

Chapitre X

Objets physiques de haut niveau

Sommaire

1	Introduction	1
2	Énergie transverse manquante	2
2.1	Définition	2
2.2	Corrections de l'énergie transverse manquante	3
3	Formation des jets	4
3.1	Gerbe partonique	4
3.2	Hadronisation	6
4	Reconstruction des jets	7
4.1	Algorithmes de regroupement	7
4.2	Identification des jets dans CMS	10
4.3	Saveur des jets	10
5	Calibration en énergie des jets dans CMS	14
5.1	Correction de l'empilement	15
5.2	Correction de la réponse du détecteur en p_T et en η	17
5.3	Corrections résiduelles	18
5.4	Incertitude sur la correction en énergie des jets	20
5.5	Correction de la résolution en énergie	22
6	Phénoménologie des événements $\gamma + \text{jets}$	23
6.1	Principe des événements $\gamma + \text{jets}$ et réponse balancée	23
6.2	Activité additionnelle des jets	24
7	Correction résiduelle absolue en p_T avec les événements $\gamma + \text{jets}$	25
7.1	Événements utilisés	25
7.2	Analyse	27
7.3	Résultats	33
8	Correction de la résolution en énergie avec les événements $\gamma + \text{jets}$	39
8.1	Définition de la résolution en énergie des jets	40
8.2	Analyse	40
8.3	Résultats	41
9	Taus hadroniques	43
9.1	Obtention de candidats	43
9.2	Modes de désintégration	44
9.3	Sélection d'un candidat	45
9.4	Mauvaises reconstruction	45
9.5	Corrections	45
10	Conclusion	47

1 Introduction

La reconstruction des particules individuelles issues des collisions dans le détecteur CMS, discutée dans le chapitre 3, ne permet pas d'avoir une description complète des événements. En effet,

les neutrinos ne laissent aucun signal dans le détecteur. De plus, les quarks et les gluons, également nommés « partons », ne sont pas observés en tant que tels dans le détecteur.

Ils portent en effet une charge de couleur non nulle et sont donc sensibles à l'interaction forte, abordée dans le chapitre 2. La constante de couplage de cette interaction, α_s , décroît avec l'énergie. Ainsi, aux hautes énergies, $\alpha_s \rightarrow 0$. Ce phénomène est nommé « liberté asymptotique ».

L'échelle d'énergie atteinte au LHC, de l'ordre du TeV, permet de se placer dans ce régime de liberté asymptotique. L'interaction forte peut alors être décrite à l'aide de calculs perturbatifs, comme $\alpha_s \rightarrow 0$. Toutefois, cela n'est vrai qu'au moment de la collision initiale entre les protons. En effet, les partons issus de cette collision, du fait de l'interaction forte à laquelle ils sont sensibles, vont émettre d'autres partons. Par conservation, l'énergie portée par une de ces particules diminue au fur et à mesure de ces émissions et α_s augmente. À des énergies de l'ordre de la centaine de MeV, il n'est plus possible de réaliser des calculs perturbatifs. Le phénomène de confinement de couleur, présenté dans le chapitre 2, réapparaît alors et les partons sont confinés au sein de hadrons, dont la charge de couleur est nulle. Ce processus est appelé « hadronisation ». Les partons produits lors des collisions de protons au LHC se manifestent ainsi sous la forme d'une gerbe de particules, un « jet ».

Des objets physiques dits de « haut niveau » sont alors définis afin de mieux décrire les événements observés. L'énergie transverse manquante, définie dans la section 2, est ainsi reliée à la présence de neutrinos. La formation des jets issus des partons est décrite d'un point de vue théorique dans la section 3. La méthode utilisée afin de les reconstruire est présentée dans la section 4.

Lors des collisions de protons, comme expliqué au chapitre 3, ce sont en réalité leurs constituants respectifs qui interagissent, c'est-à-dire les quarks et les gluons. Il y a donc une forte probabilité pour que l'interaction forte intervienne. De plus, les particules les plus lourdes issues de ces collisions, instables, peuvent émettre des quarks en se désintégrant. De nombreux partons sont ainsi émis lors des collisions de protons au LHC. Il en résulte une omniprésence des jets dans les analyses réalisées par la collaboration CMS. Leur caractérisation est donc un point essentiel pour la collaboration. Or, les jets sont des objets physiques composés de nombreuses particules. Leur calibration en énergie est ainsi nécessaire afin d'obtenir une estimation de leur énergie réelle la plus fidèle possible. Ensuite, le principe de cette calibration dans l'expérience CMS est abordé dans la section 5. Une des étapes de cette calibration est discutée plus en détails. Elle utilise des événements $\gamma + \text{jets}$, où un photon et au moins un jet sont présents. La section 6 en présente la phénoménologie et la section 7 aborde l'obtention de la calibration. La correction de la résolution en énergie des jets à l'aide de ces mêmes événements est présentée dans la section 8.

Enfin, les désintégrations hadroniques des leptons tau produisent une paire de quarks, dont l'hadronisation mène à un « tau hadronique ». Ces objets sont ainsi initialement reconstruits comme des jets. L'identification des taus hadroniques est présentée dans la section 9.

2 Énergie transverse manquante

2.1 Définition

Des neutrinos peuvent être produits lors des collisions. Or, ces particules se propagent sans laisser de signal dans le détecteur, elles sont donc invisibles. Toutefois, lorsque de telles particules sont produites en association avec des particules détectées, leur présence peut être déduite du déséquilibre dans l'impulsion totale des particules de l'événement [1].

La phénoménologie des collisions de protons est discutée chapitre 3. Dans l'état initial, la composante longitudinale de l'impulsion est inconnue et l'impulsion totale dans le plan transverse est nulle. Par conservation, l'impulsion totale dans le plan transverse est nulle dans l'état final.

Les neutrinos n'étant pas détectés, leurs impulsions transverses sont manquantes dans le bilan de l'état final. L'observable définie afin de quantifier ce manque est l'énergie transverse manquante (MET, *Missing Transverse Energy*). Bien que son nom mentionne une énergie, il s'agit bien d'une impulsion.

La MET peut être déterminée à partir de l'algorithme de PF (PF MET) ou par l'algorithme PUPPI (PUPPI MET). Dans tous les cas, il s'agit de la MET brute qu'il faut corriger par la suite afin de conser-

ver une description cohérente des événements lors de l'application des corrections des simulations comme exposé dans la section 2.2.

2.1.1 MET brute issue de l'algorithme PF

La somme des impulsions transverses des particules invisibles doit compenser celle des particules reconstruites, c'est-à-dire

$$\sum_{\text{toutes les particules}} \vec{p}_T = \vec{0} \Leftrightarrow \sum_{\text{particules invisibles}} \vec{p}_T + \sum_{\text{particules reconstruites}} \vec{p}_T = \vec{0} \Leftrightarrow \sum_{\text{particules invisibles}} \vec{p}_T = - \sum_{\text{particules reconstruites}} \vec{p}_T. \quad (\text{X.1})$$

La MET brute issue de l'algorithme PF est ainsi définie comme

$$\vec{E}_T^{\text{miss}}(\text{brute, PF}) = - \sum_{i \in \{\text{particules}\}} \vec{p}_T^{(i)}, \quad (\text{X.2})$$

où les particules sont celles reconstruites par l'algorithme de PF, et représente l'impulsion transverse totale des particules invisibles. Cette définition, simple, est toutefois sensible aux particules issues de l'empilement. Afin de réduire l'effet de l'empilement, l'algorithme PUPPI a été développé.

2.1.2 MET brute issue de l'algorithme PUPPI

La MET peut également être estimée par l'algorithme PUPPI (*PileUp Per Particle Identification*) [2]. La « PUPPIMET » obtenue est moins sensible à l'empilement (*pileup*) que la MET issue de l'algorithme de PF (PF MET). L'algorithme PUPPI exploite en effet des informations sur :

- l'environnement de chaque particule identifiée par l'algorithme de PF
- les propriétés de l'empilement dans l'événement ;
- les données issues du trajectographe ;

afin d'associer un poids w_i à chaque particule i , lié à la probabilité que celle-ci proviennent de l'empilement au lieu du vertex primaire principal. Ce poids varie entre 0 pour des particules issues de l'empilement et 1 pour des particules provenant du vertex primaire principal. Plus de détails dans la détermination de w_i sont disponibles dans les références [1, 2].

La MET brute issue de l'algorithme PUPPI est définie comme

$$\vec{E}_T^{\text{miss}}(\text{brute, PUPPI}) = - \sum_{i \in \{\text{particules}\}} w_i \vec{p}_T^{(i)}. \quad (\text{X.3})$$

2.2 Corrections de l'énergie transverse manquante

Énergie des jets La correction en énergie des jets, abordée dans les sections suivantes, doit être propagée à E_T^{miss} . Cette propagation est faite selon

$$\vec{E}_T^{\text{miss}}(\text{corr.}) = \vec{E}_T^{\text{miss}}(\text{brute}) - \sum_{\text{jets}} (\vec{p}_T^{\text{corr.}} - \vec{p}_T^{\text{non corr.}}) \quad (\text{X.4})$$

où « non corr. » correspond aux observables avant correction et « corr. » après correction.

Recul de E_T^{miss} (MET recoil corrections) La modélisation de E_T^{miss} dans certains jeux de données simulées (production du boson de Higgs, Drell-Yan (boson Z) et $W + \text{jets}$) ne correspond pas aux observations dans les données réelles. Des corrections sur \vec{U} , défini comme la différence entre E_T^{miss} et la somme des impulsions des neutrinos provenant de la désintégration du boson de Higgs, Z ou W , c'est-à-dire

$$\vec{U} = \vec{E}_T^{\text{miss}} - \sum_{\nu_i \leftarrow h, Z, W} \vec{p}_T^{(\nu_i)}, \quad (\text{X.5})$$

sont appliquées pour corriger cet effet.

Les composantes colinéaire U_1 et orthogonale U_2 du vecteur \vec{U} à l'impulsion du boson sont déterminées dans des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ dans lesquels il n'y a pas de neutrino provenant de la désintégration du Z , ce qui permet de mesurer précisément son impulsion. L'écart à zéro de U_1 ainsi que la résolution sur U_1 et U_2 sont ainsi déterminés dans les données réelles et simulées. Les données simulées sont alors corrigées afin de faire correspondre en moyenne ces valeurs à celles observées dans les données réelles. Ces moyennes sont déterminées sur des intervalles d'impulsion du Z ($[0, 10]$, $[10, 20]$, $[20, 30]$, $[30, 50]$ et > 50 GeV) et du nombre de jets ($N_{\text{jets}} \in \{0, 1, \geq 2\}$).

L'effet de cette correction sur une sélections d'événements $Z \rightarrow \mu\mu$ en 2017 est présenté sur la figure X.1. Les distributions observées (données réelles) et modélisées (données simulées) de E_T^{miss} y sont tracées. L'accord entre observation et modélisation, dont le rapport (obs/exp) est également donné, est sensiblement amélioré par cette correction.

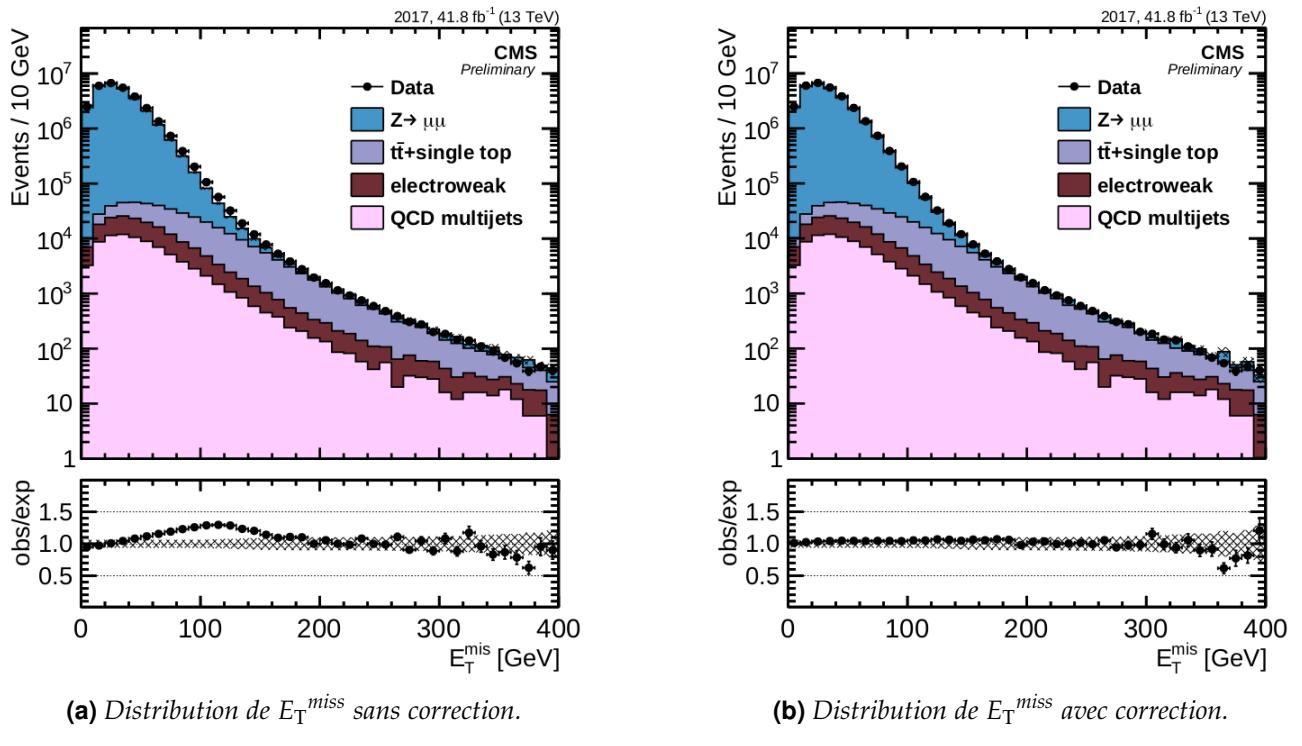


Figure X.1 – Effet de la correction de recul de E_T^{miss} sur une sélection d'événements $Z \rightarrow \mu\mu$ en 2017 [3].

3 Formation des jets

Lorsqu'un parton est issu de la collision, il possède une haute énergie et émet alors, par interaction forte, d'autres partons. Par conservation, l'énergie portée par chaque parton ainsi obtenu diminue et par conséquent, α_s augmente.

Tant que l'échelle d'énergie est suffisamment grande pour que $\alpha_s \ll 1$, ce qui correspond à des énergies supérieures à la centaine de MeV, il est possible de réaliser des calculs perturbatifs. L'émission de partons crée la « gerbe partonique », sujet de la prochaine section.

Au fur et à mesure des émissions, l'échelle en énergie diminue et en deçà d'une centaine de MeV, il n'est plus possible de réaliser des calculs perturbatifs car α_s augmente. Des modèles paramétriques sont alors utilisés pour caractériser le phénomène d'« hadronisation », abordés ensuite.

3.1 Gerbe partonique

Lorsqu'un parton est issu d'une collision au LHC, il se trouve dans un premier temps dans le régime de liberté asymptotique. Il émet alors d'autres partons. Ainsi, pour un événement $Z \rightarrow q\bar{q}$ comme celui de la figure X.2a avec deux quarks dans l'état final, il est possible d'obtenir par émission d'un gluon un état $q\bar{q}g$ comme ceux illustrés sur les figures X.2b et X.2c, par exemple.

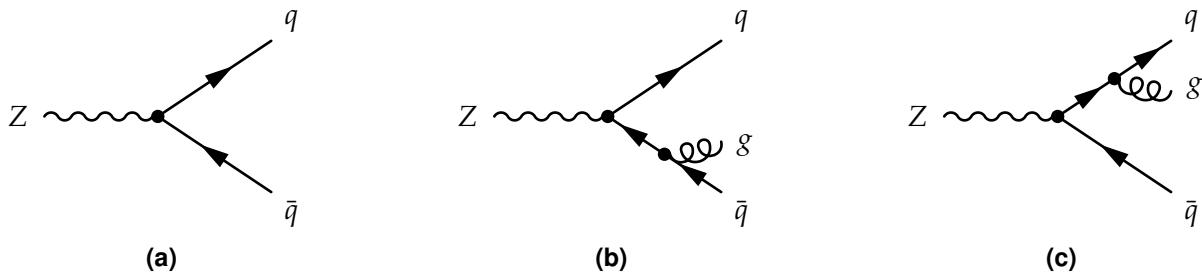


Figure X.2 – Un boson Z se désintègre en paire quark-antiquark. Dans les cas des figures X.2b et X.2c, un gluon supplémentaire est émis.

Il est légitime de se demander quelle est la probabilité d'obtenir un état $q\bar{q}g$ à partir d'un état $q\bar{q}$. Des calculs de section efficace permettent d'obtenir [4], pour un état initialement à X partons dont un parton i émet un parton j ,

$$d\sigma_{X+j} \simeq \sigma_X \sum_{i \in \{X\}} \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{d\theta^2}{\theta^2} dz P_{ij}(z) \quad (\text{X.6})$$

où θ est l'angle entre le parton émis j et le parton émetteur i . La grandeur $P_{ij}(z)$ est la probabilité qu'un parton de type i émette un parton de type j emportant une fraction z de l'énergie initiale de i , qui s'exprime

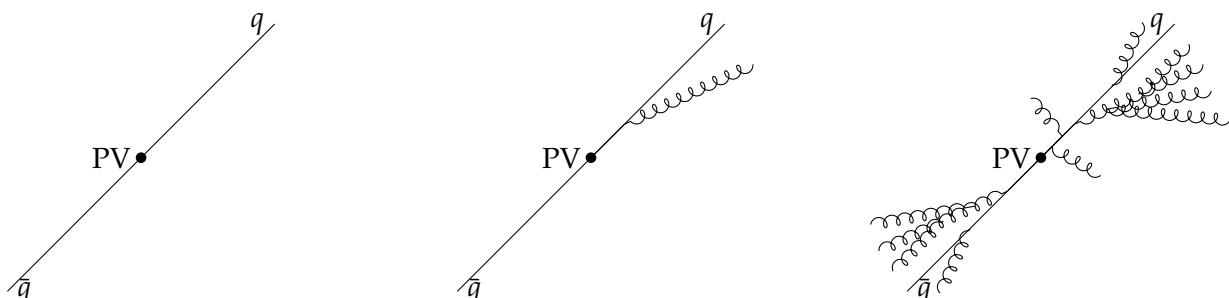
$$P_{qq}(z) = C_F \frac{1+z^2}{1-z}, \quad P_{qg}(z) = C_F \frac{1+(1-z)^2}{z}, \quad (\text{X.7})$$

$$P_{gg}(z) = C_A \frac{z^4 + 1 + (1-z)^4}{z(1-z)}, \quad P_{gq}(z) = T_R(z^2 + (1-z)^2), \quad (\text{X.8})$$

et $P_{g\bar{q}}(z) = P_{gq}(z)$, avec $C_F = \frac{4}{3}$, $C_A = 3$ et $T_R = \frac{1}{2}$. La probabilité d'émettre un parton supplémentaire diverge dans deux cas :

- le parton émis a une énergie faible devant celle du parton émetteur, c'est la limite infrarouge;
- l'angle entre le parton émis et le parton émetteur est petit, c'est la limite colinéaire.

Les nouveaux partons ainsi émis et les partons initiaux continuent chacun ce processus jusqu'à ce que le phénomène de confinement de couleur réapparaisse. Pour un unique parton directement issu de la collision, une gerbe partonique est formée, c'est-à-dire un ensemble collimé de partons, comme illustré sur la figure X.3. Ce sont ces particules qui vont participer au phénomène d'hadronisation dû au confinement de couleur.



(a) Deux quarks sont initialement produits, ce qui correspond au diagramme de la figure X.2a.

(b) Un des quarks peut émettre un gluon, ce qui correspond au diagramme de la figure X.2c.

(c) Le processus est réitéré, donnant un ensemble de particules colorées.

Figure X.3 – Formation de deux gerbes partoniques à partir d'une paire de quarks.

3.2 Hadronisation

Lorsque des partons en émettent d'autres, la conservation de l'énergie implique que chaque particule, individuellement, possède une énergie de plus en plus petite. Or, comme cela est discuté dans le chapitre 2, α_s augmente lorsque l'échelle d'énergie diminue et en-deçà de quelques centaines de MeV, α_s diverge. Le phénomène de confinement de couleur réapparaît et la gerbe partonique subit le phénomène d'hadronisation. Un flux collimé de hadrons, particules de charge de couleur nulle composées de partons, est alors obtenu. Certains de ces hadrons peuvent comporter des quarks de deuxième ou troisième génération. Ils sont alors instables et peuvent être amenés à se désintégrer, auquel cas ce sont leurs produits de désintégration qui sont observés dans le détecteur.

Le phénomène d'hadronisation ayant lieu lorsque $\alpha_s \gg 1$, il n'est pas possible de réaliser des calculs perturbatifs. Afin de décrire ce phénomène, il faut avoir recours à des modèles paramétriques. Deux d'entre eux sont décrits ci-après, le modèle d'agglomération hadronique [5] et le modèle des cordes de Lund [6].

3.2.1 Modèle d'agglomération hadronique

L'agglomération hadronique [5] repose sur l'hypothèse de conservation des nombres quantiques ainsi que de l'énergie-impulsion entre les partons issus de la gerbe hadronique et les hadrons obtenus après hadronisation.

Dans un premier temps, les gluons de la gerbe partonique se désintègrent en paires $q\bar{q}$. Les partons, uniquement des quarks à ce stade donc, se rassemblent dans un second temps en agglomérats de charge de couleur nulle, c'est le « pré-confinement ». Deux cas de figurent se présentent alors :

- la masse de l'agrégat est proche de celle d'un hadron, l'agrégat produit ce hadron ;
- la masse de l'agrégat n'est pas proche de celle d'un hadron et son énergie est supérieure à un seuil Q_0 , cet agrégat se désintègre en agrégats plus petits et forme plusieurs hadrons.

Ce processus est illustré sur la figure X.4.

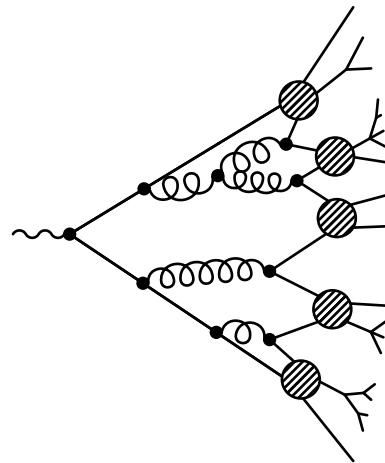
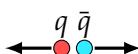


Figure X.4 – Schématisation de l'hadronisation dans le cadre du modèle d'agglomération hadronique.

3.2.2 Modèle des cordes de Lund

Dans le modèle des cordes de Lund [6], les quarks sont reliés en paires $q\bar{q}$ par des « cordes » de couleur, de tension $\kappa \simeq 1 \text{ GeV} \cdot \text{fm}^{-1}$, comme sur la figure X.5b. Les gluons sont décrits comme des noeuds des cordes de couleur.



(a) Les deux quarks issus de la collision se séparent à grande vitesse.



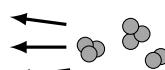
(b) Une « corde » de flux de couleur se forme entre les deux quarks.



(c) L'énergie potentielle de la corde est suffisamment grande pour former de nouvelles paires de quarks.



(d) Le processus se répète tant qu'il y a suffisamment d'énergie pour générer une paire de quarks.



(e) Des hadrons non colorés sont formés à partir des quarks de basse énergie.

Figure X.5 – Processus de formation de deux jets dans le cadre du modèle des cordes de Lund.

Lorsque deux charges colorées s'éloignent, l'énergie potentielle augmente. Une fois que l'énergie potentielle est suffisamment grande, une nouvelle paire $q'q'$ est créée (fig. X.5c), avec une probabilité proportionnelle à $\exp(-\frac{\pi}{\kappa} m_{q'})$; la probabilité d'obtenir des quarks lourds par ce processus est donc très faible. Le partage de l'énergie entre les paires de quarks est régi par une fonction de partition dont les paramètres sont estimés expérimentalement.

4 Reconstruction des jets

Les partons ne peuvent donc pas être directement observés dans le détecteur. Leur signature expérimentale est un flux collimé de particules stables composé de hadrons, de leptons et de photons. La présence de hadrons s'explique directement par le processus d'hadronisation décrit dans la section précédente. Les leptons proviennent de la désintégration, par interaction faible, des hadrons de saveur lourde, ou plus précisément des quarks de deuxième et troisième génération composant ces hadrons lourds. Les photons sont émis par les particules électriquement chargées.

Un processus physique comme celui de la figure X.2a produit seulement quelques particules, en l'occurrence deux, et non des ensembles de particules, comme sur la figure X.4 qui pourrait correspondre à l'état effectivement observé pour le processus de la figure X.2a. Afin de pouvoir étudier le processus initial, il est nécessaire de définir une observable décrivant les partons à l'origine de ces flux collimatifs de particules stables.

Cette observable est un «jet». À partir des particules identifiées à l'aide de l'algorithme de *Particle Flow* (PF) décrit dans le chapitre 3, un algorithme de regroupement permet d'obtenir la liste des jets de l'événement. Il existe plusieurs algorithmes de regroupement dont le principe est décrit dans la section suivante.

4.1 Algorithmes de regroupement

Il existe deux catégories d'algorithmes permettant de regrouper les particules en jets, les algorithmes de cônes et les algorithmes de recombinaison séquentielle. Les émissions de partons sont plus importantes pour de basses énergies (limite infrarouge) ou pour un parton émis colinéaire au parton initial (limite colinéaire), comme discuté dans la section 3. Afin de conserver des prédictions de QCD vérifiables sur des jets réels, les algorithmes de regroupement doivent être insensibles à l'ajout d'une particule de basse énergie ou au partage d'une particule en deux particules d'énergies inférieures. C'est ce que l'on appelle l'insensibilité IRC, pour *InfraRed and Colinear*. La plupart des algorithmes de cônes ne sont pas IRC-insensibles, alors que la plupart des algorithmes de recombinaison séquentielle le sont.

4.1.1 Les algorithmes de cônes

Les algorithmes de cônes regroupent toutes les particules ayant une direction \vec{p} telle que la distance ΔR_{pa} à la direction de l'axe du cône \vec{a} dans le plan (η, ϕ) , où η et ϕ sont les coordonnées définies dans le chapitre 3, est inférieure à une distance de coupure R_c , c'est-à-dire si

$$\Delta R_{pa}^2 = (\eta_p - \eta_a)^2 + (\phi_p - \phi_a)^2 < R_c^2. \quad (\text{X.9})$$

Alors, la direction \vec{a} du cône est redéfinie comme étant la direction moyenne de toutes les particules rassemblées dans ce cône. Ce processus est itéré jusqu'à la stabilisation des cônes. Enfin, les cônes sont séparés en cas de superposition, une particule ne pouvant appartenir qu'à un seul jet.

L'algorithme *Seedless Infrared Safe Cone* ou SISCONE [7] est un exemple d'algorithme de cônes IRC-insensible. Dans un premier temps, tous les cônes stables possibles sont reconstruits. Ces cônes sont alors fusionnés, les cônes ayant l'impulsion transverse la plus grande absorbant des cônes d'impulsion transverse moindre dont ils contiennent déjà une fraction des constituants. Un exemple de reconstruction de jets à l'aide de l'algorithme SISCONE est présenté sur la figure X.6.

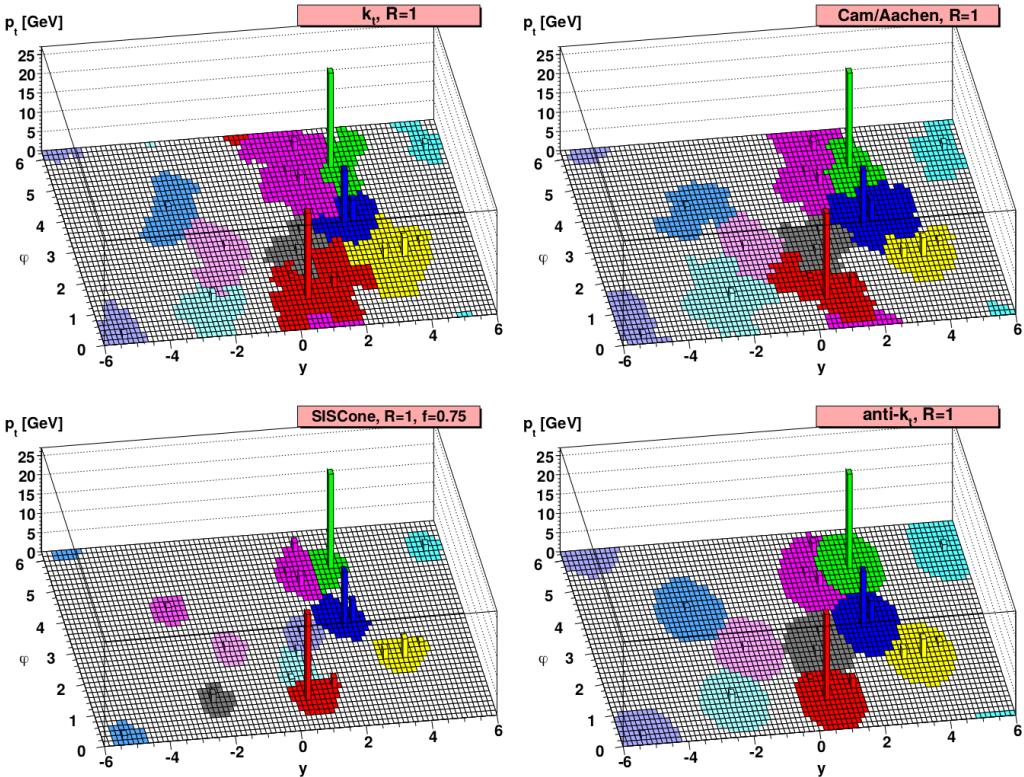


Figure X.6 – Formes des jets reconstruits à partir de différents algorithmes pour un même événement [8]. En haut à gauche, k_T ; en haut à droite, C/A; en bas à gauche, SISCONE; en bas à droite, anti- k_T . L'algorithme anti- k_T permet d'obtenir des jets de forme régulière, conique.

4.1.2 Les algorithmes de recombinaison séquentielle

Les algorithmes de recombinaison séquentielle commencent par considérer que chaque particule forme un pseudo-jet d'une seule particule [9]. Puis, à l'aide d'une métrique donnée, la paire de jets les plus proches entre eux fusionne en un seul jet tant que la distance entre eux est en-deçà d'une valeur seuil. Les jets fusionnés donnent la liste des jets de l'événement. Il est également possible de fixer le nombre de jets à déterminer et non la valeur seuil de la distance entre les jets à fusionner.

Plusieurs métriques de distance peuvent être définies, chacune correspondant à un algorithme de recombinaison séquentielle proposant des regroupements différents.

Algorithme k_T [10] La distance d_{ij} entre deux jets i et j est

$$d_{ij} = \min(p_{T_i}^2, p_{T_j}^2) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad (\text{X.10})$$

où

$$\Delta R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2 \quad (\text{X.11})$$

avec η_x la pseudo-rapidité, ϕ_x l'angle azimutal et p_{T_x} l'impulsion transverse du jet x et R un paramètre libre. Cet algorithme a l'avantage de regrouper les particules très fidèlement vis-à-vis de la gerbe hadronique, mais les jets obtenus possèdent une géométrie spatiale irrégulière, comme cela se voit sur la figure X.6.

Algorithme de Cambridge/Aachen [11, 12] La distance d_{ij} entre deux jets i et j est

$$d_{ij} = \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad (\text{X.12})$$

où ΔR_{ij}^2 est défini par l'équation (X.11) et R est un paramètre libre. Le regroupement des jets est ainsi uniquement basé sur l'écart angulaire.

Algorithme anti- k_T [8] La distance d_{ij} entre deux jets i et j est

$$d_{ij} = \min \left(\frac{1}{p_{T_i}}, \frac{1}{p_{T_j}} \right) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad (\text{X.13})$$

où ΔR_{ij} est défini par l'équation (X.11), p_{T_x} l'impulsion transverse du jet x et R un paramètre libre. Le regroupement des particules se fait ainsi autour de celles de plus hautes énergies. Cet algorithme propose un regroupement des particules moins fidèle à la gerbe hadronique, mais produit des jets de forme régulière, comme cela se voit sur la figure X.6.

Le temps de calcul de ces algorithmes est un enjeu majeur au LHC. Leurs temps d'exécution sont représentés en fonction du nombre d'interactions d'empilement sur la figure X.7. L'algorithme anti- k_T se place parmi les algorithmes les plus rapides. Dans les conditions des collisions proton-proton du LHC, il permet le traitement d'un événement en moins d'une milliseconde. C'est cet algorithme de regroupement qui est utilisé dans le cadre de l'expérience CMS. Sur la figure X.8 sont illustrées les compositions des jets reconstruits lors des trois années du Run II. L'écart entre données et simulations n'excède généralement pas 2 %.

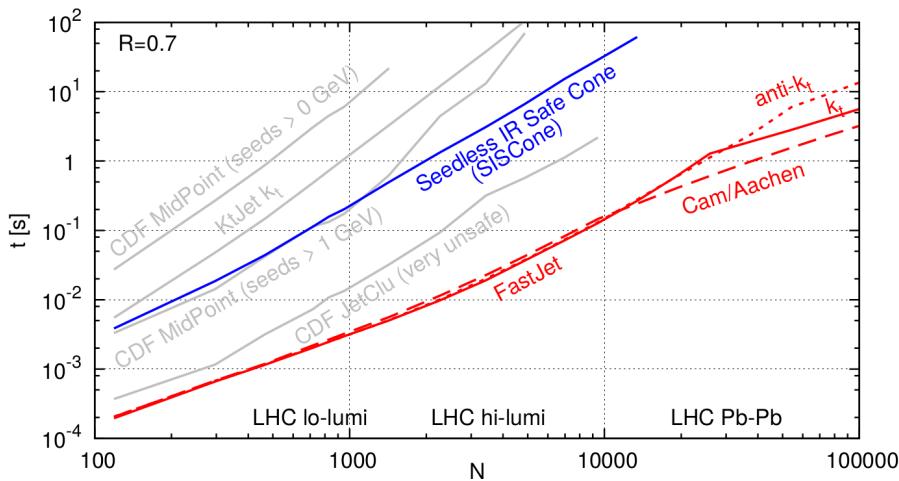


Figure X.7 – Temps de recombinaison d'un événement dijet simulé de 50 GeV contenant N interactions d'empilement pour différents algorithmes de reconstruction des jets [13].

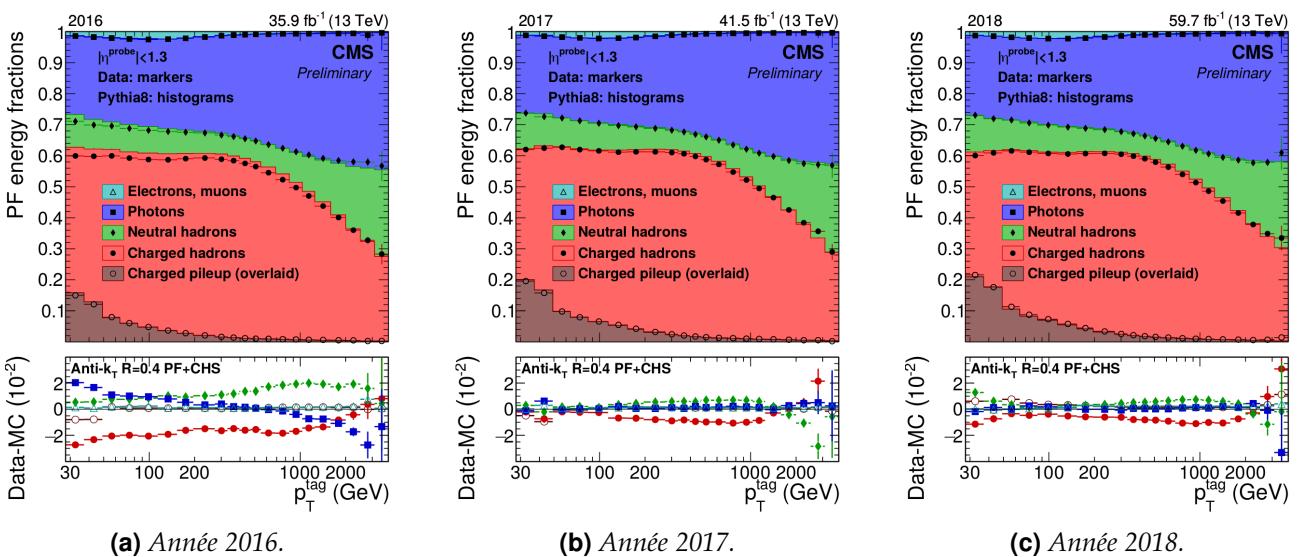


Figure X.8 – Composition des jets reconstruits à l'aide de l'algorithme anti- k_T lors du Run II [14] en fonction de l'impulsion transverse du jet. La partie Charged pileup (overlaid) en brun correspond à la fraction du jet retirée par la procédure CHS décrite section 5.1.

4.2 Identification des jets dans CMS

Les jets ainsi reconstruits à l'aide des algorithmes de recombinaison sont en fait des « candidats » jets. À l'instar des particules individuelles, des critères d'identification leur sont appliqués afin de rejeter le bruit de fond et s'assurer de la qualité des jets utilisés dans les analyses.

Ces critères reposent sur les caractéristiques des candidats jets comme la fraction d'énergie provenant de leurs constituants neutres ou encore le nombre de ces constituants. Ces critères dépendent des années de prise de données et de la pseudo-rapidité du jet, c'est-à-dire de la région du détecteur dans laquelle il se trouve.

Les critères utilisés pour les années 2016, 2017, 2018, 2017-UL et 2018-UL, listés page 11, permettent d'obtenir une efficacité d'identification des jets supérieure à 99 % dans chacune des régions en η du détecteur. La dénomination « UL » signifie *Ultra-Legacy* et correspond à une réinterprétation des données récoltées une fois que la collaboration peut prendre plus de recul sur l'obtention de celles-ci. La réjection du bruit de fond est supérieure à 98 % pour $|\eta| \leq 3,0$ et supérieure à 36 % pour $|\eta| > 3,0$.

4.3 Saveur des jets

Pour étudier la physique du processus initial, la connaissance du parton à l'origine d'un jet ainsi identifié dans le détecteur est une information de choix. Il est impossible de connaître avec certitude cette particule, mais sa nature influe directement sur certaines propriétés des jets, permettant de l'estimer.

4.3.1 Saveur de la particule initiale et caractéristiques des jets

Le quark t possède une durée de vie trop courte pour participer à l'hadronisation. Il se désintègre alors par interaction faible en un autre quark, très majoritairement un quark b , et un boson W . Le nouveau quark issu de cette désintégration forme alors un jet.

Les autres quarks, d , u , s , c et b , sont plus stables que le top et participent à l'hadronisation. Ils se retrouvent alors confinés au sein des hadrons formés.

Le quark b ne forme pas de hadron stable et se désintègre en quark c ou u par interaction faible. Dans 70 % des cas, cette désintégration se fait avec émission d'une nouvelle paire de quarks $q\bar{q}$ selon

$$b \rightarrow c q_d \bar{q}_d, \quad \bar{b} \rightarrow \bar{c} q_u \bar{q}_u, \quad b \rightarrow u q_d \bar{q}_d, \quad \bar{b} \rightarrow \bar{u} q_u \bar{q}_u, \quad (\text{X.14})$$

où q_d et q_u désignent respectivement des quarks d'isospin faible bas et haut. Le nombre de constituants du jet, ainsi que le nombre de traces déplacées, est alors plus important. Dans 30 % des cas, la désintégration du quark b se fait avec émission d'une paire de leptons, un électriquement chargé et le neutrino associé, c'est-à-dire

$$b \rightarrow c \ell^- \bar{\nu}_\ell, \quad \bar{b} \rightarrow \bar{c} \ell^+ \nu_\ell, \quad b \rightarrow u \ell^- \bar{\nu}_\ell, \quad \bar{b} \rightarrow \bar{u} \ell^+ \nu_\ell. \quad (\text{X.15})$$

Le lepton chargé donne une signature caractéristique lors des collisions proton-proton du LHC.

Ces désintégrations font intervenir les modules des coefficients V_{cb} ou V_{ub} de la matrice CKM, introduite dans le chapitre 2, dont les valeurs sont faibles ; elles sont donc fortement supprimées. Les hadrons contenant un quark b ont ainsi une durée de vie τ de l'ordre de la picoseconde [15, 16] et peuvent voyager sur une distance de l'ordre du millimètre. Les traces des particules chargées issues de cette nouvelle désintégration proviennent donc d'un vertex secondaire (SV), différent du vertex primaire (PV). Ces traces sont « déplacées ». Pour chacune d'entre elles, il est possible de déterminer le paramètre d'impact (IP) au vertex primaire, dont la valeur est typiquement plus grande que pour des traces provenant du vertex primaire, comme cela est illustré sur la figure X.9.

Le quark c suit le même schéma que le quark b . Cependant, la désintégration du quark c en quark s selon

$$c \rightarrow s q_u \bar{q}_u, \quad \bar{c} \rightarrow \bar{s} q_d \bar{q}_d, \quad c \rightarrow s \ell^+ \nu_\ell, \quad \bar{c} \rightarrow \bar{s} \ell^- \bar{\nu}_\ell, \quad (\text{X.16})$$

Propriété du jet à identifier	$ \eta \leq 2,4$	$2,4 < \eta \leq 2,7$	$2,7 < \eta \leq 3,0$	$3,0 < \eta $
Fraction d'énergie				
— hadronique neutre	< 0,90	< 0,90	< 0,98	
— électromagnétique neutre	< 0,90	< 0,90	> 0,01	< 0,90
— hadronique chargée	> 0			
— électromagnétique chargée	< 0,90			
— muonique	< 0,8	< 0,8		
Nombre de constituants	> 1	> 1		
— neutres			> 2	> 10
— chargés	> 0			

Tableau X.1 – Critères d'identification des jets à CMS pour l'analyse des données de 2016.

Propriété du jet à identifier	$ \eta \leq 2,4$	$2,4 < \eta \leq 2,7$	$2,7 < \eta \leq 3,0$	$3,0 < \eta $
Fraction d'énergie				
— hadronique neutre	< 0,90	< 0,90		> 0,02
— électromagnétique neutre	< 0,90	< 0,90	< 0,99 et > 0,02	< 0,90
— hadronique chargée	> 0			
— électromagnétique chargée	< 0,8			
— muonique	< 0,8	< 0,8		
Nombre de constituants	> 1	> 1		
— neutres			> 2	> 10
— chargés	> 0			

Tableau X.2 – Critères d'identification des jets à CMS pour l'analyse des données de 2017.

Propriété du jet à identifier	$ \eta \leq 2,6$	$2,6 < \eta \leq 2,7$	$2,7 < \eta \leq 3,0$	$3,0 < \eta \leq 5,0$
Fraction d'énergie				
— hadronique neutre	< 0,90	< 0,90		> 0,2
— électromagnétique neutre	< 0,90	< 0,99	< 0,99 et > 0,02	< 0,90
— hadronique chargée	> 0			
— électromagnétique chargée	< 0,8	< 0,8		
— muonique	< 0,8	< 0,8		
Nombre de constituants	> 1			
— neutres			> 2	> 10
— chargés	> 0	> 0		

Tableau X.3 – Critères d'identification des jets à CMS pour l'analyse des données de 2018.

Propriété du jet à identifier	$ \eta \leq 2,6$	$2,6 < \eta \leq 2,7$	$2,7 < \eta \leq 3,0$	$3,0 < \eta \leq 5,0$
Fraction d'énergie				
— hadronique neutre	< 0,90	< 0,90		> 0,2
— électromagnétique neutre	< 0,90	< 0,99	< 0,99 et > 0,01	< 0,90
— hadronique chargée	> 0			
— électromagnétique chargée	< 0,8	< 0,8		
— muonique	< 0,8	< 0,8		
Nombre de constituants	> 1			
— neutres			> 1	> 10
— chargés	> 0	> 0		

Tableau X.4 – Critères d'identification des jets à CMS pour l'analyse des données de 2017-UL et 2018-UL.

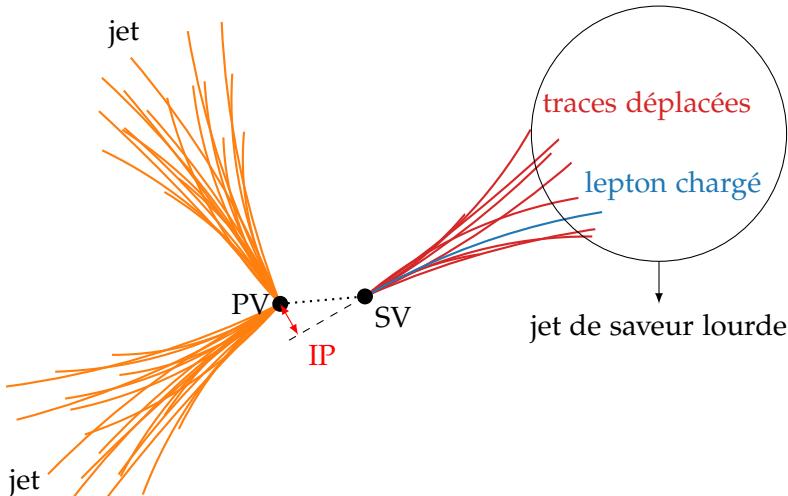


Figure X.9 – Trois jets, dont un de saveur lourde. Les particules composant ce jet proviennent d'un vertex secondaire (SV), différent du vertex primaire (PV) où a lieu la collision entre les protons et la formation du hadron lourd à l'origine du SV. Le paramètre d'impact (IP) est également indiqué. Réalisé à l'aide de CMSTransverseTikZ [17].

fait intervenir le module du coefficient V_{cs} de la matrice CKM, proche de 1. Les hadrons contenant un quark c ont ainsi une durée de vie τ de l'ordre de la picoseconde [16] et il est plus difficile d'identifier les jets issus de quarks c que ceux issus de quarks b .

Les quarks d , u et s forment des hadrons étant :

- très instables, par exemple les π^0 , dont seuls les produits de désintégration sont observés ;
- faiblement instables, par exemple les K^+ et les K^0 , qui se propagent généralement jusque dans les parties sensibles du détecteur et peuvent donc être directement observés ;
- stables, par exemple les protons, qui sont directement observés dans le détecteur.

Dans tous les cas, les traces des particules chargées observées proviennent du PV, lieu de formation du quark initial. Le phénomène décrit précédemment pour les quarks b et c n'est donc pas observable. Les jets issus de ces trois types de quarks, les plus légers, sont ainsi regroupés sous la dénomination de « jets légers ».

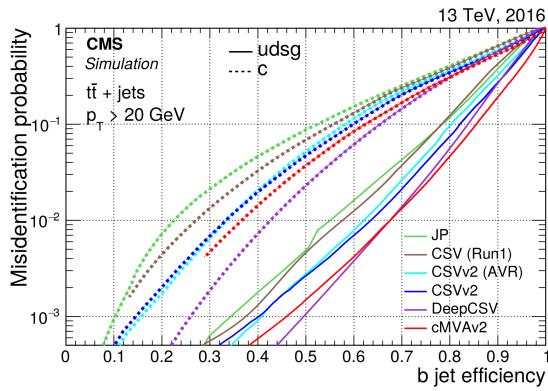
Les gluons portent une charge de couleur plus importante que les quarks. Les quarks portent en effet une couleur, les antiquarks une anticolore et les gluons portent une couleur et une anticolore. Les jets initiés par des gluons comportent typiquement plus de particules électriquement chargées et sont moins collimatés que les jets légers [18].

4.3.2 Identification de la saveur des jets

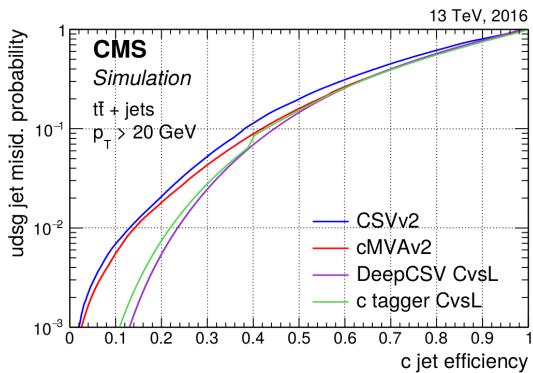
Les jets présentent ainsi des propriétés caractéristiques, selon qu'il s'agisse de jets légers (quarks d , u ou s), de jets lourds (quarks c ou b) ou de jets issus d'un gluon. En utilisant ces propriétés, des algorithmes d'identification de la saveur des jets ont été mis au point par la collaboration CMS [19]. Les avancées récentes dans le domaine du *Deep Learning*, appliquées à l'identification des jets [20], ont permis l'amélioration de ces algorithmes. L'algorithme DEEPCSV [21] a ainsi été développé.

Les variables utilisées dans cet algorithme sont décrites dans la référence [21]. Elles sont traitées par un réseau de neurones profond de quatre couches cachées de 100 nœuds connectés les uns aux autres. Ce réseau est entraîné sur un ensemble d'événements simulés $t\bar{t}$, présentant de nombreux jets de quarks b , et multijet à l'aide des bibliothèques KERAS [22] et TENSORFLOW [23].

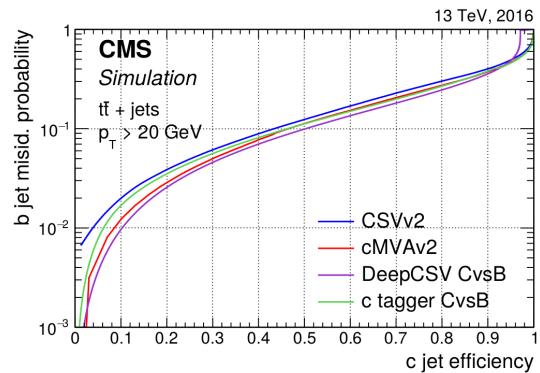
Les performances ainsi obtenues pour l'algorithme DEEPCSV sont comparées à d'autres algorithmes d'identification de la saveur des jets sur la figure X.10. Les algorithmes CMVAV2 et DEEPCSV présentent les meilleures performances en termes d'identification des jets de quark b (b -tagging). Pour le traitement des jets de quark c , l'algorithme DEEPCSV propose les meilleures performances. Dans



(a) Probabilité de mauvaise identification en tant que jet de quark b de jets de gluon ou quarks légers (traits pleins) ou de jets de quark c (pointillés) en fonction de l'efficacité d'identification des jets de quark b .



(b) Probabilité de mauvaise identification en tant que jet de quark c de jets de gluon ou quarks légers en fonction de l'efficacité d'identification des jets de quark c .



(c) Probabilité de mauvaise identification en tant que jet de quark b de jets de quark c en fonction de l'efficacité d'identification des jets de quark c .

Figure X.10 – Comparaison des performances des algorithmes d'identification de la saveur des jets [21].

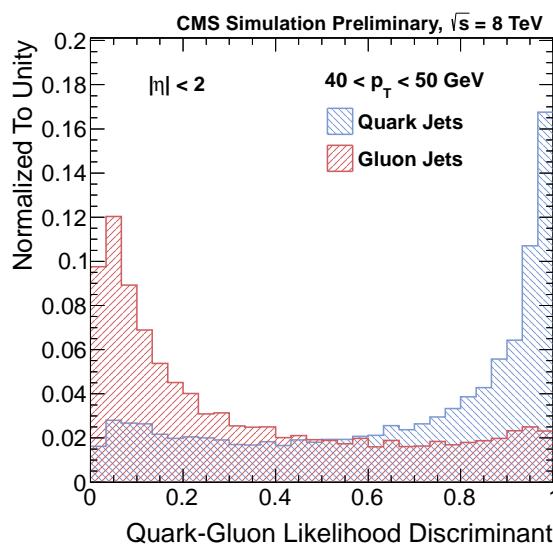


Figure X.11 – Densité de probabilité de la fonction de vraisemblance utilisée pour discriminer les jets issus de gluons de ceux issus de quarks [18]. En rouge, pour les jets issus de gluons. En bleu, pour des jets issus de quarks.

les analyses présentées dans ce chapitre et le chapitre 5, c'est cet algorithme qui est utilisé afin d'identifier les jets issus de quarks c ou b .

La discrimination entre jet léger et jet initié par un gluon peut être réalisée à l'aide d'une fonction de vraisemblance [18] renvoyant un score entre 0 et 1 pour chaque jet, correspondant à la probabilité que ce jet soit issu d'un quark. La densité de probabilité de cette fonction, selon qu'il s'agisse de jets initiés par des gluons ou des quarks, est représentée sur la figure X.11.

4.3.3 Correction de l'efficacité du b -tagging

Le POG BTV fournit des facteurs correctifs SF à l'efficacité du b -tagging en fonction de la saveur du jet au niveau généré, des propriétés cinétiques du jet et du point de fonctionnement du discriminateur de b -tagging utilisé [24]. Plus de détails sur l'obtention de ces facteurs sont disponibles dans la référence [21]. Le taux de mauvaise identification est également corrigé.

Pour cela, une méthode de promotion-relégation (*promote-demote*) est utilisée. Une fraction des jets tagués b , c'est-à-dire identifiés comme issus d'un quark b , est relégué à l'état de jet non tagué b et une fraction des jets non tagués b est promue à l'état de jet tagué b . Un jet peut être promu si son facteur correctif SF est supérieur à 1. Sinon, il peut être relégué. La probabilité d'être promu ou relégué s'exprime

$$P(\text{promu}) = \frac{SF - 1}{\frac{1}{\epsilon} - 1}, SF > 1, \quad P(\text{relégué}) = 1 - SF, SF < 1, \quad (\text{X.17})$$

avec ϵ l'efficacité du b -tagging.

5 Calibration en énergie des jets dans CMS

Les jets sont des objets physiques composites complexes qu'il est nécessaire de calibrer, comme tout autre objet reconstruit. La précision apportée à la mesure des jets est capitale dans de nombreuses analyses, où il s'agit d'une source majeure d'incertitude systématique. Les avancées réalisées récemment sur la calibration des jets ont ainsi permis d'améliorer la précision sur la mesure de la section efficace inclusive de production de jets et de la masse du quark top [25].

À partir des jets reconstruits par les méthodes décrites précédemment, un procédé de correction de l'énergie des jets (JEC, *Jet Energy Correction*) est réalisé. Il permet de corriger l'échelle en énergie des jets (JES, *Jet Energy Scale*) ainsi que la résolution sur cette énergie (JER, *Jet Energy Resolution*). La collaboration CMS utilise une approche factorisée dans laquelle plusieurs étapes corrigeant chacune un effet en particulier et dépendent des étapes précédentes [25]. La figure X.12 résume ces étapes, décrites dans les sections qui suivent.

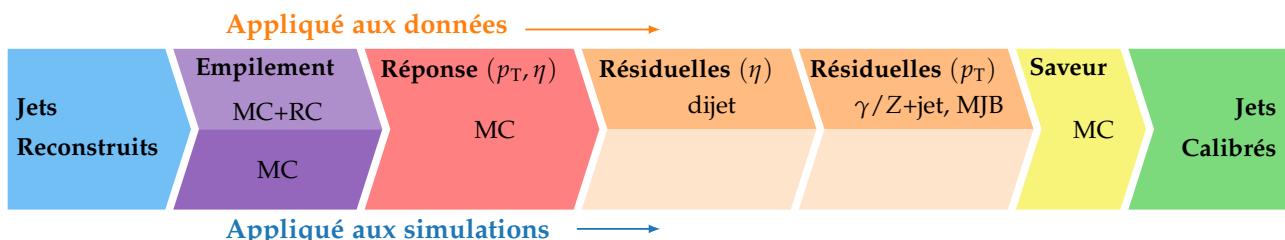


Figure X.12 – Étapes successives de la JEC pour les données et les simulations [25]. Les corrections des étapes marquées « MC » sont obtenues par l'étude de simulations, celles marquées « RC » par une méthode de cône aléatoire (Random Cone) sur les données. Les types d'événements utilisés dans les corrections résiduelles sont également indiqués.

Trois stades ou « niveaux » de correction sur les particules peuvent être définis.

- Le niveau « particule », noté $ptcl$, ou niveau « vrai », se réfère aux objets et variables après hadronisation mais avant interaction avec le détecteur. Il s'agit donc des grandeurs recherchées, uniquement accessibles dans les événements simulés.
- Le niveau « reconstruit », noté $reco$, correspond aux objets et variables après interaction avec le détecteur et reconstruction par l'algorithme de PF.

- Le niveau « corrigé » ou calibré, noté corr, correspond aux objets et variables corrigés, c'est-à-dire ceux du niveau reconstruit auxquels ont été appliquées les corrections.

La réponse d'un jet est définie comme

$$R = \frac{p_T}{p_{T,\text{ptcl}}} . \quad (\text{X.18})$$

La réponse peut être définie à différents niveaux, et par définition $R_{\text{ptcl}} = 1$. Si la JEC est correcte, alors l'impulsion transverse du jet corrigé doit correspondre sensiblement à l'impulsion transverse au niveau particule, c'est-à-dire $R_{\text{corr}} \simeq 1$. Sur la figure X.13 sont représentées les réponses de jets d'événements QCD simulés à différentes étapes de la JEC. Après avoir appliqué toutes les corrections, ce qui correspond à la figure X.13c, la réponse est sensiblement égale à 1, ce qui montre que la JEC est correcte.

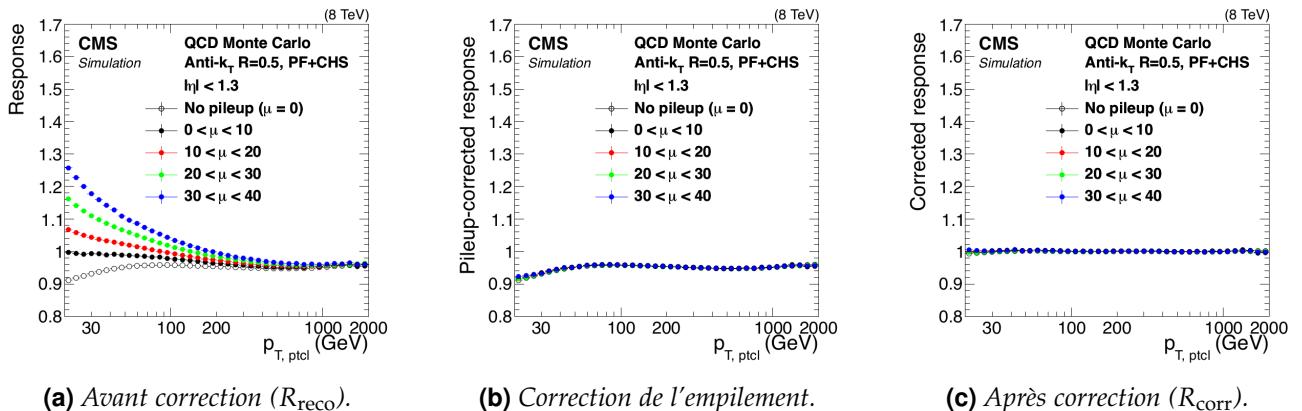


Figure X.13 – Valeur moyenne de la réponse de jets d'événements QCD simulés en fonction de $p_{T,\text{ptcl}}$ à différentes étapes de la JEC [25] et pour différentes valeurs d'interactions d'empilement μ .

Les jets au niveau particule sont reconstruits en appliquant la procédure de recombinaison à toutes les particules de durée de vie τ telle que $c\tau > 1\text{ cm}$ à l'exception des neutrinos [25]. Les hadrons contenant des quarks c ou b ne rentrent pas dans cette catégorie et ce sont donc leurs produits de désintégration qui sont pris en compte pour la recombinaison. Les neutrinos sont exclus pour pouvoir définir la réponse des jets d'une manière qui soit accessible expérimentalement et qui réduise significativement les différences de réponse entre jets lourds et jets légers ou de gluons, à cause des neutrinos produits dans les désintégrations des quarks lourds.

La JEC est déterminée pour chaque année de prise de donnée et pour différentes subdivisions de ces années. En effet, les conditions expérimentales changent au cours du temps. Ce peut être dû au vieillissement du détecteur, à une modification des caractéristiques des faisceaux de protons ou encore à une modification du détecteur lui-même. Par exemple, entre 2016 et 2017, la partie centrale du trajectographe est remplacée par un système d'architecture différente [26, 27]. De 2017 à 2018, les photodiodes des bouchons du HCAL sont remplacées par des photomultiplicateurs à silicium [28, 29]. La réponse en énergie des jets dépend fortement de la nature du détecteur, c'est pourquoi des évolutions importantes peuvent apparaître sur la JEC d'une année à une autre. C'est en particulier le cas pour la réponse du détecteur dont la correction, présentée dans la section 5.2, est réalisée après la correction de l'empilement abordée ci-après.

5.1 Correction de l'empilement

Des contributions additionnelles à l'énergie et à l'impulsion des jets peuvent apparaître du fait de l'empilement, décrit dans le chapitre 3. La correction de l'empilement a pour but de soustraire ces contributions et est appliquée dans les données et les événements simulés. Elle permet d'améliorer la résolution en énergie des jets et d'obtenir une JES plus précise.

L'empilement asynchrone est réduit par l'analyse temporelle des signaux des calorimètres, l'empilement synchrone par la méthode de soustraction des hadrons chargés (CHS, *pile-up Charged Hadron Subtraction*) [30], décrite ci-après.

Pour chacun des vertex primaires de l'événement, la somme des impulsions transverses au carré des traces associées au vertex est calculée. Le vertex primaire principal est choisi comme étant le vertex présentant la plus grande valeur de cette somme. Les autres vertex primaires sont considérés comme des vertex d'empilement. Les hadrons chargés dont les traces associées proviennent de vertex d'empilement sont retirés de l'événement. La reconstruction des jets est alors réalisée à partir de l'événement nettoyé, ce qui permet d'améliorer la résolution en p_T des jets.

La correction de l'empilement résiduel \mathcal{C}_{PU} , principalement due aux hadrons neutres, aux photons, aux traces non associées à un vertex et à l'empilement asynchrone qui n'a pas pu être corrigé totalement, s'exprime en fonction de

- l'impulsion transverse du jet avant application de cette correction et après CHS, $p_{T_{\text{reco}}}^{\text{CHS}}$;
- la pseudo-rapidité du jet, η ;
- l'aire du jet dans le plan (η, ϕ) , A ;
- la densité en énergie dans le plan (η, ϕ) de l'événement contenant ce jet, notée ρ ;

sous la forme

$$\mathcal{C}_{\text{PU}}(p_{T_{\text{reco}}}^{\text{CHS}}, \eta, A, \rho) = 1 - \frac{\langle p_{T_{\text{ptcl}}}^{\text{add}} \rangle}{p_{T_{\text{reco}}}^{\text{CHS}}} \quad (\text{X.19})$$

où $\langle p_{T_{\text{ptcl}}}^{\text{add}} \rangle$ est la contribution additionnelle de l'empilement au niveau particule, estimée à l'aide de la méthode de l'aire hybride (*hybrid jet area*) à partir d'événements QCD multijet simulés avec et sans empilement, c'est-à-dire

$$\langle p_{T_{\text{ptcl}}}^{\text{add}} \rangle(\rho, \eta, p_{T_{\text{reco}}}^{\text{CHS}}) = \langle p_{T_{\text{ptcl}}}^{\text{avec PU}} - p_{T_{\text{ptcl}}}^{\text{sans PU}} \rangle, \quad (\text{X.20})$$

avec $p_{T_{\text{ptcl}}}^{\text{avec PU}}$ et $p_{T_{\text{ptcl}}}^{\text{sans PU}}$ les impulsions du jet au niveau particule avec et sans empilement. La contribution additionnelle de l'empilement au niveau particule est alors paramétrée en fonction de $p_{T_{\text{reco}}}^{\text{CHS}}$, η , A et ρ et la correction de l'empilement résiduel \mathcal{C}_{PU} définie par (X.19) peut se réécrire

$$\mathcal{C}_{\text{PU}}(p_{T_{\text{reco}}}^{\text{CHS}}, \eta, A, \rho) = 1 - \frac{[\rho_0(\eta) + \rho \beta(\eta)(1 + \gamma(\eta) \log p_{T_{\text{reco}}}^{\text{CHS}})] A}{p_{T_{\text{reco}}}^{\text{CHS}}} \quad (\text{X.21})$$

où $\rho_0(\eta)$, $\beta(\eta)$ et $\gamma(\eta)$ sont les paramètres de cette correction, dépendants de η .

La figure X.14 montre $\langle p_{T_{\text{ptcl}}}^{\text{add}} \rangle$ en fonction de l'impulsion transverse du jet au niveau particule, avant et après application de la correction de l'empilement. Les résultats de la figure X.14b sont cohérents avec l'absence d'énergie supplémentaire due à l'empilement à $\pm 0,2 \text{ GeV}$ jusqu'à $p_{T_{\text{ptcl}}} = 500 \text{ GeV}$ et à $\pm 0,6 \text{ GeV}$ au-delà.

La correction ainsi décrite doit être légèrement adaptée pour pouvoir l'appliquer aux données à cause des biais de simulation du détecteur. Pour cela, un ajustement en fonction de η est déterminé à l'aide de la méthode de cône aléatoire (RC, *Random Cone*). La méthode RC consiste à placer aléatoirement des cônes couvrant l'ensemble de l'acceptance du détecteur dans le plan (η, ϕ) . La reconstruction des jets se fait alors cône par cône, par regroupement des particules contenues dans le cône. L'impulsion transverse moyenne de ces jets, dans chaque événement, est une mesure de la densité d'énergie moyenne se retrouvant dans les jets [25]. L'étude est réalisée sur des événements dits de « zéro biais ». Il s'agit d'événements sélectionnés par un déclenchement aléatoire pendant que les faisceaux de protons se croisent. Le déclenchement n'étant pas dû à un dépôt d'énergie en particulier, ces événements ne comportent pas, en général, de contribution provenant d'une interaction dure, c'est-à-dire d'une collision effective entre les protons. Dans ce cas, l'impulsion transverse moyenne des jets reconstruits par la méthode RC permet d'estimer la moyenne de la contribution additionnelle de l'empilement, c'est-à-dire

$$\langle p_{T_{\text{cône}}}^{\text{add}} \rangle^{\text{RC}} = \langle p_{T_{\text{cône}}} \rangle. \quad (\text{X.22})$$

Il est alors possible de définir un facteur d'échelle à appliquer aux paramètres ρ_0 et β de l'équation (X.21) lorsque cette correction est appliquée aux données. Ce facteur d'échelle s'exprime

$$\frac{\langle p_{T_{\text{cône}}}^{\text{add}} \rangle_{\text{données}}^{\text{RC}}(\eta, \rho_{\text{données}})}{\langle p_{T_{\text{cône}}}^{\text{add}} \rangle_{\text{simulation}}^{\text{RC}}(\eta, \rho_{\text{simulation}})}. \quad (\text{X.23})$$

La contribution additionnelle de l'empilement est ainsi corrigée dans les simulations et les données.

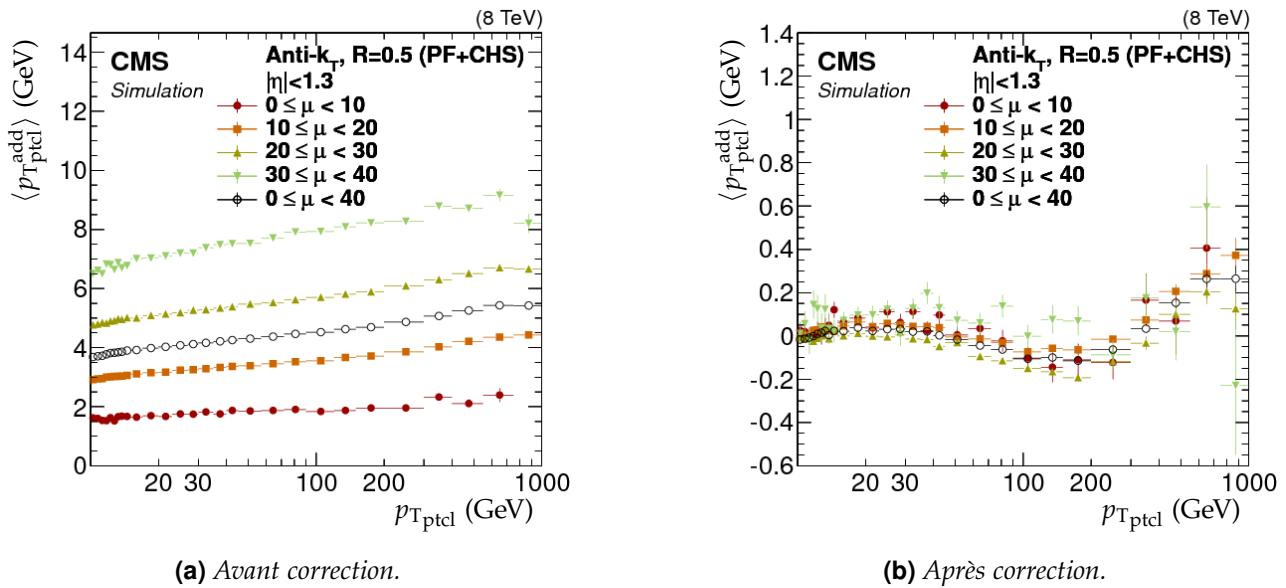


Figure X.14 – Contribution additionnelle de l’empilement au niveau particule telle que définie dans l’équation (X.20) pour $|\eta| < 1,3$ en fonction de l’impulsion du jet au niveau particule pour différentes valeurs du nombre d’interaction d’empilement (μ) [25].

5.2 Correction de la réponse du détecteur en p_T et en η

La réponse du détecteur CMS à un jet n’est pas uniforme selon la valeur de p_T et η du jet. La réponse au niveau reconstruit de jets simulés R_{reco} , déterminée grâce à une simulation du détecteur CMS basée sur GEANT4 [31-33], combinée à PYTHIA 6.4 [34] avec les réglages Z2* [35], est représentée sur la figure X.15 pour les trois années du Run II du LHC. Il apparaît, par exemple, qu’un jet de $p_T = 30$ GeV nécessite une correction allant de 10 % dans la région centrale $|\eta| < 0,7$ à plus de 30 % lorsque $|\eta| \simeq 3$ en 2017 et 2018.

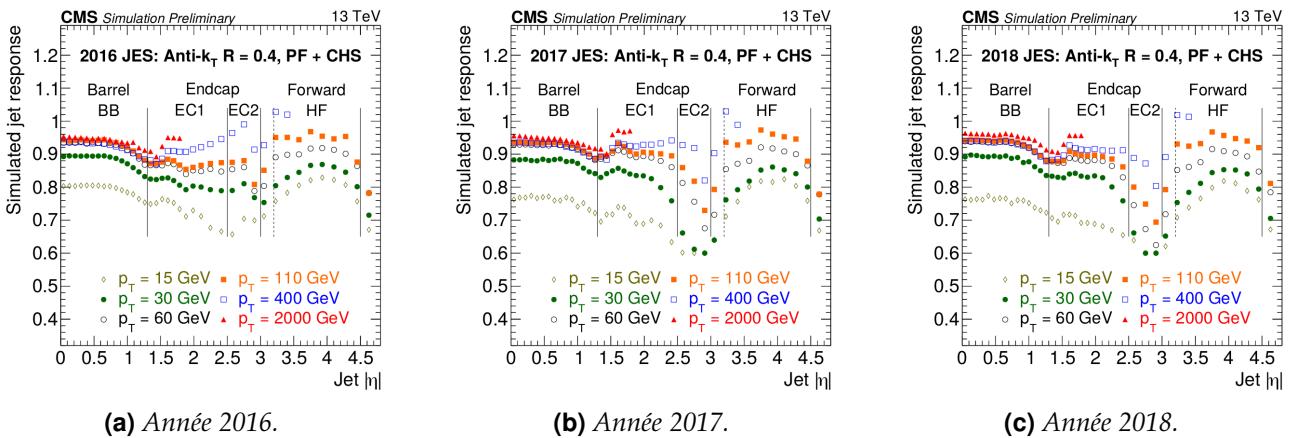


Figure X.15 – Réponse des jets reconstruits en fonction de p_T et η lors du Run II [14]. La chute de la réponse des jets dans la région $|\eta| \simeq 3$ est due à la transition entre l’bouchon et la partie vers l’avant du détecteur. Pour $|\eta| > 4,5$, les limites d’acceptance du détecteur expliquent la chute de la réponse des jets. La dégradation au cours du temps du détecteur dans la région « EC2 » s’observe par la baisse de la réponse des jets dans cette région de 2016 à 2017.

Afin de corriger la réponse du détecteur en p_T et en η , la correction $\mathcal{C}_{\text{Rép}}$ à appliquer s’exprime

$$\mathcal{C}_{\text{Rép}}(p'_{T,\text{reco}}, \eta) = \frac{\langle p_{T,\text{ptcl}} \rangle}{\langle p'_{T,\text{reco}} \rangle} = \frac{1}{\langle R'_{\text{reco}} \rangle} \quad (\text{X.24})$$

où $p'_{T,\text{reco}}$ est l’impulsion transverse du jet après correction de l’empilement. Les moyennes sont réalisées sur les jets appartenant à la même cellule d’une grille en $(p_{T,\text{ptcl}}, \eta)$ prédéfinie [25].

5.3 Corrections résiduelles

Les corrections décrites dans les sections précédentes permettent d'obtenir une bonne correction en énergie des jets. Toutefois, des différences dans les réponses des jets, de l'ordre du pourcent, subsistent entre données et simulations. Des corrections résiduelles à appliquer aux données sont ainsi déterminées afin de réduire ces écarts, définies telles que

$$\mathcal{C}_{\text{Res}} = \frac{R_{\text{simulations}}}{R_{\text{données}}}. \quad (\text{X.25})$$

Le principe est d'estimer la réponse du jet en s'appuyant sur un objet de référence pouvant être un boson Z (événements Z + jets), un photon (événements γ + jets) ou un autre jet (événements dijet et multijet). Deux méthodes existent et sont utilisées de manière complémentaire :

la méthode de la balance estime que l'objet de référence et le jet sont balancés au niveau particule, c'est-à-dire d'impulsion transverse totale nulle, soit

$$\vec{p}_{\text{Tptcl}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{\text{Tptcl}}^{\text{jet}} = \vec{0}. \quad (\text{X.26})$$

L'objet de référence étant fidèlement reconstruit,

$$\vec{p}_{\text{Tréco}}^{\text{réf}} \simeq \vec{p}_{\text{Tptcl}}^{\text{réf}} = \vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}}. \quad (\text{X.27})$$

Ainsi, l'équation (X.26) peut se réécrire à l'aide de (X.27) sous la forme

$$\vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{\text{Tptcl}}^{\text{jet}} = \vec{0}. \quad (\text{X.28})$$

La réponse d'un jet définie par (X.18) permet alors de faire apparaître la réponse balancée du jet, notée R_{bal} ,

$$\vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}} + \frac{1}{R_{\text{bal}}} \vec{p}_{\text{Tréco}}^{\text{jet}} = \vec{0}. \quad (\text{X.29})$$

Il en résulte

$$R_{\text{bal}}(p_{\text{T}}, \eta) = \frac{p_{\text{Tréco}}^{\text{jet}}}{p_{\text{T}}^{\text{réf}}}. \quad (\text{X.30})$$

la méthode « MPF » (MET Projection Fraction) prend en compte l'ensemble de l'activité hadronique de l'événement et considère l'impulsion de recul vis-à-vis de l'objet de référence, c'est-à-dire

$$\vec{p}_{\text{Tptcl}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{\text{Tptcl}}^{\text{recul}} = \vec{0}. \quad (\text{X.31})$$

Au niveau reconstruit, l'énergie transverse manquante (MET) doit être prise en compte dans le recul. Afin de garder une description cohérente de l'événement, les corrections précédentes apportées aux jets sont d'abord propagées à $\vec{E}_{\text{T}}^{\text{miss}}$. L'équation précédente, valable au niveau particule, s'écrit alors

$$\vec{p}_{\text{Tréco}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{\text{Tréco}}^{\text{recul}} = -\vec{E}_{\text{T}}^{\text{miss}} \quad (\text{X.32})$$

La réponse d'un jet définie par (X.18) permet alors de faire apparaître la réponse MPF du jet, notée R_{MPF} ,

$$\vec{p}_{\text{Tréco}}^{\text{réf}} + R_{\text{MPF}} \vec{p}_{\text{Tptcl}}^{\text{recul}} = -\vec{E}_{\text{T}}^{\text{miss}}. \quad (\text{X.33})$$

En appliquant (X.27) et (X.31) à l'équation précédente, il est possible d'écrire

$$\vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}} - R_{\text{MPF}} \vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}} = -\vec{E}_{\text{T}}^{\text{miss}}. \quad (\text{X.34})$$

Par produit scalaire avec $\vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}}$, il vient

$$\left| \vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}} \right|^2 (1 - R_{\text{MPF}}) = -\vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}} \cdot \vec{E}_{\text{T}}^{\text{miss}}, \quad (\text{X.35})$$

ce qui permet de définir R_{MPF} comme

$$R_{\text{MPF}}(p_{\text{T}}, \eta) = 1 + \frac{\vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}} \cdot \vec{E}_{\text{T}}^{\text{miss}}}{\left| \vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}} \right|^2}. \quad (\text{X.36})$$

5.3.1 Correction résiduelle relative en η

La première de ces corrections résiduelles, fonction de η , est obtenue à partir de la comparaison données-simulations sur une sélection d'événements dijet. Son but est de rendre indépendant de η le rapport données sur simulations de la réponse des jets. Cette correction s'appuie sur la bonne reconstruction des jets dans le tonneau. Lorsqu'un événement présente un premier jet avec $|\eta| < 1,3$, c'est-à-dire dans la région de référence du tonneau, et un second avec $|\eta| > 1,3$ et de p_T similaire, le premier sert d'objet de référence afin de calibrer le second ; c'est pourquoi cette correction est qualifiée de « relative ». La correction à appliquer aux données ainsi obtenue est illustrée sur la figure X.16 dans le cas des jets d'impulsion transverse égale à 120 GeV.

5.3.2 Correction résiduelle absolue en p_T

Cette correction, fonction de p_T , a pour but de rendre indépendant de p_T le rapport données sur simulations de la réponse des jets. Elle combine, à l'aide d'un ajustement global, les comparaisons données-simulations de plusieurs types d'événements afin de couvrir un large spectre de valeurs de p_T . Chaque type d'événement est en effet dominant, de par sa statistique, dans une gamme de p_T donnée :

- événements $Z + \text{jets}$: il s'agit d'événements $Z(\rightarrow \mu^+ \mu^-) + \text{jets}$ et $Z(\rightarrow e^+ e^-) + \text{jets}$, sélectionnés par la présence d'une paire de muons ou d'électrons compatibles avec la désintégration d'un Z , ils couvrent la région $p_T < 400$ GeV ;
- événements $\gamma + \text{jets}$: sélectionnés dans les données à l'aide d'un déclenchement basé sur la présence d'un photon, ils permettent de traiter la région $100 \text{ GeV} < p_T < 1000$ GeV ;
- événements multijet : ces événements contiennent au moins deux jets dans l'état final et couvrent la région $p_T > 200$ GeV.

En 2017 et 2018, les événements multijet n'ont pas été exploités et la correction résiduelle absolue en p_T dans la région $p_T > 800$ GeV est contrainte par l'analyse des événements $\gamma + \text{jets}$.

Cette correction corrige l'échelle en énergie absolue des jets, d'où son qualificatif, à partir d'un objet de référence pouvant être un boson Z ($Z + \text{jets}$), un photon ($\gamma + \text{jets}$) ou un autre jet (multijet). La correction à appliquer aux données ainsi obtenue est illustrée sur la figure X.17 dans le cas des jets de pseudo-rapidité $|\eta| < 1,3$.

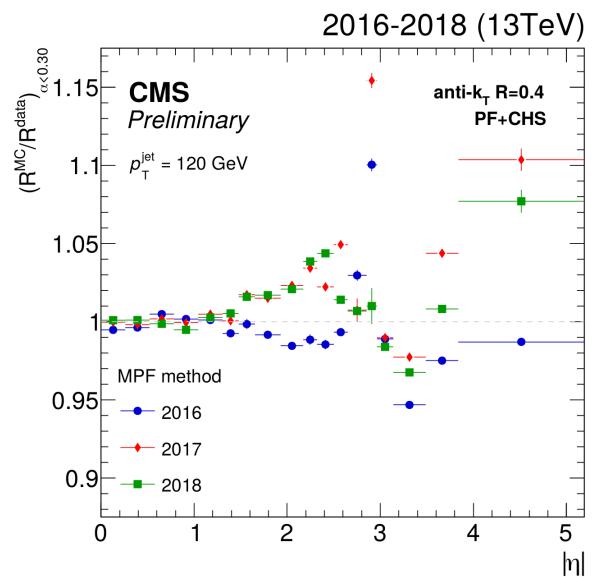


Figure X.16 – Correction résiduelle relative en η lors du Run II [14].

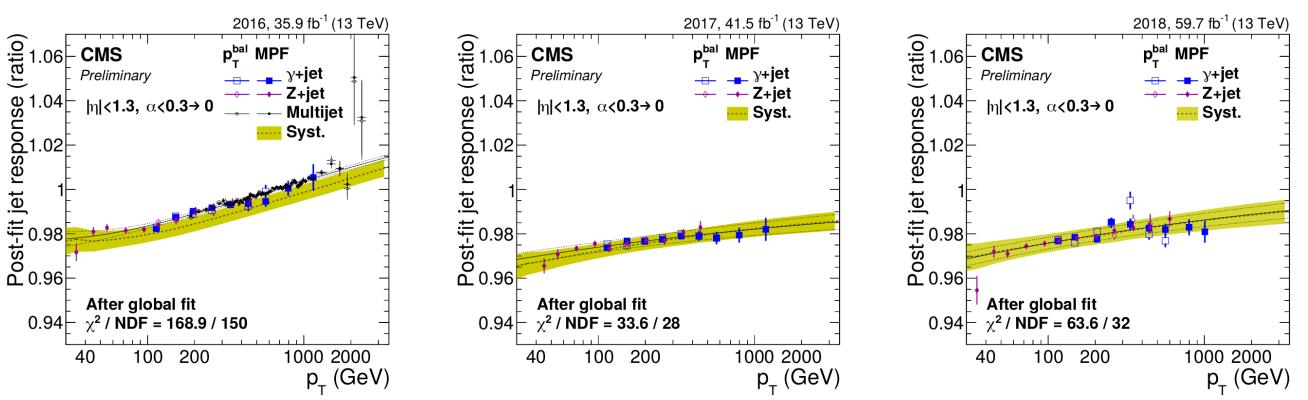


Figure X.17 – Correction résiduelle absolue en p_T pour $|\eta| < 1,3$ lors du Run II obtenue par ajustement global sur les événements $\gamma + \text{jets}$, $Z + \text{jets}$ et multijet [14].

Durant ma thèse, j'étais responsable de la mesure de cette correction avec les événements $\gamma + \text{jets}$ pour les années 2018, utilisés dans la figure X.17c afin de réaliser un ajustement global avec les autres analyses, et 2017-UL. Cette responsabilité s'inscrit dans la continuité de ce savoir-faire au sein du groupe CMS de l'IP2I, la mesure de cette correction en 2016 et 2017 y étant déjà réalisée [36]. La phénoménologie de ces événements ainsi que leur analyse sont détaillées dans les sections 6 et 7.

5.3.3 Correction résiduelle de saveur

Il existe une différence de réponse selon la saveur du jet, majoritairement due à la fragmentation en énergie et la composition du jet qui dépendent de cette saveur [25]. Par exemple, les particules de bas p_T se retrouvent hors de l'acceptance du détecteur. Or, des jets initiés par des gluons présentent de nombreuses particules de bas p_T par rapport aux jets issus de quarks légers. Dans une moindre mesure, les jets lourds possèdent également plus de particules de bas p_T que les jets de quarks légers suite à la désintégration du hadron lourd. La proportion de particules neutres dans le jet est également un des paramètres affectant le plus sa réponse.

La correction résiduelle de saveur C_{Sav} à appliquer aux données et aux simulations est obtenue à l'aide de PYTHIA 6.4 [34] avec les réglages Z2* [35] sur des événements dijet, $Z + \text{jets}$ et $\gamma + \text{jets}$ simulés et est représentée sur la figure X.18. Elle est de moins de 2 % en-deçà de 100 GeV mais peut atteindre 4 % à bas p_T . Dans les analyses de physique des particules, cette correction ne peut être appliquée qu'à condition de connaître la saveur du jet. Elle n'est donc applicable en pratique qu'aux jets issus de quarks b .

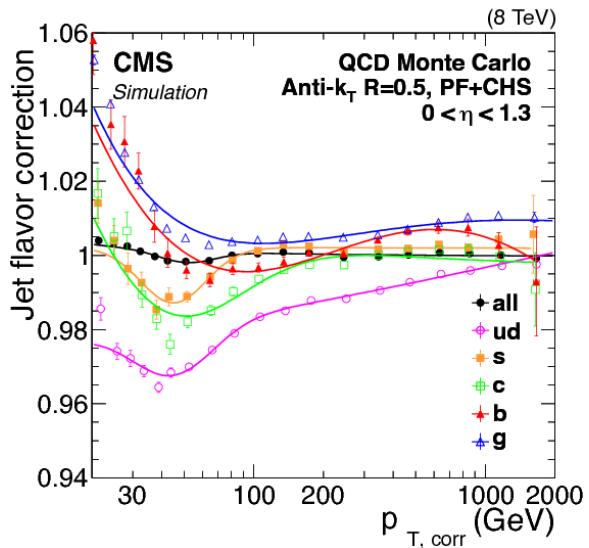


Figure X.18 – Correction résiduelle de saveur en fonction de l'impulsion du jet préalablement corrigée par les corrections décrites dans les sections précédentes, $p_{T,\text{corr}}$, pour des jets de pseudo-rapidité $|\eta| < 1,3$ [25].

5.4 Incertitude sur la correction en énergie des jets

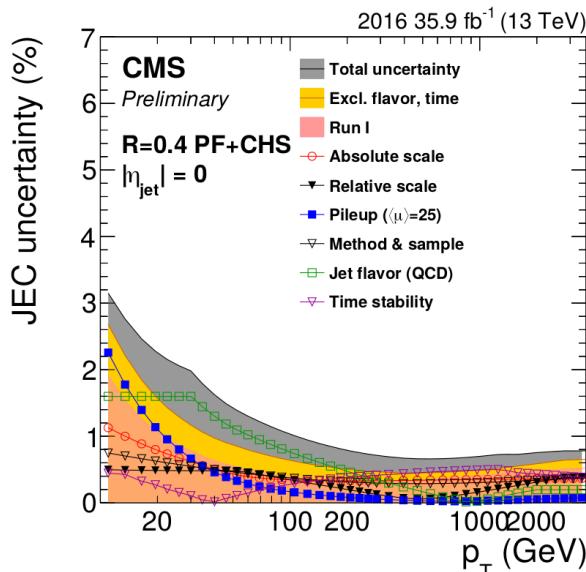
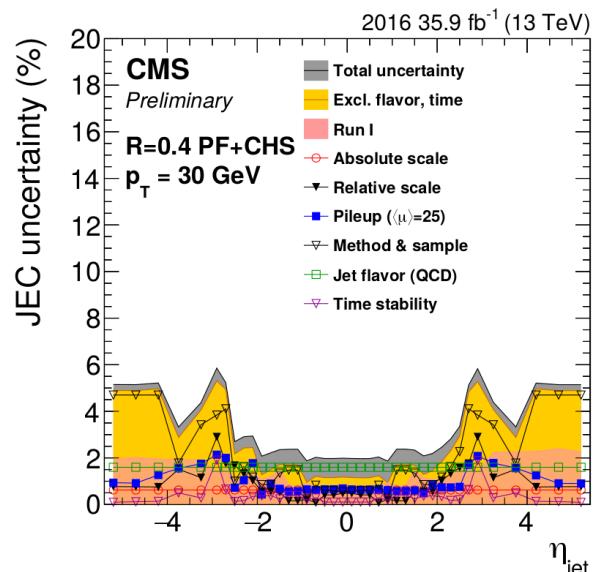
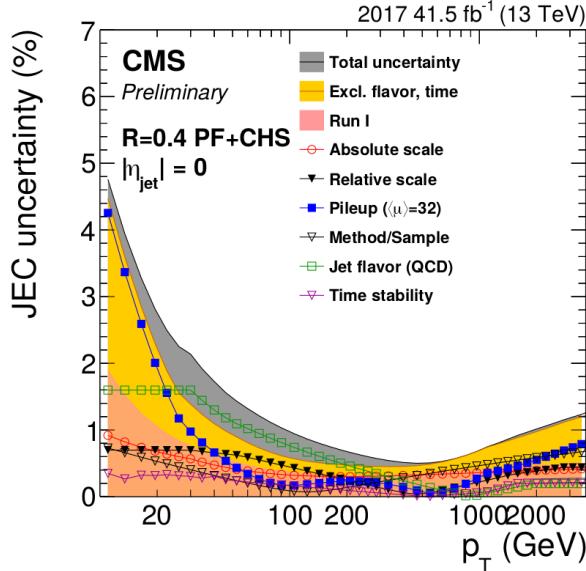
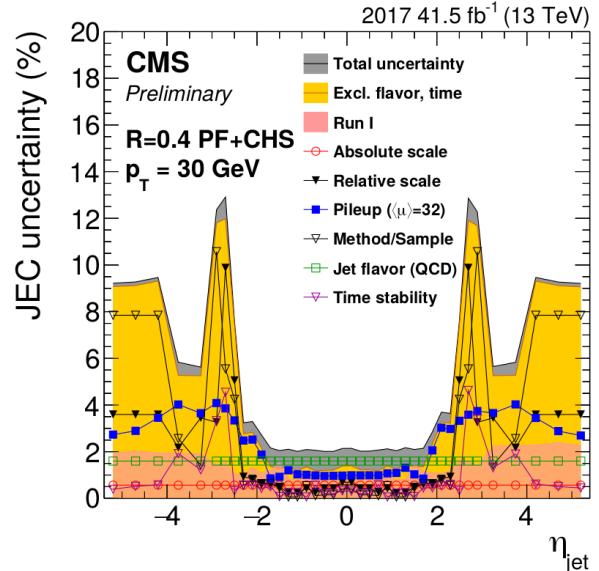
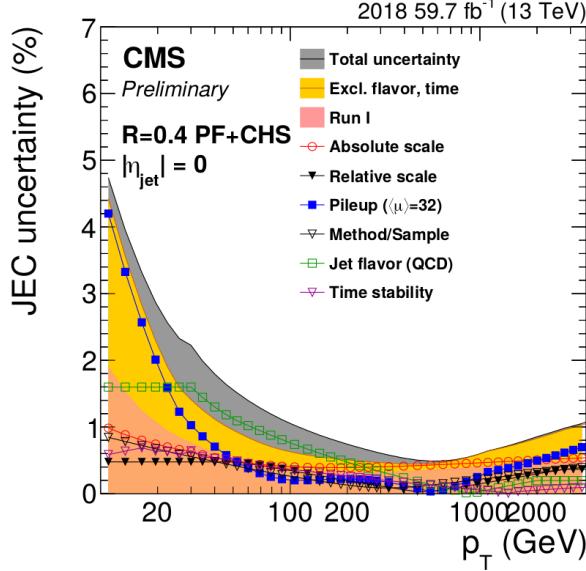
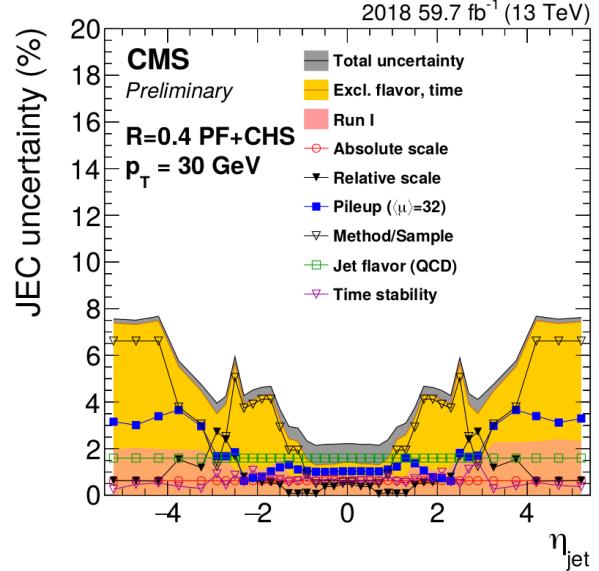
Chacune des étapes de la JEC comporte des incertitudes liées aux effets systématiques et, dans une moindre mesure, statistiques. La maîtrise de ces incertitudes est un enjeu important pour de nombreuses analyses de la collaboration CMS où elles constituent une des sources d'incertitude les plus importantes. Les sources d'incertitude considérées pour la JEC sont réparties en six groupes [14] :

Échelle absolue ou *Absolute scale* sur les légendes des figures X.19a à X.19f. Cette incertitude prend en compte l'échelle en énergie des objets de référence utilisés pour obtenir la correction résiduelle absolue en p_T décrite dans la section 5.3.2 ainsi que les effets de l'ISR (*Initial State Radiation*) et du FSR (*Final State Radiation*) abordés dans la section 6.

Échelle relative ou *Relative scale* sur les légendes des figures X.19a à X.19f. Cette incertitude est principalement due à la JER qui s'applique à l'objet de référence dans la correction résiduelle relative en η décrite dans la section 5.3.1 ainsi qu'aux effets de l'ISR et du FSR.

Empilement ou *Pileup* sur les légendes des figures X.19a à X.19f. Il s'agit de rendre compte de l'incertitude sur la détermination de la contribution additionnelle de l'empilement au niveau particule. Une incertitude de 5 % sur le rapport données sur simulations de cette contribution, obtenue à l'aide de la méthode de cône aléatoire, est considérée. La différence résiduelle entre la contribution obtenue par cône aléatoire et la contribution réelle extraite des simulations est également prise en compte.

Méthode et jeux de données ou *Method & sample* sur les légendes des figures X.19a à X.19f. Cette incertitude correspond aux écarts observés entre les méthodes utilisant les réponses R_{bal} et R_{MPF} d'une part et entre les analyses utilisant les événements $Z + \text{jets}$, $\gamma + \text{jets}$ et dijet d'autre part.

(a) En fonction de p_T pour $|\eta| = 0$ en 2016.(b) En fonction de η pour $p_T = 30 \text{ GeV}$ en 2016.(c) En fonction de p_T pour $|\eta| = 0$ en 2017.(d) En fonction de η pour $p_T = 30 \text{ GeV}$ en 2017.(e) En fonction de p_T pour $|\eta| = 0$ en 2018.(f) En fonction de η pour $p_T = 30 \text{ GeV}$ en 2018.**Figure X.19 – Incertitudes relatives sur la JEC lors du Run II [14].**

Saveur ou *Jet flavor* sur les légendes des figures X.19a à X.19f. L'incertitude sur la dépendance en saveur de la réponse des jets dans les simulations est estimée à partir de la différence entre deux générateurs, PYTHIA [34] et HERWIG [37].

Stabilité temporelle ou *Time stability* sur les légendes des figures X.19a à X.19f. La JEC est déterminée pour chaque période de prise de donnée chaque année. Les écarts observés entre ces périodes sont inclus dans cette source d'incertitude.

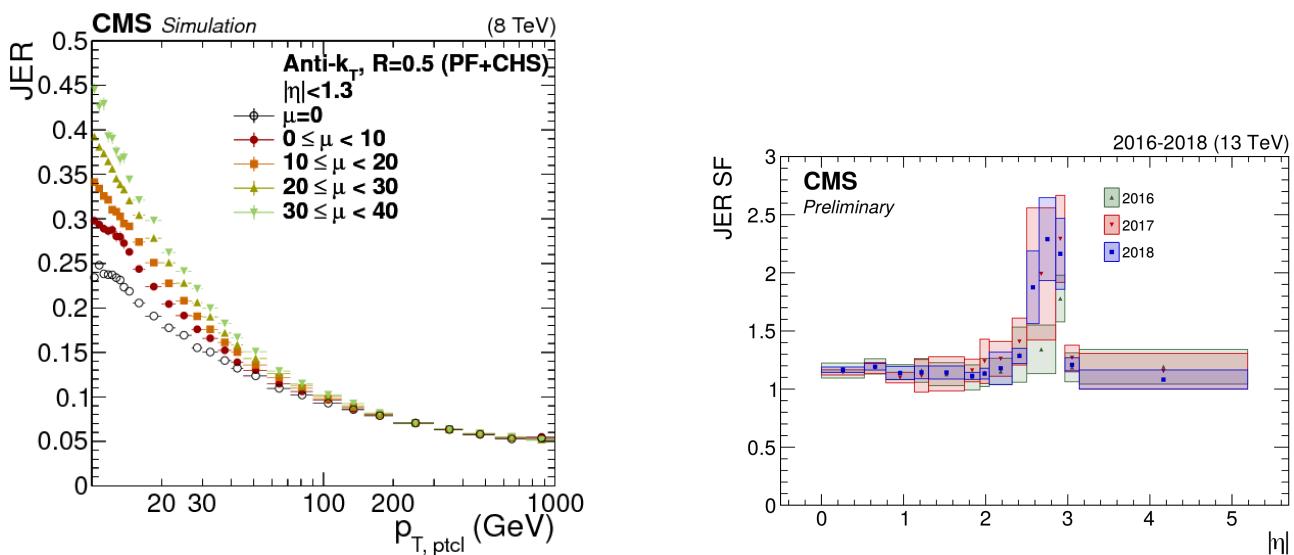
La figure X.19 résume les valeurs de ces incertitudes pour les trois années du Run II. L'incertitude globale sur la JEC est généralement inférieure à 2 %, excepté pour les cas $p_T \leq 30 \text{ GeV}$ ou $|\eta| \geq 2$ où elle peut être de l'ordre de 10 %. Pour $|\eta| \in [2,5; 3,0]$, cette incertitude est bien plus importante en 2017 que pour les autres années. Il s'agit de la région de transition entre les bouchons du HCAL (HE) et le HCAL vers l'avant (HF), c'est-à-dire deux parties distinctes du détecteur. Or, la qualité de la modélisation de cette région du détecteur est moindre pour l'année 2017, c'est pourquoi l'incertitude y est plus importante.

5.5 Correction de la résolution en énergie

La résolution en énergie des jets, notée JER, est de l'ordre de 20 % pour des jets à $p_T = 30 \text{ GeV}$ et de 10 % à $p_T = 100 \text{ GeV}$ [25]. Cette résolution est donc bien moins bonne que celles d'autres objets physiques tels que les électrons (2 à 5 %), les muons (1 à 6 %) et les photons (environ 1 %). La JER joue ainsi un rôle important dans les analyses cherchant des résonances étroites, par exemple. Il est donc nécessaire de maîtriser cette grandeur.

La JER est définie comme la largeur de la gaussienne obtenue par un ajustement sur la distribution de R_{corr} des jets, c'est-à-dire $p_{T,\text{corr}}/p_{T,\text{ptcl}}$. Sa mesure est réalisée à l'aide d'événements $\gamma + \text{jets}$ et $Z + \text{jets}$ et les résultats obtenus lors du Run I sont présentés sur la figure X.20a. Elle dépend de $p_{T,\text{ptcl}}$, η et μ .

La JER observée dans les simulations diffère de celle observée dans les données, elle est légèrement meilleure. Afin de pouvoir réaliser des analyses comparant données et simulations, il est nécessaire d'avoir une JER comparable dans ces deux catégories d'événements. La JER des simulations est ainsi détériorée par un facteur d'échelle (JER SF), déterminé à partir d'événements $\gamma + \text{jets}$ et dijet et défini en fonction de η . Les résultats obtenus lors du Run II sont présentés sur la figure X.20b. Le principe est le même que pour les corrections résiduelles décrites dans les sections 5.3.1 et 5.3.2. Au lieu de s'intéresser à la moyenne de la distribution, c'est sa largeur qui est étudiée.



(a) *JER en fonction de p_T dans le tonneau de CMS ($|\eta| < 1,3$) pour différentes valeurs d'interactions d'empilement μ lors du Run I* [25].

(b) *Facteurs d'échelle de la résolution en énergie des jets en fonction de η lors du Run II* [14].

Figure X.20 – Résolution en énergie des jets dans les simulations et facteurs d'échelle à leur appliquer.

6 Phénoménologie des événements $\gamma + \text{jets}$

Les événements $\gamma + \text{jets}$ peuvent être utilisés afin d'obtenir la correction résiduelle absolue en p_T des jets, introduite dans la section 5.3.2, ainsi que la résolution en énergie des jets. Les analyses correspondantes sont abordées dans les sections 7 et 8.

6.1 Principe des événements $\gamma + \text{jets}$ et réponse balancée

L'état final d'un événement $\gamma + \text{jets}$ comporte un jet à calibrer d'une part et un photon utilisé comme objet de référence d'autre part. Sur la figure X.21, la résolution sur les photons est inférieure à 4 % et de l'ordre du pourcent dans le tonneau. Dans le cas des jets, sur la figure X.20a, la résolution minimale est de 5 %. L'utilisation de photons comme objet de référence est donc justifiée.

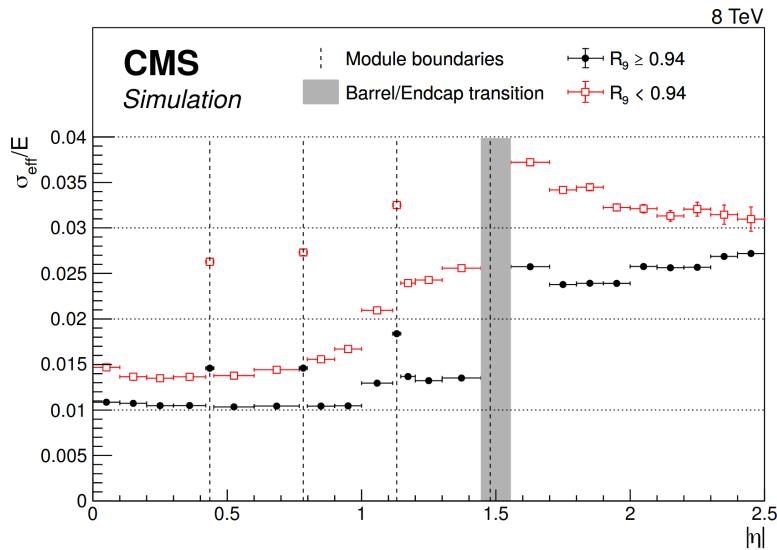


Figure X.21 – Résolution relative en énergie des photons en fonction de η pour des événements simulés $h \rightarrow \gamma\gamma$ [38]. La variable R_9 est définie au chapitre 3.

Des diagrammes de Feynman correspondant à des événements $\gamma + \text{jets}$ sont présentés sur la figure X.22. Ces événements ne comportent pas de neutrino issu de l'interaction dure, il n'y a donc pas d'énergie transverse manquante due à la physique de ces événements. L'impulsion transverse étant nulle dans l'état initial, par conservation, elle est nulle dans l'état final. Le photon et le jet sont donc balancés, c'est-à-dire

$$\vec{p}_{T,\text{ptcl}}^{\gamma} + \vec{p}_{T,\text{ptcl}}^{\text{jet}} = \vec{0} \Rightarrow p_{T,\text{ptcl}}^{\gamma} = p_{T,\text{ptcl}}^{\text{jet}}. \quad (\text{X.37})$$

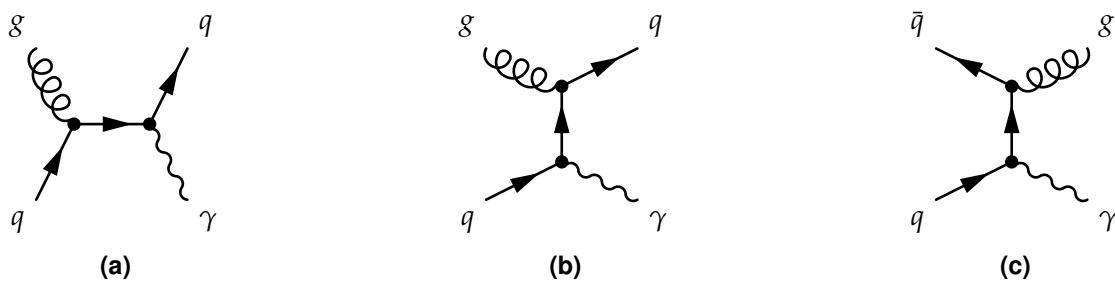


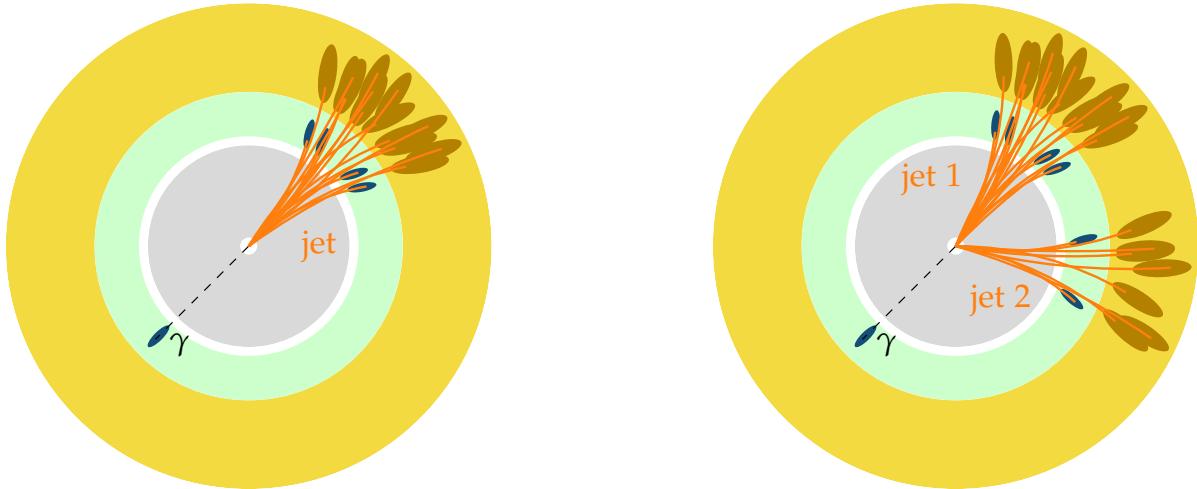
Figure X.22 – Exemples de diagrammes de Feynman de processus physiques donnant un photon et un jet dans l'état final.

L'impulsion transverse du jet doit donc être égale à celle du photon, objet de référence. La bonne résolution en énergie sur les photons permet de considérer que leur impulsion transverse au niveau reconstruit est égale à leur impulsion transverse au niveau particule. Ainsi, la méthode de la balance

introduite dans la section 5.3 permet de définir

$$R_{bal} = \frac{p_T^{\text{jet}}}{p_T^\gamma}, \quad (\text{X.38})$$

qui doit valoir 1 après correction. Cette méthode est performante pour les événements à un photon et un jet dont la topologie est représentée sur la figure X.23a.



(a) Topologie typique des événements correspondant aux diagrammes de la figure X.22.

(b) Topologie typique des événements correspondant au diagramme de la figure X.24d.

Figure X.23 – Topologies typiques des événements $\gamma + \text{jets}$. Réalisé à l'aide de CMSTransverseTikZ [17].

6.2 Activité additionnelle des jets

Une activité additionnelle des jets peut survenir et altérer la topologie des événements $\gamma + \text{jets}$. Un photon peut être émis dans l'état initial (ISR, *Initial State Radiation*) ou dans l'état final (FSR, *Final State Radiation*), ce qui correspond aux diagrammes de Feynman des figures X.24a et X.24b. Un système composé d'un des photons et du jet n'est donc pas balancé dans ce cas. Il est possible de supprimer ce biais en imposant la présence d'un seul photon dans l'événement. La section efficace de production d'événements $\gamma + \text{jets}$ à 13 TeV est importante [39], il est donc possible de sélectionner de manière stricte les événements afin d'obtenir une bonne pureté tout en conservant une statistique suffisante.

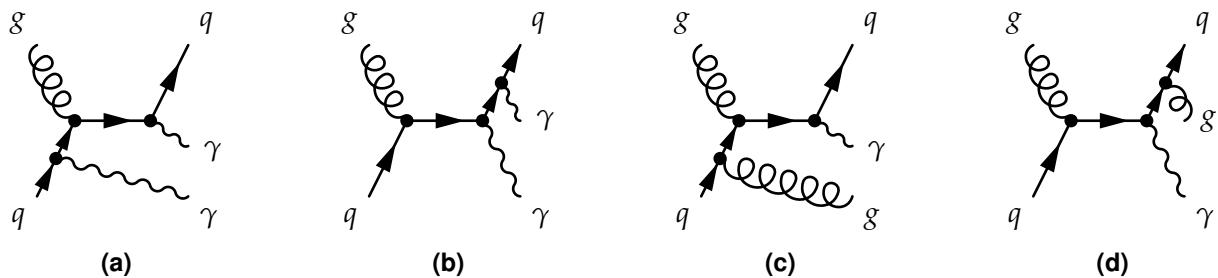


Figure X.24 – Exemples de diagrammes de Feynman de processus correspondant à des événements avec deux photons (X.24a, X.24b) ou deux jets (X.24c, X.24d) dans l'état final, dus à l'ISR (X.24a, X.24c) ou au FSR (X.24b, X.24d).

L'ISR et le FSR peuvent aussi produire un gluon, ce qui correspond aux diagrammes de Feynman des figures X.24c et X.24d. Plusieurs jets sont alors présents dans l'état final et sont ordonnés par impulsion transverse décroissante. La topologie d'un tel événement est illustrée sur la figure X.23b. Il est possible de réduire le nombre d'événements avec ISR ou FSR en imposant une condition sur les directions du photon et du premier jet qui doivent être opposées. Toutefois, la plupart des événements présentent plusieurs jets dans la direction opposée au photon. La réponse balancée est alors

considérée entre le photon et le premier jet, c'est-à-dire le jet d'impulsion transverse la plus grande. Ainsi,

$$R_{bal} = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 1}}{p_T^\gamma}. \quad (\text{X.39})$$

En complément de la réponse balancée, la réponse MPF, définie comme

$$R_{MPF} = 1 + \frac{\vec{p}_T^\gamma \cdot \vec{E}_T^{\text{miss}}}{|\vec{p}_T^\gamma|^2}, \quad (\text{X.40})$$

est également analysée. Les impulsions de toutes les particules présentes étant considérées, R_{MPF} est moins sensible à l'activité additionnelle que R_{bal} . L'utilisation conjointe de R_{MPF} avec R_{bal} permet d'obtenir des résultats complémentaires. Des écarts significatifs observés entre les deux méthodes indiqueraient ainsi des effets inconnus, nécessitant de plus amples investigations.

7 Correction résiduelle absolue en p_T avec les événements $\gamma + \text{jets}$

Durant ma thèse, j'étais responsable de la mesure de cette correction avec les événements $\gamma + \text{jets}$ pour les années 2018 et 2017-UL pour la collaboration CMS. Cette section présente la sélection des événements $\gamma + \text{jets}$, leur analyse et les derniers résultats obtenus pour l'année 2018.

7.1 Événements utilisés

7.1.1 Ensembles d'événements analysés

Données Les jeux de données utilisés pour 2018 et 2017-UL sont basés sur la présence d'un photon dans l'état final. Pour chacune de ces années, plusieurs périodes (*runs*) sont considérées, celles des collisions pp , dont la liste et les luminosités correspondantes sont présentées dans le tableau X.5. La liste détaillée de ces jeux de données se trouve dans l'annexe C.

Run	Luminosité (fb^{-1})	
	2018	2017-UL
A	13,98	-
B	7,06	4,823
C	6,90	9,664
D	31,75	4,252
E	-	9,278
F	-	13,54
Total	59,69	41,56

Tableau X.5 – Liste des périodes de prise de données considérées et luminosités correspondantes.

Simulations Les simulations utilisées contiennent des événements $\gamma + \text{jets}$ de type $qg \rightarrow q\gamma$, comme ceux des figures X.22a et X.22b, et $qq \rightarrow g\gamma$, comme celui de la figure X.22c. Pour l'année 2018, les événements sont générés en un seul jeu de données à l'aide de PYTHIA 8 [40] avec les réglages CP5-Flat [41] et une énergie dans le centre de masse de 13 TeV. Dans l'état final, un photon d'impulsion transverse comprise entre 15 et 6000 GeV est généré. Pour l'année 2017-UL, les événements sont générés conjointement à l'aide de PYTHIA 8 [40] avec les réglages CP5 [41] et MADGRAPH 5 [42] et une énergie dans le centre de masse de 13 TeV. Dans l'état final, la somme scalaire des impulsions transverses des jets, notée HT, appartient à un intervalle, définissant ainsi cinq jeux de données. Les sections efficaces des événements simulés ainsi obtenus sont présentées dans le tableau X.6. La liste détaillée de ces jeux de données simulées se trouve dans l'annexe C.

Année	Caractéristique	Section efficace (pb)
2018	$p_T \gamma \in [15, 6000] \text{ GeV}$	283 000,0
2017-UL	HT $\in [40, 100] \text{ GeV}$	18 700,0
2017-UL	HT $\in [100, 200] \text{ GeV}$	8640,0
2017-UL	HT $\in [200, 400] \text{ GeV}$	2185,0
2017-UL	HT $\in [400, 600] \text{ GeV}$	259,9
2017-UL	HT $> 600 \text{ GeV}$	85,31

Tableau X.6 – Sections efficaces des différents événements $\gamma + \text{jets}$ simulés.

7.1.2 Sélection des événements

Une sélection des événements à considérer est réalisée lors de l’analyse. En effet, les événements souhaités sont ceux contenant un photon avec un ou plusieurs jets ; un des bruits de fond principal provient d’événements multijet où un des jets est identifié à tort comme un photon. Cette situation peut arriver lorsqu’une fraction importante de l’énergie de ce jet est portée par un ou plusieurs pions neutres, les π^0 . Les π^0 se propagent sur des distances moyennes de 26 nm puis se désintègrent dans 99 % des cas en deux photons [43]. Ces particules ne laissent donc aucune trace dans le trajectographe et un dépôt d’énergie dans le ECAL, tout comme les photons issus de l’interaction initiale. Un tel jet comporte ainsi une signature similaire à un photon d’un événement $\gamma + \text{jet}$ autour duquel une activité hadronique existe.

Sélection sur les photons Une sélection des photons est appliquée afin de réduire le bruit de fond. Le critère d’identification des photons retenu dans l’analyse est le critère strict, introduit dans le chapitre 3. Il est demandé que $R_9 > 0,90$, où R_9 est définie dans le chapitre 3. De plus, un veto est appliqué aux photons pouvant être reliés à une trace dans le trajectographe. Ce veto permet de limiter la contamination des photons considérés dans l’analyse par des électrons reconstruits à tort comme des photons. Seuls les photons situés dans le tonneau sont utilisés car ils présentent la meilleure résolution. Une coupure sur leur pseudo-rapidité est donc appliquée telle que $|\eta| < 1,3$, excluant également les bords du tonneau proches des bouchons.

Une étude interne a montré que l’utilisation des photons des bouchons ($|\eta| > 1,479$) permettrait de rajouter près de 30 % d’événements dans les données et de réduire ainsi les incertitudes statistiques. Les corrections résiduelles obtenues pourraient alors être plus précises. Toutefois, la résolution en énergie des photons, représentée en fonction de $|\eta|$ sur la figure X.21 en page 23, est de l’ordre de 1 % dans le tonneau contre 2,5 % dans les bouchons. Cette différence sur la résolution en énergie de l’objet de référence rend délicate la combinaison des photons du tonneau et des bouchons dans cette analyse. Des travaux sont actuellement menés dans cette direction.

Sélection sur les jets Les événements présentant un unique photon sélectionné d’après les critères précédents sont retenus. Avec ce photon doit être présent au moins un jet reconstruit à l’aide de l’algorithme anti- k_T [8] avec un paramètre $R = 0,4$ et respectant les critères définis dans le tableau X.3 pour les données de 2018 et ceux du tableau X.4 pour les données de 2017-UL. Ces critères permettent de rejeter les jets issus du bruit de fond avec une efficacité de 99 %.

Les jets ainsi sélectionnés sont calibrés en énergie en suivant la procédure décrite dans la section 5 jusqu’à la correction résiduelle relative en η incluse. Ils sont alors triés par impulsions transverses décroissante. Pour s’assurer d’une bonne balance dans le plan transverse entre le photon et le premier jet, c’est-à-dire celui d’impulsion transverse la plus grande, seuls les événements proposant un écart angulaire $\Delta\phi$ entre le photon et ce jet supérieur à 2,8 rad sont considérés dans la suite. Le photon et le jet sont donc dos à dos dans le plan transverse. Il est de plus requis que ce jet soit d’impulsion transverse supérieure à 15 GeV.

Si un second jet d’impulsion transverse supérieure à 10 GeV et à 30 % de $p_T \gamma$ est présent, l’événement est rejeté. L’événement est également rejeté si un lepton (électron ou muon) isolé, en pratique hors des jets, est présent.

Il a été observé que des régions des calorimètres produisent des signaux menant à des reconstructions biaisées de jets. De plus, un système de lecture expérimental « SiPM » a été installé dans le bouchon du HCAL [29]. Il en résulte des calibrations qui ne sont pas optimales dans les régions correspondantes du détecteur. Afin d'éviter ces effets, tout événement est rejeté s'il comporte, dans ces régions des calorimètres, un jet utilisé dans l'analyse. Ces régions sont résumées sur la figure X.25.

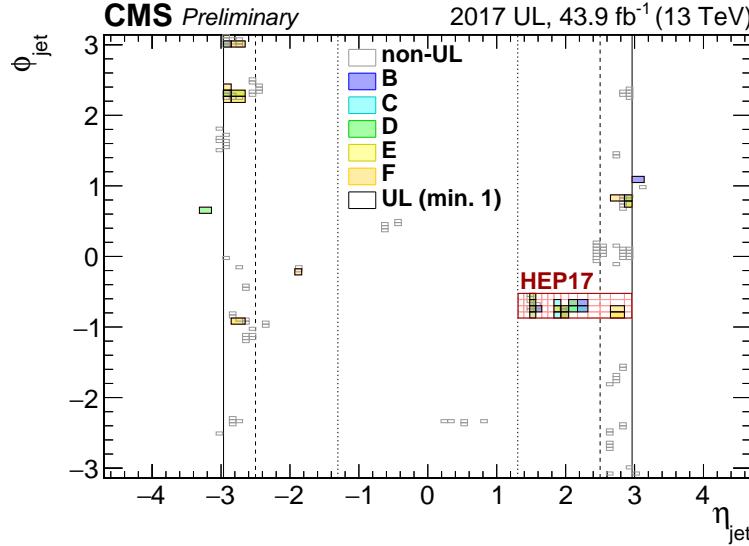


Figure X.25 – Régions des calorimètres à exclure de l'analyse dans le plan (η, ϕ) pour les événements de 2017-UL. Certaines régions ne concernent que certaines périodes de l'année (en couleur). La région « HEP17 » correspond à l'emplacement du système de lecture expérimental « SiPM » [29].

Sélection sur le chemin de déclenchement Comme expliqué dans le chapitre 3, un événement observé par le détecteur CMS est sauvegardé si un chemin de déclenchement (HLT path) est activé. Dans cette analyse, seuls les événements dont le photon servant d'objet de référence pour la calibration des jets correspondent au photon ayant activé le chemin de déclenchement pour cet événement sont retenus. Or, plus l'impulsion transverse du photon est faible, plus le nombre d'événements pouvant être sauvegardés est importante, si bien que la chaîne d'acquisition arrive à saturation. Pour pallier à cette saturation, il existe différents chemins de déclenchement en fonction de l'impulsion transverse du photon et pour chacun d'entre eux, seule une fraction des événements les déclenchant est effectivement sauvegardée. Cette fraction est nommée *prescale*. À chaque chemin de déclenchement correspond ainsi un *prescale*. Un intervalle d'impulsion transverse du photon retenu est alors défini pour chaque chemin de déclenchement utilisé. Cet intervalle permet de se placer au plateau d'efficacité du chemin de déclenchement. Les différents chemins de déclenchement, leurs *prescales* et intervalles d'impulsion transverse sont présentés dans le tableau X.7. Par exemple, un photon d'impulsion transverse 95 GeV doit avoir déclenché le chemin nommé HLT_Photon75_R9Id90_HE10_IsoM.

7.2 Analyse

Intervalles de p_T^γ L'analyse a pour but de déterminer la correction résiduelle absolue en p_T des jets, définie dans la section 5.3. Pour cela, l'écart à l'unité du rapport moyen des réponses des jets dans les données et les simulations est déterminé dans différents intervalles de p_T^γ , listés dans le tableau X.8. Ils sont une subdivision des intervalles définis pour les chemins de déclenchement dans le tableau X.7, ce qui permet de séparer le traitement des événements correspondant à différents chemins de déclenchement.

Intervalles de $|\eta^{\text{jet}}|$ La calibration en énergie des jets dépend fortement de la région du détecteur dans laquelle le jet laisse un signal, comme le montre la figure X.15 en page 17. Cet effet est dû aux dif-

Chemin de déclenchement	p_T^γ (GeV)	Prescale 2018	Prescale 2017-UL
HLT_Photon33	[40, 60[$4,011\,54 \times 10^{-5}$	$3,434\,86 \times 10^{-4}$
HLT_Photon50_R9Id90_HE10_IsoM	[60, 85[$3,947\,37 \times 10^{-3}$	$7,404\,66 \times 10^{-3}$
HLT_Photon75_R9Id90_HE10_IsoM	[85, 105[0,015 665 6	0,031 955 2
HLT_Photon90_R9Id90_HE10_IsoM	[105, 130[0,031 290 0	0,063 632 3
HLT_Photon120_R9Id90_HE10_IsoM	[130, 175[0,125 036	0,187 872
HLT_Photon165_R9Id90_HE10_IsoM	[175, 230[0,250 031	0,682 358
HLT_Photon200	[230, $+\infty$ [1	1

Tableau X.7 – Chemins de déclenchement, intervalles d’impulsion transverse du photon et prescales utilisés.

[40, 50[[50, 60[[60, 85[[85, 105[
[105, 130[[130, 175[[175, 230[[230, 300[
[300, 400[[400, 500[[500, 700[[700, 1000[
[1000, 3000]			

Tableau X.8 – Intervalles de p_T^γ en GeV.

férentes technologies utilisées ainsi qu’au vieillissement non uniforme du détecteur. Des intervalles de pseudo-rapidité du jet sont ainsi définis dans le tableau X.9 afin de séparer le traitement de ces différentes régions.

[0; 0,783[[0,783; 1,305[[1,305; 1,93[[1,93; 2,5[
[2,5; 2,964[[2,964; 3,2[[3,2; 5,191[

Tableau X.9 – Intervalles larges de $|\eta_{jet}|$.

Pondération par l’empilement Le profil d’empilement, c’est-à-dire la densité de probabilité du nombre d’interactions d’empilement, dépend de la période de la prise de données et du chemin de déclenchement par lequel l’événement est retenu. Ces dépendances sont illustrées sur les graphiques des figures X.26 et X.27. Les événements simulés sont ainsi pondérés pour faire correspondre leur profil d’empilement à celui des données, en prenant en compte la double dépendance avec la période de prise de donnée et le chemin de déclenchement.

Accord données-simulations Pour comparer les distributions des observables dans les événements, les distributions des événements simulés sont normalisées à la luminosité mesurée pour le jeu de données considéré. Les comparaisons étant faites entre les données et les événements simulés $\gamma +$ jets, un désaccord dû à la contamination à bas p_T d’événements multijet est attendu, ces événements n’étant pas présents dans les simulations utilisées. De plus, l’utilisation d’une simulation au premier ordre perturbatif seulement influe sur le nombre de jets dans l’état final qui s’en trouve plus faible, en particulier dans les queues des distributions. Ces désaccords se constatent sur les graphiques de la figure X.28 présentant les distributions de l’impulsion transverse du photon, l’énergie transverse manquante et les impulsions transverses du premier et du second jet. Afin de déterminer la correction résiduelle absolue en p_T des jets ainsi que la correction de leur résolution en énergie, seule la comparaison des distributions de R_{bal} et R_{MPF} est nécessaire. L’accord ainsi obtenu entre données et simulations est considéré comme suffisant.

Activité additionnelle des jets supplémentaires La présence d’un jet secondaire, comme sur la figure X.23b, crée un déséquilibre dans R_{bal} dû à la physique de l’événement et non à la JES. Il ne faut donc pas corriger cet effet. Pour cela, il faut pouvoir se ramener au cas où un seul jet est présent, comme dans l’événement de la figure X.23a. L’activité additionnelle liée aux jets supplémentaires est

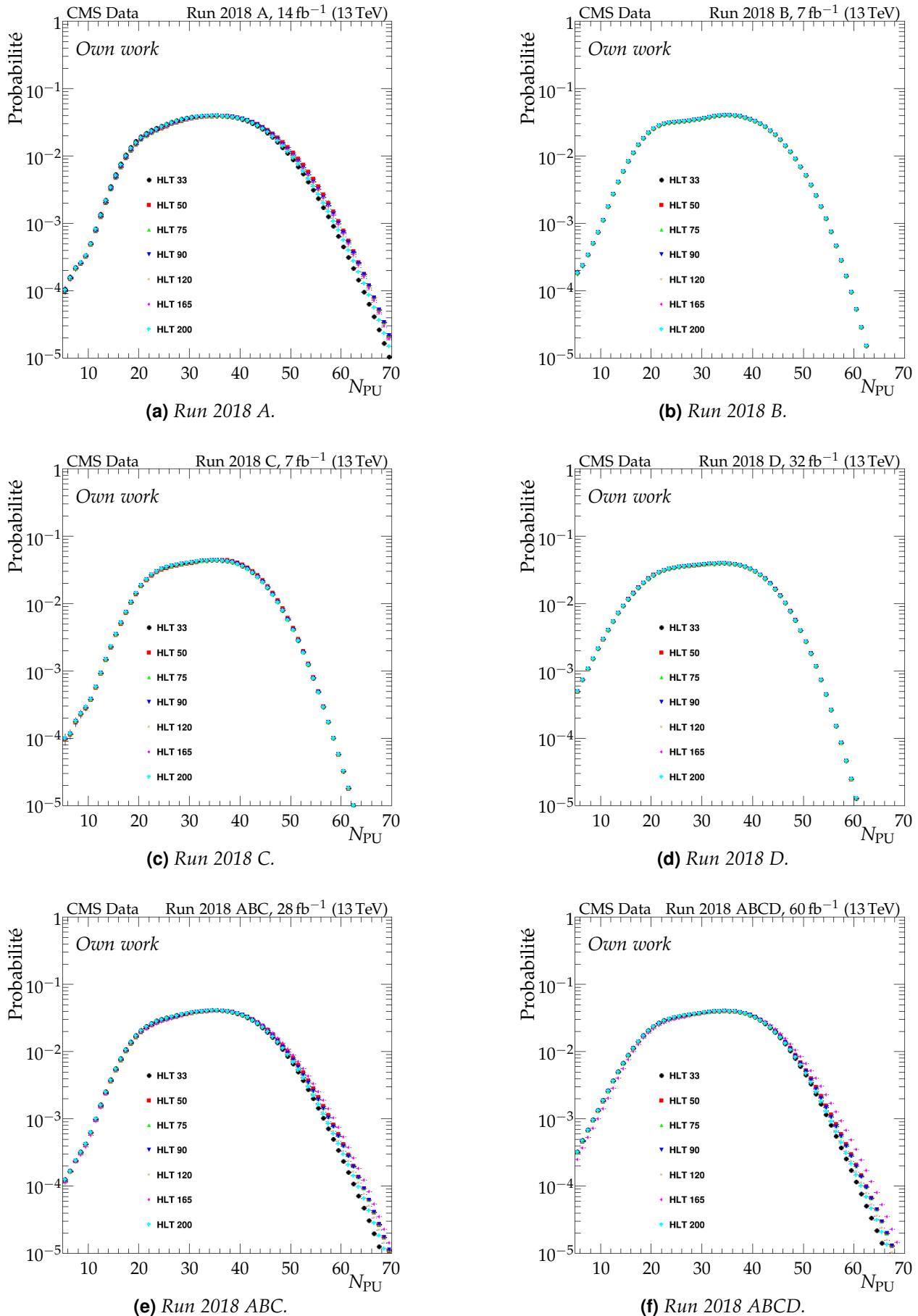


Figure X.26 – Densités de probabilité du nombre d'interactions d'empilement N_{PU} pour les périodes de prises de données de 2018.

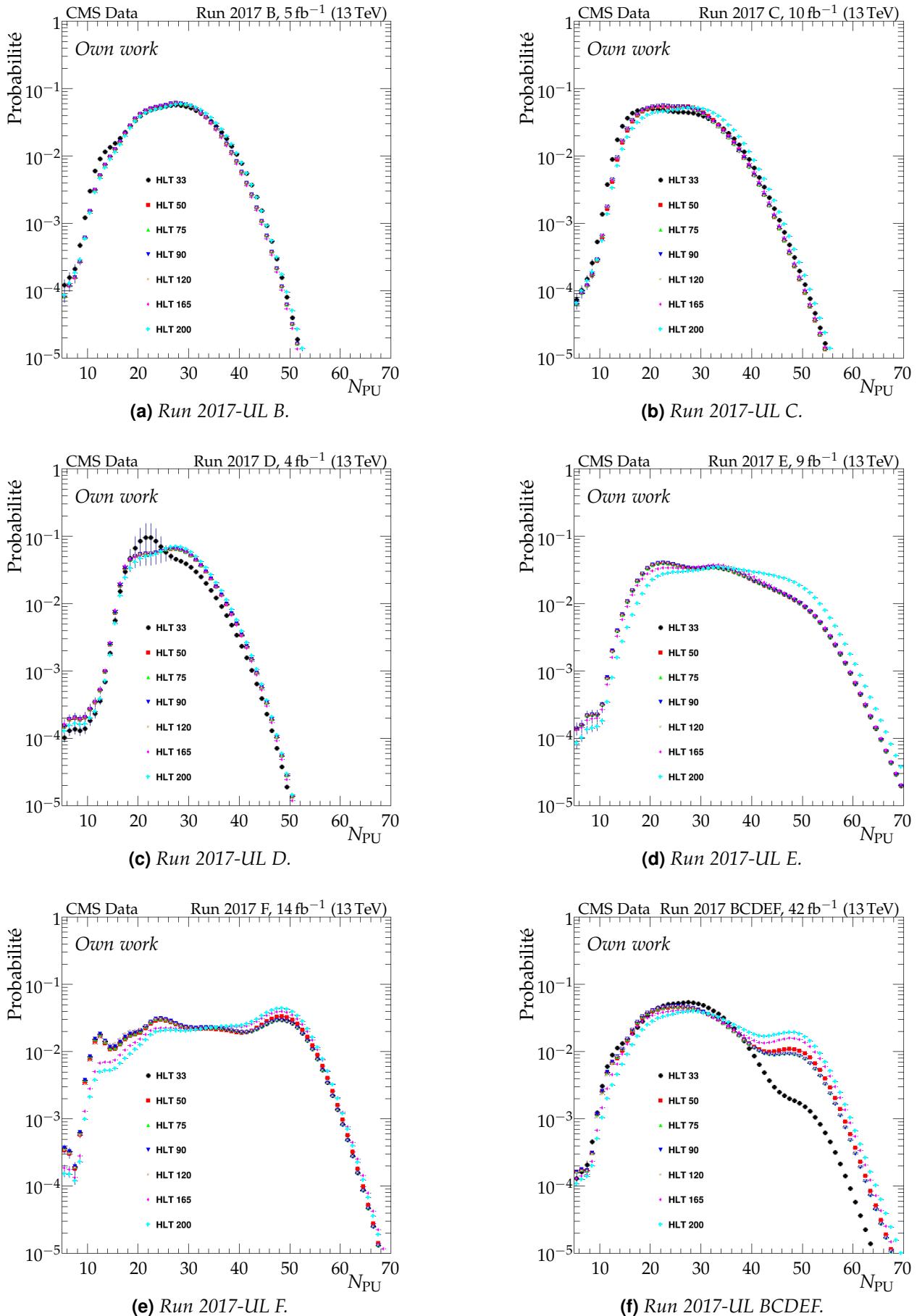
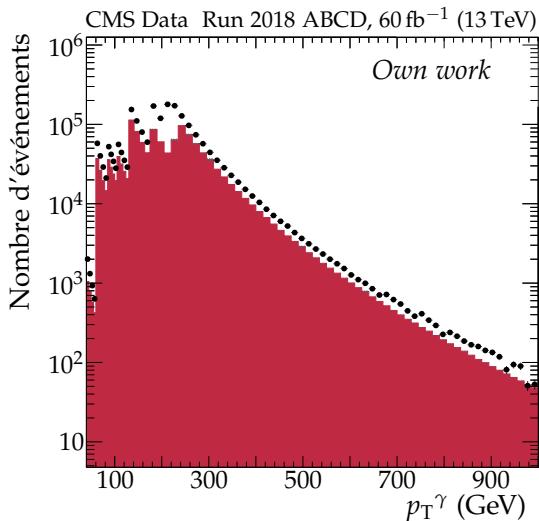
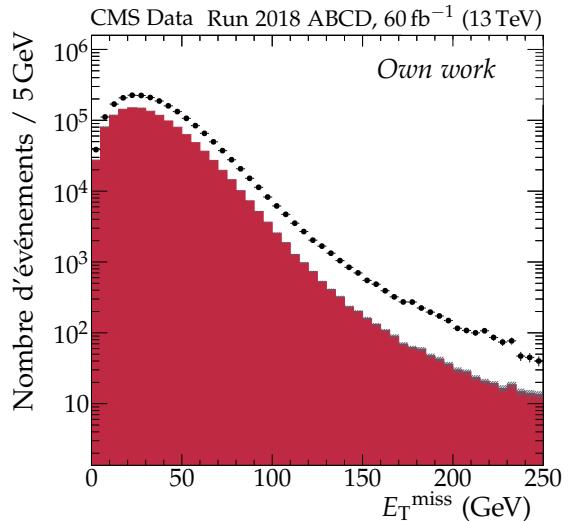


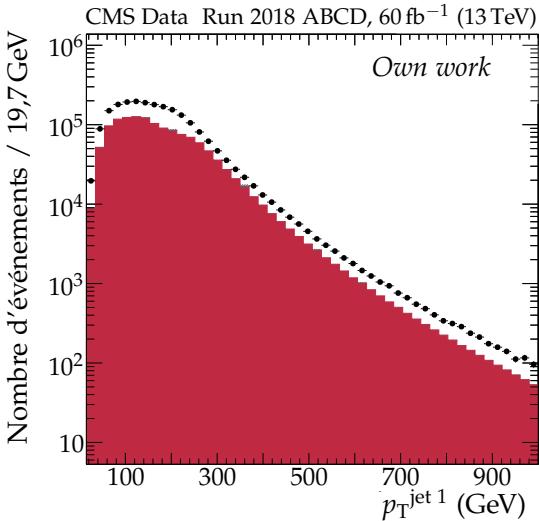
Figure X.27 – Densités de probabilité du nombre d'interactions d'empilement N_{PU} pour les périodes de prises de données de 2017-UL.



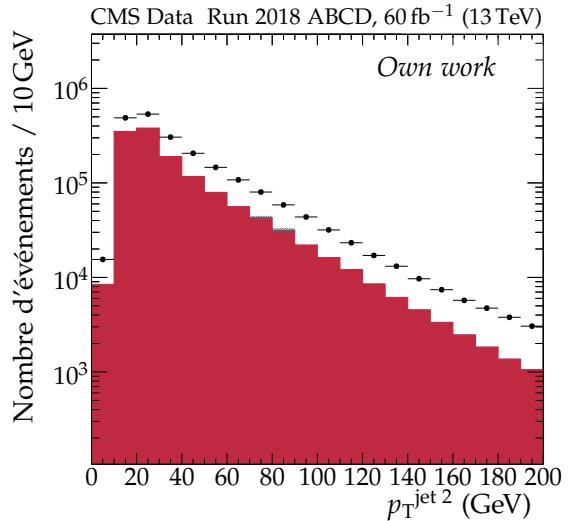
(a) Impulsion transverse du photon.



(b) Énergie transverse manquante.



(c) Impulsion transverse du premier jet.



(d) Impulsion transverse du second jet.

Figure X.28 – Distributions d’observables dans les données (points noirs) et les simulations (histogramme en rouge) pour l’année 2018. Sur la figure X.28a, l’effet des prescales (voir page 28) donnant une distribution en dents de scie est clairement visible.

quantifiée par la variable

$$\alpha = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 2}}{p_T^\gamma}. \quad (\text{X.41})$$

L’analyse des événements $\gamma + \text{jets}$ est alors réalisée pour différents intervalles de α afin de pouvoir réaliser par la suite une extrapolation à $\alpha = 0$, correspondant au cas idéal d’événements $\gamma + \text{jet}$. Les intervalles utilisés sont présentés dans le tableau X.10. Il s’agit d’intervalles inclusifs, c’est-à-dire que chaque intervalle contient l’intervalle précédent. L’évolution des réponses moyennes en fonction de α y étant linéaire *a posteriori*, ce qui se retrouve dans les résultats de la figure X.30, page 33, ce choix rend possible une extrapolation simple vers $\alpha = 0$.

[0; 0,10[[0; 0,15[[0; 0,20[[0; 0,25[[0; 0,30[
-----------	-----------	-----------	-----------	-----------

Tableau X.10 – Intervalles de α utilisés pour la JES.

Des études sont en cours afin d’inclure des valeurs de α allant jusqu’à 1. L’exploitation des événements tels que $\alpha > 0,3$ est doublement motivée. Ces événements permettraient d’améliorer les cor-

rections vis-à-vis du FSR introduit page 24 et les corrections à bas p_T . En effet, pour $p_T^\gamma < 100 \text{ GeV}$, imposer $\alpha < 0,3$ implique $p_T^{\text{jet}} < 30 \text{ GeV}$, ce qui limite fortement le nombre d'événements exploitables.

Obtention des corrections pour $(p_T^\gamma, \eta^{\text{jet}}, \alpha^{\max})$ donnés Pour chaque domaine de p_T^γ défini dans le tableau X.8, de η^{jet} défini dans le tableau X.9 et de α défini dans le tableau X.10, les distributions des réponses balancée et MPF des données et des simulations sont déterminées. Certaines de ces distributions sont représentées sur la figure X.29.

Afin de limiter les effets des queues de ces distributions, en particulier dans le cas de la réponse balancée, une troncature leur est appliquée pour n'en conserver que les parties centrales. Pour cela, un ajustement à une gaussienne est réalisé pour chaque distribution. Les points considérés dans la suite sont alors ceux appartenant à un intervalle $[\bar{R} - \Delta R, \bar{R} + \Delta R]$ où \bar{R} est le centre de la gaussienne obtenue et ΔR est fixé tel que l'intégrale de la distribution tronquée représente 98,5 % de l'intégrale de la distribution initiale. Une estimation des moyennes de ces distributions tronquées est alors obtenue ; ces moyennes sont représentées sur la figure X.29. Un écart est effectivement observé entre données et simulations. Il s'agit précisément de l'écart que la correction résiduelle absolue en p_T des jets doit corriger.

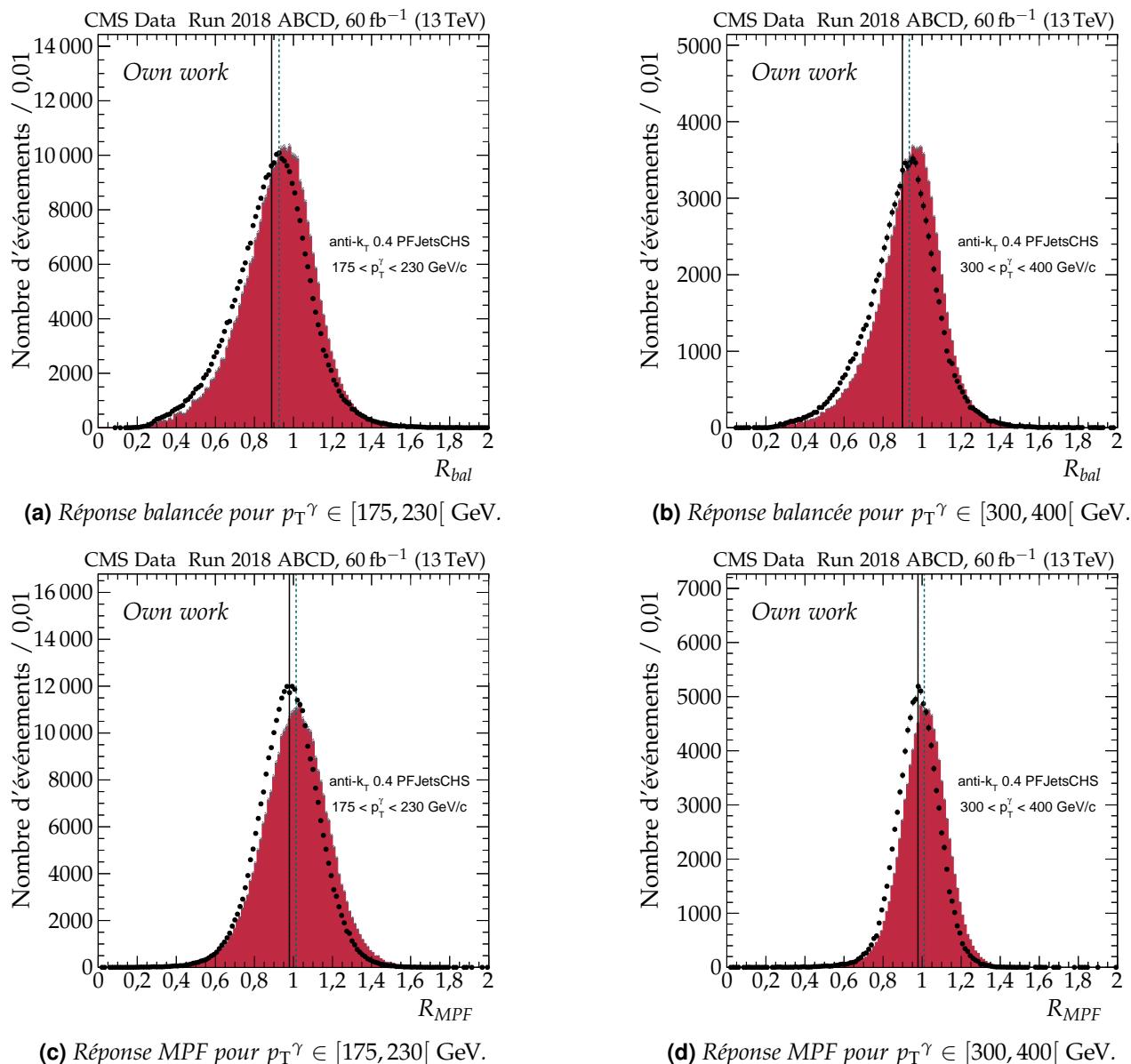


Figure X.29 – Réponses balancée et MPF dans les données (points noirs) et simulations (histogramme en rouge) pour $\alpha < 0,3$, $|\eta^{\text{jet}}| < 1,3$ et deux intervalles de p_T^γ en 2018.

Extrapolation vers $\alpha = 0$ Une extrapolation vers $\alpha = 0$ est réalisée afin de s'affranchir de l'activité additionnelle des jets décrite dans la section 6.2. Les intervalles de α utilisés pour la JES sont présentés dans le tableau X.10. L'utilisation des ces intervalles inclusifs permet une extrapolation linéaire en α , ce qui est réalisé sur la figure X.30.

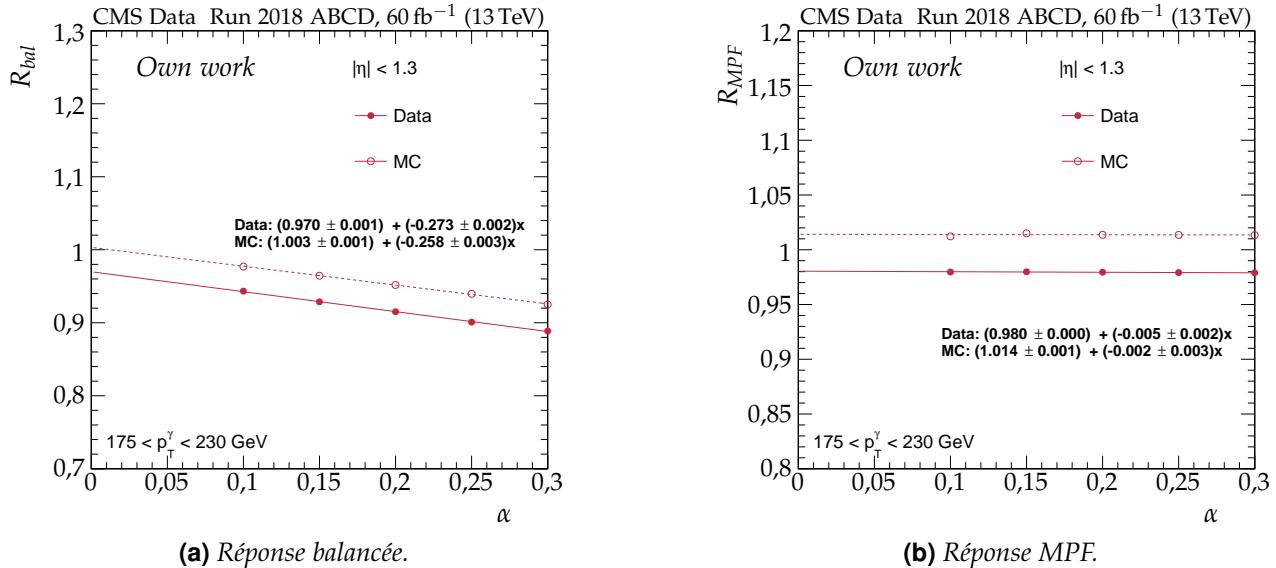


Figure X.30 – Extrapolation vers $\alpha = 0$ de la réponse des jets pour $|\eta| < 1,3$ et $175 < p_T^\gamma < 230 \text{ GeV}$ en 2018.

7.3 Résultats

La correction à appliquer aux données, définie par la formule (X.25) d'après la démarche exposée dans la section 5.3, s'obtient en calculant la valeur moyenne des réponses R_{bal} ou R_{MPF} pour les données et les simulations dans chacun des intervalles de p_T^γ défini dans le tableau X.8 et de η^{jet} défini dans le tableau X.9. Elle permet de ramener la réponse moyenne des jets dans les données à celle constatée dans les simulations.

Les résultats ainsi obtenus à l'aide des méthodes de la balance et MPF, avant et après extrapolation vers $\alpha = 0$, sont présentés dans les sections 7.3.1 et 7.3.2. Les distributions moyennes des réponses en fonction de p_T^γ dans les données et les simulations, ainsi que leurs rapports, y sont représentées. Un ajustement constant est réalisé dans chaque intervalle de η^{jet} afin d'obtenir un ordre de grandeur de la correction à appliquer dans cet intervalle. La dépendance en p_T de la correction est déterminée grâce à un ajustement global réalisé avec les résultats d'autres analyses, présenté dans la section 7.3.3. Enfin, une vérification de la bonne mise en œuvre de la correction ainsi déterminée est présentée dans la section 7.3.4.

7.3.1 Résultats avant extrapolation

Les distributions des réponses balancées avant extrapolation se trouvent figure X.31, page 34. Les corrections à appliquer sont de l'ordre de 4 % pour $|\eta^{\text{jet}}| < 1,3$, de 6 % pour $1,3 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 2,5$ et de 3 % pour $|\eta^{\text{jet}}| > 2,5$.

Les distributions des réponses MPF avant extrapolation se trouvent figure X.32, page 35. Les corrections à appliquer sont de l'ordre de 3 % pour $|\eta^{\text{jet}}| < 1,3$, de 5 % pour $1,3 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 2,5$, soit environ 1 % de moins qu'avec la méthode balancée, et de 3 % pour $|\eta^{\text{jet}}| > 2,5$.

Il est à noter que ces résultats sont obtenus avant extrapolation vers $\alpha = 0$. Or, cette extrapolation a un effet beaucoup plus important sur la réponse balancée que sur la réponse MPF, comme le montre la figure X.30.

7.3.2 Résultats après extrapolation

L'extrapolation des réponses vers $\alpha = 0$ est réalisée comme expliqué dans la section 7.2.

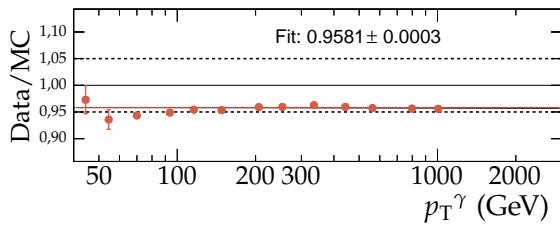
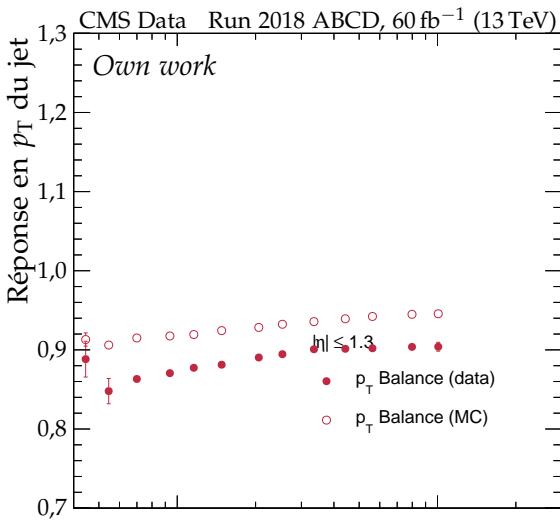
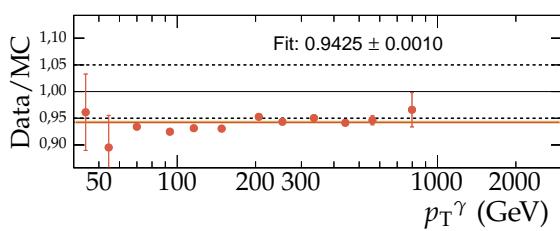
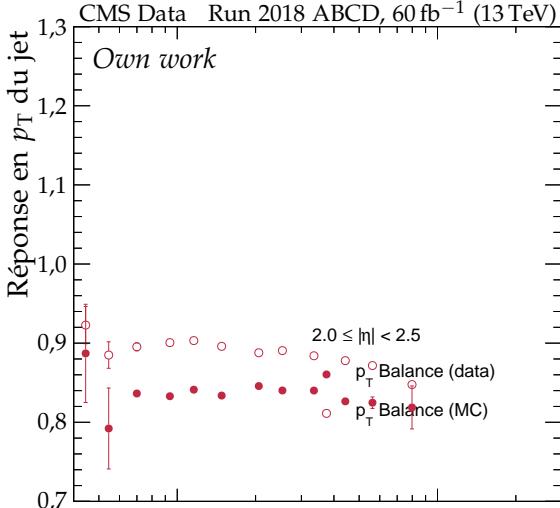
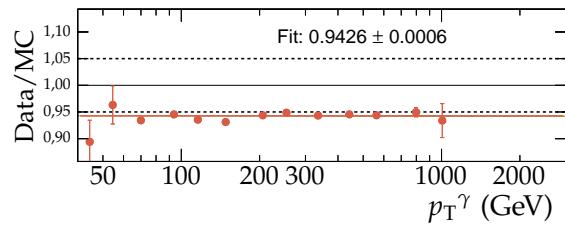
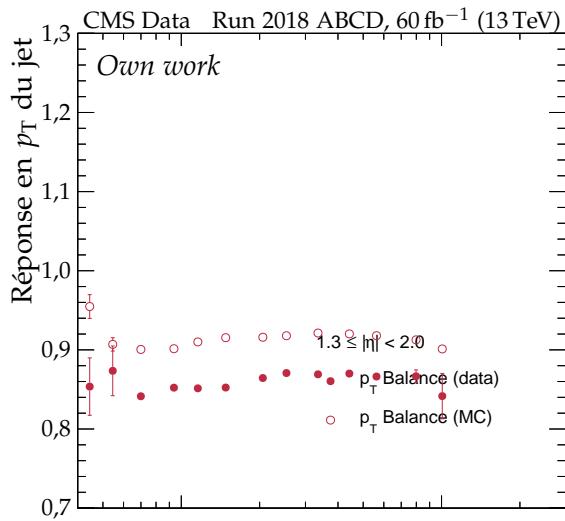
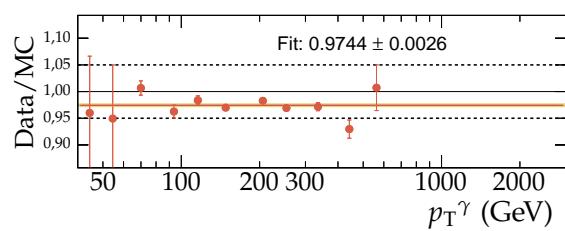
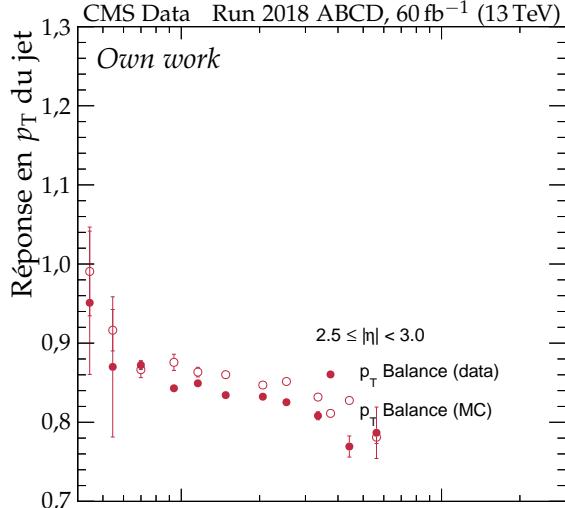
(a) $|\eta^{jet}| < 1,3.$ (c) $2,0 \leqslant |\eta^{jet}| < 2,5.$ (b) $1,3 \leqslant |\eta^{jet}| < 2,0.$ (d) $2,5 \leqslant |\eta^{jet}| < 3,0.$

Figure X.31 – Distributions des réponses balancées moyennes en fonction de p_T^γ pour différents intervalles de $|\eta^{jet}|$ en 2018 avant extrapolation. Le rapport données sur simulations est présenté dans chaque cas ainsi qu'un ajustement à une constante donnant l’ordre de grandeur de la correction résiduelle à appliquer.

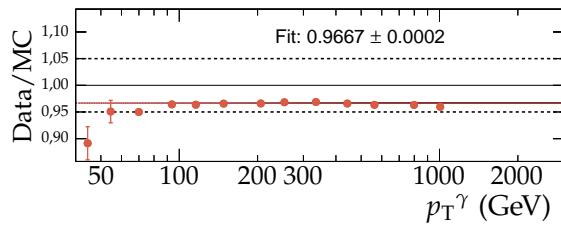
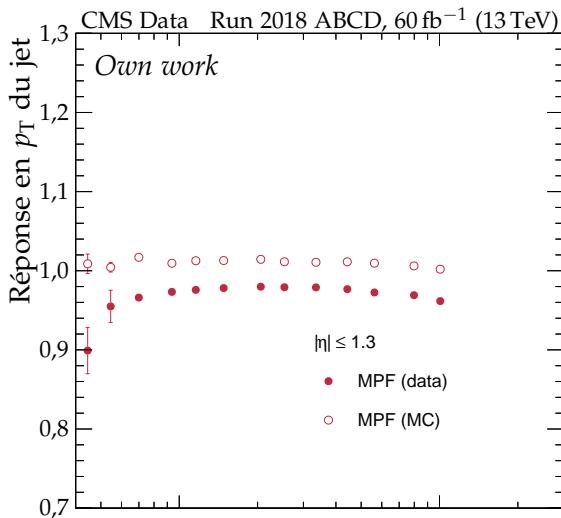
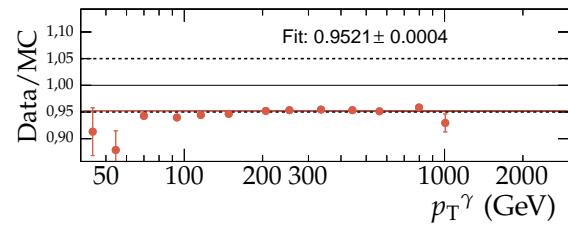
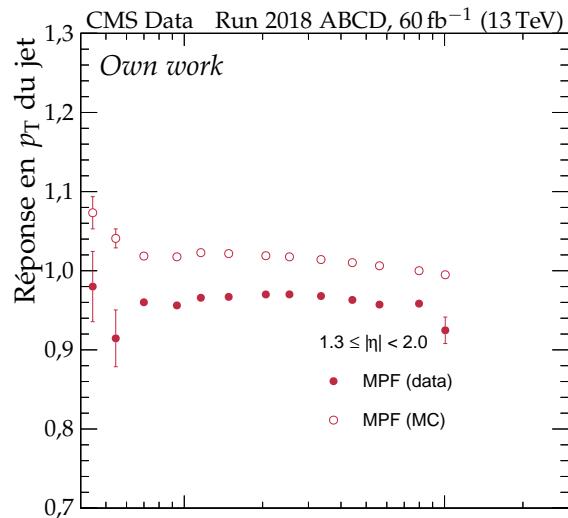
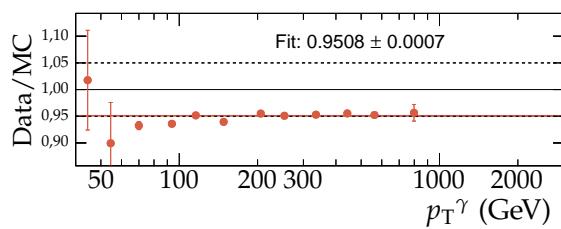
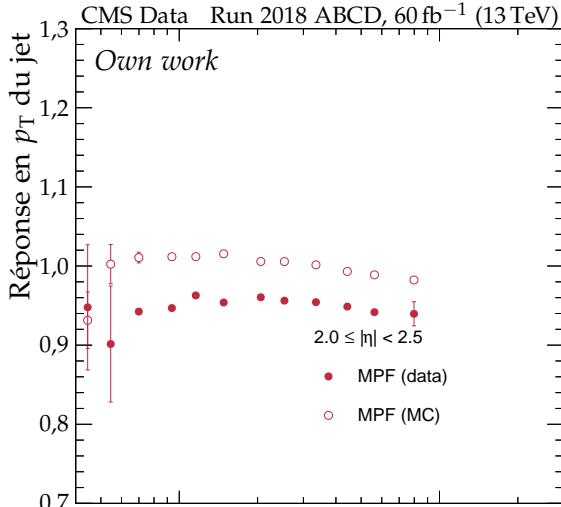
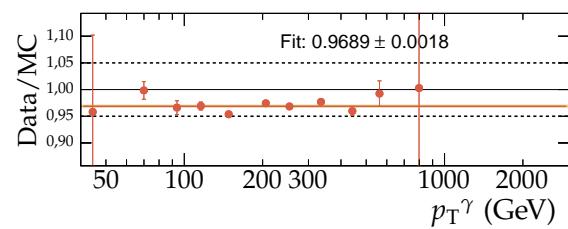
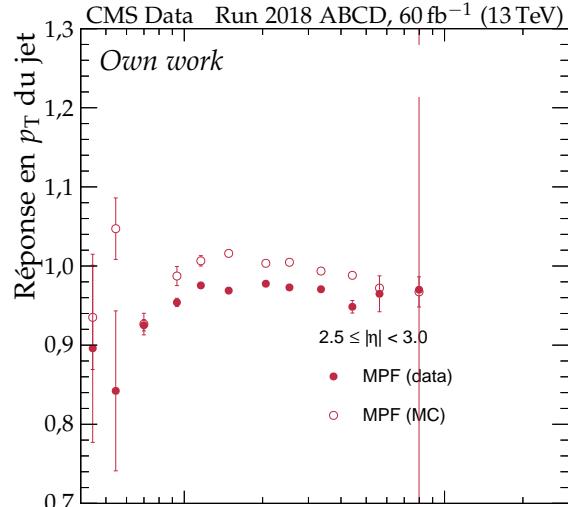
(a) $|\eta^{jet}| < 1.3$.(b) $1.3 \leq |\eta^{jet}| < 2.0$.(c) $2.0 \leq |\eta^{jet}| < 2.5$.(d) $2.5 \leq |\eta^{jet}| < 3.0$.

Figure X.32 – Distributions des réponses MPF moyennes en fonction de p_T^γ pour différents intervalles de $|\eta^{jet}|$ en 2018 avant extrapolation. Le rapport données sur simulations est présenté dans chaque cas ainsi qu'un ajustement à une constante donnant l’ordre de grandeur de la correction résiduelle à appliquer.

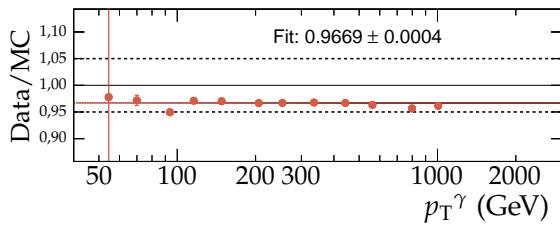
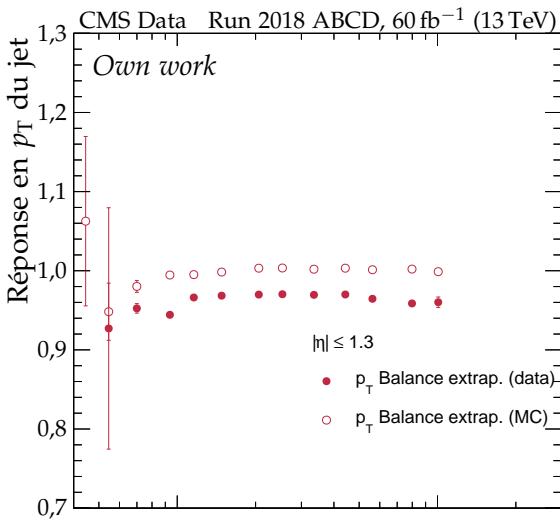
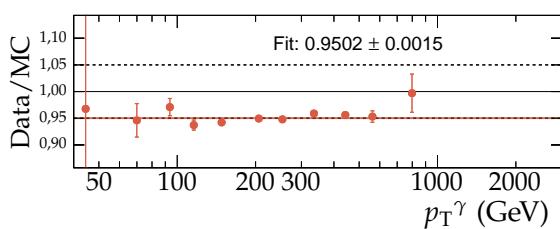
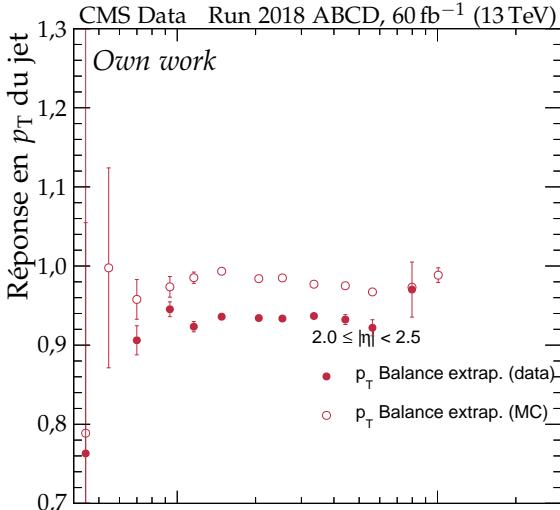
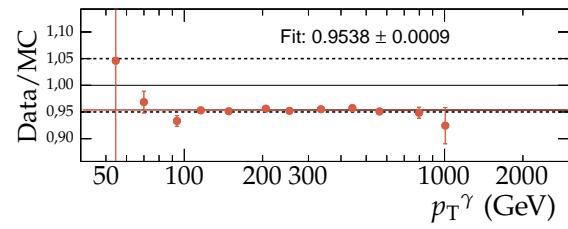
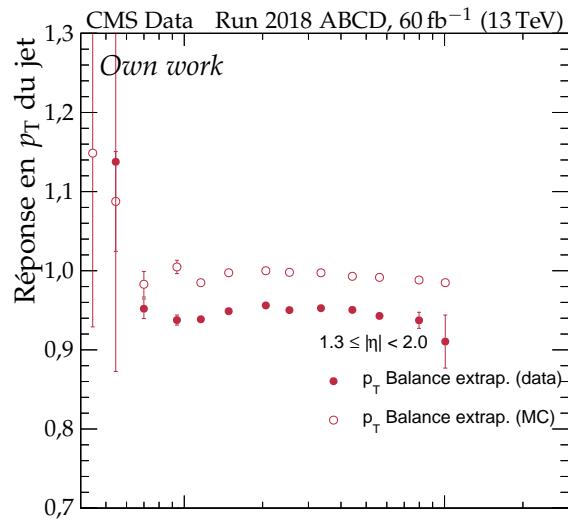
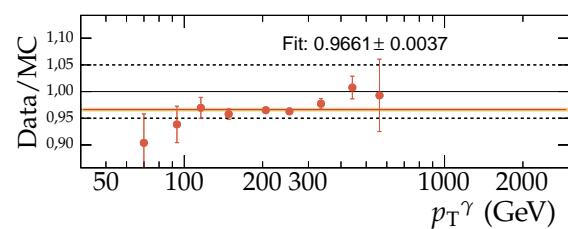
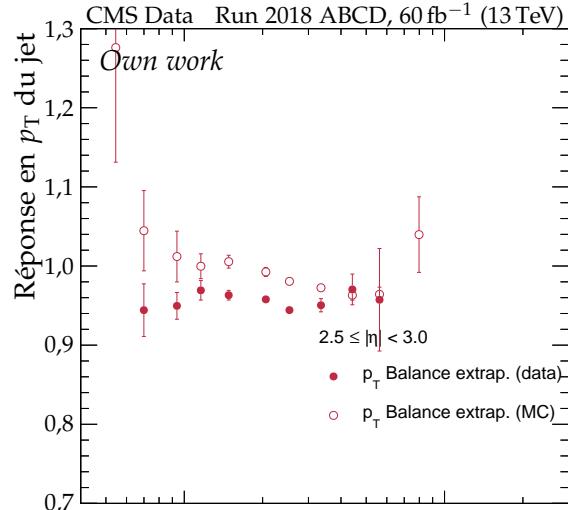
(a) $|\eta^{jet}| < 1,3$.(c) $2,0 \leqslant |\eta^{jet}| < 2,5$.(b) $1,3 \leqslant |\eta^{jet}| < 2,0$.(d) $2,5 \leqslant |\eta^{jet}| < 3,0$.

Figure X.33 – Distributions des réponses balancées moyennes en fonction de p_T^γ pour différents intervalles de $|\eta^{jet}|$ en 2018 après extrapolation. Le rapport données sur simulations est présenté dans chaque cas ainsi qu'un ajustement à une constante donnant l'ordre de grandeur de la correction résiduelle à appliquer.

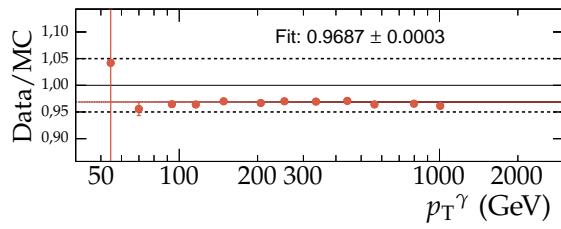
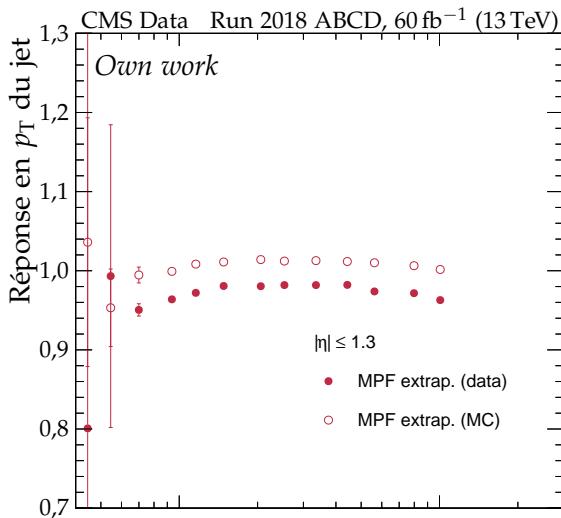
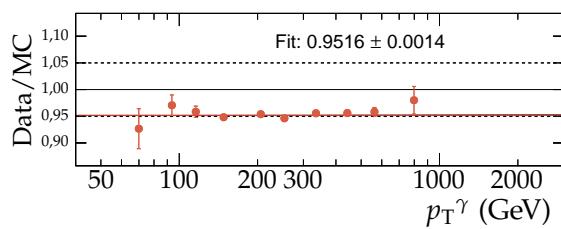
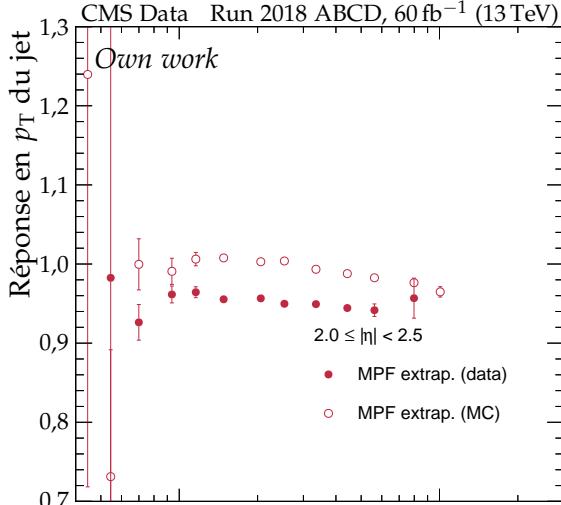
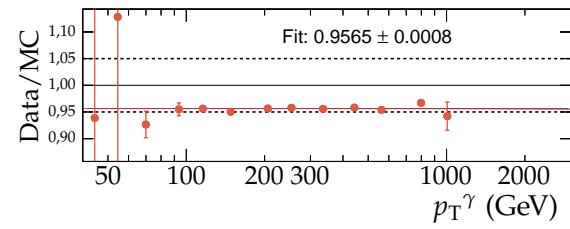
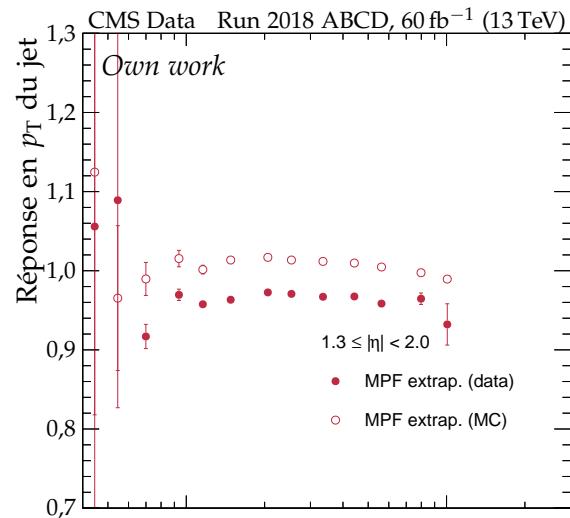
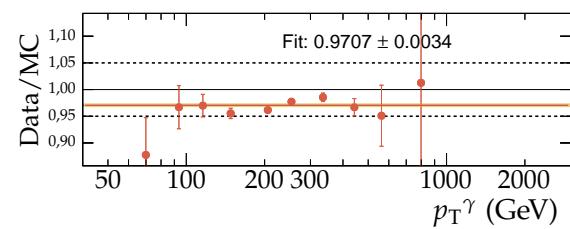
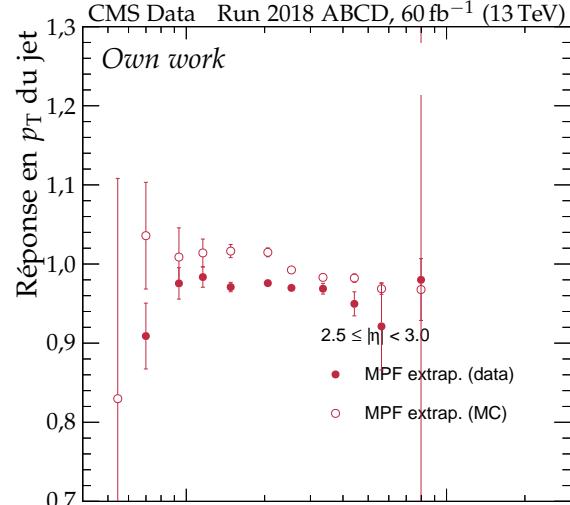
(a) $|\eta^{\text{jet}}| < 1.3$.(c) $2.0 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 2.5$.(b) $1.3 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 2.0$.(d) $2.5 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 3.0$.

Figure X.34 – Distributions des réponses MPF moyennes en fonction de p_T^γ pour différents intervalles de $|\eta^{\text{jet}}$ en 2018 après extrapolation. Le rapport données sur simulations est présenté dans chaque cas ainsi qu'un ajustement à une constante donnant l'ordre de grandeur de la correction résiduelle à appliquer.

Les distributions des réponses balancées après extrapolation se trouvent figure X.33, page 36. Les corrections à appliquer sont de l'ordre de 3 % pour $|\eta^{\text{jet}}| < 1,3$, de 5 % pour $1,3 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 2,5$, soit environ 1 % de moins qu'avant extrapolation, et de 3 % pour $|\eta^{\text{jet}}| > 2,5$.

Les distributions des réponses MPF après extrapolation se trouvent figure X.34, page 37. Les corrections à appliquer sont de l'ordre de 3 % pour $|\eta^{\text{jet}}| < 1,3$, de 5 % pour $1,3 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 2,5$ et de 3 % pour $|\eta^{\text{jet}}| > 2,5$, soit du même ordre qu'avant extrapolation. L'extrapolation a donc bien un effet très faible sur R_{MPF} .

Les valeurs des rapports données sur simulations des réponses balancée et MPF obtenus sont résumés dans le tableau X.11. L'extrapolation vers $\alpha = 0$ permet de rétablir l'accord entre les rapport des réponses balancée et MPF. Cet accord permet de valider l'utilisation de ces méthodes afin d'estimer la JES.

$ \eta^{\text{jet}} \in$	Réponse balancée		Réponse MPF	
	$\alpha < 0,3$	$\alpha \rightarrow 0$	$\alpha < 0,3$	$\alpha \rightarrow 0$
[0; 1,3[$0,9581 \pm 0,0003$	$0,9669 \pm 0,0004$	$0,9667 \pm 0,0002$	$0,9687 \pm 0,0003$
[1,3; 2,0[$0,9426 \pm 0,0006$	$0,9538 \pm 0,0009$	$0,9521 \pm 0,0004$	$0,9565 \pm 0,0008$
[2,0; 2,5[$0,9425 \pm 0,0010$	$0,9502 \pm 0,0015$	$0,9508 \pm 0,0007$	$0,9516 \pm 0,0014$
[2,5; 3,0[$0,9744 \pm 0,0026$	$0,9661 \pm 0,0037$	$0,9689 \pm 0,0018$	$0,9707 \pm 0,0034$

Tableau X.11 – Rapports données sur simulations des réponses balancée et MPF obtenus en 2018.

7.3.3 Ajustement global

Les événements $\gamma + \text{jets}$ ne permettent pas à eux seuls de couvrir avec une statistique suffisante l'ensemble de la gamme d'impulsions transverses à calibrer. De plus, l'utilisation de différentes catégories d'événements permet de valider *a posteriori* les résultats des analyses entre elles. Un ajustement global est alors réalisé sur les événements $Z + \text{jets}$, $\gamma + \text{jets}$ et multijet afin d'obtenir la correction finale à appliquer aux données.

Cet ajustement est réalisé en minimisant un χ^2 prenant en compte les contraintes de chaque catégorie d'événements. La correction résiduelle absolue en p_T des jets correspond ainsi à l'ajustement d'une fonction paramétrique. Les incertitudes présentes dans les différentes analyses sont considérées comme des paramètres de nuisance pour l'ajustement. Ces incertitudes sont :

- 4,6 % sur la section efficace de collision inélastique pp utilisée pour estimer les profils d'empilement;
- les incertitudes de la JEC, décrites section 5.4, page 20;
- l'échelle en énergie des objets de référence, 0,2 % pour les photons et les muons, 0,5 % pour les électrons;
- les effets de l'ISR et du FSR se retrouvant dans l'incertitude de l'extrapolation en α ;
- la propagation des calibrations des photons et des électrons dans l'énergie transverse manquante.

La figure X.35 compare les résultats produits lors de ma thèse avec les événements $\gamma + \text{jets}$ à ceux de l'analyse basée sur les événements $Z(\rightarrow \mu^+ \mu^-) + \text{jets}$ pour l'année 2018. La réponse des jets dans les données diminue du Run A au Run D dans les deux analyses, ce qui est dû à l'évolution des conditions d'acquisition des données au cours du temps. Le vieillissement du détecteur est une des sources de dépendance temporelle de la réponse des jets. La calibration en énergie des jets est ainsi déterminée à la fois pour une année entière, pour les différents *runs* individuellement et éventuellement pour des ensembles de *runs* successifs, ce qui permet d'améliorer la précision obtenue sur l'énergie des jets.

L'ajustement global sur les résultats des différentes analyses est illustré, pour les trois années du Run II, sur la figure X.17 en page 19. La correction résiduelle absolue en p_T des jets utilisée par la collaboration CMS est ainsi obtenue.

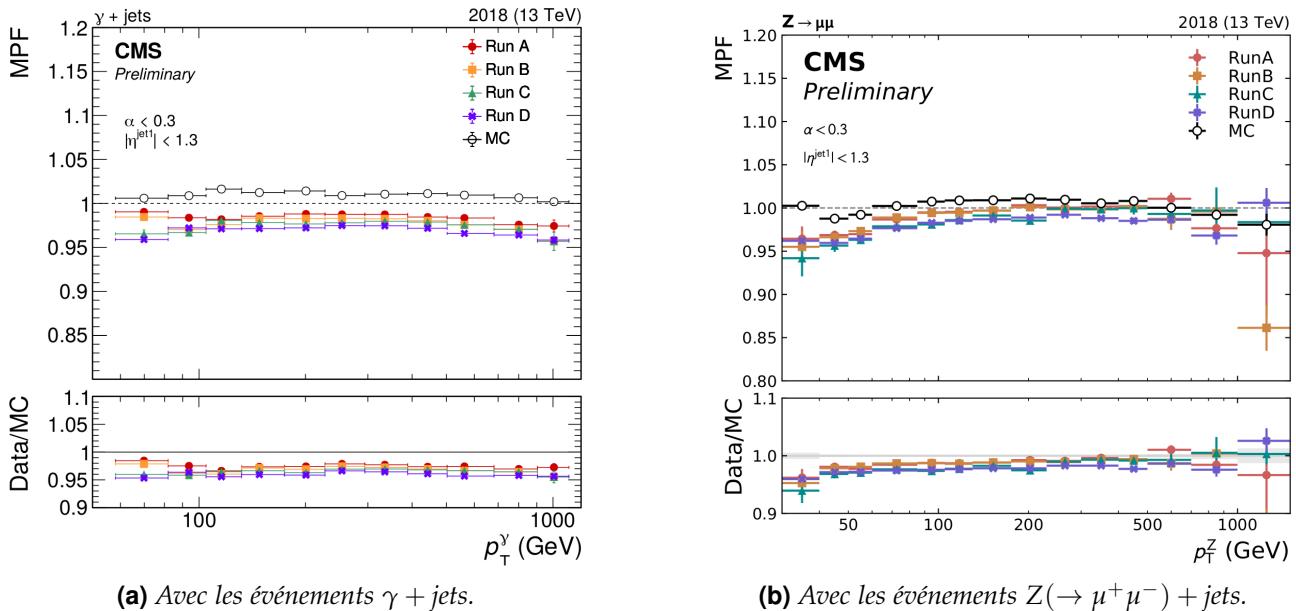


Figure X.35 – Distributions de la réponse MPF moyenne en fonction de p_T dans les événements avec $|\eta^{jet}| < 1,3$ et $\alpha < 0,3$ pour chaque période de prise de données et pour les simulations en 2018 [14].

7.3.4 Test d'intégrité

Il est possible de vérifier que la correction résiduelle absolue en p_T des jets déterminée permet bien de rapprocher les réponses des jets entre données et simulations. Pour cela, l'analyse est à nouveau réalisée en appliquant la correction résiduelle absolue en p_T des jets lors de leur calibration. Les valeurs des rapports données sur simulations des réponses balancée et MPF obtenus avant et après utilisation de cette correction sont présentés dans le tableau X.12. Ces rapports se rapprochent de 1, ce qui montre que la correction améliore l'accord données-simulations. Cette amélioration peut également se constater sur les distributions des réponses des jets, dont une comparaison est proposée sur la figure X.36 où les deux distributions sont plus proches l'une de l'autre après correction complète.

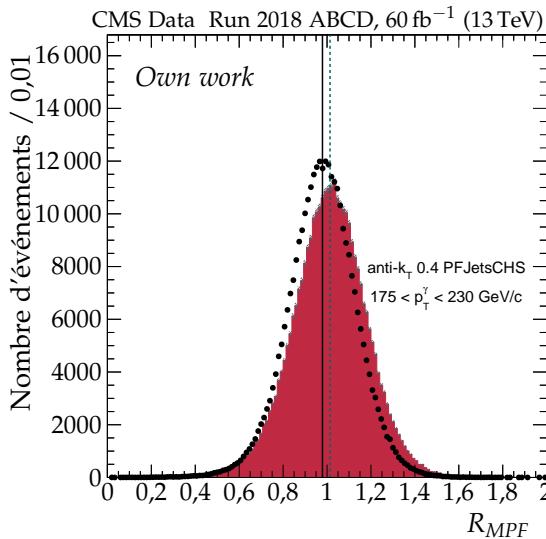
$ \eta^{jet} \in$	Réponse balancée		Réponse MPF	
	avant \mathcal{C}_{Res}	après \mathcal{C}_{Res}	avant \mathcal{C}_{Res}	après \mathcal{C}_{Res}
$[0; 1,3[$	$0,9669 \pm 0,0004$	$0,9867 \pm 0,0004$	$0,9687 \pm 0,0003$	$0,9877 \pm 0,0003$
$[1,3; 2,0[$	$0,9538 \pm 0,0009$	$0,9739 \pm 0,0009$	$0,9565 \pm 0,0008$	$0,9753 \pm 0,0008$
$[2,0; 2,5[$	$0,9502 \pm 0,0015$	$0,9698 \pm 0,0016$	$0,9516 \pm 0,0014$	$0,9724 \pm 0,0014$
$[2,5; 3,0[$	$0,9661 \pm 0,0037$	$0,9884 \pm 0,0039$	$0,9707 \pm 0,0034$	$0,9922 \pm 0,0035$

Tableau X.12 – Rapports données sur simulations des réponses balancée et MPF obtenus en 2018 après extrapolation vers $\alpha = 0$.

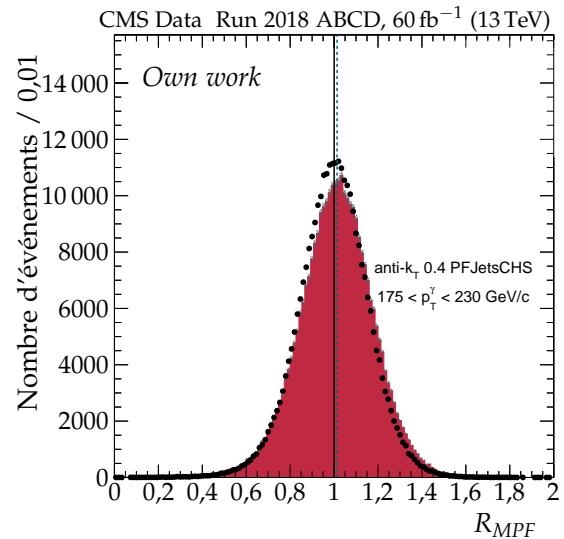
8 Correction de la résolution en énergie avec les événements $\gamma + \text{jets}$

Déterminer la correction de la résolution en énergie des jets, ou JER, en 2018 et 2017-UL avec les événements $\gamma + \text{jets}$ a été un des mes travaux de thèse. La méthode est sensiblement la même que pour déterminer la correction résiduelle absolue en p_T des jets, ou JES.

Dans le cas de la JES, la moyenne de la distribution des réponses des jets est corrigée. Pour la JER, c'est la largeur de cette distribution qui doit être corrigée. La sélection des événements est ainsi faite comme dans le cas de la JES décrite section 7.1, à ceci près que la correction résiduelle absolue en p_T des jets est appliquée.



(a) Avant correction (figure X.29c).



(b) Après correction.

Figure X.36 – Comparaison des réponses MPF avant et après correction résiduelle absolue pour $p_T^\gamma \in [175, 230] \text{ GeV}$ et $|\eta| < 1,3$ en 2018.

8.1 Définition de la résolution en énergie des jets

La résolution en énergie des jets se détermine à l'aide de leur réponse balancée R_{bal} . À partir de la définition de R_{bal} en page 18, il est possible d'écrire dans le cas des événements $\gamma + \text{jets}$

$$R_{bal} = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 1}}{p_T^\gamma} = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 1}}{p_{T\text{reco}}} = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 1}}{p_{T\text{ptcl}}^{\text{jet } 1}} \times \frac{p_{T\text{ptcl}}^{\text{jet } 1}}{p_{T\text{ptcl}}^\gamma} \times \frac{p_{T\text{ptcl}}^\gamma}{p_{T\text{reco}}}, \quad (\text{X.42})$$

ce qui se traduit en terme des largeurs des distributions de chacune de ces fractions sous la forme

$$\sigma_{R_{bal}} = \sigma \left(\frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 1}}{p_{T\text{ptcl}}^{\text{jet } 1}} \right) \oplus \sigma \left(\frac{p_{T\text{ptcl}}^{\text{jet } 1}}{p_{T\text{ptcl}}^\gamma} \right) \oplus \sigma \left(\frac{p_{T\text{ptcl}}^\gamma}{p_{T\text{reco}}} \right), \quad (\text{X.43})$$

où \oplus désigne une somme quadratique. Des termes de cette dernière équation, le premier rend compte de la résolution en énergie des jets au niveau reconstruit et est noté σ_{JER} dans la suite. Il s'agit de la grandeur d'intérêt dans cette analyse. Le second terme est lié à la physique de l'événement sous-jacent, c'est-à-dire de l'empilement, des émissions de particules secondaires et des neutrinos. Après extrapolation vers $\alpha = 0$, la contribution des émissions de particules secondaires devient négligeable. Ce terme est noté σ_{PLI} dans la suite ; « PLI » signifie interaction au niveau particule (*Particle Level Interaction*). Enfin, le dernier terme est lié à la résolution en énergie des photons, noté σ_γ .

L'équation (X.43) se réécrit alors, en utilisant les notations introduites,

$$\sigma_{R_{bal}} = \sigma_{\text{JER}} \oplus \sigma_{\text{PLI}} \oplus \sigma_\gamma, \quad (\text{X.44})$$

ce qui peut se réarranger afin d'exprimer σ_{JER} sous la forme

$$\sigma_{\text{JER}} = \sigma_{R_{bal}} \ominus \sigma_{\text{PLI}} \ominus \sigma_\gamma. \quad (\text{X.45})$$

La bonne qualité de reconstruction des photons permet de négliger le terme σ_γ dans la suite.

8.2 Analyse

Similitudes avec l'analyse menée pour la JES L'analyse des événements $\gamma + \text{jets}$ dans le cas de la JER est semblable à celle pour la JES, décrite dans la section 7.2. Les intervalles de p_T^γ , $|\eta^{\text{jet}}|$ et α sont toutefois différents. Les intervalles de ces grandeurs utilisés pour la JER sont définis dans les tableaux X.13, X.14 et X.15. En particulier, les intervalles de α sont exclusifs, contrairement aux intervalles inclusifs utilisés pour la JES.

[105, 130[[130, 175[[175, 200[[200, 230[[230, 300[
[300, 400[[400, 500[[500, 700[[700, 3000[

Tableau X.13 – Intervalle de p_T^γ en GeV utilisés pour la JER.

[0,0; 0,522[[0,522; 0,783[[0,783; 1,131[[1,131; 1,305[[1,305; 1,740[
[1,740; 1,930[[1,930; 2,043[[2,043; 2,322[[2,322; 2,5[[2,5; 2,853[
[2,853; 2,954[[2,954; 3,139[[3,139; 5,191[

Tableau X.14 – Intervalles fins de $|\eta^{\text{jet}}|$ utilisés pour la JER.

[0; 0,10[[0,10; 0,15[[0,15; 0,20[[0,20; 0,25[[0,25; 0,30[
-----------	--------------	--------------	--------------	--------------

Tableau X.15 – Intervalles de α utilisés pour la JER.

Obtention de $\sigma_{R_{bal}}$ et σ_{PLI} pour $(p_T^\gamma, \eta^{\text{jet}}, \alpha)$ donnés Pour chaque domaine de p_T^γ défini dans le tableau X.13, de η^{jet} défini dans le tableau X.14 et de α défini dans le tableau X.15, les distributions de la réponse balancée dans les données et les simulations sont déterminées.

Comme dans le cas de la JES, seuls les centres de ces distributions sont considérés afin de limiter les effets des leurs queues. Alors, $\sigma_{R_{bal}}$ s'obtient à partir des points restant comme étant le rapport de la variance de la distribution de ces points divisée par leur valeur moyenne.

Dans ces mêmes domaines de p_T^γ , η^{jet} et α , les distributions de $p_T^{\text{jet}1}$ et p_T^{γ} sont estimées à partir des événements simulés. Il est alors possible d'obtenir σ_{PLI} .

Extrapolation vers $\alpha = 0$ Une extrapolation vers $\alpha = 0$ est réalisée afin de s'affranchir de l'activité additionnelle des jets décrits dans la section 6.2. Les intervalles de α utilisés pour la JER sont présentés dans le tableau X.15. L'extrapolation n'est plus linéaire comme dans le cas de la JES. Une fonction de la forme

$$\sigma_i = \sqrt{(a_i \alpha)^2 + b_i^2} \quad (\text{X.46})$$

est utilisée pour $\sigma_{R_{bal}}^{\text{données}}$, $\sigma_{R_{bal}}^{\text{simulations}}$ et σ_{PLI} . L'extrapolation est illustrée sur la figure X.37a.

Détermination de σ_{JER} en fonction de η^{jet} Dans chacun des intervalles de p_T^γ et η^{jet} , pour les données et les simulations, la contribution estimée de l'événement sous-jacent est soustraite en quadrature à $\sigma_{R_{bal}}$ afin d'obtenir σ_{JER} en suivant l'équation (X.45). Puis, un ajustement constant en p_T des rapports de σ_{JER} extrapolés à $\alpha = 0$ entre données et simulations est déterminé dans chaque intervalle de η^{jet} , comme sur la figure X.37b. La valeur de cet ajustement correspond au facteur à appliquer à la JER dans l'intervalle de η^{jet} .

Incertitudes Les incertitudes prises en compte dans la mesure de la JER sont :

- 4,6 % sur la section efficace de collision inélastique pp utilisée pour estimer les profils d'empilement;
- les incertitudes de la JEC, décrites section 5.4, page 20.

Les incertitudes sur l'échelle en énergie des photons ainsi que leur résolution sont négligées face aux autres incertitudes considérées.

8.3 Résultats

Les résultats issus de l'analyse des événements $\gamma + \text{jets}$ pour l'année 2018 sont présentés sur la figure X.38a. La combinaison avec l'analyses des événements dijet permet d'obtenir les facteurs correctifs utilisés par la collaboration, présentés sur la figure X.38b. Ces facteurs sont de l'ordre de 1,2 dans le tonneau et peuvent atteindre 2,3 dans les bouchons.

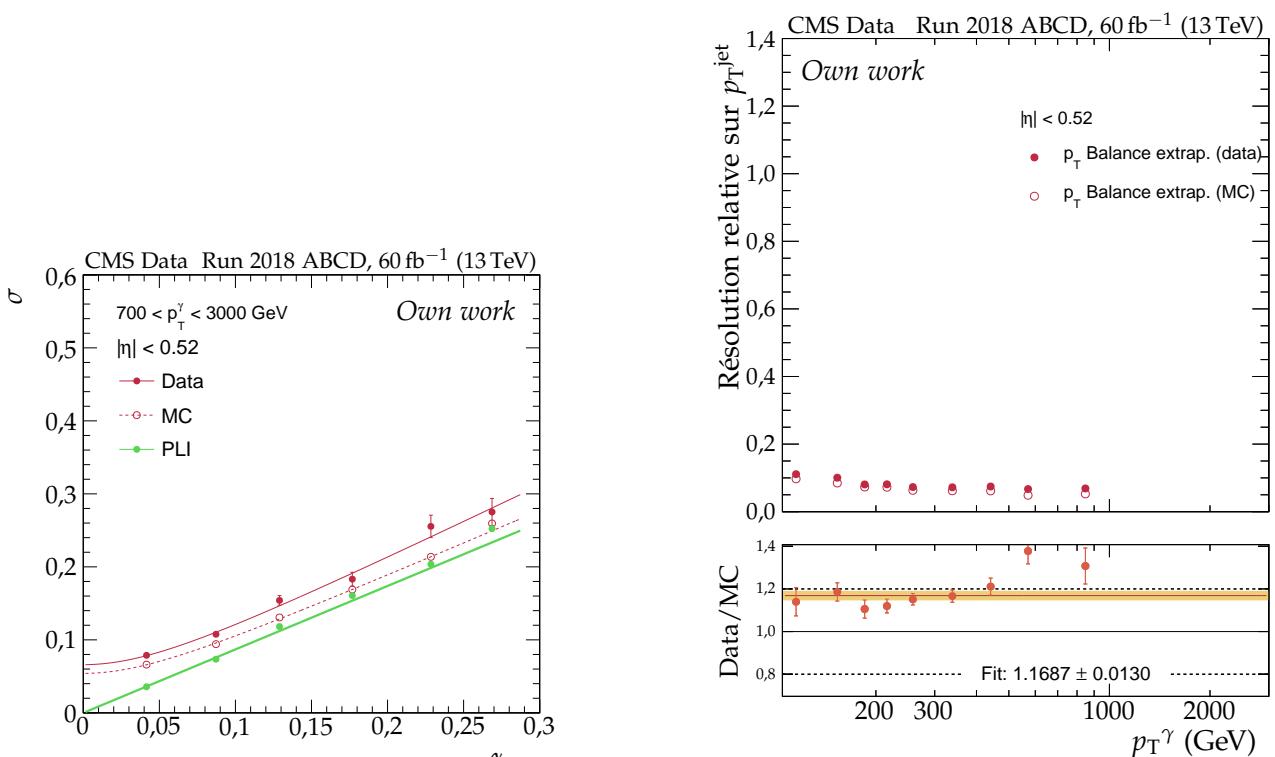


Figure X.37 – Détermination de la résolution en énergie des jets.

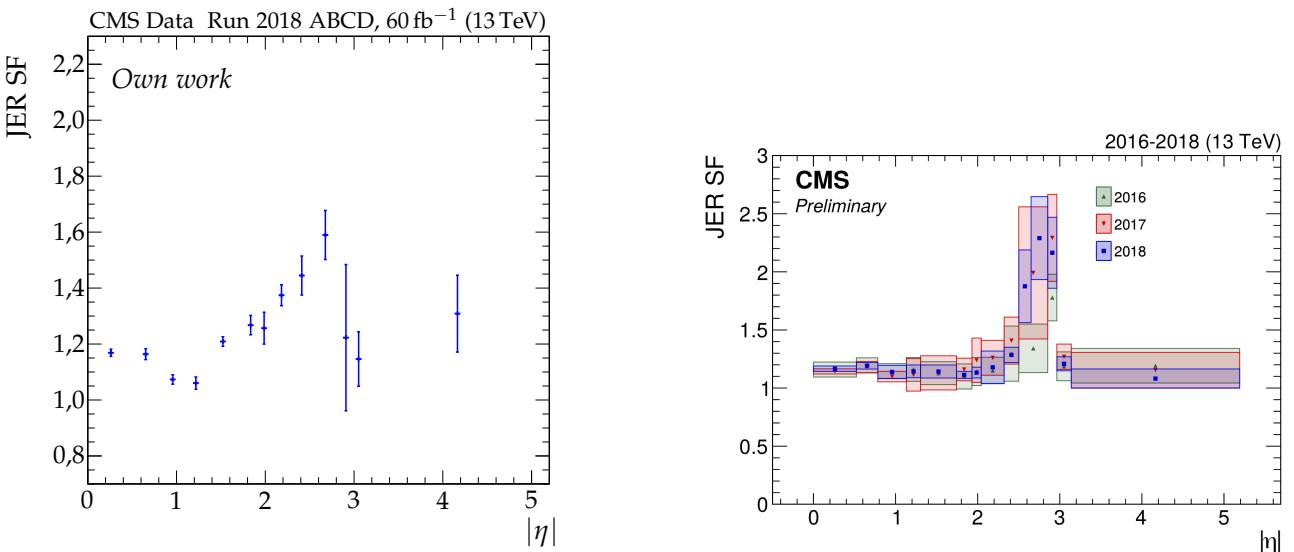


Figure X.38 – Facteurs correctifs de la résolution en énergie des jets.

L'effet de l'application des facteurs correctifs de la résolution en énergie des jets est particulièrement visible dans la région $2,5 \leq |\eta| < 3,0$ où sa valeur est de l'ordre de 2. Les distributions des réponses balancées des jets dans les données et les simulations avant et après application de ces facteurs sont illustrées pour cette région sur la figure X.39. Les réponses des jets dans les données ne sont pas modifiées par la correction de la résolution en énergie des jets, ces distributions sont donc identiques dans les figures X.39a et X.39b.

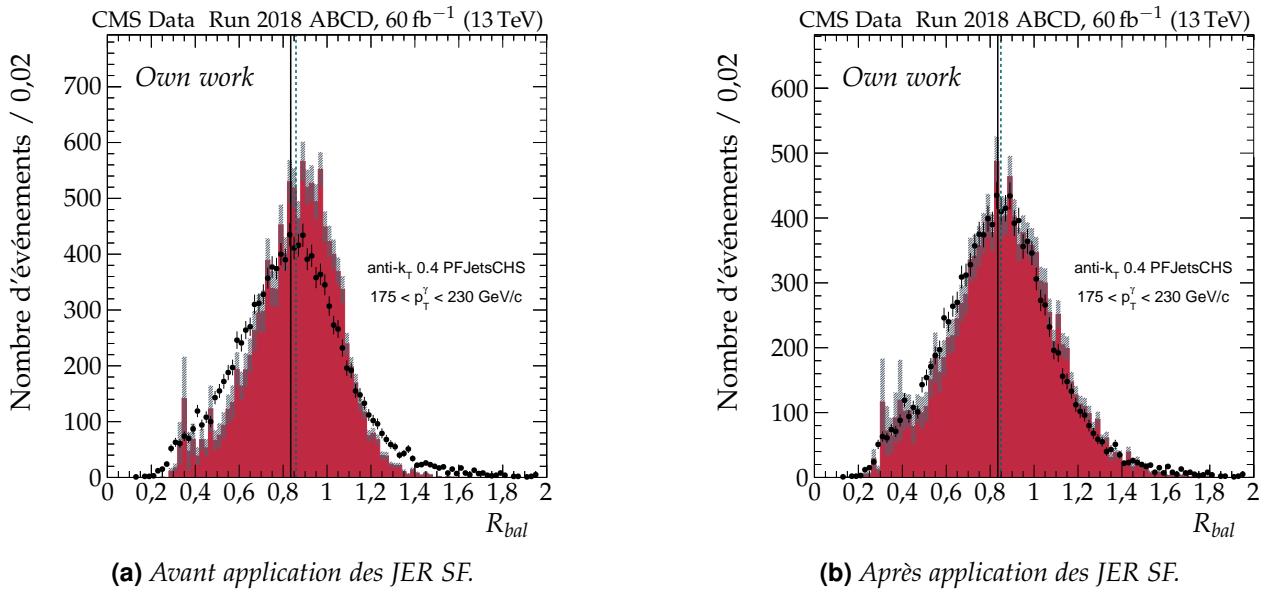


Figure X.39 – Comparaison des réponses balancées avant et après correction de la résolution en énergie des jets pour $p_{T\gamma} \in [175, 230] \text{ GeV}$ et $2,5 \leq |\eta| < 3,0$ en 2018.

9 Taus hadroniques

Lors d'une désintégration hadronique d'un lepton tau, une paire de quarks est émise. Il s'en suit donc un processus d'hadronisation, phénomène à l'origine de la formation des jets. Du lepton tau résulte alors un ensemble de hadrons, comme illustré sur la figure X.40. Ces hadrons, en général trois ou moins, sont éventuellement accompagnés de particules neutres, principalement des π^0 . Ces derniers se désintégrant majoritairement en deux photons. L'ensemble de ces particules forme un « tau hadronique », noté τ_h , et est initialement identifié comme un jet.

9.1 Obtention de candidats

L'identification des τ_h est réalisée par l'algorithme *Hadrons Plus Strips* (HPS) [44, 45] à partir des jets reconstruits par l'algorithme de PF vérifiant $p_T > 14 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 2,5$. Les hadrons chargés contenus dans le jet initial tels que $p_T > 0,5 \text{ GeV}$ et de paramètre d'impact transverse $d_{xy} < 0,1 \text{ cm}$ vis-à-vis du vertex primaire principal sont utilisés pour former des candidats τ_h .

Afin d'identifier les dépôts d'énergie dans le ECAL dus aux π^0 , les photons et les électrons contenus dans le jet initial sont regroupés en bandes (*strips*). La construction d'une bande est un procédé itératif :

1. Une bande est créée à partir de l'électron ou du photon (e/γ) de plus haut p_T contenu dans le jet initial et n'ayant pas déjà été associé à une bande. La position de cette particule dans le plan (η, ϕ) , ainsi que son p_T , sont associés à la bande.
2. L'électron ou photon de plus haut p_T restant est ajouté à la bande s'il est situé à une distance par rapport à la bande dans le plan (η, ϕ) telle que

$$\Delta\eta < f(p_T^{(e/\gamma)}) + f(p_T^{\text{bande}}), \quad f(p_T) = 0,20(p_T[\text{GeV}])^{-0,66} \quad (\text{X.47})$$

$$\Delta\phi < g(p_T^{(e/\gamma)}) + g(p_T^{\text{bande}}), \quad g(p_T) = 0,35(p_T[\text{GeV}])^{-0,71} \quad (\text{X.48})$$

avec $p_T^{(e/\gamma)}$ l'impulsion transverse de l'électron ou du photon à ajouter à la bande et p_T^{bande} l'impulsion transverse associée à la bande avant ajout de l'électron ou du photon.

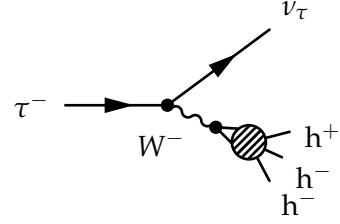


Figure X.40 – Diagramme de Feynman de désintégration hadronique d'un τ^- .

Si l'ajout se fait, la bande est mise à jour selon

$$p_T^{\text{bande}} = \sum_{e/\gamma \in \text{bande}} p_T^{(e/\gamma)}, \quad (\text{X.49})$$

$$\eta^{\text{bande}} = \frac{1}{p_T^{\text{bande}}} \sum_{e/\gamma \in \text{bande}} p_T^{(e/\gamma)} \eta_{(e/\gamma)}, \quad (\text{X.50})$$

$$\phi^{\text{bande}} = \frac{1}{p_T^{\text{bande}}} \sum_{e/\gamma \in \text{bande}} p_T^{(e/\gamma)} \phi_{(e/\gamma)}, \quad (\text{X.51})$$

ce qui rend la bande dynamique lors de sa construction. Les dimensions de la bande sont limitées à $0,05 < \Delta\eta < 0,15$ et $0,05 < \Delta\phi < 0,3$.

3. L'étape précédente est répétée jusqu'à ce qu'une limite de taille de la bande soit atteinte ou qu'il ne reste plus d'électron ni de photon tels que $p_T > 0,5 \text{ GeV}$ dans la zone de la bande.
4. Les éléments associés à la bande sont retirés de la liste des électrons et photons en attente d'association à une bande.
5. Le procédé reprend à l'étape 1.

Toute bande vérifiant $p_T > 2,5 \text{ GeV}$ est considérée comme un candidat π^0 .

Des candidats τ_h compatibles avec un des modes de désintégration hadronique du tau sont ainsi formés à partir de toutes les combinaisons possibles de hadrons chargés et de candidats π^0 .

9.2 Modes de désintégration

Les modes de désintégration (*Decay Modes*, DM) principaux et physiquement possibles sont listés dans le tableau X.16. Une liste exhaustive est disponible dans la référence [43]. À chaque DM correspond une valeur afin de le désigner, définie comme

$$\text{DM} = 5 \times (N_{h^\pm} - 1) + N_{\pi^0} \quad (\text{X.52})$$

où N_{h^\pm} est le nombre de hadrons chargés et N_{π^0} le nombre de π^0 contenus dans le τ_h . Lorsqu'un des hadrons chargés n'est pas reconstruit, il est possible d'obtenir les DM 5, 6 ou 7. Ces cas de figure sont largement contaminés par le bruit de fond « QCD multijet », ils sont donc généralement rejettés dans les analyses.

Code	Mode de désintégration	$\mathcal{BR} (%)$
0	$\tau^- \rightarrow h^- \bar{\nu}_\tau$	11,51
1	$\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \bar{\nu}_\tau$	25,93
2	$\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \pi^0 \bar{\nu}_\tau$	9,48
10	$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \bar{\nu}_\tau$	9,80
11	$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \pi^0 \bar{\nu}_\tau$	4,76

Tableau X.16 – Modes de désintégration du τ considérés. La désintégration d'un τ^- correspondant au DM, ainsi que le rapport de branchemen $\tau^- \rightarrow \tau_h^-$ correspondant [43] sont également donnés.

Certains DM présentent des contraintes supplémentaires sur la masse du τ_h :

$$\text{DM 1 : } 0,3 \text{ GeV} < m_{\tau_h} < 1,3 \sqrt{\frac{p_T[\text{GeV}]}{100}} \text{ GeV},$$

$$\text{DM 2 : } 0,4 \text{ GeV} < m_{\tau_h} < 1,2 \sqrt{\frac{p_T[\text{GeV}]}{100}} \text{ GeV},$$

$$\text{DM 10 et 11 : } 0,8 \text{ GeV} < m_{\tau_h} < 1,5 \text{ GeV},$$

et, dans le cas du DM 10, les traces des hadrons chargés doivent provenir du même vertex dans la limite de $\Delta z < 0,4 \text{ cm}$.

9.3 Sélection d'un candidat

Il est possible d'obtenir plusieurs candidats τ_h au sein d'un même jet. Des critères de qualité sur les candidats leur sont alors imposés.

Par conservation, la somme des charges électriques des hadrons contenus dans le candidat τ_h doit valoir ± 1 . Ces hadrons chargés doivent de plus être contenus dans le cône dit « de signal » défini et contraint selon

$$\Delta R_{\text{sig}} = \frac{3 \text{ GeV}}{p_T(\tau_h)}, \quad 0,05 < \Delta R_{\text{sig}} < 0,1. \quad (\text{X.53})$$

Les centres des bandes du candidat τ_h doivent également se situer dans ce cône. S'il reste plusieurs candidats à ce stade, celui de plus haut p_T est retenu. Il existe donc au plus un τ_h par jet.

9.4 Mauvaises reconstruction

Un τ_h peut être reconstruit à partir de jets n'étant pas des τ_h , d'électrons ou de muons. Afin de réduire la quantité de mauvais τ_h (*fake* τ_h), un réseau de neurones profond convolutionnel (DNN) [46] a été développé à CMS. Il s'agit de l'algorithme DEEPTAU [47] qui fournit les discriminateurs `deepTau vs jet`, `deepTau anti-electron` et `deepTau anti-muon` utilisés dans cette analyse.

Les efficacités d'identification de chacun des points de fonctionnement existants sont données dans le tableau X.17. Les taux d'identification de jet, électron ou muon comme étant un τ_h , c'est-à-dire les faux positifs, dépendent de la nature des événements sur lesquels ces discriminateurs sont appliqués et se situent entre 10^{-4} et 10^{-2} .

Discriminateur	VVTight	VTight	Tight	Medium	Loose	VLoose	VVLoose	VVVLoose
vs jet	40	50	60	70	80	90	95	98
anti-electron	60	70	80	90	95	98	99	99,5
anti-muon	-	-	99,5	99,8	99,9	99,95	-	-

Tableau X.17 – Efficacités d'identification en % de l'algorithme DEEPTAU pour chacun des points de fonctionnement disponibles [47, 48].

9.5 Corrections

Des corrections sont appliquées aux τ_h afin que la description des données réelles par les données simulées et encapsulées soit meilleure. Les données encapsulées sont présentées dans le chapitre 5.

Efficacité d'identification et isolation des τ_h (τ_h ID/iso scale factors) L'efficacité d'identification des τ_h n'est pas la même dans les données réelles et simulées [49]. Des facteurs correctifs sont déterminés par le POG tau à partir d'événements Drell-Yan dans le canal $\mu\tau_h$. Ils sont de plus donnés séparément pour les données simulées et encapsulées. De même, la mesure de l'isolation des τ_h est ajustée dans les simulations.

Taux de mauvaise identification $\mu \rightarrow \tau_h$ ($\mu \rightarrow \tau_h$ fake rate) Il est possible que des muons soient identifiés à tort comme des τ_h . Il s'agit alors de mauvais τ_h ou « *fakes* τ_h ». L'efficacité de la réjection de ces *fakes* τ_h diffère entre données réelles et simulées [49]. Un facteur d'échelle à appliquer aux simulations est fourni par le POG tau en fonction de la pseudorapidité du *fake* τ_h comme exposé dans le tableau X.18.

Taux de mauvaise identification $e \rightarrow \tau_h$ ($e \rightarrow \tau_h$ fake rate) Il est également possible que des électrons soient identifiés à tort comme des τ_h . À l'instar des muons, un facteur d'échelle à appliquer aux simulations est fourni par le POG tau en fonction de la pseudorapidité du *fake* τ_h comme exposé dans le tableau X.19.

Région du détecteur	WP	2016	2017	2018
$(0 < \eta < 0,4)$	<i>VLoose</i>	$1,25 \pm 0,08$	$1,12 \pm 0,09$	$1,00 \pm 0,08$
	<i>Tight</i>	$0,38 \pm 0,12$	$0,92 \pm 0,17$	$0,81 \pm 0,15$
$(0,4 < \eta < 0,8)$	<i>VLoose</i>	$0,96 \pm 0,15$	$0,76 \pm 0,12$	$1,08 \pm 0,14$
	<i>Tight</i>	$0,72 \pm 0,30$	$0,79 \pm 0,25$	$1,02 \pm 0,35$
$(0,8 < \eta < 1,2)$	<i>VLoose</i>	$1,29 \pm 0,11$	$0,99 \pm 0,10$	$1,04 \pm 0,10$
	<i>Tight</i>	$1,34 \pm 0,27$	$0,67 \pm 0,26$	$0,92 \pm 0,22$
$(1,2 < \eta < 1,7)$	<i>VLoose</i>	$0,92 \pm 0,20$	$0,75 \pm 0,14$	$0,95 \pm 0,16$
	<i>Tight</i>	$1,03 \pm 0,65$	$1,07 \pm 0,45$	$0,83 \pm 0,47$
$(1,7 < \eta < 2,3)$	<i>VLoose</i>	$5,01 \pm 0,38$	$4,44 \pm 0,30$	$5,58 \pm 0,40$
	<i>Tight</i>	$5,05 \pm 0,88$	$4,08 \pm 0,85$	$4,52 \pm 0,92$

Tableau X.18 – Corrections au taux d’identification des muons comme des τ_h en % avec incertitude pour les trois années du Run II.

Région du détecteur	WP	2016	2017	2018
Tonneau ($ \eta < 1,479$)	<i>VVLoose</i>	$1,38 \pm 0,08$	$1,11 \pm 0,09$	$0,91 \pm 0,06$
	<i>Tight</i>	$1,22 \pm 0,38$	$1,22 \pm 0,32$	$1,47 \pm 0,27$
Bouchons ($ \eta > 1,479$)	<i>VVLoose</i>	$1,29 \pm 0,08$	$1,03 \pm 0,09$	$0,91 \pm 0,07$
	<i>Tight</i>	$1,47 \pm 0,32$	$0,93 \pm 0,38$	$0,66 \pm 0,20$

Tableau X.19 – Corrections au taux d’identification des électrons comme des τ_h en % avec incertitude pour les trois années du Run II.

Énergie des τ_h (τ_h **energy scale)** L’énergie mesurée des τ_h peut différer entre les τ_h réels et simulés, ainsi que selon le DM du τ_h [49]. Le POG tau fournit les corrections à appliquer aux τ_h simulés, elles sont données dans le tableau X.20. Ces corrections sont obtenues à partir d’événements du canal $\mu\tau_h$, par exploitation de la masse du τ_h et de la masse visible du système $\mu\tau_h$. Elles sont dépendantes de l’année, du DM et du type de données, simulées ou encapsulées.

DM	2016	2017	2018
0	$-0,6 \pm 1,0$	$0,7 \pm 0,8$	$-1,3 \pm 1,1$
1	$-0,5 \pm 0,9$	$-0,2 \pm 0,8$	$-0,5 \pm 0,9$
10	$0,0 \pm 1,1$	$0,1 \pm 0,9$	$-1,2 \pm 0,8$
11	$0,1 \pm 1,0$	$-0,5 \pm 1,6$	$0,1 \pm 1,0$

(a) Pour les données simulées.

DM	2016	2017	2018
0	$-0,2 \pm 0,5$	$0,0 \pm 0,4$	$-0,3 \pm 0,4$
1	$-0,2 \pm 0,3$	$-1,2 \pm 0,5$	$-0,6 \pm 0,4$
10	$-1,3 \pm 0,5$	$-0,8 \pm 0,5$	$-0,7 \pm 0,3$
11	$-1,3 \pm 0,5$	$-0,8 \pm 0,5$	$-0,7 \pm 0,3$

(b) Pour les données encapsulées.

Tableau X.20 – Corrections à l’énergie des taus hadroniques en % avec incertitude pour les trois années du Run II.

Énergie des muons identifiés comme τ_h ($\mu \rightarrow \tau_h$ **energy scale)** Il est possible que des muons soient identifiés à tort comme des τ_h . Il s’agit alors de mauvais τ_h ou «*fakes* τ_h ». À l’instar des vrais τ_h discutés dans le paragraphe précédent, l’énergie mesurée de ces *fakes* τ_h peut différer entre les données réelles et simulées. Dans ce cas, le quadrivecteur du *fake* τ_h est directement corrigé selon le DM du τ_h identifié. Cette correction, généralement inférieure au pourcent, est appliquée uniquement aux DMs 0 et 1 et pour des τ_h correspondant au niveau généré à un muon. La quantité de muons identifiés comme des τ_h avec un DM plus élevé, en particulier les DMs 10 et 11, est négligeable, c’est pourquoi aucune correction n’est prévu dans ce cas. Les valeurs des corrections à appliquer aux données simulées sont données dans le tableau X.21a.

Énergie des électrons identifiés comme τ_h ($e \rightarrow \tau_h$ **energy scale)** Toute comme les muons, les électrons peuvent être identifiés à tort comme des τ_h . La correction correspondante est similaire au

cas des muons, mais peut être de l'ordre de 5 % selon le DM et la pseudorapidité. Les valeurs des corrections à appliquer aux données simulées sont données dans les tableaux X.21b et X.21c.

DM	2016	2017	2018	DM	2016	2017	2018	DM	2016	2017	2018
0	0,0	-0,2	-0,2	0	0,7	0,9	1,4	0	-0,4	-2,6	-3,1
1	-0,5	-0,8	-1,0	1	3,4	1,2	1,9	1	5,0	1,5	-1,5
(a) Muons.				(b) Électrons du tonneau ($\eta < 1,479$).				(c) Électrons des bouchons ($\eta > 1,479$).			

Tableau X.21 – Corrections à l'énergie des électrons et des muons identifiés comme des taus hadroniques en % avec incertitude pour les trois années du Run II.

10 Conclusion

Ce chapitre a présenté les objets physiques de haut niveau. Il s'agit de l'énergie transverse manquante (MET), des jets et des taus hadroniques.

La MET est reliée à la présence de neutrinos issus des collisions. Bien que ces particules ne laissent pas de signal dans le détecteur, la MET est une observable qui permet d'étudier.

Le mécanisme de formation des jets a été décrit. Leur apparition est due à l'interaction forte, d'abord dans un régime de haute énergie menant à une gerbe partonique, puis dans un régime de basse énergie donnant lieu au phénomène d'hadronisation.

Puis, la reconstruction des jets a été abordée. Plusieurs algorithmes permettent de regrouper les particules individuellement reconstruites en jets. La forme exacte des jets reconstruits dépend de la méthode utilisée. Au sein de la collaboration CMS, l'algorithme de regroupement principalement utilisé est l'algorithme « anti- k_T ». Une liste de « candidats » jets est ainsi obtenue. Ils doivent alors remplir des critères d'identification afin d'être effectivement considérés comme des jets.

La saveur des jets a brièvement été discutée. En effet, selon le type de particule initiant le jet, ce dernier présente des caractéristiques variables. Bien qu'il soit impossible de remonter à coup sûr à cette particule initiale, ces caractéristiques permettent de l'estimer.

Les jets ainsi reconstruits et identifiés sont des objets physiques qu'il est nécessaire de calibrer. La procédure de calibration en énergie des jets utilisée dans la collaboration CMS a été présentée. Elle permet d'obtenir des jets de la meilleure qualité possible pour les analyses de physique menées par l'ensemble de la collaboration. Il s'agit d'une approche factorisée de plusieurs corrections, chacune ayant pour but de corriger un effet en particulier.

L'obtention d'une de ces corrections pour les années 2018 et 2017-UL a fait partie de mon travail de thèse et a été développée plus en détails, ainsi que la phénoménologie des événements utilisés. Il s'agit d'événements $\gamma + \text{jets}$ dans lesquels la balance entre le photon et un jet permet d'estimer l'échelle en énergie du jet connaissant celle du photon. Pour l'année 2018, la réponse des jets dans ces événements est inférieure dans les données par rapport aux simulations de 3 % pour $|\eta^{\text{jet}}| < 1,3$ à 5 % pour $1,3 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 2,5$. L'incertitude absolue sur ces mesures est inférieure à 0,3 %.

La résolution en énergie des jets doit également être corrigée. À l'aide d'une étude similaire menée sur les mêmes événements, également détaillée dans ce chapitre, les facteurs d'échelle ont été obtenus lors de ma thèse pour les années 2018 et 2017-UL. Pour l'année 2018, la résolution en énergie des jets dans ces événements est inférieure dans les données par rapport aux simulations de $(6 \pm 3) \%$ pour $1,131 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 1,305$ à $(60 \pm 9) \%$ pour $2,5 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 2,8$.

Les jets sont omniprésents dans les collisions du LHC. Ces travaux permettent la bonne caractérisation des jets et sont donc essentiels pour réaliser des analyses de physique de qualité.

Enfin, les désintégrations hadroniques des leptons tau forment deux quarks. Un processus d'hadronisation a donc lieu, les taus hadroniques sont donc initialement reconstruits comme des jets. L'identification et la calibration des taus hadroniques a été présentée. Ces objets physiques sont utilisés dans l'analyse des événements $H \rightarrow \tau\tau$, sujet du chapitre 5.

Références

- [1] The CMS Collaboration. *Performance of missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$ using the CMS detector*. Rapp. tech. Geneva : CERN, 2018. URL : <https://cds.cern.ch/record/2628600>.
- [2] D. BERTOLINI & coll. « Pileup per particle identification ». *Journal of High Energy Physics* **10** (oct. 2014). DOI : [10.1007/jhep10\(2014\)059](https://doi.org/10.1007/jhep10(2014)059).
- [3] A. RASPEREZA. *Recoil Corrections for the 2017 Dataset*. Oct. 2018. URL : https://indico.cern.ch/event/762837/contributions/3172618/attachments/1731302/2798220/Recoils_20181010.pdf.
- [4] G. P. SALAM. *Elements of QCD for hadron colliders*. 2010. arXiv : [1011.5131 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/pdf/1011.5131.pdf). URL : <https://arxiv.org/pdf/1011.5131.pdf>.
- [5] J.-C. WINTER, F. KRAUSS & G. SOFF. « A modified cluster-hadronisation model ». *European Physical Journal* **C36**.3 (août 2004), p. 381-395. DOI : [10.1140/epjc/s2004-01960-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s2004-01960-8).
- [6] B. ANDERSSON & coll. « Parton fragmentation and string dynamics » (avr. 1983). URL : [http://cds.cern.ch/record/143980](https://cds.cern.ch/record/143980).
- [7] G. P. SALAM & G. SOYEZ. « A practical seedless infrared-safe cone jet algorithm ». *Journal of High Energy Physics* **05** (mai 2007). DOI : [10.1088/1126-6708/2007/05/086](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/05/086).
- [8] M. CACCIARI, G. P. SALAM & G. SOYEZ. « The Anti- k_T jet clustering algorithm ». *Journal of High Energy Physics* **04** (avr. 2008). DOI : [10.1088/1126-6708/2008/04/063](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063). arXiv : [0802.1189 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/pdf/0802.1189.pdf).
- [9] M. CACCIARI, G. P. SALAM & G. SOYEZ. « FASTJET user manual ». *European Physical Journal* **C72** (nov. 2012). DOI : [10.1140/epjc/s10052-012-1896-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-1896-2). arXiv : [1111.6097 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/pdf/1111.6097.pdf).
- [10] S. CATANI & coll. « New clustering algorithm for multijet cross sections in e^+e^- annihilation ». *Physics Letters* **B269**.3 (1991), p. 432-438. DOI : [10.1016/0370-2693\(91\)90196-W](https://doi.org/10.1016/0370-2693(91)90196-W).
- [11] Y. L. DOKSHITZER & coll. « Better Jet Clustering Algorithms » (1997). arXiv : [hep-ph/9707323 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/pdf/hep-ph/9707323.pdf).
- [12] M. WOBISCH & T. WENGLER. « Hadronization Corrections to Jet Cross Sections in Deep-Inelastic Scattering » (1999). arXiv : [hep-ph/9907280 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/pdf/hep-ph/9907280.pdf).
- [13] G. P. SALAM. « Towards jetography ». *European Physical Journal* **C67**.3-4 (mai 2010), p. 637-686. DOI : [10.1140/epjc/s10052-010-1314-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1314-6).
- [14] The CMS Collaboration. « Jet energy scale and resolution performance with 13 TeV data collected by CMS in 2016-2018 ». (avr. 2020). URL : <https://cds.cern.ch/record/2715872>.
- [15] The DØ Collaboration. « Measurement of the B_s^0 lifetime in the exclusive decay channel $B_s^0 \rightarrow J/\Psi\phi$ ». *Physical Review Letters* **94** (fév. 2005). DOI : [10.1103/physrevlett.94.042001](https://doi.org/10.1103/physrevlett.94.042001).
- [16] G. BELLINI, I. BIGI & P. DORNAN. « Lifetimes of charm and beauty hadrons ». *Physics Reports* **289**.1 (1997), p. 1-155. DOI : [10.1016/S0370-1573\(97\)00005-7](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(97)00005-7). URL : [http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157397000057](https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157397000057).
- [17] L. TORTEROTOT. *CMSTransverseTikZ : event displays in the CMS transverse plane with TikZ*. URL : <https://gitlab.com/lucastorterotot/cmstransversetikz>.
- [18] The CMS Collaboration. *Performance of quark/gluon discrimination in 8 TeV pp data*. Rapp. tech. CMS-PAS-JME-13-002. Geneva : CERN, 2013. URL : [http://cds.cern.ch/record/1599732](https://cds.cern.ch/record/1599732).
- [19] The CMS Collaboration. « Identification of b-quark jets with the CMS experiment ». *Journal of Instrumentation* **8**.04 (avr. 2013). DOI : [10.1088/1748-0221/8/04/p04013](https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/04/p04013).
- [20] D. GUEST & coll. « Jet flavor classification in high-energy physics with deep neural networks ». *Physical Review* **D94**.11 (déc. 2016). DOI : [10.1103/physrevd.94.112002](https://doi.org/10.1103/physrevd.94.112002).

- [21] The CMS Collaboration. « Identification of heavy-flavour jets with the CMS detector in pp collisions at 13 TeV ». *Journal of Instrumentation* **13**.05 (mai 2018). doi : [10.1088/1748-0221/13/05/p05011](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/05/p05011).
- [22] F. CHOLLET & coll. KERAS. <https://keras.io>. 2015.
- [23] M. ABADI & coll. TENSORFLOW : Large-scale machine learning on heterogeneous distributed systems. Software available from tensorflow.org. 2015. url : <https://www.tensorflow.org/>.
- [24] The CMS Collaboration. *Recommendation for Using b-tag Objects in Physics Analyses*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/BtagRecommendation>.
- [25] The CMS Collaboration. « Jet energy scale and resolution in the CMS experiment in pp collisions at 8 TeV ». *Journal of Instrumentation* **12**.02 (fév. 2017). doi : [10.1088/1748-0221/12/02/p02014](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/02/p02014).
- [26] A. DOMINGUEZ & coll. *CMS Technical Design Report for the Pixel Detector Upgrade*. Rapp. tech. Sept. 2012. url : <https://cds.cern.ch/record/1481838>.
- [27] The CMS Collaboration. *The Phase-1 Upgrade of the CMS Pixel Detector*. Rapp. tech. CMS-CR-2017-135. 06. Geneva : CERN, mai 2017. doi : [10.1088/1748-0221/12/07/C07009](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/07/C07009). URL : <https://cds.cern.ch/record/2265423>.
- [28] J. MANS & coll. *CMS Technical Design Report for the Phase 1 Upgrade of the Hadron Calorimeter*. Rapp. tech. Sept. 2012. url : <https://cds.cern.ch/record/1481837>.
- [29] The CMS Collaboration. « First results from the CMS SiPM-based hadronic endcap calorimeter ». Geneva, août 2018. doi : [10.1088/1742-6596/1162/1/012009](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1162/1/012009). URL : <https://cds.cern.ch/record/2636475>.
- [30] The CMS Collaboration. *Pileup Removal Algorithms*. Rapp. tech. CMS-PAS-JME-14-001. Geneva : CERN, 2014. url : <https://cds.cern.ch/record/1751454>.
- [31] S. AGOSTINELLI & coll. « GEANT4 – A simulation toolkit ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **A506**.3 (2003), p. 250-303. doi : [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.
- [32] J. ALLISON & coll. « GEANT4 developments and applications ». *IEEE Transactions on Nuclear Science* **53**.1 (fév. 2006), p. 270-278. doi : [10.1109/tns.2006.869826](https://doi.org/10.1109/tns.2006.869826).
- [33] J. ALLISON & coll. « Recent developments in GEANT4 ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **A835** (2016), p. 186-225. doi : [10.1016/j.nima.2016.06.125](https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900216306957>.
- [34] T. SJÖSTRAND, S. MRENNA & P. SKANDS. « PYTHIA 6.4 physics and manual ». *Journal of High Energy Physics* **05** (mai 2006). doi : [10.1088/1126-6708/2006/05/026](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2006/05/026).
- [35] The CMS Collaboration. « Event generator tunes obtained from underlying event and multi-parton scattering measurements ». *European Physical Journal* **C76**.3 (2016). doi : [10.1140/epjc/s10052-016-3988-x](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-3988-x). arXiv : [1512.00815 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1512.00815).
- [36] H. LATTAUD. « Photon et jets avec l’expérience CMS du LHC : de la calibration à la mesure ». Thèse de doct. Université Claude Bernard Lyon 1, sept. 2019. url : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02422226>.
- [37] J. BELLM & coll. « HERWIG 7.0/HERWIG++ 3.0 release note ». *European Physical Journal* **C76**.196 (avr. 2016). doi : [10.1140/epjc/s10052-016-4018-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4018-8).
- [38] The CMS Collaboration. « Performance of photon reconstruction and identification with the CMS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV ». *Journal of Instrumentation* **10** (fév. 2015). doi : [10.1088/1748-0221/10/08/P08010](https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/08/P08010). URL : <https://cds.cern.ch/record/1988093>.
- [39] The CMS Collaboration. « Measurement of differential cross sections for inclusive isolated-photon and photon+jets production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». *European Physical Journal* **C79**.20 (juil. 2018). doi : [10.1140/epjc/s10052-018-6482-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6482-9). URL : [http://cds.cern.ch/record/2628267](https://cds.cern.ch/record/2628267).

- [40] T. SJÖSTRAND & coll. « An Introduction to PYTHIA 8.2 ». *Computer Physics Communications* **191** (2015), p. 159-177. DOI : [10.1016/j.cpc.2015.01.024](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2015.01.024). arXiv : [1410.3012 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1410.3012).
- [41] The CMS Collaboration. « Extraction and validation of a new set of CMS PYTHIA 8 tunes from underlying-event measurements ». *European Physical Journal C* **80** (mar. 2019). DOI : [10.1140/epjc/s10052-019-7499-4](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7499-4). URL : <https://cds.cern.ch/record/2669320>.
- [42] J. ALWALL & coll. « MADGRAPH 5 : Going Beyond ». *Journal of High Energy Physics* **06** (2011). DOI : [10.1007/jhep06\(2011\)128](https://doi.org/10.1007/jhep06(2011)128). arXiv : [1106.0522 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1106.0522).
- [43] Particle Data Group. « Review of Particle Physics ». *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **8** (août 2020). DOI : [10.1093/ptep/ptaa104](https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104).
- [44] The CMS Collaboration. « Reconstruction and identification of tau lepton decays to hadrons and tau neutrino at CMS ». *Journal of Instrumentation* **11.1** (2016). DOI : [10.1088/1748-0221/11/01/P01019](https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/01/P01019). arXiv : [1510.07488 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1510.07488).
- [45] The CMS Collaboration. « Performance of reconstruction and identification of τ leptons decaying to hadrons and ν_τ in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». *Journal of Instrumentation* **13.10** (2018). DOI : [10.1088/1748-0221/13/10/P10005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/10/P10005). arXiv : [1809.02816 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1809.02816).
- [46] I. GOODFELLOW, Y. BENGIO & A. COURVILLE. *Deep Learning*. <http://www.deeplearningbook.org>. MIT Press, 2016.
- [47] The CMS Collaboration. « Performance of the DeepTau algorithm for the discrimination of taus against jets, electron, and muons » (oct. 2019). URL : <https://cds.cern.ch/record/2694158>.
- [48] K. ANDROSOV. « DeepTau ID ». *Meeting calcolo CMS Italia*. Juin 2019. URL : https://indico.cern.ch/event/819693/contributions/3438506/attachments/1858497/3053529/2019-06-07_DeepTau_ID.pdf.
- [49] The CMS Collaboration. *Tau ID recommendations for Run-2*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/TauIDRecommendationForRun2>.

