcul des x_j par cette méthode. Afin de contourner ce problème, une procédure de régularisation est appliquée. Le résultat unfoldé est alors obtenu en trouvant le minimum de l'expression de χ^2 suivante :

$$\chi_{unf}^2 = (Ax - y)^T V_{yy}^{-1} (Ax - y) + \tau^2 (x - f x_0)^T L^T L (x - f x_0) + \lambda \sum_i (Ax - y)_i \quad (5.9)$$

Avec x la mesure au niveau « vrai », A la matrice de migration, y les données mesurées, V_{yy} la matrice de covariance des données, f l'échelle de biais, x_0 le biais, L la condition de régularisation, τ la force de la régularisation et λ un multiplicateur de lagrange. Le premier terme correspond à une minimisation par la méthode des moindres carrés, le second terme est le terme de régularisation qui permet d'absorber les fluctuations statistiques et le dernier terme correspond à une contrainte de surface optionnelle permettant de rendre le calcul des x plus robuste.

La condition pour réaliser le unfolding avec cette méthode est que m , le nombre de mesures « vraies », soit inférieur à n , le nombre de mesures au niveau reconstruit.

5.5.2 Ajustement pour le Unfolding

Pour obtenir une mesure vraie dans les intervalles de la table 5.2, le nombre d'intervalles de mesure reconstruite est augmenté. La table 5.10 présente les nouveaux intervalles.

Intervalle en p_T^γ en GeV			
]50, 60]	]60, 72.5]	]72.5, 85]	]85, 95]
]95, 105]	]105, 117.5]	]117.5, 130]	]130, 150]
]150, 170]	]170, 190]	]190, 200]	]200, 210]
]210, 220]	]220, 235]	]235, 250]	]250, 275]
]275, 300]	]300, 325]	]325, 350]	]350, 375]
]375, 400]	]400, 450]	]450, 500]	]500, 700]
]700, 1000]			

Tab. 5.10: Intervalles en p_T pour le unfolding

Les résultats de l'ajustement obtenus avec les nouveaux intervalles sont résumés dans la table 5.11, toutes les distributions de contrôle ont été vérifiées afin de s'assurer de la stabilité de l'ajustement avec la diminution de la taille des intervalles. La conséquence principale de ce changement d'intervalles est l'augmentation des incertitudes statistiques.

On définit l'efficacité de sélection au niveau reconstruit comme $\frac{N_{sel}}{N_{gen, reco}}$ avec N_{sel} le nombre d'événements sélectionnés et $N_{gen, reco}$ le nombre d'événements simulés reconstruits dans l'intervalle considéré. La table 5.12 présente ces efficacités.

En multipliant le nombre d'événements mesurés dans l'ajustement par l'efficacité de sélection au niveau reconstruit, on obtient le vecteur de mesure du nombre d'événements que l'on utilisera comme entrée pour le unfolding.

	$\eta^\gamma \in [0., 0.8]$		$\eta^\gamma \in [0.8, 1.4445]$	
$p_T^\gamma \in$	$N_{\gamma+bjet}$	$\pm$	$N_{\gamma+bjet}$	$\pm$
[50, 60]	311.61	40.70	221.95	34.02
[60, 72.5]	350.13	38.40	268.59	49.74
[72.5, 85]	326.84	33.79	216.88	29.07
[85, 95]	341.02	32.37	230.66	27.69
[95, 105]	393.49	37.10	288.88	39.45
[105, 117.5]	387.28	31.13	275.73	29.78
[117.5, 130]	187.27	23.72	139.85	20.01
[130, 150]	282.17	34.73	251.04	28.42
[150, 170]	181.75	24.37	139.83	21.59
[170, 190]	431.84	42.59	213.91	43.18
[190, 200]	2495.56	160.02	1615.95	130.85
[200, 210]	2053.19	274.85	1326.15	193.55
[210, 220]	1303.58	156.38	1038.76	48.57
[220, 235]	1887.52	130.21	1414.14	105.74
[235, 250]	1441.18	105.81	907.83	76.00
[250, 275]	1609.61	122.01	1128.33	97.63
[275, 300]	914.69	71.95	666.75	67.80
[300, 325]	710.95	65.32	528.79	53.02
[325, 350]	537.93	54.27	374.89	44.71
[350, 375]	290.33	35.91	204.50	35.10
[375, 400]	193.22	29.77	188.90	28.31
[400, 450]	320.05	39.35	235.63	35.84
[450, 500]	184.00	29.58	112.60	21.98
[500, 700]	333.48	39.24	175.65	28.13
[700, 1000]	130.66	23.72	52.55	14.77

TAB. 5.11: Nombre d'évènements γ + b-jet extrait dans l'ajustement

	Efficacité de sélection	
$p_T^\gamma \in$	$\eta^\gamma \in [0., 0.8]$	$\eta^\gamma \in [0.8, 1.4445]$
[50, 60]	0.436 ± 0.001	0.399 ± 0.001
[60, 72.5]	0.463 ± 0.0019	0.427 ± 0.001
[72.5, 85]	0.414 ± 0.001	0.392 ± 0.001
[85, 95]	0.446 ± 0.001	0.410 ± 0.002
[95, 105]	0.425 ± 0.002	0.394 ± 0.002
[105, 117.5]	0.443 ± 0.002	0.364 ± 0.002
[117.5, 130]	0.405 ± 0.002	0.367 ± 0.003
[130, 150]	0.395 ± 0.003	0.371 ± 0.003
[150, 170]	0.382 ± 0.003	0.355 ± 0.004
[170, 190]	0.372 ± 0.005	0.344 ± 0.005
[190, 200]	0.379 ± 0.008	0.359 ± 0.001
[200, 210]	0.401 ± 0.009	0.386 ± 0.011
[210, 220]	0.370 ± 0.010	0.348 ± 0.012
[220, 235]	0.367 ± 0.010	0.352 ± 0.011
[235, 250]	0.383 ± 0.011	0.344 ± 0.013
[250, 275]	0.368 ± 0.010	0.335 ± 0.012
[275, 300]	0.373 ± 0.012	0.354 ± 0.015
[300, 325]	0.362 ± 0.015	0.339 ± 0.019
[325, 350]	0.354 ± 0.018	0.356 ± 0.023
[350, 375]	0.374 ± 0.022	0.357 ± 0.027
[375, 400]	0.354 ± 0.026	0.336 ± 0.032
[400, 450]	0.347 ± 0.023	0.326 ± 0.028
[450, 500]	0.349 ± 0.031	0.330 ± 0.038
[500, 700]	0.335 ± 0.026	0.312 ± 0.032
[700, 1000]	0.158 ± 0.027	0.146 ± 0.037

Tab. 5.12: Efficacité de sélection d'évènements $\gamma + b$ -jet et incertitudes statistiques associées.

5.5.3 Matrices de migration

Le unfolding nécessite une matrice de migration. La matrice est construite en utilisant la simulation PYTHIA. La matrice de migration, dans ce cas, est une matrice 13×25 . Les 13 intervalles vrais sont définis comme dans la table 5.2 et les intervalles reconstruits sont ceux présentés dans la table 5.10.

Les figures 5.34 et 5.35 présentent les matrices de migration relative pour les deux intervalles en η^γ . Les événements sont placés dans les intervalles de la matrice en fonction de la valeur de $p_{T, reco}^\gamma$ et $p_{T, gen}^\gamma$. Chaque intervalle est ensuite divisé par le nombre d'événements sélectionnés dans les simulations, ce qui permet d'obtenir une mesure relative des migrations. Les événements qui sont sur la diagonale sont bien reconstruits. Les événements hors diagonale sont ceux qui ont migrés et que le unfolding permet de prendre en compte.

On constate que les événements migrent relativement peu de la diagonale, moins de 5%. La reconstruction des photons est performante et dégrade peu p_T^γ .

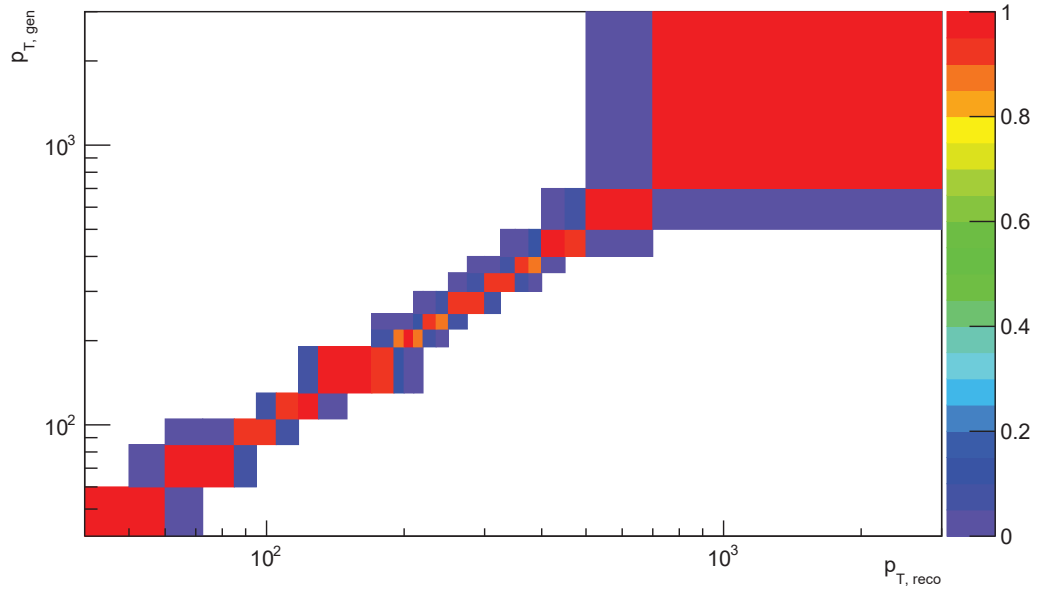


FIG. 5.34: Matrice de migration relative entre le niveau généré et le niveau reconstruit pour $|\eta^\gamma| \in [0., 0.8]$. Dans chaque intervalle en $[p_{T, gen}, p_{T, reco}]$ est présenté le nombre d'événements dans l'intervalle divisés par le nombre d'événements sélectionnés dans l'intervalle en $p_{T, reco}$ correspondant.

5.5.4 Résultats et comparaison aux prédictions LO et NLO

À partir des nombres d'événements de signal de la table 5.11, des efficacités de sélection de la table 5.11, des facteurs de prescale et des matrices de migration définies dans la partie précédente, on obtient, avec *TUnfoldDensity*, la mesure unfoldée du nombre

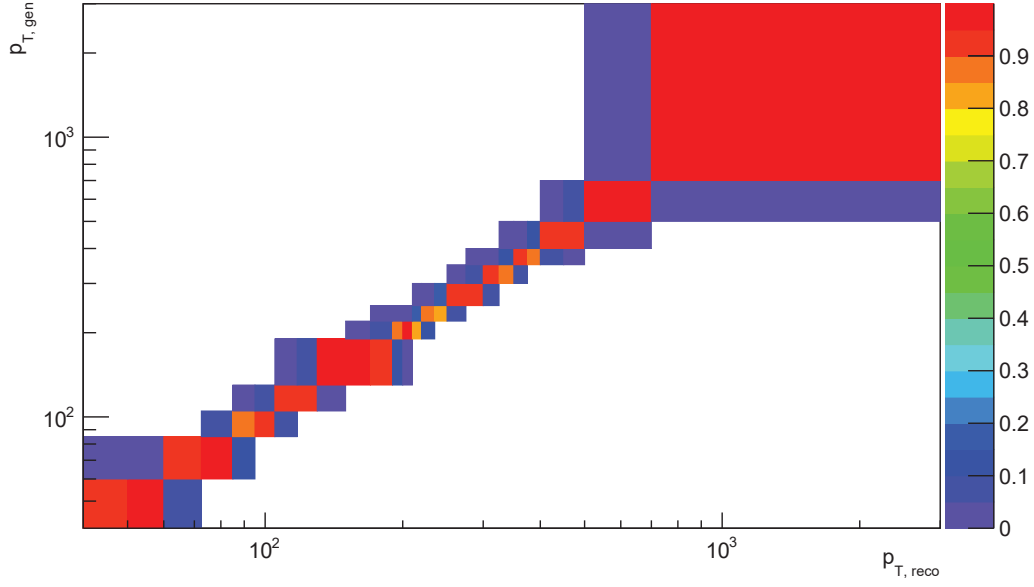


FIG. 5.35: Matrice de migration relative entre le niveau généré et le niveau reconstruit pour $|\eta^\gamma| \in [0.8, 1.4445]$. Dans chaque intervalle en $[p_{T,gen}, p_{T,reco}]$ est présenté le nombre d'événements dans l'intervalle divisé par le nombre d'événements sélectionné dans l'intervalle en $p_{T,reco}$ correspondant.

d'événements de signal. L'équation 5.5 permet, à partir de cette mesure, d'obtenir la section efficace différentielle de production d'événements photon + b-jet unfoldée. Les résultats unfoldés sont résumés et comparés aux prédictions NLO de amc@NLO dans les tables 5.13 et 5.14. La figure 5.36 présente une comparaison aux prédictions LO (PYTHIA et Madgraph) et NLO (amc@NLO) ainsi qu'une comparaison entre la mesure unfoldée et non-unfoldée.

Sur la figure 5.36, on constate que pour $|\eta^\gamma| \in [0., 0.8]$, l'effet du unfolding sur la mesure est faible. La mesure unfoldée est en accord avec la mesure issue de l'ajustement seul, dans la limite des incertitudes. Pour $|\eta^\gamma| \in [0.8, 1.4445]$, l'effet du unfolding est plus important. La mesure par ajustement seul sous-estime la section efficace pour p_T^γ supérieur à 190 GeV.

Les prédictions des simulations LO présentent un fort désaccord avec les mesures (ajustement seul et unfoldées), elles prédisent une section efficace $\approx 80\%$ plus élevée que celle mesurée.

La figure 5.37 présente une comparaison plus fine entre les résultats de l'ajustement, les résultats du unfolding et les prédictions du générateur amc@NLO. Dans cette figure, les incertitudes de amc@NLO correspondent à la somme quadratique des incertitudes statistiques et théoriques. Les incertitudes théoriques correspondent aux variations des échelles de renormalisation et de factorisation [78] ainsi qu'aux variations des fonctions de densité partonique et de la constante de couplage α_s (prescriptions de PDF4LHC [79]). Les incertitudes totales de la prédiction vont environ de 3 à 10%.

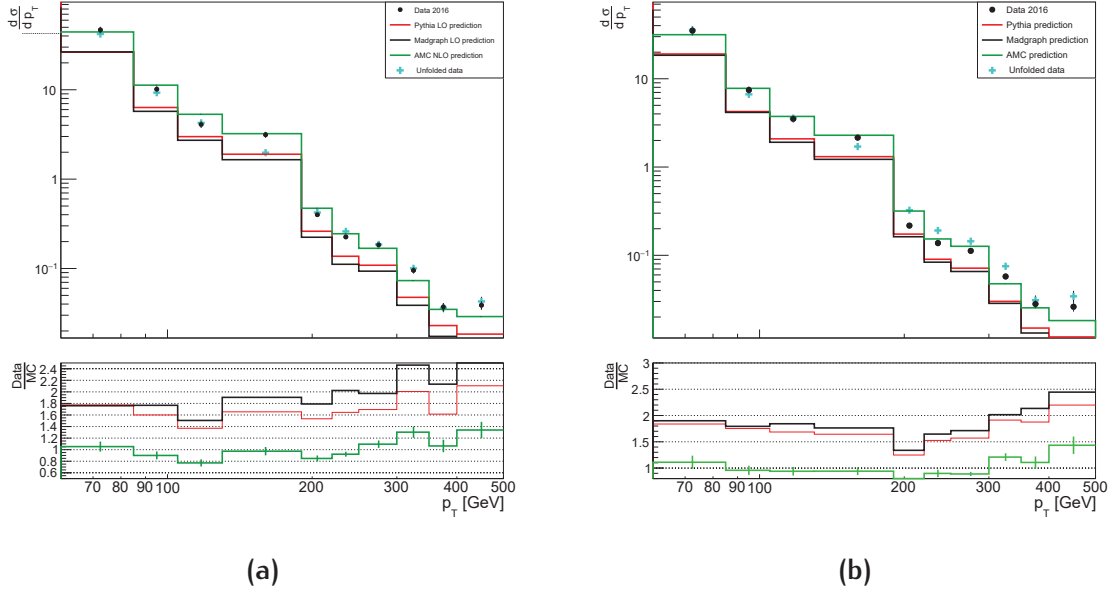


FIG. 5.36: Distributions des sections efficaces différentielles de production d'événements photon + b-jet pour $|\eta^\gamma| \in [0., 0.8]$ (a) et $|\eta^\gamma| \in [0.8, 1.4445]$ (b), les données correspondent aux résultats de l'ajustement et les données unfoldées correspondent aux résultats du unfolding. Les résultats mesurés et unfoldés y sont comparés avec les prédictions au niveau parton des générateurs LO madgraph et PYTHIA et du générateur NLO amc@NLO

Les prédictions de la simulation NLO présentent un meilleur accord avec la section efficace mesurée, bien que des fluctuations soient visibles dans le ratio *mesure*/MC. Le ratio avec les résultats de l'ajustement est compatible avec 1 jusqu'à 400 GeV, dans la limite des incertitudes. Au-delà, la simulation NLO prédit une section efficace plus faible de 40% que celle mesurée. Le ratio avec les résultats du unfolding présente un bon accord avec les prédictions dans l'intervalle $\eta^\gamma \in [0.8, 1.4445]$, cependant des fluctuations sont visibles dans l'intervalle $\eta^\gamma \in [0, 0.8]$.

La simulation NLO, donne une meilleure description que les simulations LO mais à haut p_T^γ la simulation sous-estime systématiquement la section efficace. Cette divergence n'est pas surprenante, car les fonctions de densité partonique, qui décrivent le contenu en quark b des protons à haute énergie, sont contraintes expérimentalement et peu de mesures sont disponibles à ces échelles d'énergie.

Cette thèse présente la première mesure de la section efficace doublement différentielle de production d'événements $\gamma + b$ -jet à 13 TeV et la première mesure de ce genre dans l'expérience CMS.

Un projet d'amélioration de cette analyse consiste à inclure des comparaisons avec des simulations générées à l'aide de différentes fonctions de densité partonique, prenant en compte différents modèles pour la masse des partons du proton.

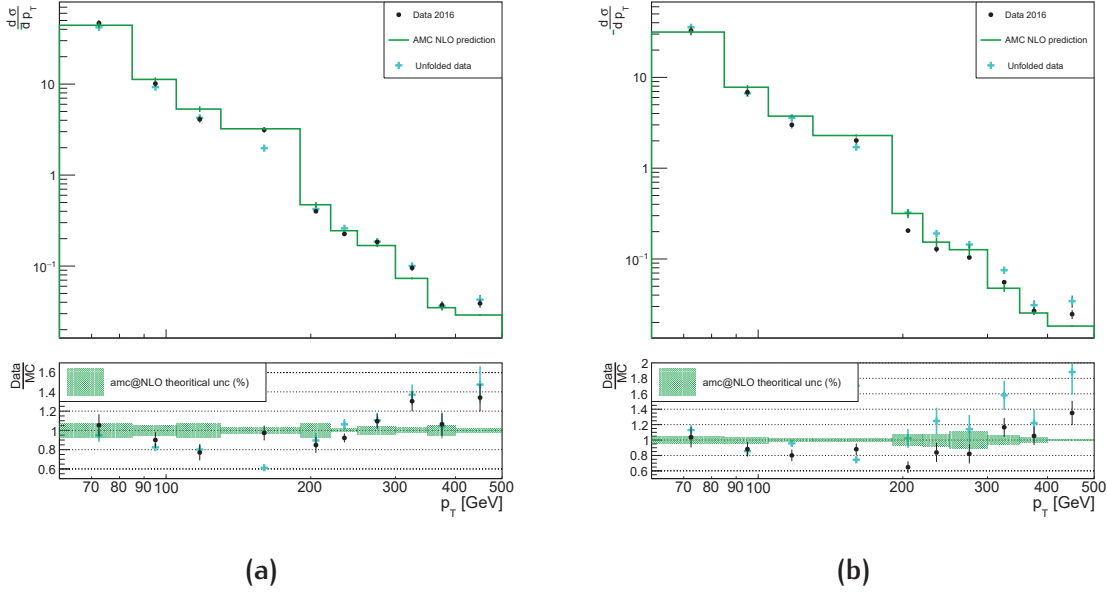


FIG. 5.37: Distributions des sections efficaces différentielles de production d'événements photon + b-jet pour $|\eta^\gamma| \in [0., 0.8]$ (a) et $|\eta^\gamma| \in [0.8, 1.4445]$ (b), les données correspondent aux résultats de l'ajustement et les données unfoldées correspondent aux résultats du unfolding. Les résultats mesurés et unfoldés y sont comparés avec les prédictions au niveau particule du générateurs NLO amc@NLO, les incertitudes relatives de la prédiction (somme quadratique des incertitudes statistiques et théoriques) sont présentées par une bande verte

	Data	amc@NLO
$p_T \in$	$\frac{d\sigma}{dp_T} (pb) ; \eta^\gamma \in [0., 0.8]$	
[60, 85]	42.060 ± 0.003	44.336 ± 3.145
[85, 105]	9.277 ± 0.003	11.259 ± 0.559
[105, 130]	4.259 ± 0.003	5.314 ± 0.376
[130, 190]	1.977 ± 0.004	3.227 ± 0.092
[190, 220]	$4.230 \cdot 10^{-1} \pm 0.193 \cdot 10^{-1}$	$4.723 \cdot 10^{-1} \pm 0.348 \cdot 10^{-1}$
[220, 250]	$2.601 \cdot 10^{-1} \pm 0.128 \cdot 10^{-1}$	$2.447 \cdot 10^{-1} \pm 0.041 \cdot 10^{-1}$
[250, 300]	$1.858 \cdot 10^{-1} \pm 0.111 \cdot 10^{-1}$	$1.682 \cdot 10^{-1} \pm 0.067 \cdot 10^{-1}$
[300, 350]	$1.004 \cdot 10^{-1} \pm 0.073 \cdot 10^{-1}$	$7.323 \cdot 10^{-2} \pm 0.18 \cdot 10^{-2}$
[350, 400]	$3.640 \cdot 10^{-2} \pm 0.340 \cdot 10^{-2}$	$3.488 \cdot 10^{-2} \pm 0.19 \cdot 10^{-2}$
[400, 500]	$4.276 \cdot 10^{-2} \pm 0.545 \cdot 10^{-2}$	$2.898 \cdot 10^{-2} \pm 0.058 \cdot 10^{-2}$

TAB. 5.13: Sections efficaces différentielles unfoldées de production d'événements photon + b-jet comparées avec les prédictions du générateur NLO amc@NLO pour l'intervalle $\eta^\gamma \in [0., 0.8]$. Les incertitudes présentées sont statistiques pour la mesure unfoldée et statistiques + théoriques pour la prédiction de amc@NLO.

	Data	amc@NLO
$p_T \in$	$\frac{d\sigma}{dp_T} (pb) ; \eta^\gamma \in [0.8, 1.442]$	
[60, 85]	35.654 ± 0.004	31.566 ± 1.870
[85, 105]	6.662 ± 0.003	7.789 ± 0.439
[105, 130]	3.583 ± 0.003	3.744 ± 0.133
[130, 190]	1.706 ± 0.003	2.291 ± 0.070
[190, 220]	$3.243 \cdot 10^{-1} \pm 0.136 \cdot 10^{-1}$	$3.172 \cdot 10^{-1} \pm 0.357 \cdot 10^{-1}$
[220, 250]	$1.912 \cdot 10^{-1} \pm 0.109 \cdot 10^{-1}$	$1.533 \cdot 10^{-1} \pm 0.191 \cdot 10^{-1}$
[250, 300]	$1.442 \cdot 10^{-1} \pm 0.104 \cdot 10^{-1}$	$1.265 \cdot 10^{-1} \pm 0.185 \cdot 10^{-1}$
[300, 350]	$7.522 \cdot 10^{-2} \pm 0.624 \cdot 10^{-2}$	$4.760 \cdot 10^{-2} \pm 0.413 \cdot 10^{-2}$
[350, 400]	$3.102 \cdot 10^{-2} \pm 0.406 \cdot 10^{-2}$	$2.541 \cdot 10^{-2} \pm 0.125 \cdot 10^{-2}$
[400, 500]	$3.431 \cdot 10^{-2} \pm 0.528 \cdot 10^{-2}$	$1.823 \cdot 10^{-2} \pm 0.035 \cdot 10^{-2}$

TAB. 5.14: Sections efficaces différentielles unfoldées de production d'évènements photon + b-jet comparées avec les prédictions du générateur NLO amc@NLO pour l'intervalle $\eta^\gamma \in [0.8, 1.442]$. Les incertitudes présentées sont statistiques pour la mesure unfoldée et statistiques + théoriques pour la prédiction de amc@NLO.

5.6 CONCLUSION

Ce chapitre est consacré à l'étude des événements $\gamma + b$ -jet. L'impact de différents modèles de PDF sur ce type d'événements a été étudié. La mesure de la section efficace différentielle par l'expérience CMS a été présentée à travers le développement d'un algorithme de classification BDTG optimisé pour l'extraction des événements photon + jet. Cette information a été combinée avec l'algorithme deepCSV dans un ajustement par maximum de vraisemblance pour extraire le nombre d'événements de type photon + b-jet. Une procédure de unfolding a été appliquée pour extraire la mesure vraie et obtenir la section efficace différentielle de production de ces événements. Cette mesure est la première réalisée à 13 TeV et la première de ce type avec l'expérience CMS. Ses résultats sont en bon accord avec les prédictions NLO jusqu'à 400 GeV.

Cette analyse souffre de la faible statistique de ces événements ainsi que des importantes incertitudes systématiques associées à l'identification des jets issus de saveurs lourdes. Ces deux aspects peuvent être améliorés dans le futur. Les nouvelles données disponibles permettront de multiplier la statistique par quatre et un nouvel algorithme d'identification de la saveur, l'algorithme *deepFlavour*, sera disponible et permettra d'extraire, au sein d'un seul ajustement, les sections efficaces différentielles de production d'événements où un photon est produit en association avec un jet de b et où un photon est produit en association avec un jet de c. Ce type de mesure pourra permettre à l'avenir de fournir de précieuses données pour contraindre les fonctions de densité partonique du proton dans le secteur des quarks lourds (c et b).

CONCLUSION

Cette thèse porte sur les événements où un photon est émis en association avec un jet. Les travaux qui y sont documentés ont été effectués au sein de la collaboration CMS, en utilisant les données issues des collisions réalisées en 2016, à une énergie dans le centre de masse de 13 TeV et représentant une luminosité de $\approx 35\text{ fb}^{-1}$.

Le manuscrit décrit d'abord l'analyse de ces événements pour déterminer l'échelle d'énergie des jets et participer à leur calibration. Les jets sont en effet des objets complexes et difficiles à calibrer précisément. Ils sont utilisés dans un grand nombre d'analyses par la collaboration CMS et les incertitudes liées à leur échelle d'énergie sont souvent importantes. Pour cette raison, une chaîne complexe de calibrations basées sur les simulations et les données est déployée par la collaboration CMS. Cette procédure est détaillée et il est montré comment l'analyse d'événements photon+jet y occupe une place importante. L'étude exploite la bonne qualité de la reconstruction des photons pour les utiliser comme objets de référence afin de calibrer les jets. Grâce à cette approche et à la combinaison de plusieurs études, les incertitudes sur l'échelle en énergie des jets sont de l'ordre de 1% pour un jet de 100 GeV . La richesse des événements avec un photon et un jet est ultérieurement exploitée dans des études exploratoires, pour comprendre la relation entre l'échelle en énergie des jets et leur saveur.

La seconde partie de cette thèse porte sur la mesure de la section efficace de production d'événements où un photon est émis en association avec un jet issu d'un quark b , en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapacité du photon. Cette analyse repose sur l'estimation du bruit de fond multijet à partir des données, ce qui permet de réduire les incertitudes qui lui sont liées. L'extraction de la section efficace est réalisée à l'aide d'un ajustement par maximum de vraisemblance suivi d'une procédure de unfolding. Les mesures obtenues ont été comparées aux prédictions LO et NLO du Modèle Standard par l'entremise des générateurs Madgraph, PYTHIA et amc@NLO. Les prédictions LO sous-estiment systématiquement les données de 80% et les prédictions NLO sont en meilleur accord avec les données jusqu'à une impulsion transverse du photon d'environ 400 GeV . Au-dessus de ce seuil, les prédictions souffrent du manque de contraintes expérimentales préexistantes pour estimer le contenu en quark b du proton. Cette mesure est la première à une énergie de 13 TeV et vient compléter les mesures déjà réalisées par l'expérience ATLAS à 8 TeV [69].

Les données collectées en 2016 ne représentent que $\approx 35.4\text{ fb}^{-1}$, or la luminosité totale recueillie à ce jour est de $\approx 143\text{ fb}^{-1}$. De plus l'amélioration des algorithmes d'identification de la saveur des jets permettra une discrimination efficace des jets issus des quarks c et b . Ces deux éléments combinés permettront à l'avenir la mesure conjointe et précise des sections efficaces $\gamma + c$ -jets et $\gamma + b$ -jets, menant à une meilleure modélisation de la structure en quarks lourds du proton à haute énergie.

A

ANNEXE : A

A.1 Courbe d'efficacité des chemins de déclenchement pour l'extraction des JEC 157

A.1 COURBE D'EFFICACITÉ DES CHEMINS DE DÉCLENCHEMENT POUR L'EXTRACTION DES JEC

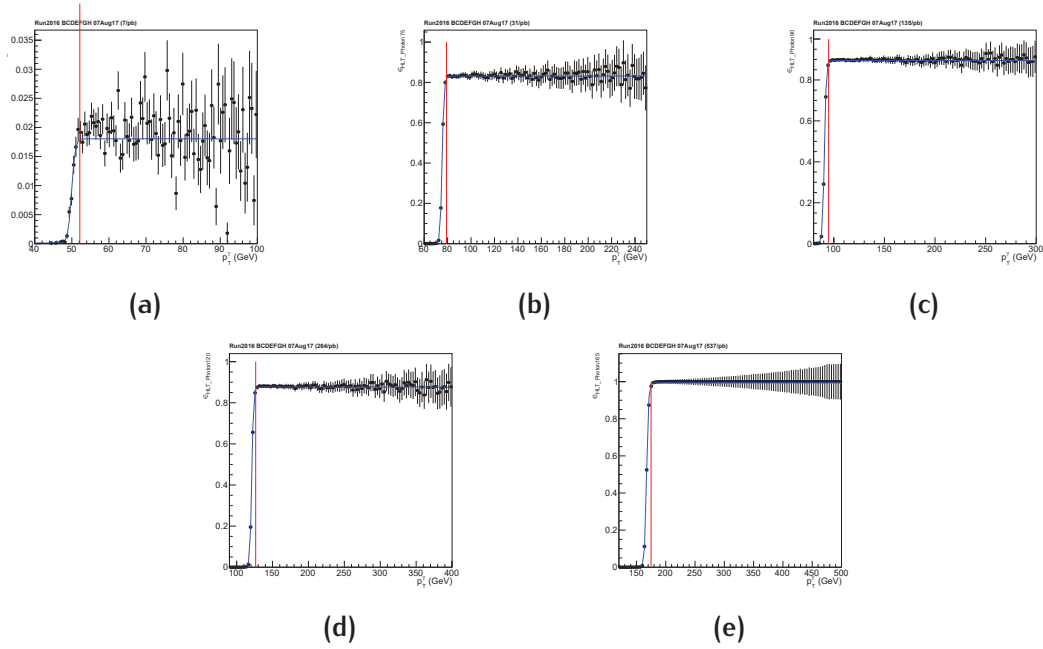


FIG. A.1: Courbe d'efficacité des différents chemins de déclenchement des données 2016 en fonction de p_T^γ pour l'analyse du chapitre 4. L'efficacité est définie comme, $\frac{N_{HLT_x \& HLT_{x-1}}}{N_{HLT_{x-1}}}$ avec N_{HLT_x} le nombre d'événements ayant passés le (les) chemin (s) de déclenchement X. La ligne verticale rouge marque le seuil au-delà duquel une efficacité de 99% est atteinte

B

ANNEXE B : COMPARAISONS DONNÉES SIMULATIONS POUR LES ÉVÉNEMENTS PHOTON + JET

COMPARAISONS *Data/MC* POST-SÉLECTION

On présente ici les comparaisons des variables utilisées dans le BDTG entre les événements simulés multijet et $\gamma + jet$ et les événements des données dans la région de signal $I_{CH} < 2.335$.

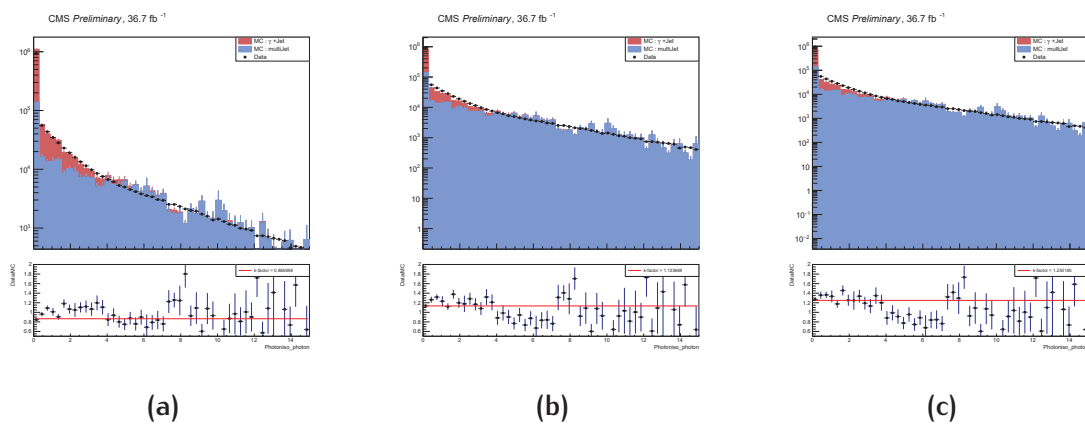


FIG. B.1: Distribution de I_γ des événements $\gamma + jets$ pour amc@NLO (a), PYHTIA (b) et Madgraph (c), en bleu, et des événements multijet en rouge, les données sont modélisées par les points noirs. Les erreurs présentées sont uniquement statistiques.

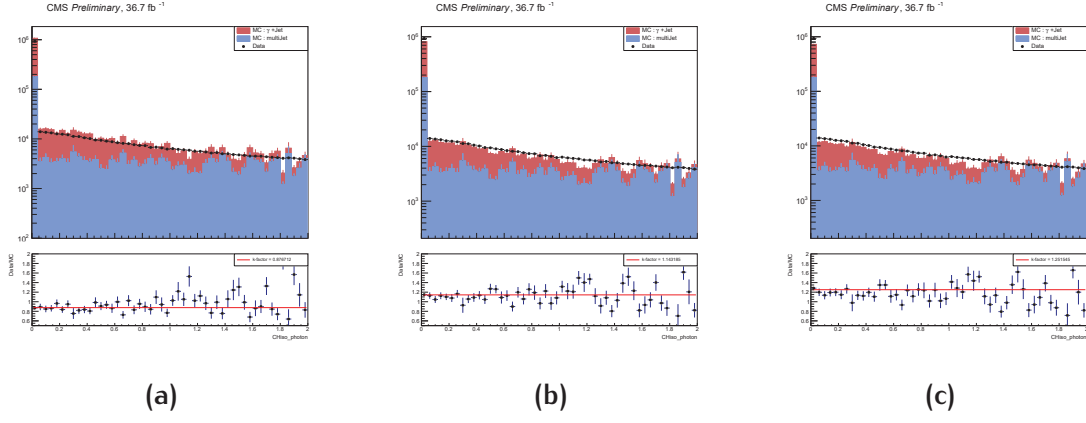


FIG. B.2: Distribution de I_C des événements $\gamma + jets$ pour amc@NLO (a), PYHTIA (b) et Madgraph (c), en bleu , et des événements multijet en rouge , les données sont modélisées par les points noirs. Les erreurs présentées sont uniquement statistiques.

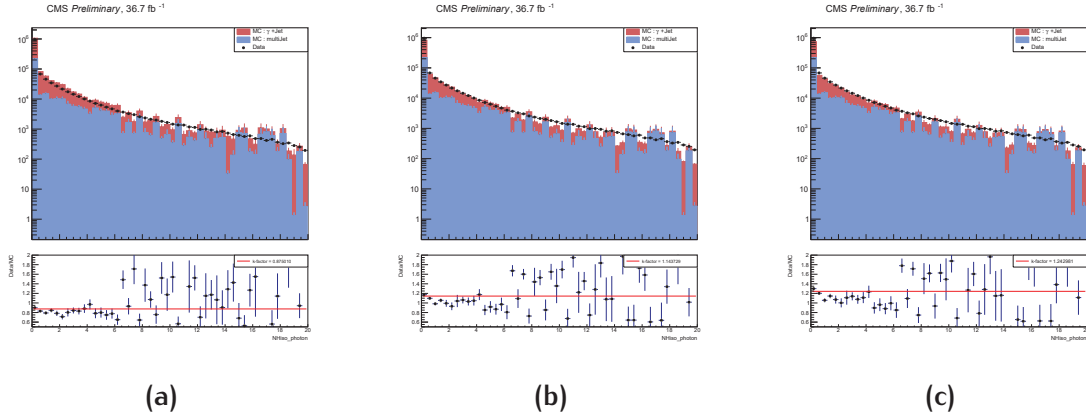


FIG. B.3: Distribution de I_C des événements $\gamma + jets$ pour amc@NLO (a), PYHTIA (b) et Madgraph (c), en bleu , et des événements multijet en rouge , les données sont modélisées par les points noirs. Les erreurs présentées sont uniquement statistiques.

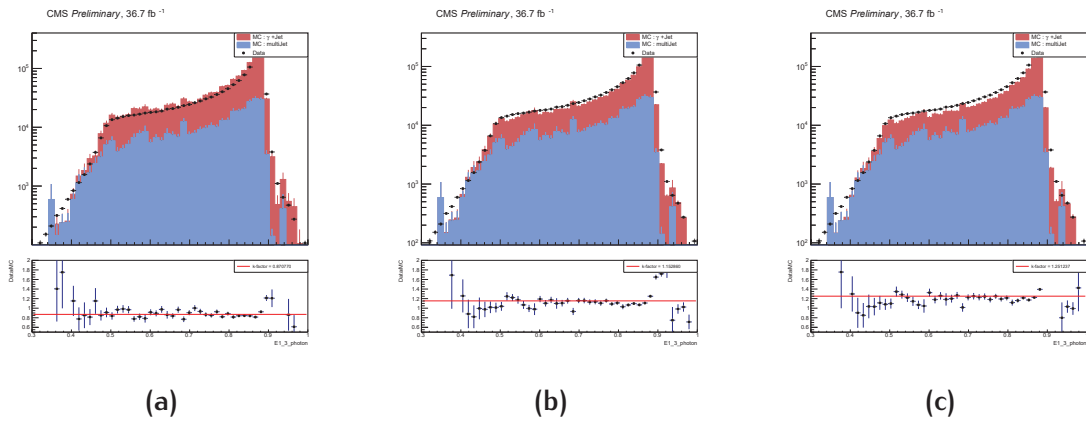


FIG. B.4: Distribution de $E_{1 \times 3}$ des événements $\gamma + jets$ pour amc@NLO (a), PYHTIA (b) et Madgraph (c), en bleu , et des événements multijet en rouge , les données sont modélisées par les points noirs. Les erreurs présentées sont uniquement statistiques.

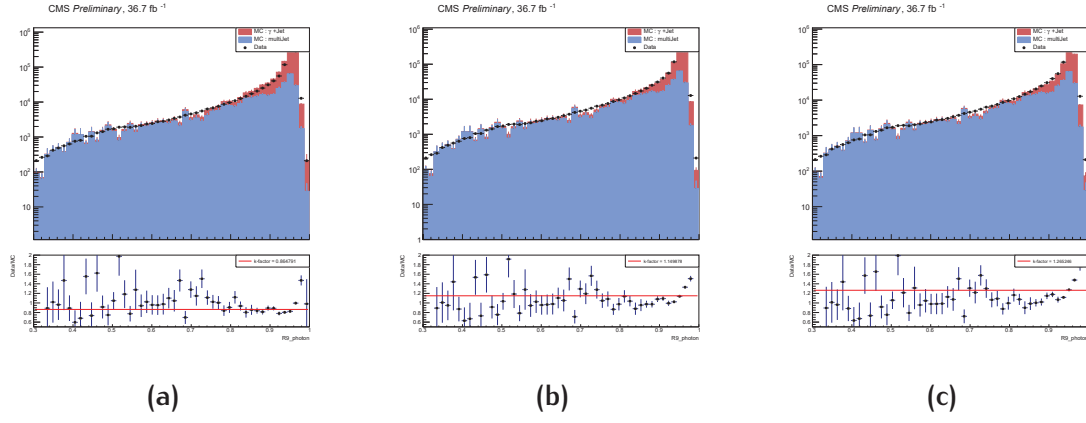


FIG. B.5: Distribution de R_9 des événements $\gamma + jets$ pour amc@NLO (a), PYHTIA (b) et Madgraph (c), en bleu, et des événements multijet en rouge, les données sont modélisées par les points noirs. Les erreurs présentées sont uniquement statistiques.

COMPARAISONS *Data/MC* DANS LA RÉGION DE CONTRÔLE

On présente ici les comparaisons des variables utilisées dans le BDTG entre les événements simulés multijet de la région de signal $I_{CH} < 2.335$ et les événements des données de la région de contrôle $I_{CH} > 2.335$

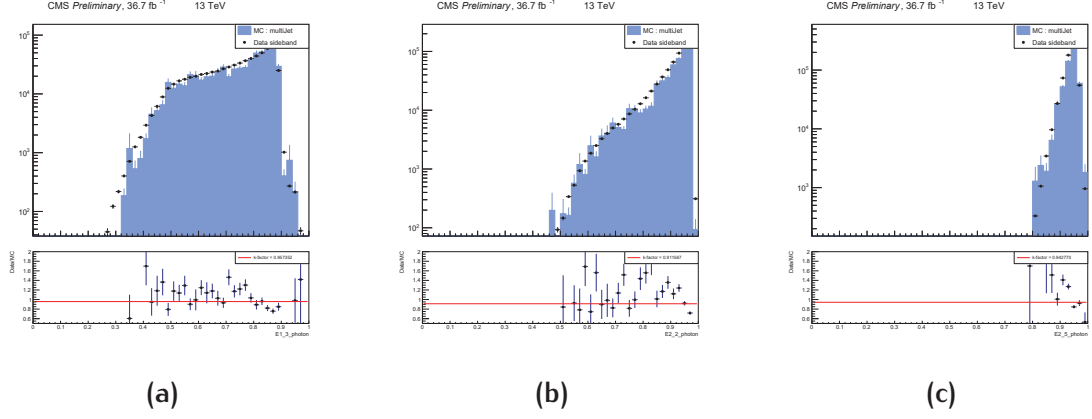


FIG. B.6: Distribution des variables $E1 \times 3$ (a), $E2 \times 2$ (b) et $E2 \times 5$ (c) des événements multijet dans la régions de signal $I_{CH} < 2$. pour PYHTIA et des données dans la régions de contrôle $I_{CH} > 2.335$. Les erreurs présentées sont uniquement statistiques.

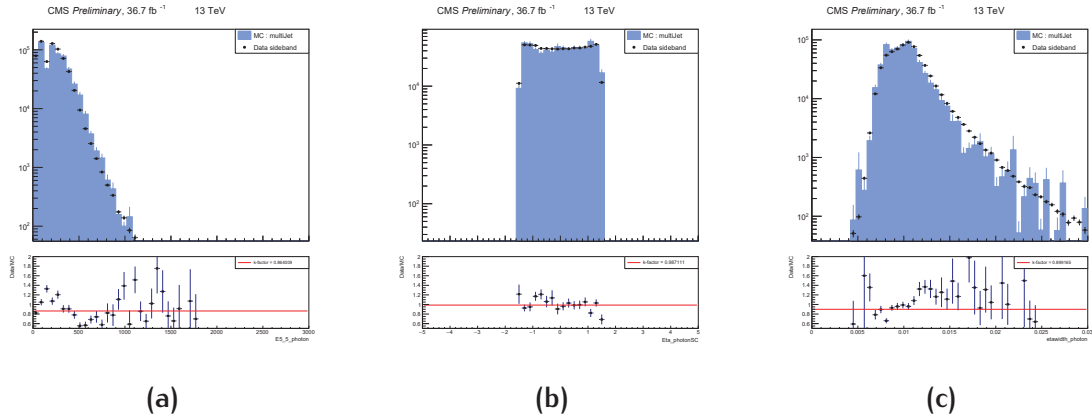


FIG. B.7: Distribution des variables $E5 \times 5$ (a), η supercluster (b) et η width (c) des événements multijet dans la régions de signal $I_{CH} < 2$. pour PYHTIA et des données dans la régions de contrôle $I_{CH} > 2.335$. Les erreurs présentées sont uniquement statistiques.

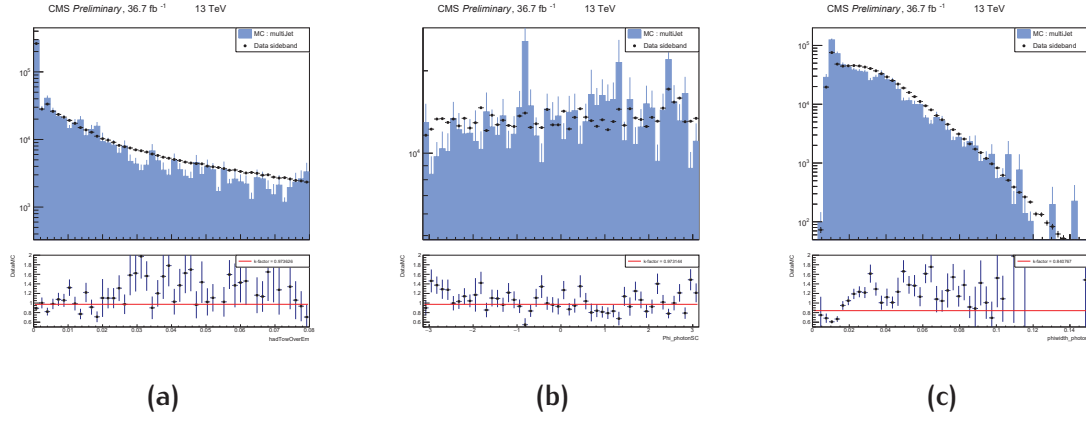


FIG. B.8: Distribution des variables H/E (a), ϕ supercluster (b) et ϕ width (c) des événements multijet dans la régions de signal $I_{CH} < 2$. pour PYHTIA et des données dans la régions de contrôle $I_{CH} > 2.335$. Les erreurs présentées sont uniquement statistiques.

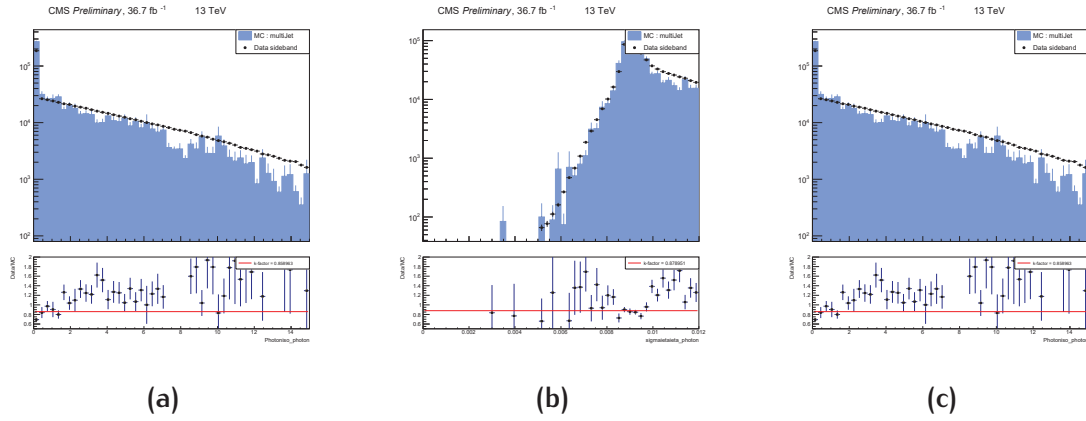


FIG. B.9: Distribution des variables I_{NH} (a), σ_{iiq} (b) et I_{γ} (c) des événements multijet dans la régions de signal $I_{CH} < 2$. pour PYHTIA et des données dans la régions de contrôle $I_{CH} > 2.335$. Les erreurs présentées sont uniquement statistiques.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] M. Thomson. *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press, 2013. doi : 10.1017/CBO9781139525367.
- [2] M. Tanabashi, et al. (Particle Data Group). « Review of particle physics». *Phys. Rev. D*, 98 :030001, 2018. doi :10.1103/PhysRevD.98.030001. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.030001>.
- [3] F. Englert et R. Brout. «Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons». *Phys. Rev. Lett.*, 13 :321–323, 1964. doi :10.1103/PhysRevLett.13.321. [157(1964)].
- [4] P. W. Higgs. «Broken symmetries, massless particles and gauge fields». *Phys. Lett.*, 12 :132–133, 1964. doi :10.1016/0031-9163(64)91136-9.
- [5] M. Kobayashi et T. Maskawa. «CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction». *Prog. Theor. Phys.*, 49 :652–657, 1973. doi :10.1143/PTP.49.652.
- [6] P. Bagnaia et al. (UA2). «Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$ at the CERN anti-p p Collider». *Phys. Lett.*, B129 :130–140, 1983. doi :10.1016/0370-2693(83)90744-X. [7.69(1983)].
- [7] M. Banner et al. (UA2). «Observation of Single Isolated Electrons of High Transverse Momentum in Events with Missing Transverse Energy at the CERN anti-p p Collider». *Phys. Lett.*, B122 :476–485, 1983. doi :10.1016/0370-2693(83)91605-2. [7.45(1983)].
- [8] G. Arnison et al. (UA1). «Further Evidence for Charged Intermediate Vector Bosons at the SPS Collider». *Phys. Lett.*, 129B :273–282, 1983. doi :10.1016/0370-2693(83)90860-2.
- [9] F. Abe et al. (CDF). «Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions». *Phys. Rev. Lett.*, 74 :2626–2631, 1995. doi :10.1103/PhysRevLett.74.2626. [hep-ex/9503002](#).
- [10] S. Abachi et al. (D0). «Observation of the top quark». *Phys. Rev. Lett.*, 74 :2632–2637, 1995. doi :10.1103/PhysRevLett.74.2632. [hep-ex/9503003](#).
- [11] P. A. R. Ade et al. (Planck). «Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results». *Astron. Astrophys.*, 571 :A1, 2014. doi :10.1051/0004-6361/201321529. [1303.5062](#).
- [12] M. E. Peskin. «The Matter with antimatter». *Nature*, 419 :24–27, 2002. doi :10.1038/419024a.

- [13] S. J. Brodsky et G. R. Farrar. «Scaling laws at large transverse momentum». *Phys. Rev. Lett.*, 31 :1153–1156, 1973. doi :10.1103/PhysRevLett.31.1153. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.31.1153>.
- [14] L. Del Debbio. «Parton distributions in the LHC era». *EPJ Web Conf.*, 175 :01006, 2018. doi :10.1051/epjconf/201817501006.
- [15] J. Gao, et al. «The Structure of the Proton in the LHC Precision Era». *Phys. Rept.*, 742 :1–121, 2018. doi :10.1016/j.physrep.2018.03.002. **1709.04922**.
- [16] T.-J. Hou, et al. «CT14 Intrinsic Charm Parton Distribution Functions from CTEQ-TEA Global Analysis». *JHEP*, 02 :059, 2018. doi :10.1007/JHEP02(2018)059. **1707.00657**.
- [17] R. D. Ball et al. (NNPDF). «Parton distributions for the LHC Run II». *JHEP*, 04 :040, 2015. doi :10.1007/JHEP04(2015)040. **1410.8849**.
- [18] O. S. Brüning, et al. *LHC Design Report*. CERN Yellow Reports : Monographs. CERN, Geneva, 2004. doi :10.5170/CERN-2004-003-V-1. URL <https://cds.cern.ch/record/782076>.
- [19] Bayatian et al (CMS Collaboration). *CMS Physics : Technical Design Report Volume 1 : Detector Performance and Software*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 2006. There is an error on cover due to a technical problem for some items, URL <https://cds.cern.ch/record/922757>.
- [20] CMS Collaboration. «CMS Luminosity Measurements for the 2016 Data Taking Period». Rapport technique CMS-PAS-LUM-17-001, CERN, Geneva, 2017. URL <https://cds.cern.ch/record/2257069>.
- [21] K. Aamodt et al. (ALICE Collaboration). «The ALICE experiment at the CERN LHC». *JINST*, 3 :S08002, 2008.
- [22] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration). «The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider». *JINST*, 3 :S08003, 2008.
- [23] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). «The CMS experiment at the CERN LHC». *JINST*, 3 :S08004, 2008.
- [24] J. Alves, A. Augusto et al. (LHCb Collaboration). «The LHCb Detector at the LHC». *JINST*, 3 :S08005, 2008.
- [25] CERN. «CERN document server». Rapport technique, CERN, ????. URL <http://cds.cern.ch/>.
- [26] A. Dominguez, et al. «CMS Technical Design Report for the Pixel Detector Upgrade». Rapport technique CERN-LHCC-2012-016. CMS-TDR-11, 2012. Additional contacts : Jeffrey Spalding, Fermilab, Jeffrey.Spalding@cern.ch Didier

Contardo, Universite Claude Bernard-Lyon I, didier.claude.contardo@cern.ch, URL <https://cds.cern.ch/record/1481838>.

- [27] S. Chatrchyan, et al. (CMS Collaboration). «Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker». *JINST*, 9(CMS-TRK-11-001. CERN-PH-EP-2014-070. CMS-TRK-11-001) :P10009. 80 p, 2014. doi :10.1088/1748-0221/9/10/P10009. Comments : Replaced with published version. Added journal reference and DOI, URL <http://cds.cern.ch/record/1704291>.
- [28] CMS Collaboration. «CMS ECAL first results with 2016 data». 2016. URL <http://cds.cern.ch/record/2194169>.
- [29] E. Di Marco (CMS Collaboration). «CMS electromagnetic calorimeter calibration and timing performance during LHC Run I and future prospects». Rapport technique CMS-CR-2014-410, CERN, Geneva, 2014. URL <https://cds.cern.ch/record/1975982>.
- [30] CMS Collaboration. «2015 ECAL detector performance plots». 2015. URL <http://cds.cern.ch/record/2114735>.
- [31] CMS Collaboration. «HCAL Energy Reconstruction Performance». 2016. URL <https://cds.cern.ch/record/2235509>.
- [32] A. M. Sirunyan et al. (CMS). «Performance of the CMS muon detector and muon reconstruction with proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV». *JINST*, 13(06) :P06015, 2018. doi :10.1088/1748-0221/13/06/P06015. **1804.04528**.
- [33] C. Collaboration (CMS). «CMS Luminosity Based on Pixel Cluster Counting - Summer 2013 Update». 2013.
- [34] S. van der Meer. «Calibration of the effective beam height in the ISR». Rapport technique CERN-ISR-PO-68-31. ISR-PO-68-31, CERN, Geneva, 1968. URL <https://cds.cern.ch/record/296752>.
- [35] M. Dordevic (CMS). «The CMS Particle Flow Algorithm». *EPJ Web Conf.*, 191 :02016. 7 p, 2018. doi :10.1051/epjconf/201819102016. URL <https://cds.cern.ch/record/2678077>.
- [36] A. M. Sirunyan et al. (CMS). «Particle-flow reconstruction and global event description with the CMS detector». *JINST*, 12(10) :P10003, 2017. doi :10.1088/1748-0221/12/10/P10003. **1706.04965**.
- [37] T. Speer, et al. «Track Reconstruction in the CMS Tracker». Rapport technique CMS-CR-2005-014, CERN, Geneva, 2005. doi :10.1016/j.nima.2005.11.207. URL <http://cds.cern.ch/record/884424>.
- [38] S. Chatrchyan et al. (CMS). «Energy Calibration and Resolution of the CMS Electromagnetic Calorimeter in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV». *JINST*, 8 :P09009, 2013. doi :10.1088/1748-0221/8/09/P09009. [*JINST*8,9009(2013)], **1306.2016**.

- [39] B. Courbon. *Photon reconstruction and search for a second Higgs boson in the diphoton channel with CMS experiment at LHC*. Theses, Université de Lyon, 2016. URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01487297>.
- [40] V. Khachatryan et al. (CMS). «Performance of Photon Reconstruction and Identification with the CMS Detector in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV». *JINST*, 10(08) :P08010, 2015. doi :10.1088/1748-0221/10/08/P08010. **1502.02702**.
- [41] A. Buckley et al. «General-purpose event generators for LHC physics». *Phys. Rept.*, 504 :145–233, 2011. doi :10.1016/j.physrep.2011.03.005. **1101.2599**.
- [42] S. Brochet. *Recherche de physique au-delà du Modèle Standard dans le secteur du quark top et calibration de l'échelle en énergie des jets avec l'expérience CMS du LHC*. Thèse de doctorat, Université Lyon 1, 2014.
- [43] J. Alwall, et al. «MadGraph 5 : going beyond». *JHEP*, 06 :128, 2011. doi :10.1007/JHEP06(2011)128. **1106.0522**.
- [44] T. Sjostrand, et al. «PYTHIA 6.4 Physics and Manual». *JHEP*, 05 :026, 2006. doi : 10.1088/1126-6708/2006/05/026. **hep-ph/0603175**.
- [45] S. Frixione, et al. «Matching NLO QCD and parton showers in heavy flavor production». *JHEP*, 08 :007, 2003. doi :10.1088/1126-6708/2003/08/007. **hep-ph/0305252**.
- [46] S. Agostinelli, et al. «Geant4 — a simulation toolkit». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3) :250 – 303, 2003. ISSN 0168-9002.
- [47] A. J. Larkoski. «An Unorthodox Introduction to QCD». 2017. **1709.06195**.
- [48] e. a. B. Andersson. « Parton fragmentation and string dynamics». *Phys. Rep.*, 1983. doi :97:31.
- [49] J.-C. Winter, et al. «A Modified cluster hadronization model». *Eur. Phys. J.*, C36 :381–395, 2004. doi :10.1140/epjc/s2004-01960-8. **hep-ph/0311085**.
- [50] CMS Collaboration. «Jet energy scale and resolution performance with 13 TeV data collected by CMS in 2016». 2018. URL <http://cds.cern.ch/record/2622157>.
- [51] M. Cacciari, et al. «The anti- k_t jet clustering algorithm». *JHEP*, 04 :063, 2008. doi :10.1088/1126-6708/2008/04/063. **0802.1189**.
- [52] G. P. Salam et G. Soyez. «A Practical Seedless Infrared-Safe Cone jet algorithm». *JHEP*, 05 :086, 2007. doi :10.1088/1126-6708/2007/05/086. **0704.0292**.

- [53] G. Bellini, et al. «Lifetimes of charm and beauty hadrons». *Phys. Rept.*, 289 :1–155, 1997. doi :10.1016/S0370-1573(97)00005-7.
- [54] A. M. Sirunyan et al. (CMS). «Identification of heavy-flavour jets with the CMS detector in pp collisions at 13 TeV». *JINST*, 13(05) :P05011, 2018. doi :10.1088/1748-0221/13/05/P05011. **1712.07158**.
- [55] M. Cacciari et G. P. Salam. «Pileup subtraction using jet areas». *Phys. Lett.*, B659 :119–126, 2008. doi :10.1016/j.physletb.2007.09.077. **0707.1378**.
- [56] W. Sarle. «Neural networks and statistical models». 1994.
- [57] D. Guest, et al. «Jet Flavor Classification in High-Energy Physics with Deep Neural Networks». *Phys. Rev.*, D94(11) :112002, 2016. doi :10.1103/PhysRevD.94.112002. **1607.08633**.
- [58] F. Chollet et al. «Keras». <https://keras.io>, 2015.
- [59] M. Abadi, et al. «TensorFlow: Large-scale machine learning on heterogeneous systems». 2015. Software available from tensorflow.org, URL <http://tensorflow.org/>.
- [60] V. Khachatryan et al. (CMS). «Search for the associated production of the Higgs boson with a top-quark pair». *JHEP*, 09 :087, 2014. doi :10.1007/JHEP09(2014)087,10.1007/JHEP10(2014)106. [Erratum : JHEP10,106(2014)], **1408.1682**.
- [61] C. Collaboration (CMS). «Performance of quark/gluon discrimination in 8 TeV pp data». 2013.
- [62] V. Khachatryan et al. (CMS). «Jet energy scale and resolution in the CMS experiment in pp collisions at 8 TeV». *JINST*, 12(02) :P02014, 2017. doi :10.1088/1748-0221/12/02/P02014. **1607.03663**.
- [63] «Jet energy scale and resolution performances with 13TeV data». 2016. URL <http://cds.cern.ch/record/2160347>.
- [64] The CMS collaboration. «Determination of jet energy calibration and transverse momentum resolution in cms». *Journal of Instrumentation*, 6(11) :P11002, 2011.
- [65] A. M. Sirunyan et al. (CMS). «Measurement of differential cross sections for inclusive isolated-photon and photon+jets production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV». *Eur. Phys. J.*, C79(1) :20, 2019. doi :10.1140/epjc/s10052-018-6482-9. **1807.00782**.
- [66] T. Sjöstrand, et al. «An Introduction to PYTHIA 8.2». *Comput. Phys. Commun.*, 191 :159–177, 2015. doi :10.1016/j.cpc.2015.01.024. **1410.3012**.

- [67] V. Khachatryan et al. (CMS). «Event generator tunes obtained from underlying event and multiparton scattering measurements». *Eur. Phys. J.*, C76(3) :155, 2016. doi :10.1140/epjc/s10052-016-3988-x. **1512.00815**.
- [68] CMS Collaboration. «Electron and photon performance in CMS with the full 2016 data sample.» 2017. URL <https://cds.cern.ch/record/2255497>.
- [69] M. Aaboud et al. (ATLAS). «Measurement of differential cross sections of isolated-photon plus heavy-flavour jet production in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using the ATLAS detector». *Phys. Lett.*, B776 :295–317, 2018. doi :10.1016/j.physletb.2017.11.054. **1710.09560**.
- [70] J. Pumplin. «Light-cone models for intrinsic charm and bottom». *Phys. Rev.*, D73 :114015, 2006. doi :10.1103/PhysRevD.73.114015. **hep-ph/0508184**.
- [71] J. Alwall, et al. «The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations». *JHEP*, 07 :079, 2014. doi :10.1007/JHEP07(2014)079. **1405.0301**.
- [72] V. A. Bednyakov, et al. «Constraints on the intrinsic charm content of the proton from recent ATLAS data». *Eur. Phys. J.*, C79(2) :92, 2019. doi :10.1140/epjc/s10052-019-6605-y. **1712.09096**.
- [73] A. Hocker et al. «TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis». 2007. **physics/0703039**.
- [74] R. E. Schapire. «The strength of weak learnability». *Mach. Learn.*, 5(2) :197–227, 1990. ISSN 0885-6125. doi :10.1023/A:1022648800760. URL <https://doi.org/10.1023/A:1022648800760>.
- [75] G. Aad et al. (ATLAS, CMS). «Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV». *JHEP*, 08 :045, 2016. doi :10.1007/JHEP08(2016)045. **1606.02266**.
- [76] L. L. Demortier L. «Everything you've always wanted to know about pulls bib-tex». *Rapport technique*, ????. doi :CDF/ANAL/PUBLIC/5776.
- [77] S. Schmitt. «TUnfold : an algorithm for correcting migration effects in high energy physics». *JINST*, 7 :T10003, 2012. doi :10.1088/1748-0221/7/10/T10003. **1205.6201**.
- [78] M. Cacciari, et al. «The t anti-t cross-section at 1.8-TeV and 1.96-TeV : A Study of the systematics due to parton densities and scale dependence». *JHEP*, 04 :068, 2004. doi :10.1088/1126-6708/2004/04/068. **hep-ph/0303085**.
- [79] J. Rojo et al. «The PDF4LHC report on PDFs and LHC data : Results from Run I and preparation for Run II». *J. Phys.*, G42 :103103, 2015. doi :10.1088/0954-3899/42/10/103103. **1507.00556**.