

Chapitre X

Calibration en énergie des jets

Sommaire

1	Introduction	1
2	Formation des jets	2
2.1	Gerbe partonique	2
2.2	Hadronisation	3
3	Reconstruction des jets	4
3.1	Algorithmes de regroupement	5
3.2	Identification des jets dans CMS	6
3.3	Saveur des jets	6
4	Calibration en énergie des jets dans CMS	7
4.1	Correction de l'empilement	7
4.2	Correction de la réponse du détecteur en p_T et en η	8
4.3	Propagation à la MET	8
4.4	Corrections résiduelles	8
4.5	Correction de la résolution en énergie	8
4.6	Incertitudes	8
5	Phénoménologie des événements photon + jets	8
6	Corrections résiduelles absolues des jets	8
6.1	Méthode de la balance	8
6.2	Méthode de la projection de la fraction d'énergie transverse manquante	8
6.3	Analyse	8
6.4	Résultats	8
7	Correction de la résolution en énergie des jets	8
7.1	•	8
7.2	•	9
7.3	•	9
7.4	•	9
8	Conclusion	9

1 Introduction

Dans le chapitre sur le modèle standard, nous avons traité de l'interaction forte et noté que la constante de couplage de cette interaction, g_s ¹, décroît avec l'énergie. Ainsi se produit à haute énergie le phénomène de « liberté asymptotique ».

L'échelle d'énergie atteinte au LHC, de l'ordre du TeV, permet de réaliser des calculs perturbatifs car dans ce cas $g_s \rightarrow 0$. Toutefois, cela n'est vrai qu'au moment de la collision initiale entre les protons. En effet, les quarks et gluons issus de cette collision, du fait de l'interaction forte à laquelle ils sont sensibles, vont radier d'autres quarks et gluons. Par conservation de l'énergie, l'énergie portée par

1. La constante de couplage pour l'interaction forte est souvent notée α_s . Dans un souci de cohérence à travers ce manuscrit, nous conservons ici la notation g_s introduite dans le chapitre sur le modèle standard.

une de ces particules diminue au fur et à mesure de ces radiations et g_s augmente. Arrivé 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 réapparaît alors et les quarks et gluons sont ainsi confinés au sein de hadrons, dont la charge de couleur est nulle. Ce processus est appelé « hadronisation ». Les quarks et les gluons produits lors des collisions de haute énergie se manifestent ainsi sous la forme d'un flux collimé de particules stables, un « jet ».

Le LHC fait se collisionner des protons, aussi la collision a réellement lieu entre les constituants des protons, c'est-à-dire les quarks et les gluons. Lors des collisions de protons, il y a donc une forte probabilité d'interaction par interaction forte. Il en résulte une omniprésence des jets dans les analyses réalisées dans l'expérience CMS. Leur caractérisation est donc un point essentiel pour la collaboration.

Ce chapitre aborde la calibration en énergie des jets qui permet d'en obtenir une caractérisation la plus précise possible. Dans un premier temps, le processus de formation des jets est décrit d'un point de vue théorique. Ensuite, la méthode de reconstruction des jets dans le cadre de l'expérience CMS est présentée, ainsi que le principe de calibration de ces objets physiques. Dans un second temps, une des étapes de la calibration en énergie des jets est discutée plus en détails. La phénoménologie des événements utilisés est présentée, puis les analyses permettant d'obtenir les corrections en énergie et en résolution de l'énergie des jets sont exposées.

2 Formation des jets

Lorsqu'une particule colorée, c'est-à-dire un quark ou un gluon, est issue de la collision, cette particule possède une haute énergie et $g_s \ll 1$. Cette particule colorée radie, par interaction forte, d'autres particules colorées. Par conservation, l'énergie portée par chaque particule colorée ainsi obtenue diminue et par conséquent, g_s augmente.

Tant que l'échelle d'énergie est suffisamment grande pour que $g_s \ll 1$, ce qui correspond à des énergies supérieures à la centaine de MeV, il est possible de réaliser des calculs perturbatifs. La radiation de particules colorées crée ce que s'appelle la « gerbe partonique », ce qui est le sujet de la prochaine section.

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

2.1 Gerbe partonique

Lorsqu'une particule colorée est issue d'une collision au LHC, elle se trouve dans un premier temps dans le régime de liberté asymptotique. Elle radie alors d'autres particules colorées. Ainsi, pour un événement $Z \rightarrow q\bar{q}$ comme celui de la figure X.1a avec deux quarks dans l'état final, il est possible d'obtenir par radiation d'un gluon un état $q\bar{q}g$ comme ceux illustrés sur les figures X.1b et X.1c, par exemple.

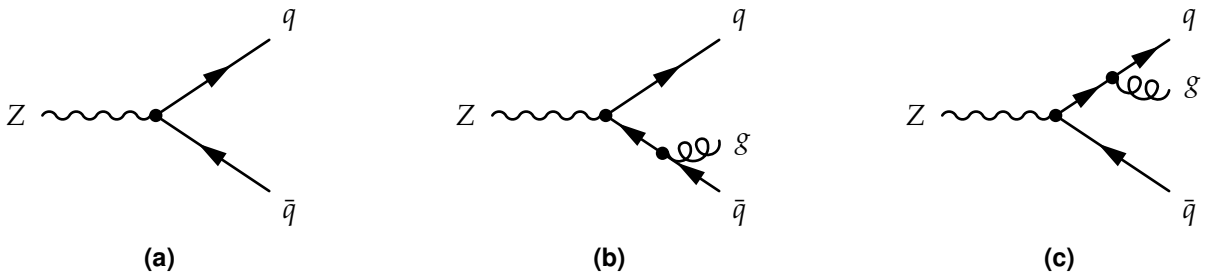


Figure X.1 – Un boson Z se désintègre en paire quark-antiquark. Dans les cas des figures X.1b et X.1c, un gluon supplémentaire est radié.

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 [1], pour un état initialement à X partons dont

un parton i radie un parton j ,

$$d\sigma_{X+j} \simeq \sigma_X \sum_{i \in \{X\}} \frac{g_s}{2\pi} \frac{d\theta^2}{\theta^2} dz P_{ij}(z) \quad (\text{X.1})$$

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

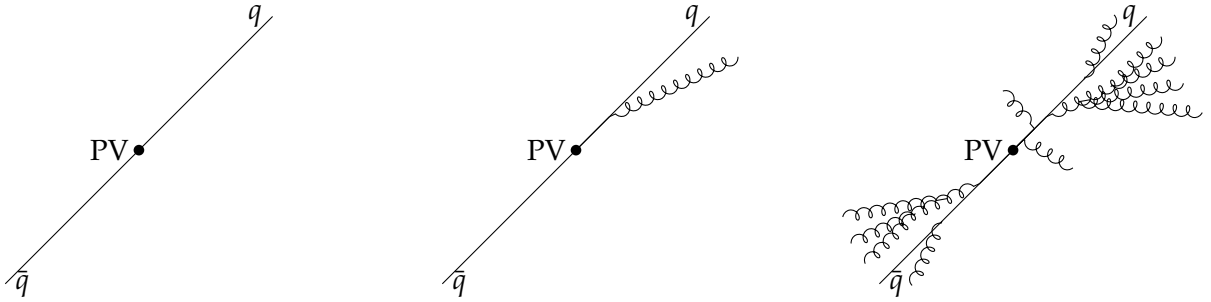
$$P_{qq}(z) = C_F \frac{1+z^2}{1-z}, \quad P_{qg}(z) = C_F \frac{1+(1-z)^2}{z}, \quad (\text{X.2})$$

$$P_{gg}(z) = C_A \frac{z^4 + 1 + (1-z)^4}{z(1-z)}, \quad P_{gq}(z) = T_R(z^2 + (1-z)^2), \quad (\text{X.3})$$

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 de radier un parton supplémentaire diverge dans deux cas :

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

Les nouveaux partons ainsi radiés, et les partons initiaux, continuent chacun ce processus jusqu'à ce que le phénomène de confinement de couleur réapparaisse. Nous obtenons alors, pour un parton directement issu de la collision, une gerbe partonique, c'est-à-dire un ensemble collimé de particules colorées, ce qui est illustré sur la figure X.2. Ce sont ces particules qui vont participer au phénomène de hadronisation dû au confinement de couleur.



(a) Deux quarks sont initialement produits, ce qui correspond au diagramme de la figure X.1a.

(b) Un des quarks peut radier un gluon, ce qui correspond au diagramme de la figure X.1c.

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

Figure X.2 – Illustration de la formation de deux gerbes partoniques à partir d'une paire de quarks.

2.2 Hadronisation

Lorsque des particules coloréesradient d'autres particules colorées, la conservation de l'énergie implique que chaque particule, individuellement, perd de l'énergie. Dans le chapitre sur le modèle standard, nous avons vu que g_s augmente lorsque l'échelle d'énergie diminue. Lorsque l'échelle d'énergie passe en-deçà de quelques centaines de MeV, g_s diverge. Le phénomène de confinement de couleur réapparaît et la gerbe partonique, constituée de particules colorées, subit le phénomène de hadronisation et produit un flux collimé de hadrons, particules de charge de couleur nulle composées de particules colorées. Certains de ces hadrons peuvent comporter des quarks des 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 de hadronisation ayant lieu lorsque $g_s \gg 1$, il n'est pas possible de réaliser des calculs perturbatifs. Afin de décrire ce phénomène, il faut donc avoir recours à des modèles paramétriques. Nous en décrivons ici deux, le modèle des cordes de Lund [2] et le modèle d'agglomération hadronique [3].

2.2.1 Modèle des cordes de Lund

Dans le modèle des cordes de Lund [2], 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.3b. Les gluons sont décrits comme des nœuds des cordes de couleur.

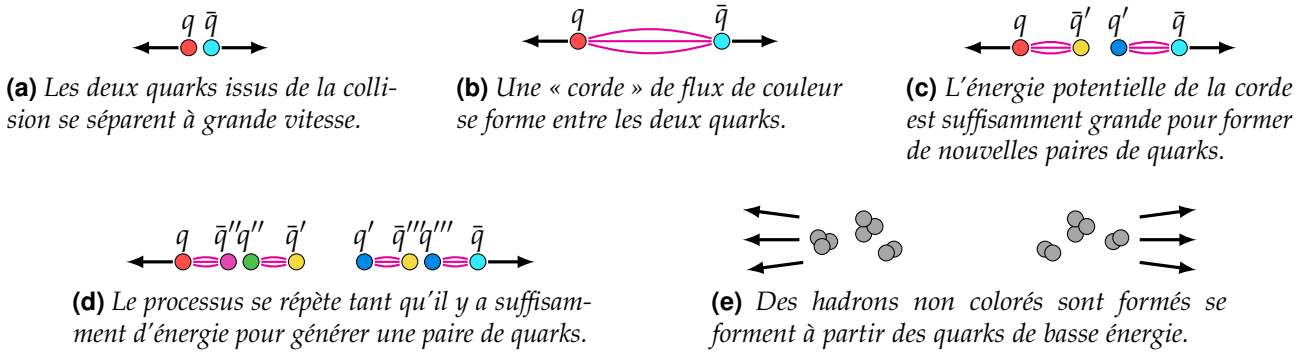


Figure X.3 – Processus de formation de deux jets dans le cadre du modèle des cordes de Lund.

Lorsque deux charges colorées s'éloignent, l'énergie potentielle augmente. Une fois que l'énergie potentielle est suffisamment grande, une nouvelle paire $q'\bar{q}'$ est créée (fig. X.3c), 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 régie par une fonction de partition dont les paramètres sont estimés expérimentalement.

2.2.2 Modèle d'agglomération hadronique

Le modèle d'agglomération hadronique [3] 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 donc, se rassemblent dans un second temps en agglomérats de charge de couleur nulle, c'est le *pré-confinement*. Deux cas de figure 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.

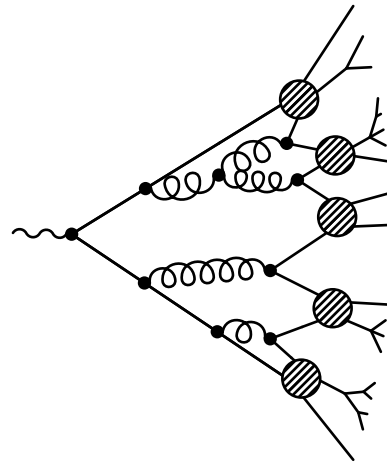


Figure X.4 – Schématisation de l'hadronisation dans le cadre du modèle d'agglomération hadronique.

3 Reconstruction des jets

Les particules colorées ne peuvent donc pas être directement observées 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 de 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 radiés par les particules électriquement chargées.

Un processus physique comme celui de la figure X.1a 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.1a. Afin de pouvoir étudier le processus initial, il est nécessaire de définir une observable décrivant les particules colorées à l'origine de ces flux collimés de particules stables.

Cette observable est un « jet ». À partir des particules identifiées à l'aide de l'algorithme de *Particle Flow* (PF)², 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.

3.1 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. Dans la section 2, nous avons vu que les radiations de partons sont plus importantes pour de basses énergies (limite infrarouge) ou pour un parton radié colinéaire au parton initial (limite colinéaire). 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.

3.1.1 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) ³ est inférieure à une distance de coupure R_c , c'est-à-dire si

$$\Delta R_{pa}^2 = (\eta_p - \eta_a)^2 + (\phi_p - \phi_a)^2 < R_c^2. \quad (\text{X.4})$$

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 SISCONE, *Seedless Infrared Safe Cone*, 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. Un exemple de reconstruction de jets à l'aide de l'algorithme SISCONE est présenté sur la figure X.5.

3.1.2 Les algorithmes de recombinaison séquentielle

Les algorithmes de recombinaison séquentielle commencent par considérer que chaque particule forme un jet d'une seule particule. 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 peuvent être définies, chacune correspondant à un algorithme de recombinaison séquentielle proposant des regroupement différents.

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

$$d_{ij} = \min(p_{T_i}^2, p_{T_j}^2) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad \Delta R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2 \quad (\text{X.5})$$

où p_{T_x} est 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.5.

2. L'algorithme de *Particle Flow* est décrit dans la section 4.1 du chapitre « Dispositif expérimental ».

3. Les coordonnées η et ϕ sont définies dans la section 2.1 du chapitre « Dispositif expérimental ».

Algorithme de Cambridge/Aachen La distance d_{ij} entre deux jets i et j est

$$d_{ij} = \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad \Delta R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2 \quad (\text{X.6})$$

où R est un paramètre libre. Le regroupement des jets est ainsi uniquement basé sur l'écart angulaire.

Algorithme anti- k_T [4] La distance d_{ij} entre deux jets i et j est

$$d_{ij} = \min \left(\frac{1}{p_{T_i}^2}, \frac{1}{p_{T_j}^2} \right) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad \Delta R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2 \quad (\text{X.7})$$

où p_{T_x} est l'impulsion transverse du jet x et R un paramètre libre. Le regroupement des particules se fait ainsi autour des particules de plus haute énergie. 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.5.

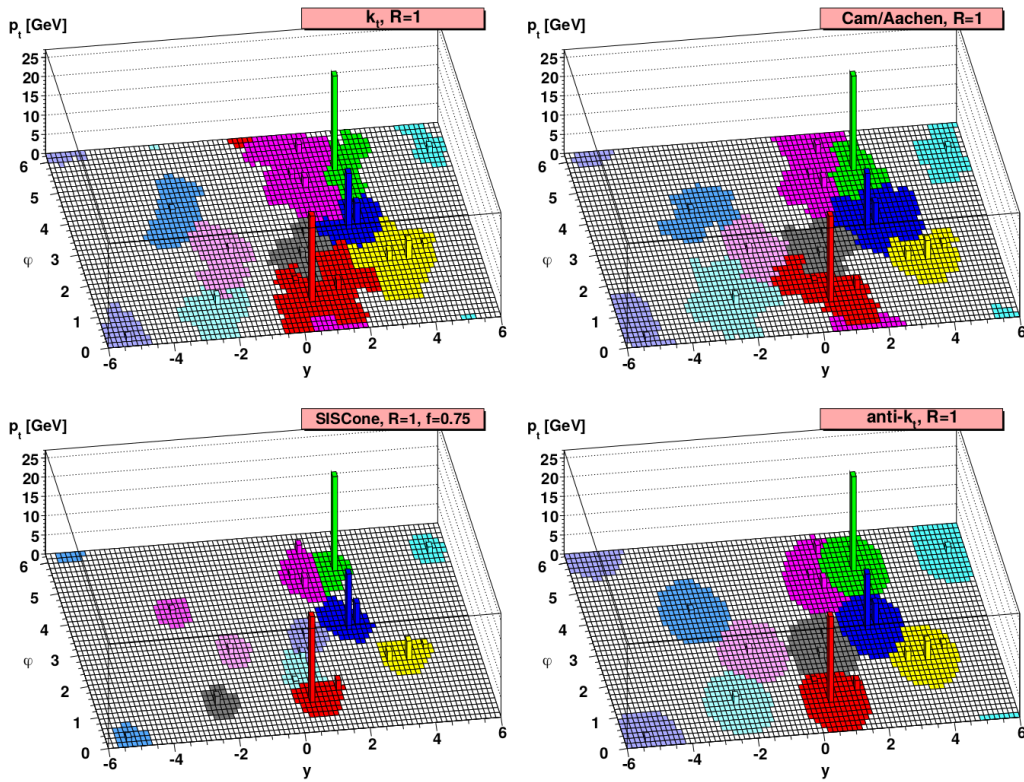


Figure X.5 – Formes des jets reconstruits à partir de différents algorithmes pour un même événement. En haut à gauche, k_T ; en haut à droite, C/A; en bas à gauche, SISCONE; en bas à droite, anti- k_T . L'algorithme anti- k_T permet d'obtenir des jets de forme régulière, conique.

Le temps de calcul de ces algorithmes est un enjeu majeur au LHC. Leurs temps d'exécution sont représentés en fonction du nombre d'événements d'empilement sur la figure X.6. 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.

3.2 Identification des jets dans CMS

quels critères? [find twiki to get criteria for 2017](#)

3.3 Saveur des jets

b-tagging

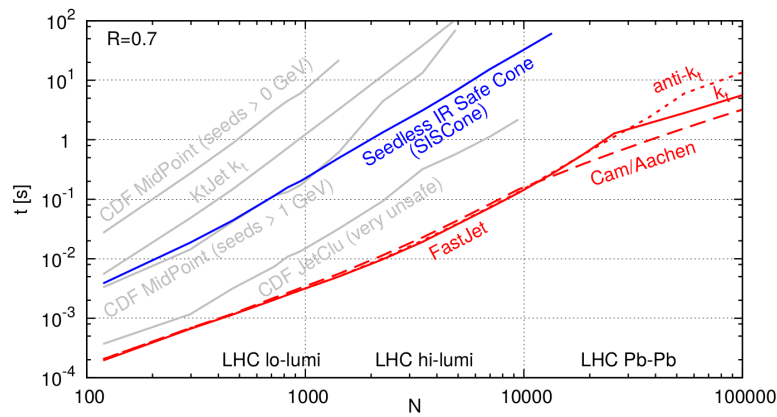
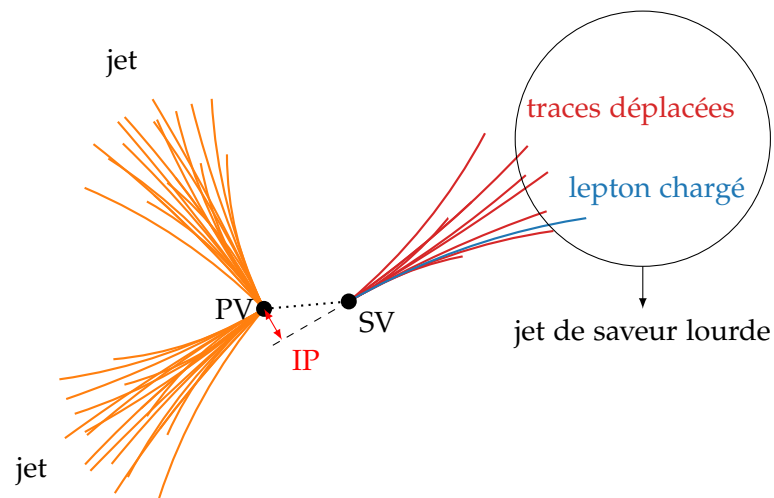


Figure X.6 – Temps de reconstruction d'un empilement d'un événement di-jets avec N événements ne produisant que des jets de bas p_T pour différents algorithmes de reconstruction des jets.



4 Calibration en énergie des jets dans CMS

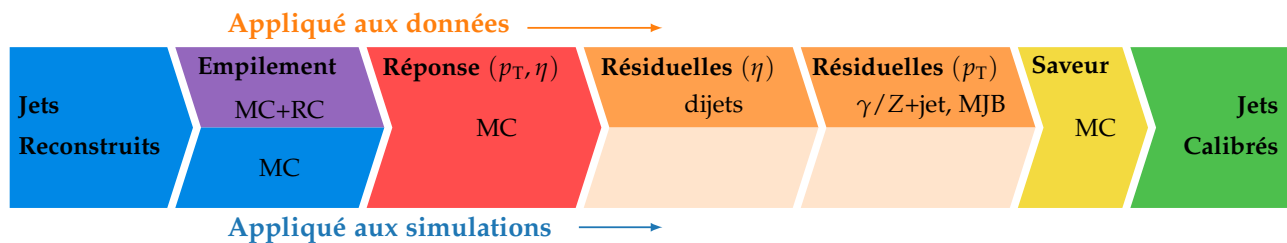


Figure X.7 – Procédé de calibration des jets. Plusieurs corrections sont appliquées pour obtenir les jets calibrés à partir des jets reconstitués.

4.1 Correction de l'empilement

offset en énergie d'empilement

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

non uniformité de la réponse de CMS

4.3 Propagation à la MET

4.4 Corrections résiduelles

une fois le ECAL calibré (test de presque chaque cristal en faisceau), calibration du HCAL.

4.5 Correction de la résolution en énergie

4.6 Incertitudes

5 Phénoménologie des événements photon + jets

γ + jet donne beaucoup de stats, donc on peut sélectionner beaucoup et obtenir une bonne pureté.

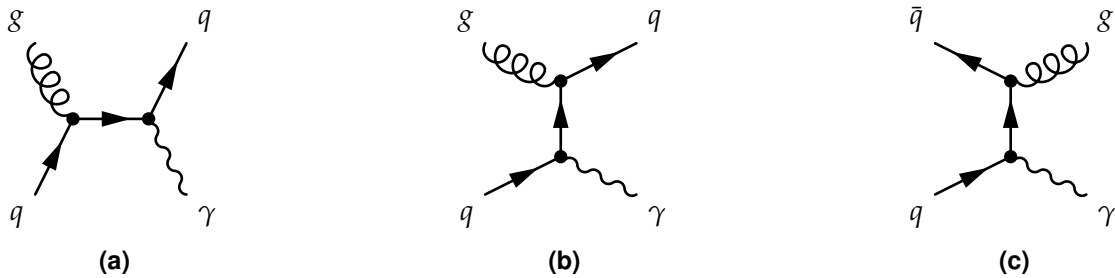


Figure X.8 – Exemples de diagrammes de Feynman de processus physiques donnant un photon et un jet dans l'état final.

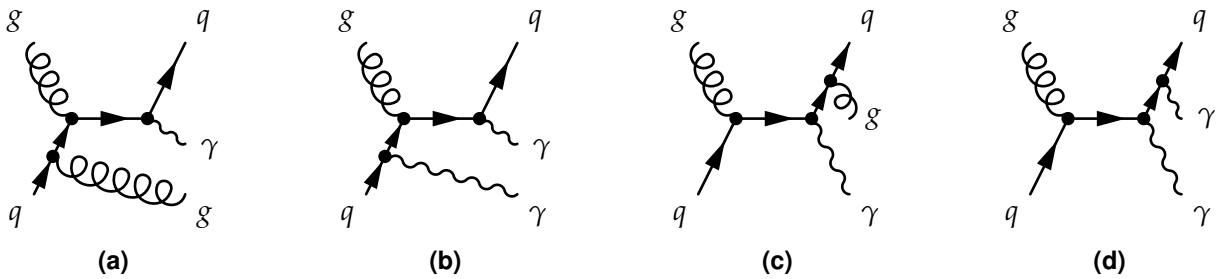


Figure X.9 – Exemples de diagrammes de Feynman de processus avec ISR (X.9a, X.9b) ou FSR (X.9c, X.9d) donnant des événements avec deux jets (X.9a, X.9c) ou deux photons (X.9b, X.9d) dans l'état final.

initial state radiation : réjection par la condition back-to-back.

6 Corrections résiduelles absolues des jets

6.1 Méthode de la balance

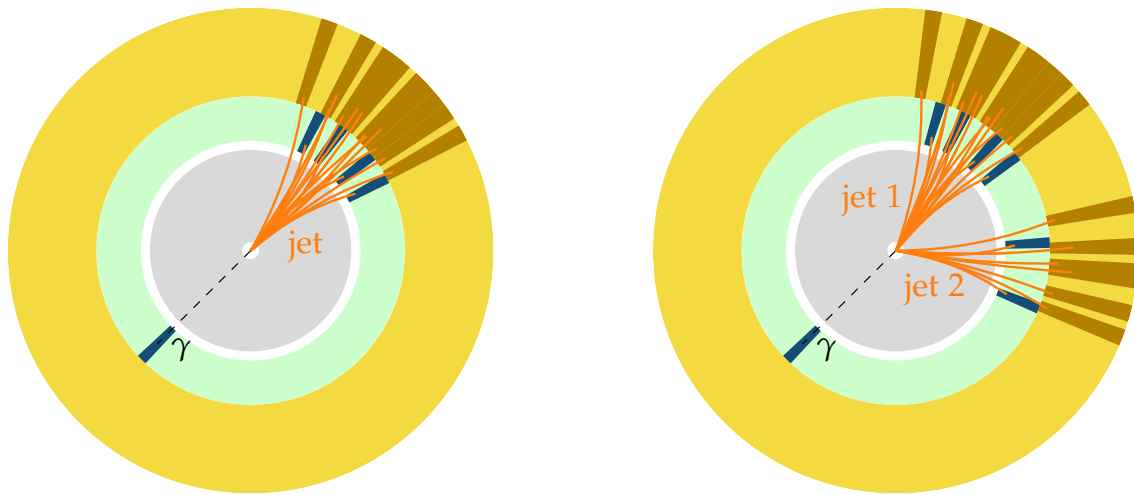
6.2 Méthode de la projection de la fraction d'énergie transverse manquante

6.3 Analyse

6.4 Résultats

7 Correction de la résolution en énergie des jets

7.1 •



(a) Topologie typique des événements correspondant aux diagrammes de la figure X.8.

(b) Topologie typique des événements correspondant au diagramme de la figure X.9c.

Figure X.10 – Topologies typiques des événements $\gamma + \text{jet}$.

7.2 •

7.3 •

7.4 •

8 Conclusion

Références

- [1] G. P. SALAM. *Elements of QCD for hadron colliders*. 2010. arXiv : 1011.5131 [hep-ph]. URL : <https://arxiv.org/pdf/1011.5131.pdf>.
- [2] B. ANDERSSON & coll. « Parton fragmentation and string dynamics » (avr. 1983). URL : <http://cds.cern.ch/record/143980>.
- [3] J.-C. WINTER, F. KRAUSS & G. SOFF. « A modified cluster-hadronisation model ». *The European Physical Journal C* **36.3** (août 2004), p. 381-395. DOI : 10.1140/epjc/s2004-01960-8. URL : <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s2004-01960-8>.
- [4] M. CACCIARI, G. P. SALAM & G. SOYEZ. « The Anti- k_T jet clustering algorithm ». *Journal of High Energy Physics* **04** (avr. 2008), p. 63. DOI : 10.1088/1126-6708/2008/04/063. arXiv : 0802.1189 [hep-ph].

