

Université Claude Bernard Lyon 1

Master 2 de Physique Subatomique

RAPPORT DE STAGE

Reconstruction des dépôts d'énergie dans l'expérience
CMS

Mehdi KARIM

Directeur de stage : Jean-Laurent AGRAM

Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien

Mars-Juin 2009

Table des matières

1	Introduction	3
1.1	Le LHC	3
1.2	Le détecteur CMS	5
2	L'algorithme du flux de particules (Particle Flow)	7
2.1	Introduction	7
2.2	Fonctionnement de l'algorithme	8
2.2.1	Reconstruction de traces	8
2.2.2	Le "clustering"	8
2.2.3	Lien traces/clusters	11
2.2.4	Identification	12
3	Composition des jets	12
3.1	Jets issus d'événements QCD	13
3.1.1	Jets de faible énergie (\widehat{p}_T entre 50 et 100 GeV/c)	13
3.1.2	Jets d'énergie plus élevée (\widehat{p}_T compris entre 500 et 1500 GeV/c)	14
3.2	Jets issus d'événements $t\bar{t}$	16
3.3	Conclusions	17
4	Etude des dépôts d'énergie et de leur reconstruction	18
4.1	Tests sur des particules isolées	18
4.1.1	Introduction	18
4.1.2	Dépôts pour les particules de faibles énergie (≤ 15 GeV)	18
4.1.3	Dépôts de particules d'énergie comprise entre 10 et 150 GeV	22
4.1.4	Conclusions	25
4.2	Estimation du bruit de fond ajouté	25
4.3	Résultats pour les jets	26
5	Conclusions	28

1 Introduction

Durant ce stage j'ai eu l'occasion de travailler dans l'équipe CMS¹ de Strasbourg. Cette équipe est impliquée sur plusieurs sujets de physique des particules qui seront étudiés au LHC², collisionneur proton-proton basé au CERN, auprès du détecteur CMS (étude du quark top, recherche de particules supersymétriques), et sur la construction et la validation du détecteur lui-même (mise en œuvre du trajectographe au silicium). Pour ma part j'ai pu travailler sur le "Particle Flow", algorithme de reconstruction et d'identification de particules élémentaires. Cet algorithme considère toutes les informations du détecteur CMS pour les lier et ainsi dresser une liste des particules créées dans le détecteur. Mon travail a porté sur la réponse des calorimètres et leur traitement par le Particle Flow (reconstruction des dépôts); je me suis particulièrement intéressé au changement d'un paramètre utilisé pour agglomérer des cristaux afin d'identifier chaque dépôt d'énergie de manière individuelle. Ce travail a été fait à partir de simulations réalisées par PYTHIA [1]. Celles-ci sont ensuite propagées dans une modélisation du détecteur réalisé par le programme GEANT 4. Cela permet ainsi d'imiter ce qu'il se déroulera au sein du détecteur CMS après les collisions de protons.

1.1 Le LHC

Le LHC est un accélérateur de particules situé au CERN à proximité de Genève (Suisse). Il est installé à une centaine de mètres sous terre dans un tunnel de 27 km de circonférence servant anciennement au LEP³ (voir figure 1). Le LHC produira des collisions grâce au croisement de deux faisceaux de protons, chacun accéléré pour atteindre une énergie de 7 TeV. Le LHC fonctionnera avec une luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Il sera également possible de produire des collisions d'ions de plomb, avec une énergie par nucléon de 2.75 TeV en utilisation optimale.

L'un des objectifs prioritaires motivant la construction d'un tel accélérateur est de mieux comprendre le phénomène de brisure spontanée de symétrie électrofaible, à l'origine de l'apparition de la masse des particules dans le Modèle Standard (théorie décrivant les particules élémentaires et leurs interactions). Le mécanisme de Higgs permet de décrire cela; mais la particule qui en est à l'origine, le fameux boson de Higgs, n'a pas encore été observé. A l'échelle du TeV il est ainsi prévu de collecter les preuves de son existence (dans le canal de désintégration en 2 photons par exemple).

1. Compact Muon Solenoid
2. Large Hadron Collider
3. Large electron-positron collider

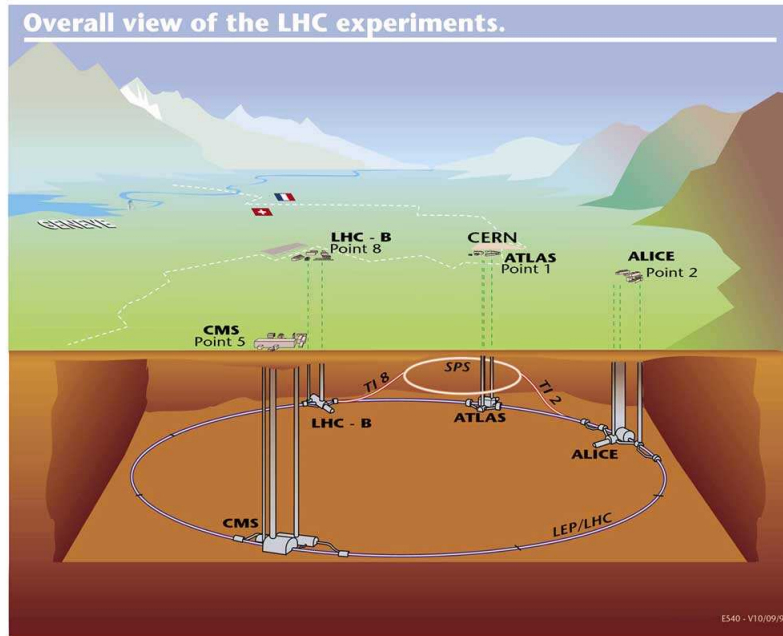


FIGURE 1 – Le LHC et ses 4 principaux détecteurs

Cependant les possibilités que le LHC offre aux physiciens sont plus étendues : en effet différentes théories permettant de compléter le Modèle Standard n'ont pas non plus montré de preuves expérimentales. C'est par exemple le cas de la théorie super-symétrique, ou encore de la recherche de dimensions supplémentaires à l'univers. Un des autres grands travaux actuel des physiciens est d'améliorer la connaissance du quark *top*, découvert en 1995 au Tevatron par les expériences CDF et D0 : la masse de ce quark par exemple n'est pas encore connue de manière satisfaisante ($m_t = 172.4 \pm 1.2 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$ [2]).

Le détecteur CMS est l'un des quatre détecteurs placés auprès du LHC, et constitue l'un des 2 détecteurs généralistes avec ATLAS⁴. Le troisième est le détecteur LHCb, dont l'objectif sera d'observer la violation de symétrie CP dans la désintégration du quark *b*. Ces trois expériences fonctionnent en collisions protons-protons.

La dernière expérience sera ALICE, qui fonctionnera lorsque le LHC utilisera des ions de plomb à la place de protons, principalement destiné à étudier ce qui est appelé plasma de quark et de gluons (QGP), qui est un état de la matière hadronique portée à de très hautes énergies.

Comme ce rapide tour d'horizon des expériences placées auprès du LHC le montre, cet accélérateur offrira de vastes possibilités de découvertes, aussi bien en physique des particules qu'en physique nucléaire. La géométrie de

4. A Toroidal LHC ApparatuS

tous ces détecteurs a bien sûr été conçue de manière à tirer les meilleures informations de la présence des particules créées après les collisions.

1.2 Le détecteur CMS

Le détecteur CMS possède une structure classique de détecteurs de particules auprès d'un collisionneur hadronique : c'est à dire qu'il est composé de sous détecteurs concentriques destinés à l'identification de différents types de particules. Les particules produites dans les collisions protons-protons traversent ainsi successivement un trajectographe, un calorimètre électromagnétique puis un calorimètre hadronique, pour finir par les chambres à muons. Un solénoïde placé autour des calorimètres permet de courber les trajectoires des particules chargées. Le détecteur CMS a été construit de manière beaucoup plus compacte que son homologue ATLAS. Ce choix a été fait afin de permettre de plonger toute la trajectographie et une partie de la calorimétrie dans le champ magnétique du solénoïde qui l'entoure (4 Tesla)(voir figure 2). Un tel champ, homogène et dirigé parallèlement à l'axe du faisceau de proton, est possible grâce à l'état supraconducteur dans lequel est mis cet aimant. Cela demande bien sûr la mise en place d'un dispositif cryogénique entourant tout le détecteur.

Variables courantes Le système de coordonnées de CMS a comme origine le point de collision entre les protons ; l'axe z est dirigé le long du faisceau, l'axe y est dirigé vers la surface de la terre et finalement l'axe x est horizontal et pointe vers le centre de l'anneau du LHC.. L'angle ϕ est mesuré dans le plan (y,z) et défini ce qu'on appelle l'angle azimutal. L'angle θ , défini dans le plan (x,z) , n'est pas couramment utilisé ; le pseudo-rapacité lui est préféré (η), et est définie par :

$$\eta = -\ln \left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \right) \quad (1)$$

Trajectographie Le trajectographe du détecteur CMS comporte deux parties distinctes dans la partie centrale, pour une taille de 5.8 m de long et 2.6 m de diamètre. La première est composée d'un détecteur à pixel, entourant la région où se dérouleront les collisions, dont le but principal est d'identifier l'origine des traces des particules chargées, ou encore de localiser les vertex secondaires. La haute granularité⁵ de ce sous-détecteur est nécessaire à cause du très grand nombre d'impacts dans cette zone. La deuxième partie du trajectographe est composée de 10 couches de détecteur au silicium à

5. Taille de pixels d'environ $100 \times 130 \mu\text{m}^2$

micro pistes, de moins bonne résolution spatiale. Chacune des ces parties possède son homologue perpendiculaire au faisceau (les bouchons) permettant de couvrir une large région (jusqu'à $|\eta| \leq 2.5$).

Calorimétrie

Calorimètre électromagnétique Le calorimètre électromagnétique, ou ECAL, est divisé lui aussi en plusieurs sous-détecteurs ; il est placé autour du trajectrographe, à 1.29 et 3.15 mètres du faisceau, respectivement pour le tonneau et les bouchons. Il est composé de cristaux de tungstate de plomb (61200 dans le tonneau et 3662 dans chacun des deux bouchons). Ce type de cristal a été choisi pour sa faible longueur de radiation⁶, sa grande vitesse de scintillation et sa bonne résistance aux radiations [3], afin de répondre aux exigences de compacité du détecteur, à la très importante quantité de particules qui seront présentes en son sein, et aux fortes radiations auxquelles il sera soumis. Le tonneau couvre un gamme en pseudo rapidité de $\eta \leq 1.479$, et que les deux bouchons complètent jusqu'à $\eta \leq 3$. Les cristaux du tonneau ont une section de $22 \times 22 \text{ mm}^2$, ce qui confère à ce sous-détecteur une excellente résolution ; les cristaux des bouchons ont eux une section variant de $28.6 \times 28.6 \text{ mm}^2$ aux plus bas η à $30 \times 30 \text{ mm}^2$ à $\eta = 3$.

Calorimètre hadronique Le calorimètre hadronique, ou HCAL, complète finalement le cylindre fermé par le solénoïde, ce qui contraint sa taille. C'est pourquoi à l'extérieur du solénoïde se trouve une partie du HCAL (HO, pour Hadron Outer), couvrant la zone $|\eta| \leq 1.3$. Le tonneau HCAL est composé de plaques de cuivre entre lesquelles sont intercalées des scintillateurs plastiques ; ce dispositif est fermé sur chacune de ses deux faces par des plaques d'acier. La région couverte par ce calorimètre va jusqu'à $\eta = 1.4$. Les bouchons complètent cette couverture jusqu'à $|\eta| = 3$. La partie avant, qui va jusqu'à $|\eta| = 5$, rend le HCAL assez hermétique [4]. Cette caractéristique est importante pour évaluer au mieux l'énergie transverse manquante, marque de processus physiques intéressants de faible interaction [5].

Chambres à muons Les chambres à muons sont situées le plus loin de la région de collisions, à l'extérieur du solénoïde au niveau de la structure en fer. Cette structure est mise à profit pour guider les lignes de champ du solénoïde et ainsi profiter du champ magnétique pour améliorer encore les précisions des mesures. Cette partie du détecteur est elle aussi divisée en une

6. Distance sur laquelle l'énergie d'un électron est diminuée de $1/e$

partie centrale ($|\eta| \leq 1.2$) et deux bouchons ($0.9 \leq |\eta| \leq 2.4$). Il est composé de détecteurs à gaz de 3 types différents : DT⁷, CSC⁸ et RPC⁹ [6].

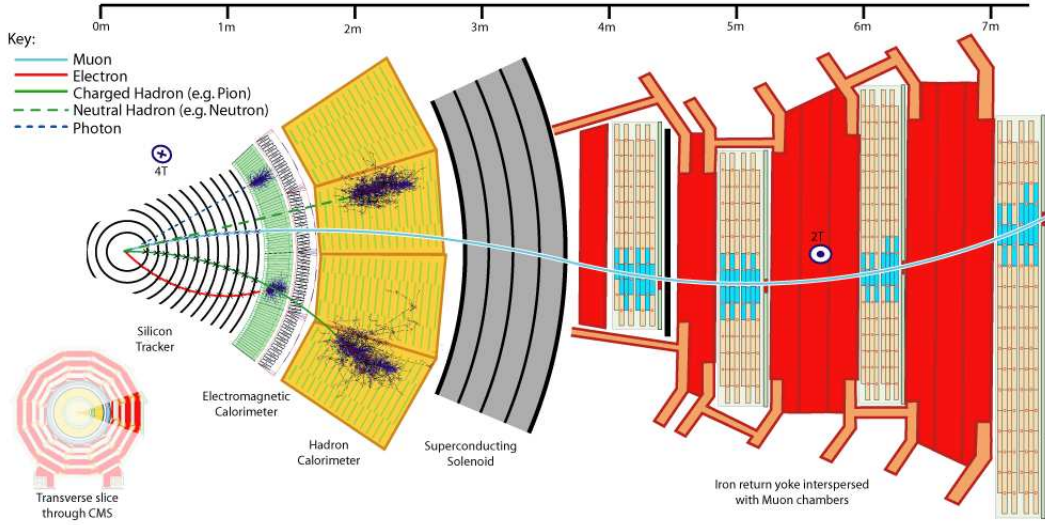


FIGURE 2 – Vue du détecteur montrant la disposition des sous-détecteur

2 L’algorithme du flux de particules (Particle Flow)

2.1 Introduction

Le Particle Flow est un algorithme utilisé sur différents détecteurs de particules pour reconstruire les particules stables¹⁰ (électrons, muons, photons, pions chargés par exemple) issues des collisionneurs; pour cela il exploite les informations venant des détecteurs comme dans le passé sur le détecteur ALEPH, et actuellement sur CMS. Tout ceci a comme but de reconstruire certains événements, choisis pour leur intérêt physique.

Les différentes sous-parties seront d’abord traitées par différents algorithmes qui seront brièvement expliqués par la suite, afin d’analyser au mieux les informations disponibles (les traces des particules issues du trajectographe, et les dépôts d’énergie formés dans les calorimètres). Ensuite l’algorithme mettra en corrélation les résultats pour tenter d’identifier les par-

7. Drift Tube chambers, ou chambres de tube à dérive
 8. Cathode Strip Chambers, ou chambre à pistes cathodiques
 9. Resistive Plate Chambers, ou chambres à plaque résistive
 10. Stables au moins le temps de la traversée du détecteur

ticules par les interactions caractéristiques que chacune d'elle aura avec le détecteur.

Dans ces différentes opérations la géométrie du détecteur et les résolutions en énergie et impulsion de chaque sous-détecteur sera évidemment mise à profit pour obtenir des résultats précis et fiables.

2.2 Fonctionnement de l'algorithme

2.2.1 Reconstruction de traces

La reconstruction des traces est faite en associant les points d'impacts des particules chargées dans le trajectographe. Ces informations sont essentielles à une bonne reconstruction des particules, aussi bien de leur trajectoire que de leur énergie. Les traces sont formées en utilisant un algorithme itératif [7] : dans un premier temps les traces sont créées avec des critères sévères, évitant les traces non réelles au maximum mais avec une efficacité assez faible. Les points de chaque trace sur lesquels il n'y a pas d'ambiguïté sont écartés afin de ne pas gêner la suite de la procédure, puis cette étape est répétée avec des critères plus relâchés ; ce processus est répété cinq fois avec des critères toujours moins stricts dans la sélection des points d'impacts. Les trois premières itérations ne considèrent que les traces venant du faisceau. Les deux suivantes relâchent cette contrainte afin de permettre l'identification de vertex secondaires (pour des distances à l'axe du faisceau allant jusqu'à une cinquantaine de centimètres). Cela permet finalement de maintenir le taux de traces fantômes assez bas et d'obtenir une bonne efficacité de reconstruction. Cette méthode permet de reconstruire par exemple, avec le détecteur CMS, des particules chargées d'impulsion transverse aussi faible que quelques centaines de MeV/c avec un taux de fausse identification de traces de l'ordre du pourcent [7].

2.2.2 Le "clustering"

Le "clustering" est le nom donné au processus de formation d'amas de cellules calorimétriques ayant reçues de l'énergie (supérieure à un seuil dépendant du sous-détecteur traité, cf. table1).L'exécution de l'algorithme est faite de manière séparée dans chaque sous-détecteur (ECAL/HCAL), et l'objectif de celui-ci est principalement d'identifier les dépôts des particules incidentes, et de séparer les dépôts proches.

Sélection des graines Le clustering commence par identifier les cellules qui serviront de base à la construction d'un amas : ce sont les graines. Elles sont définies comme étant les cellules qui ont reçu une énergie supérieure à

la fois à un seuil dépendant du sous-détecteur considéré et à celle des 4 ou 8 cellules les plus adjacentes (selon le sous-détecteur traité).

Ajout de cellules aux clusters A partir des graines sont ajoutées les cellules qui ont reçu une énergie supérieure à un second seuil et qui ont un côté commun avec cette graine, soit les 4 plus proches voisines. Ensuite des nouvelles cellules la même opération se répète jusqu'à ce que toutes celles qui répondent à ces critères soient ajoutées au cluster. Il y a finalement autant de clusters formés que de graines.

Pour ce stage c'est sur le nombre de cellules susceptibles d'être ajoutées que notre attention s'est portée : habituellement fixé à 4 comme c'est expliquer ici, nous avons regardé comment le clustering se comportait si l'on considère aussi les cellules reliées par un coin à une cellule déjà associée au cluster. En effet en regardant les formes des dépôts d'énergie dans les deux calorimètres on se rend compte qu'une partie des cellules sont connectées seulement par un angle et ne sont donc pas ajoutées au cluster (voir figure 3). Nous avons donc tenté d'évaluer quelles modifications sont induites par le fait de compter aussi ces cellules connectées par un coin.

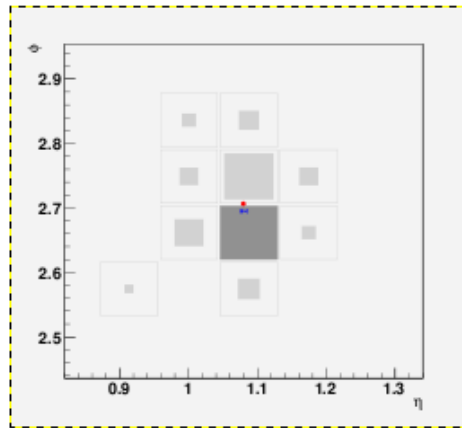


FIGURE 3 – Illustration d'un cluster (ici dans la partie centrale du HCAL). En rouge est représentée la position du cluster, en bleu la position de la particule simulée. Les carrés plus sombres à l'intérieur des cellules ont une taille proportionnelle à l'énergie reçue par ces cellules. La cellule en bas à gauche de l'illustration n'est pas ajoutée au cluster initialement ; elle le sera après le changement du paramètre.

Calcul de l'énergie et des positions Lorsque l'on traite plusieurs particules peu espacées spatialement, par exemple pour un jet, il se peut que

	ECAL	ECAL	HCAL	HCAL
	tonneau	bouchon	tonneau	bouchon
E_{min} (GeV)	0.08	0.30	0.90	1.40
E_{min}^{graine} (GeV)	0.23	0.80	1.40	1.40
Nombre de voisins pour la détermination d'une graine	8	8	4	4
R (cm)	5.0	5.0	10.0	10.0
Nombre de cellules pour le calcul de la position	9	9	5	5

TABLE 1 – Paramètres utilisés pour le clustering

plusieurs clusters se recouvrent spatialement : un tel cluster est appelé cluster topologique et donne lieu à un calcul particulier afin d'attribuer à chaque cluster sa position dans le plan (η, ϕ) et son énergie (voir figure 4).

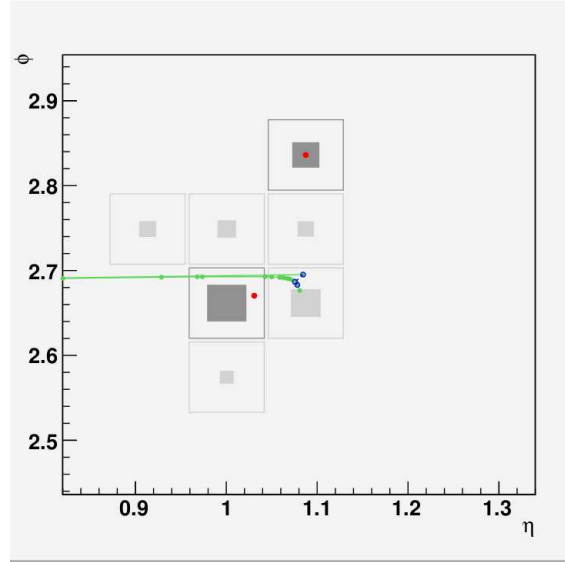


FIGURE 4 – Illustration d'un cluster topologique contenant deux clusters, après le calcul des positions et des énergies relatives de chacun. Les points verts représentent les impacts dans le trajectographe, reliés par la trace reconstruite (trait vert).

Dans un premier temps on considère comme position de chaque cluster celle de sa graine. Les énergies des cellules du cluster topologique sont alors réparties proportionnellement à $exp(-(d_{ij}/R)^2)$, où i fait référence à la cellule

considérée, j au cluster considéré, et où R est le paramètre figurant dans le tableau 1 servant à prendre en compte l'étalement latéral de l'énergie.

A partir de cette redistribution d'énergie un nouveau calcul des positions est fait en considérant seulement les cinq ou neuf premières cellules du cluster. La nouvelle position est alors définie comme le barycentre des 5 ou 9 premières cellules du cluster, pondérées par : $\ln(E_{ij}/E_{min})$, où E_{ij} représente la part d'énergie de la cellule i du cluster j , et E_{min} l'énergie du seuil propre au sous-détecteur considéré. Ces nouvelles positions servent à distribuer encore une fois l'énergie, de la même manière que la première fois ; ces étapes sont répétées jusqu'à ce que la variation des positions n'excède pas $10^{-8}cm$, ou alors au bout de 50 itérations.

2.2.3 Lien traces/clusters

Une fois la trace et les clusters constitués, il faut les associer pour finir l'identification et l'attribution de la bonne énergie aux particules reconstruites. Des ensembles, appelés blocs, sont définis dans ce but : ils peuvent contenir une trace, un ou plusieurs clusters des calorimètres, et un dépôt des chambres à muons. La confiance que l'on peut mettre dans les liens entre chaque élément d'un bloc est définie différemment pour chaque type d'association possible. Pour relier une trace à des clusters par exemple il faut que celle-ci extrapolée au delà du trajectographe arrive à l'intérieur du cluster : la distance de cette trace au cluster dans le plan (η, ϕ) est prise comme référence pour évaluer la pertinence d'une telle association. Des tangentes à cette trace sont également tracées afin d'associer à cet élément les clusters d'éventuels émission de photons brehmsstrahlung.

De manière similaire on relie les clusters ECAL aux clusters HCAL, voire aux traces des chambres à muons. Pour cela on part du cluster issu de la partie ayant la plus fine granularité pour atteindre la partie de moins bonne granularité. Si le premier cluster tombe sur au moins une cellule du second, alors cette association est validée et évaluée par la distance entre les deux clusters.

Finalement on cherche à relier les traces du trajectographe à celles des chambres à muons. Pour cela il est encore question d'une quantité permettant de juger de la compatibilité des deux traces : il s'agit alors du χ^2 ¹¹ du fit global entre les deux traces. Quand plusieurs traces du trajectographe peuvent être associées à plusieurs traces des chambres à muons, on retient seulement les associations donnant le χ^2 le plus acceptable.

11. $\chi^2 = \frac{\eta^2}{\sigma_\eta^2} + \frac{\phi^2}{\sigma_\phi^2}$, où $\sigma_{\eta,\phi}$ sont les incertitudes sur les coordonnées η et ϕ

2.2.4 Identification

Un dernier algorithme utilise chaque ensemble décrit ci-dessus pour identifier les particules ; par exemple un muon est reconstruit lorsque l'on a associé une trace issue du trajectographe à une trace issue des chambres à muons. Ceci constitue la première étape du travail de l'algorithme. Ensuite on identifie et reconstruit les électrons, puis les hadrons chargés, pour finir avec les photons et les hadrons neutres. L'énergie reconstruite nécessite une calibration propre au type de particule que l'on a identifié.

Mon travail durant ce stage, comme je l'ai déjà dit, a porté sur l'analyse des effets du changement du paramètre déterminant la manière dont les cellules sont ajoutées à un cluster : jusqu'à présent ce paramètre ne permettait de ne considérer que les cellules ayant un côté commun avec une cellule déjà dans le cluster. Nous allons donc regarder ce qu'il se passe lorsqu'elles sont prises aussi en compte les cellules ayant un coin commun avec une déjà dans le cluster. Pour cela il faudra tenter de caractériser les changements que cela induit, puis tenter de comprendre ce qui produit de tels changements. Enfin il faudra vérifier que ce changement n'altère pas la résolution de la reconstruction.

Un des points forts du Particle Flow est la reconstruction des jets ; nous vérifierons donc sur ces objets que le changement ne l'affecte pas. Pour cela nous avons commencé par étudier la composition des jets, afin de déterminer les particules les plus abondantes. Ensuite nous avons comparé les caractéristiques des clusters construits avec les paramètres initiaux à ceux construits avec le changement effectué. Puis finalement nous avons étudié la réponse sur la reconstruction des impulsions transverses des jets.

3 Composition des jets

Un jet est un ensemble de particules concentrées spatialement, créées à partir de l'hadronisation de quarks et de gluons. Afin de définir quelles particules sont les plus abondantes dans des jets issus de différents événements, et ainsi se concentrer sur ces particules dans la suite du travail, la première étape a été d'étudier leur composition. Les jets considérés ici sont ceux issus d'événements QCD, très présents dans les études de physique.

Afin de déterminer la composition de ce type de jets, l'étude a consisté à considérer les distributions de plusieurs types de particules en impulsion transverse (p_T) sur un domaine allant jusqu'à 100 GeV/c, et en pseudo rapidité(η). Ces résultats permettront de privilégier certaines particules pour s'intéresser en priorité à celles-ci, et de justifier aussi les choix des sous-partie des calorimètres considérés par la suite.

	Tous p_T	$p_T \geq 1$ GeV/c	$p_T \geq 2$ GeV/c
Photon	43.08% \pm 0.22%	27.22% \pm 0.27%	22.59% \pm 0.33%
Pion	37.77% \pm 0.21%	43.32% \pm 0.30%	42.35% \pm 0.39%
Kaon	5.36% \pm 0.10%	7.98% \pm 0.16%	8.86% \pm 0.22%
Proton	3.45% \pm 0.08%	5.82% \pm 0.14%	7.47% \pm 0.20%
Neutron	3.33% \pm 0.08%	5.68% \pm 0.14%	7.29% \pm 0.20%
K_S^0	2.68% \pm 0.07%	4.00% \pm 0.11%	4.61% \pm 0.16%
K_L^0	2.62% \pm 0.07%	3.86% \pm 0.11%	4.15% \pm 0.15%

TABLE 2 – Proportion des principales particules constituant les issus d'événements QCD, pour un \widehat{p}_T compris entre 50 et 100 GeV/c

3.1 Jets issus d'événements QCD

Les jets issus d'événements QCD ont été simulés pour des événements plus ou moins énergétiques : différents intervalles ont donc été choisis, d'une part un \widehat{p}_T ¹² compris entre 50 et 100 GeV/c, d'autre part entre 500 et 1500 GeV/c.

3.1.1 Jets de faible énergie (\widehat{p}_T entre 50 et 100 GeV/c)

Les distributions en impulsion transverse montrent dans un premier temps que les particules de ces jets ont principalement de faibles impulsions transverses (inférieures à un dizaine de GeV/c) (voir figure 5).

Dans un second temps on constate que les particules les plus abondantes sont les photons et les pions sur une large gamme en p_T . Ces photons viennent principalement de la désintégration de pions neutres ($\tau = (8.4 \pm 0.6)10^{-18}$ s [8]).

Les particules chargées n'atteignent le premier calorimètre que lorsqu'elles ont une énergie supérieure à 1 GeV, à cause du champ magnétique du solénoïde. Nous avons donc tenté d'estimer les proportions de particules qui atteindront le ECAL en mettant une coupure à 1 GeV/c. Pour atteindre le HCAL il faut que cette énergie atteigne 2 GeV, ce qui justifie de regarder également les distributions après avoir mis une coupure à 2 GeV/c (voir table 2).

Photons et pions restent les plus abondants lorsque des impulsions transverses supérieures à 1 GeV/c sont considérées. Néanmoins la proportion de photons par rapport aux autres particules diminue de façon brutale (de $\sim 43\%$ à $\sim 27\%$ pour $p_T \geq 1$ GeV/c); cette tendance se confirme lorsque la coupure passe à 2 GeV/c.

12. p_T du système à l'origine du jet dans son centre de masse

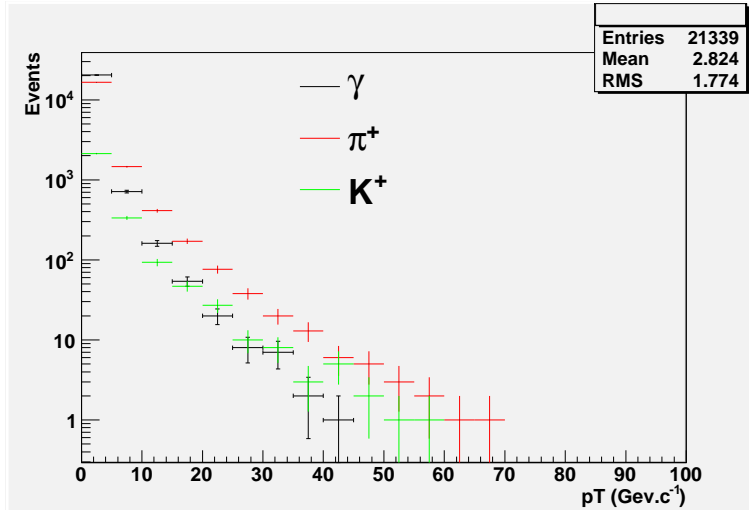


FIGURE 5 – Distribution en p_T des principales particules constituant les jets issus d'événements QCD, pour un $\widehat{p_T}$ compris entre 50 et 100 GeV/c

Les simulations sont faites sans "pile up", ce qui supprime les événements de faible énergie superposés à l'événement principal. Ceci a pour effet de rendre les distributions en pseudo rapidité centrées en $\eta = 0$. Ces distributions montrent également la relative homogénéité du détecteur sur une large plage en pseudo-rapidity (voir figure 6). La plupart des particules sont concentrées dans la partie centrale du détecteur ; CMS étant divisé en plusieurs sous-détecteurs il paraît intéressant de voir quelle proportion de particules arrivent dans chacun. La partie centrale ("tonneau" ou "barrel"), située dans la zone telle que $|\eta| \leq 1.4$, reçoit environ 52% des particules. Les bouchons ($|\eta| \leq 3$) reçoivent environ 35%.

3.1.2 Jets d'énergie plus élevée ($\widehat{p_T}$ compris entre 500 et 1500 GeV/c)

Nous nous intéressons maintenant aux jets QCD formés avec un $\widehat{p_T}$ plus important.

En regardant les mêmes informations que précédemment, on remarque d'abord que les types de particules les plus abondantes restent les photons et les pions (π^+), avec des proportions du même ordre en considérant toutes les impulsions transverses(voir table 3).

Les distributions en impulsion transverse sont beaucoup plus étendues vers les hauts p_T (voir figure 7) : en effet les mêmes coupures sur l'impulsion transverse ne provoquent pas de diminution aussi forte des proportions de photons ($\sim 44\%$ si l'on prend toutes les impulsions transverses, $\sim 32\%$ si l'on se limite à celles supérieures à 2 GeV/c).

Les distributions en pseudo rapidité des trois particules les plus abon-

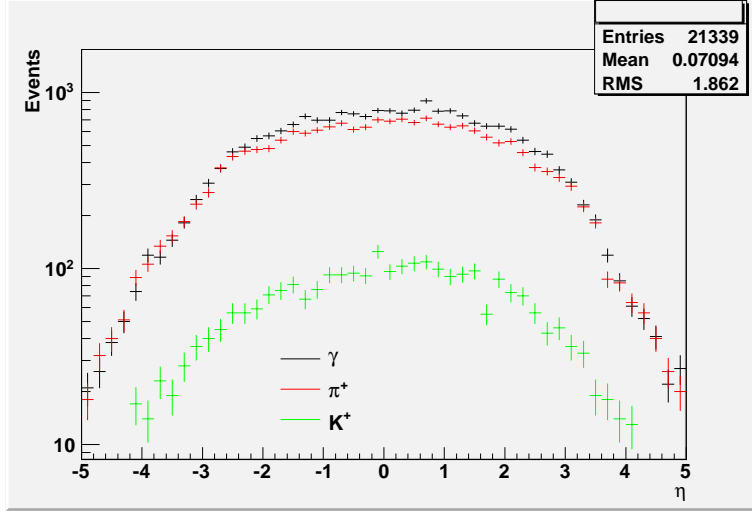


FIGURE 6 – Distribution en η des principales particules constituant les jets issus d'événements QCD, pour un \widehat{p}_T compris entre 50 et 100 GeV/c

	Tous p_T	$p_T \geq 1$ GeV/c	$p_T \geq 2$ GeV/c
Photon	44.28% \pm 0.23%	34.75% \pm 0.27%	32.23% \pm 0.31%
Pion	37.74% \pm 0.22%	41.55% \pm 0.28%	41.70% \pm 0.32%
Kaon	5.25% \pm 0.10%	6.84% \pm 0.14%	7.35% \pm 0.176%
Proton	2.99% \pm 0.08%	4.14% \pm 0.11%	4.71% \pm 0.14%
Neutron	3.03% \pm 0.08%	4.22% \pm 0.11%	4.78% \pm 0.14%
K_S^0	2.61% \pm 0.07%	3.40% \pm 0.10%	3.63% \pm 0.12%
K_L^0	2.48% \pm 0.07%	3.22% \pm 0.10%	3.52% \pm 0.12%

TABLE 3 – Proportion des principales particules constituant les jets issus d'événements QCD, \widehat{p}_T entre 500 et 1500 GeV/c

dantes (γ , π^+ et K^+) sont plus piquées en $\eta = 0$ que lors des simulations de jets moins énergétiques : une proportion plus importante que précédemment se trouvera donc dans la partie tonneau du détecteur (voir figure 8). Cela se voit par la diminution de l'écart type, ou encore par le fait que plus de 75% des particules se situent dans la partie centrale, et environ 20% dans la partie bouchon.

3.2 Jets issus d'événements $t\bar{t}$

Les distributions obtenues dans cette situation se rapprochent plus de celles des jets de plus faible énergie traités ici (voir table 4).

Les résultats des distributions en p_T et η diffèrent peu de ceux présentés

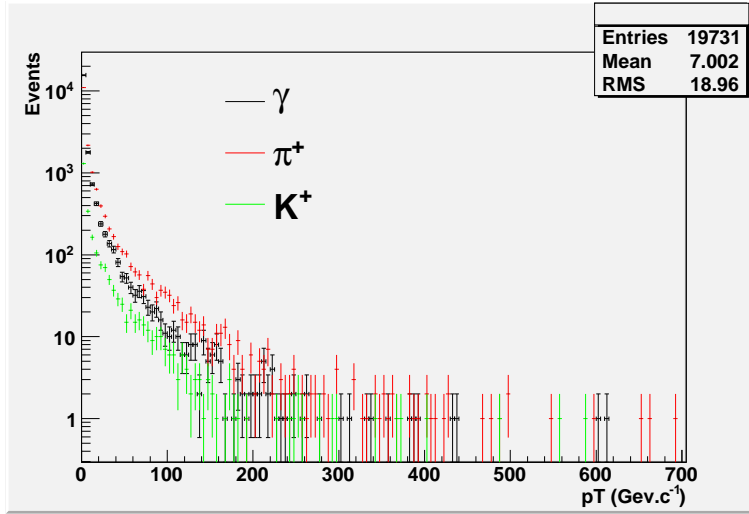


FIGURE 7 – Distribution en p_T des principales particules constituant les jets issus d'événements QCD, \widehat{p}_T entre 500 et 1500 GeV/c

	Tous p_T	$p_T \geq 1$ GeV/c	$p_T \geq 2$ GeV/c
Photon	45.65% \pm 0.04%	24.70% \pm 0.082%	22.91% \pm 0.11%
Pion	37.47% \pm 0.04%	41.94% \pm 0.09%	40.88% \pm 0.13%
Kaon	4.88% \pm 0.02%	9.11 \pm 0.05%	10.08% \pm 0.08%
Proton	2.89% \pm 0.01%	6.34% \pm 0.04%	6.41% \pm 0.06%
Neutron	2.79% \pm 0.01%	6.22% \pm 0.04%	6.31% \pm 0.06%
K_S^0	2.36% \pm 0.01%	4.36% \pm 0.03%	4.81% \pm 0.05%
K_L^0	2.33% \pm 0.014%	4.37% \pm 0.03%	4.85% \pm 0.05%

TABLE 4 – Proportions des principales particules constituant les jets issus d'événements $t\bar{t}$

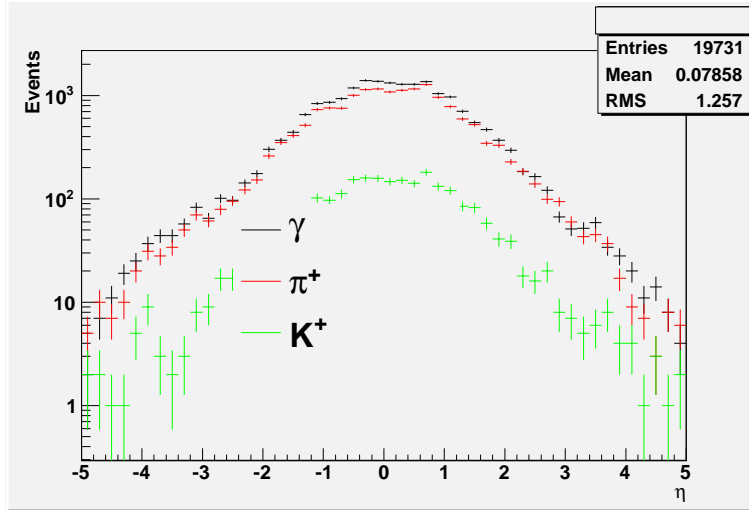


FIGURE 8 – Distribution en η des principales particules constituant les jets issus d'événements QCD, \widehat{p}_T entre 500 et 1500 GeV/c

pour les jets QCD. On note néanmoins que les proportions de photons et de kaons sont supérieures aux cas précédents quand sont prises en compte toutes les impulsions transverses, et que toutes les autres proportions diminuent légèrement quelle que soit la coupure mise en impulsion transverse.

Il apparaît aussi qu'environ 35% de particules des jets arrivent dans le tonneau ; il y a aussi la même proportion de particules dans la partie bouchon.

3.3 Conclusions

D'après ces premiers résultats, l'étude de la reconstruction des dépôts d'énergies s'orientera prioritairement vers les pions chargés et les photons d'énergie inférieure à 15 GeV dans les tonneaux des calorimètres électromagnétique et hadronique, puisqu'il s'agit de la situation la plus fréquente lorsque l'on s'intéresse aux jets. Ensuite le travail pourra être étendu à d'autres types de particules comme les kaons chargés (particules également très abondantes dans les jets) ou les hadrons neutres, qui sont ceux les moins bien reconstruits par le Particle Flow du fait qu'ils ne laissent pas de trace dans le trajectographe. Les seules indications du passage de telles particules dans le détecteur seront issues des calorimètres, principalement du HCAL (soit la partie la moins précise du détecteur).

Il pourra aussi être intéressant de voir la reconstruction des dépôts d'énergie issus de particules incidentes d'énergies supérieure à 15 GeV pour ne pas se limiter qu'au cadre d'étude des jets et peut-être mieux comprendre les modifications engendrées par le passage de 4 à 8 voisins lors de l'ajout de

cellules au sein d'un cluster.

4 Etude des dépôts d'énergie et de leur reconstruction

4.1 Tests sur des particules isolées

4.1.1 Introduction

L'étude portera sur la reconstruction de l'énergie des particules incidentes, qui est simplement obtenue en sommant les énergies reçues par les cellules d'un cluster ($E_{rec} = \sum(E_{cellules})$); on pourra aussi s'intéresser à la fraction d'énergie déposée, simplement définie comme le rapport de l'énergie reconstruite sur l'énergie de la particule simulée ($frac = E_{rec}/E_{particule}$). Cette donnée est importante car l'énergie mesurée par les calorimètres n'est jamais réellement celle des particules incidentes, mais seulement la partie que ces particules ont perdu en traversant les cellules des calorimètres. La fraction d'énergie déposée est donc l'information permettant d'accéder à l'énergie réelle. Ce problème ne se pose bien sûr pas ici puisque nous travaillons uniquement sur des particules simulées, mais lors du fonctionnement du détecteur cette problématique prendra tout son sens.

Par ailleurs les positions étant calculées seulement à partir des 5 ou 9 premières cellules du cluster, peu de variations sont attendues à ce niveau.

Il faudra également porter une attention particulière à différencier les réponses des deux calorimètres, ceux-ci étant très différents par les interactions qu'ils auront avec les particules.

En outre il faudra vérifier que l'on n'ajoute pas seulement du bruit de fond (électronique principalement), en dépit des seuils qui sont mis lors de l'ajout de cellule au cluster; pour cela une analyse de ce bruit de fond s'avère indispensable pour essayer de déterminer quelle partie de l'énergie supplémentaire en est issue.

4.1.2 Dépôts pour les particules de faibles énergie (≤ 15 GeV)

Les résultats obtenus avec les paramètres habituels ont montré que beaucoup de particules isolées donnaient lieu à la création de plusieurs clusters dans une même partie du calorimètre; ces clusters et la particule simulée initialement étaient assez souvent éloignés l'un de l'autre. Le traitement de ces multiples clusters était difficile dans le cadre du travail mené, nous avons donc décidé d'éviter ces complications en ne considérant pas les événements dans lesquels la particule interagissait dans le trajectographe en donnant des

particules secondaires. Cette restriction écartait alors une majorité de ces événements.

Pions et Photons

Généralités Les photons interagissent de manière électromagnétique avec la matière qui constitue le détecteur. Leurs dépôts d'énergie se font sous forme de gerbes électromagnétiques (émission d'autres photons, création de paires e^+ / e^-). Le ECAL est construit de sorte que ces photons déposent rapidement une grande part de leur énergie (plus de 95%).

Les hadrons eux forment leurs gerbes généralement plus loin dans le détecteur, au niveau du HCAL. Néanmoins une partie de ces hadrons peuvent commencer leurs gerbes plus rapidement [9] et donc former un dépôt à la fois dans le ECAL et dans le HCAL.

Observations Le tableau 5 résume les résultats obtenus pour les π^+ ; les "événements concernés" sont ceux qui ont donné lieu à un ajout supplémentaire de cellules après la modification opérée, dans le ECAL et dans le HCAL de manière distincte. Les chiffres donnés pour cela représentent la proportion de tels événements, parmi tous ceux simulés. Les autres chiffres sont calculés à partir de ces événements concernés seulement, en les comparant avant et après le changement du paramètre. Le tableau 6 montre les mêmes informations concernant les photons.

La figure 9 permet également de se rendre compte de la dépendance des événements concernés en fonction du nombre de cellule par cluster.

	ECAL (tonneau)	HCAL (tonneau)
Energie moyenne ajoutée	6.5% (0.21 GeV)	13.2% (0.74 GeV)
Nombre moyen de cellules ajoutées	1.7	1.2
Fraction d'événements concernés	22.5%	4.3%

TABLE 5 – Résultats pour les π^+ ($E \leq 15$ GeV)

	ECAL (tonneau)
Energie ajoutée	2.6% (0.12 GeV)
Nombre de cellules ajoutées	1.6
Fraction d'événements concernés	22.05%

TABLE 6 – Résultats pour les γ ($E \leq 15$ GeV)

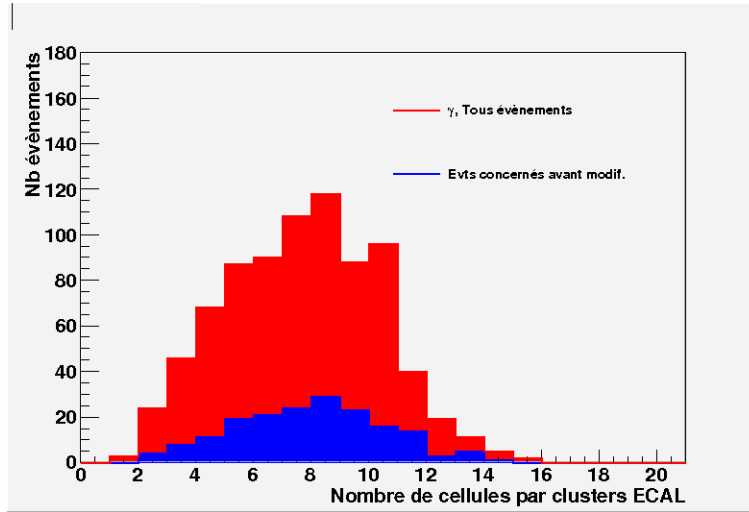


FIGURE 9 – Nombre de cellules par cluster ECAL pour les γ ($E \leq 15$ GeV)

Ces résultats montrent d'abord pour les pions que la modification affecte plus de clusters dans le ECAL que dans le HCAL.

Par contre l'énergie moyenne ajoutée dans le calorimètre hadronique est plus importante, malgré le fait que le nombre moyen de cellules ajoutées soit plus faible.

D'autre part s'il y a dans le ECAL à peu près la même proportion de clusters modifiés pour les pions que pour les photons, les énergies ajoutées sont plus faibles pour ces derniers.

Neutrons Le changement du nombre de voisins pris en compte pour procéder à l'ajout de cellules aux clusters a aussi des effets sur les neutrons (voir table 7). On voit qu'une proportion d'événements du même ordre que pour les pions sont affectés dans le ECAL comme dans le HCAL.

	ECAL (tonneau)	HCAL (tonneau)
Energie ajoutée	7.4% (0.22 GeV)	5.7% (+ 0.28 GeV)
Nombre de cellules ajoutées	1.2	1.2
Fraction d'événements concernés	20.4 %	3.5 %

TABLE 7 – Récapitulatif des résultats pour les neutrons (≤ 15 GeV)

Le ECAL servant principalement à la mesure des énergies des photons, des électrons et des hadrons chargés, les neutrons n'y déposent généralement

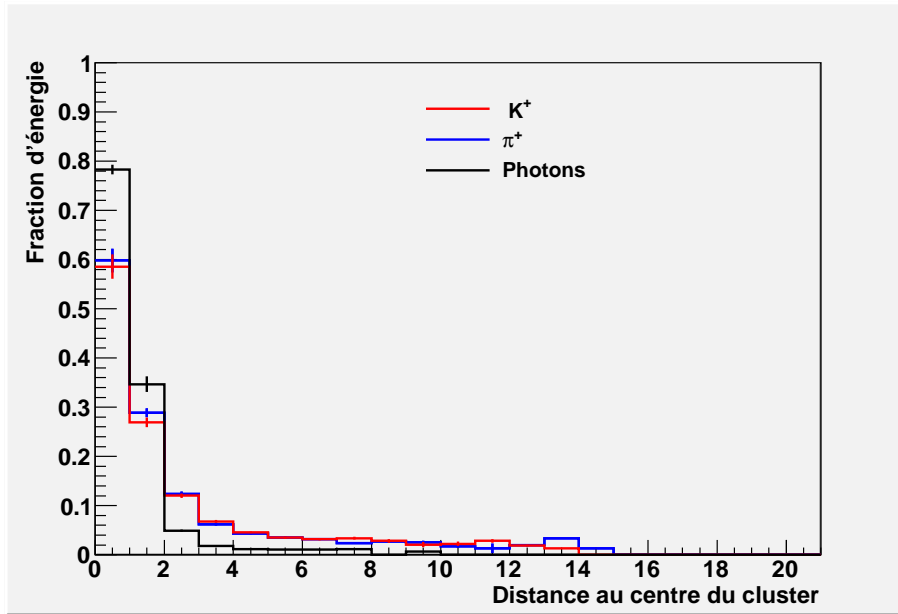


FIGURE 10 – Répartition spatiale de l'énergie dans un cluster ($E \leq 15$ GeV). La "fraction d'énergie" est calculée pour chaque cellule et correspond au rapport de l'énergie qu'elle apporte à un cluster sur l'énergie totale de ce cluster.

pas beaucoup d'énergie (en moyenne 4.8 GeV par cluster pour les neutrons contre 5.3 GeV pour les pions). Malgré cela les énergies ajoutées aux clusters du ECAL formés par l'arrivée de neutrons sont du même ordre que pour les pions et les photons (0.2 GeV).

Kaons (K^+) Les résultats obtenus pour les kaons chargés dans le ECAL sont très similaires à ceux obtenus pour les pions. On voit ainsi que les dépôts se ressemblent dans ce calorimètre pour tous les hadrons, chargés ou pas. Cela se voit assez bien dans les distributions spatiales de l'énergie au sein des clusters formés : la dispersion latérale est tout à fait comparable pour les trois hadrons auxquels nous nous sommes intéressés ; ce résultat est montré sur la figure 10 pour les pions, les kaons, ainsi que pour les photons qui eux font des dépôts plus concentrés.

Le calorimètre hadronique lui ne répond pas de la même manière pour ces trois hadrons : ceux chargés laissent des dépôts plus énergétiques (d'environ 5.2 GeV¹³), et sont plus sensibles que les neutrons au changement que nous avons fait : cela se voit dans l'augmentation moyenne de l'énergie des clusters, d'environ 13.7% dans cette gamme d'énergie, contre environ 5.7% pour les

13. Les neutrons font des dépôts moyen de 4.8 GeV

neutrons (soit environ 0.7 GeV pour les deux hadrons chargés, et 0.3 GeV pour les neutrons).

Conclusion Les modifications engendrées par l’ajout de cellules ne sont pas négligeables pour des particules isolées de basse énergie : les différents résultats présentés montrent d’abord qu’une partie importante des clusters sont modifiés (autour de 20% dans le ECAL, 4% dans le HCAL). L’augmentation des énergies reconstruites, quelque soit le type de particules, est aussi relativement marquée (entre 3% et 7%¹⁴ dans le ECAL, et varie entre 5.7% et 13%¹⁵ dans le HCAL). Toutefois l’augmentation du nombre moyen de cellules dans un cluster est plus prononcée dans le ECAL que dans le HCAL ; il faut sans doute y voir ici un effet de la granularité de ces deux calorimètres : le ECAL possédant une granularité plus fine, ses clusters comprennent plus de cellules, donc comportent plus de coins, ce qui le rend plus sensible à l’ajout de cellules après le changement de paramètre.

Dans le HCAL, une nette différence est observée entre les hadrons chargés et neutres ; les premiers ont tendance à déposer plus d’énergie dans ce calorimètre, et les cellules supplémentaires en apportent en moyenne également plus. Nous savons par ailleurs que les hadrons chargés emportent environ 60% de l’énergie d’un jet ; on peut donc supposer que la modification dans le processus de clustering n’affectera pas la reconstruction de l’énergie des jets, opération qui constitue un des objectifs principaux du Particle Flow.

4.1.3 Dépôts de particules d’énergie comprise entre 10 et 150 GeV

Pions et photons En premier lieu les observations montrent que dans cette gamme d’énergie des changements sont également visibles. Ensuite les particules étant plus énergétiques, il est normal de voir que les clusters des deux calorimètres contiennent plus d’énergie et plus de cellules que précédemment.

Dans le ECAL les quantités d’énergies ajoutées aux clusters sont identiques quelles que soient les énergies des particules incidentes et leur nature (γ , π^+ , K^+ , neutrons, pour lesquelles est ajoutée en moyenne 0.2 GeV) ; cependant le nombre moyen de cellules ajoutées augmente lui avec l’énergie.

Pour le HCAL la situation diffère quelque peu puisque c’est le nombre de cellule ajoutées qui est constant sur la gamme d’énergies étudiée, alors que les énergies ajoutées diminuent.

Ces résultats montrent que l’énergie déposée par les particules les plus énergétiques est plus concentrée au cœur de la gerbe. Ainsi les changements apportés par le reclustering se font de moins en moins importants au fur et

14. resp. pour les photons puis pour tous hadrons considérés ici

15. resp. pour les neutrons puis pour les hadrons chargés

à mesure que l'énergie des particules, et donc des clusters, augmente. Cela s'observe en comparant les queues de distributions entre les figures 10 et 11, qui sont nettement plus étalées pour les particules de basse énergie.

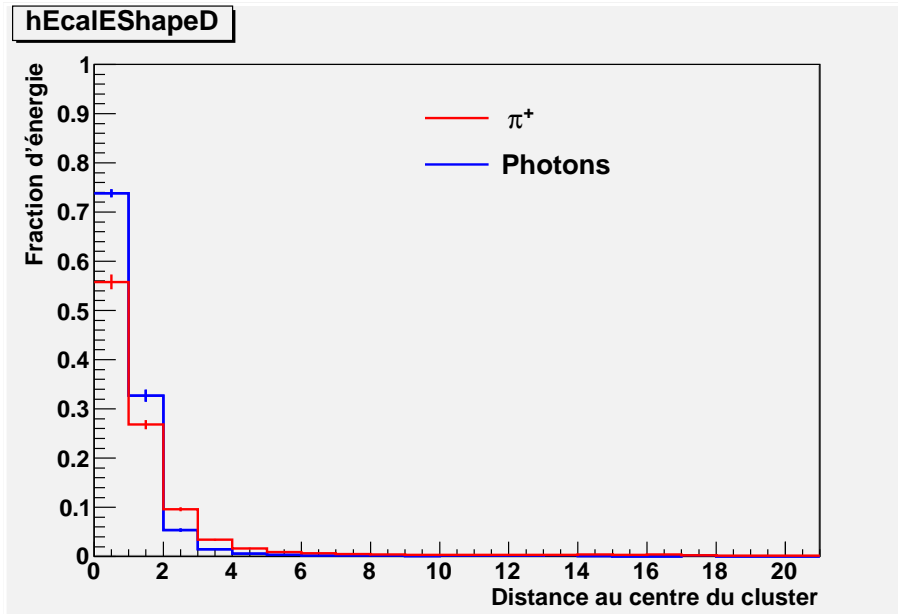


FIGURE 11 – Distribution de l'énergie au sein des clusters, pour les pions et les photons d'énergie comprise entre 10 et 150 GeV/c

La figure 12 montre que les pions forment majoritairement des clusters de moins de cinq cellules dans le ECAL, exactement comme quand ces particules étaient simulées avec une énergie comprise entre 1 et 15 GeV. Le pic particulièrement prononcé sur cette figure montre les pions n'interagissant pas beaucoup dans la partie électromagnétique des calorimètres [9]; on voit ainsi que ce ne sont pas ces événements qui sont majoritairement concernés par le reclustering, mais bien ceux qui ont un nombre conséquent de cellules calorimétriques. La figure 13 montre les mêmes données pour les photons; ces particules interagissent par contre très majoritairement avec le ECAL, ce qui explique la différence entre ces deux figures.

Le cas des pions montre bien que les clusters ayant le plus de cellules, donc les plus énergétiques, subissent plus fréquemment le reclustering. Cela apporte une preuve supplémentaire que la taille des clusters et la probabilité que des cellules leur soit ajoutées par les coins ne sont pas indépendantes.

D'autre part les dépôts concernés par le reclustering ont en moyenne une énergie supérieure à ceux qui ne le sont pas, ce qui confirme cette observation.

Neutrons et Kaons Il n'y a pas de changement dans les comportements relatifs des ces particules, autant dans le ECAL où ils interagissent peu,

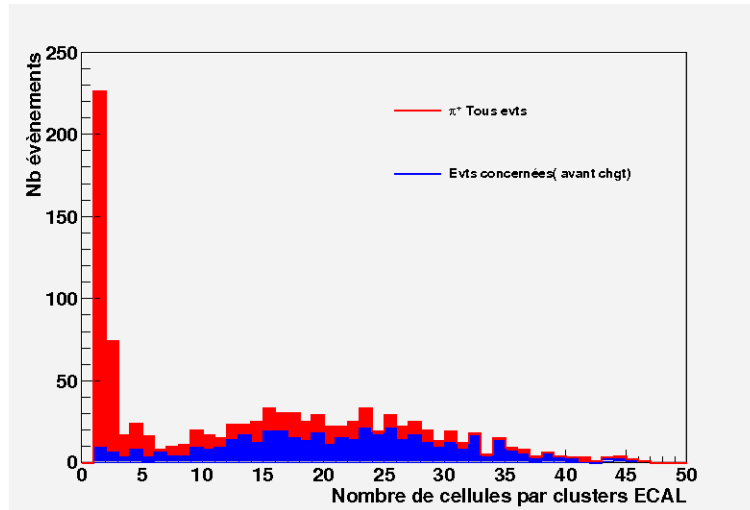


FIGURE 12 – Nombre de cellules par cluster ECAL pour les π^+ d'énergie comprise entre 10 et 150 GeV/c

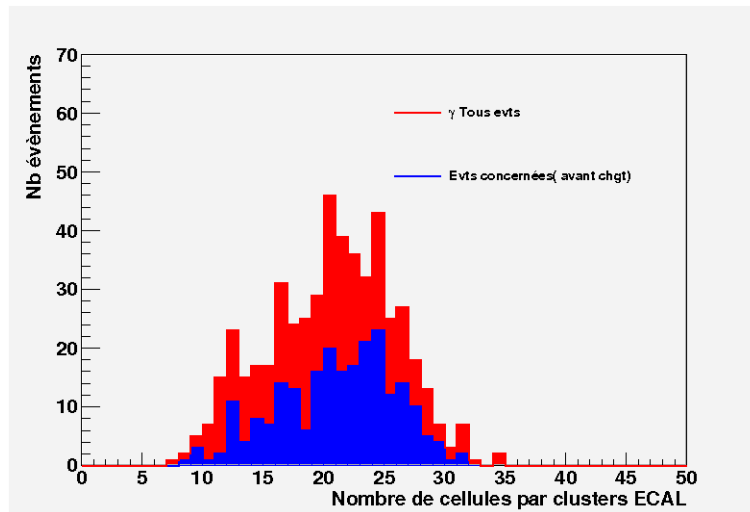


FIGURE 13 – Nombre de cellules par cluster ECAL pour les γ d'énergie comprise entre 10 et 150 GeV/c

que dans le HCAL où ils forment des dépôts plus importants. Notons tout de même que les neutrons forment habituellement des dépôts plus gros en termes de nombre de cellules calorimétriques dans les clusters, mais moins énergétiques que les hadrons chargés. Seulement cette caractéristique n'est plus vraie lorsque ne sont plus considérés que des événements sensibles au reclustering, puisque ces événements correspondent aux neutrons qui laissent les dépôts les plus énergétiques.

4.1.4 Conclusions

Les résultats montrent que les clusters comportant un nombre important de cellules sont plus souvent concernés par le reclustering ; mais lorsqu'ils le sont, les modifications que cela engendre sont plus faibles que pour des clusters issus de dépôts de particules de basse énergie.

De plus, la différence dans la proportion d'événements concernés par le reclustering, entre les photons dans le ECAL d'une part (environ 45%), et les hadrons dans le HCAL d'autre part (environ autour de 20%), est une manifestation de la moins grande granularité du HCAL. En effet les clusters HCAL comprennent moins de cellules (environ 6 par clusters, contre 20 dans le ECAL) puisque ces cellules sont plus grosses.

Aussi il s'est trouvé confirmé que la probabilité de subir une modification pour un cluster n'est pas indépendant du nombre de cellule qu'il contient ; bien que n'étant pas surprenant ceci constitue la base du raisonnement conduisant à l'estimation du bruit de fond.

4.2 Estimation du bruit de fond ajouté

Les simulations utilisées, pour effectuer le travail présenté dans ce rapport, tiennent compte du bruit de fond. Il est indispensable de considérer ce bruit de fond, dû principalement à l'électronique utilisée dans le détecteur CMS, pour la crédibilité des simulations.

Méthode La méthode utilisée pour estimer la part de l'énergie ajoutée par les cellules supplémentaires venant du bruit de fond a d'abord consisté à simuler la traversée de neutrinos dans le détecteur ; comme ces particules, n'interagissant pas avec le détecteur, ne sont pas détectées. Ainsi tout ce qui sera mesuré sera issu directement du bruit de fond.

Ensuite nous avons fait une approximation relativement simpliste, permettant de déterminer une limite supérieure à l'effet de ce bruit de fond.

Cette approximation consiste à compter pour un cluster de N cellules, un même nombre N de coins. Les deux figures 3 et 4 montrent qu'une telle approximation permet d'approcher une limite haute pour des clusters constitués de plus d'une dizaine de cellules, puisque sur la figure 3 le cluster possède 9 cellules et 7 angles, et sur la figure 4 il a 7 cellules pour 7 angles. Cela implique qu'à un tel cluster peuvent être ajoutées N cellules au maximum.

Application Les résultats sur les particules considérées ici, pour des énergies inférieures à 150 GeV, montrent que les clusters subissant un reclustering contiennent entre dix et trente cellules en moyenne. Nous savons également qu'entre 1 et 3 cellules sont ajoutées lors du reclustering.

Les simulations de neutrinos ont indiqué que sur les 61200 cristaux de la partie centrale du ECAL, environ 383¹⁶ reçoivent une énergie de 0.11 GeV en moyenne.

Il y a donc une probabilité qu'une cellule soit issue uniquement du bruit de fond valant

$$P_B = \frac{383}{61200} \approx 6.26.10^{-3} \quad (2)$$

(soit 0.62%). En considérant un cluster comptant $N = 20$ cellules (dans la partie centrale du ECAL typiquement), notre approximation indique que 20 cellules peuvent être ajoutées.

Ainsi la probabilité de trouver une cellule ajoutées purement issues du bruit de fond simulées, toujours pour un cluster de 20 cellules, est des :

$$N \times P_B \approx 0.125 \quad (3)$$

Or nous avons également vu que pour un cluster de 20 cellules en moyenne 2 cellules sont réellement ajoutées en moyenne pour les photons, qui sont les particules essentiellement détectées par le ECAL.

Donc au final la part de bruit de fond ajouté par les cellules aux coins est de $0.125^2 \approx 0.0156$, soit 1.56%. La part d'énergie que cela apportera au cluster serait de dans un tel cas de :

$$E_{Bruit}^{clus} = 0.0156 \times E_{Bruit}^{cellule} \approx 1.716.10^{-3} \text{ GeV} \quad (4)$$

Une telle quantité d'énergie représente environ 0.86% de l'énergie totale ajoutée après le reclustering.

Le même calcul toujours dans le ECAL barrel mais avec un cluster de 7 cellules, par exemple pour les pions d'une énergie inférieure à 15 GeV, donne que entre 1.2% et 2.4% de l'énergie ajoutée provient du bruit de fond.

4.3 Résultats pour les jets

Pour finir nous nous sommes penchés sur la reconstruction de jets. Ce cas de figure est important afin de juger si le changement ne pose pas de problème lorsqu'il est appliqué à un environnement plus dense. En effet la présence de jets engendre la formation de clusters topologiques très grands, contenant un grand nombre de graines. Il est donc nécessaire de vérifier que l'ajout des cellules connectées aux clusters par les coins ne provoque pas de problème dans l'exécution de l'algorithme (problèmes de différenciation des particules et d'identification des dépôts essentiellement).

Les jets simulés sont issus d'événements QCD, générés avec un spectre plat en $\widehat{p_T}$. Pour cela nous avons regardé la différence entre les impulsions

16. Moyenne faite sur 4000 événements

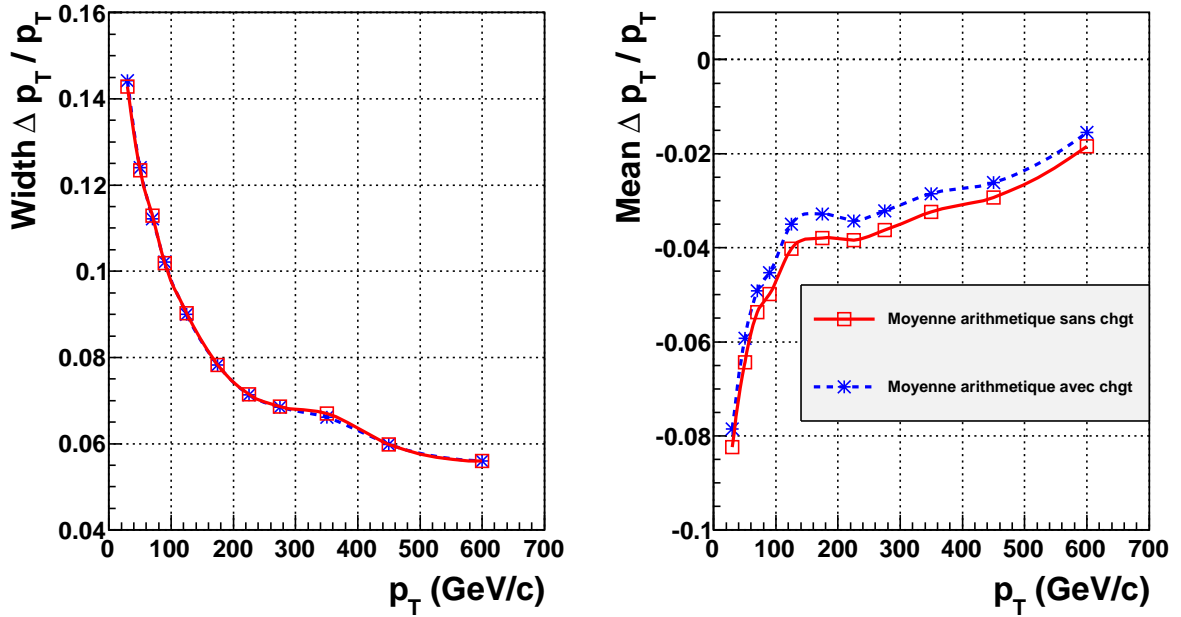


FIGURE 14 – Résolution et réponse sur les jets QCD

transverses des jets générés et des jets reconstruits (pT_{sim}/pT_{rec})¹⁷. La réponse du Particle Flow est prise comme étant la valeur moyenne de cette variable, et la résolution comme l'écart type moyen sur différents intervalles d'impulsion transverse.

La figure 14 montre que la résolution n'est visiblement pas altérée par le changement que nous avons opéré ; par contre il semble que la réponse soit légèrement meilleure avec des clusters construits après modification. Nous voyons par exemple que l'amélioration sur la réponse est d'environ 1 %.

Ces résultats encourageants incitent à poursuivre le travail dans cette voie et d'analyser de manière plus complète ce qu'apporte le changement que nous avons fait.

17. L'impulsion transverse d'un jet étant prise comme la somme des impulsions transverses des constituants de celui-ci

5 Conclusions

Le travail mené durant ce stage m'a permis d'aborder un des algorithmes de reconstruction de particules (algorithme du flux de particules, ou "Particle Flow") utilisé dans l'expérience CMS. Cette contribution m'a également permis de voir de manière concrète en quoi consiste la recherche en physique des particules, en particulier dans une collaboration internationale.

Pour cela il m'a d'abord fallu approfondir mes connaissances en programmation, via le langage orienté objet C++. Après cela je me suis intéressé à la géométrie et au fonctionnement du détecteur CMS ; j'ai ainsi pu approcher les problématiques liées à ce type de recherches (traitement d'une multitude d'événements, reconstruction et identification des particules,...).

De plus cet algorithme comporte de nombreuses facettes, aussi complexes que sont les événements qu'il traite : il faut par exemple savoir comment relier les photons émis par Brehmsstrahlung à la particule initiale, comment traiter les interactions nucléaires dans le trajectographe,...). Dans le cadre de mon stage, mon attention s'est portée sur l'une des premières étapes suivies par l'algorithme du Particle Flow : réunir en amas les cellules calorimétriques ayant reçu une fraction d'énergie de la même particule incidente. Le sujet de mon stage a consisté à tester une amélioration dans le code informatique de la formation de ces amas, et d'évaluer l'impact de cette modification. J'ai pour cela généré différentes particules et simulé leurs interactions avec la matière du détecteur. A partir de ces simulations, nous avons montré que l'algorithme modifié permet de compter plus d'énergie déposée pour une particule (de 6% à 13% selon la particule et le sous-détecteur considéré), et pour un jet. Dans le cas du jet, nous avons vérifié que cela ne posait pas de problèmes à cause de la grande concentration de particules dans le détecteur.

Le travail qu'il reste à faire est néanmoins très conséquent : en effet je n'ai pas pu étudier les réponses et résolutions obtenues sur des particules isolées. Cela pourra être fait par la suite en comparant ce que l'on obtient à des résultats obtenus en faisceaux tests par exemple. De plus nous sommes restreints à étudier des particules ayant une énergie inférieure à 150 GeV dans la partie centrale des calorimètres ; pour être complet nous aurions pu également voir le comportement de l'algorithme sur les bouchons du détecteur.

L'organisation que ce travail m'a obligé à avoir sera j'en suis sûr bénéfique pour la suite de mon parcours. De manière générale, j'ai beaucoup appris durant ces quatre mois. En effet je pense que ce stage m'a été d'une grande utilité, d'une part pour mesurer ce qui sépare le travail d'étudiant du travail de chercheur, et d'autre part pour me motiver à continuer dans cette voie.

Remerciements Je remercie Jean-Laurent Agram de m'avoir fait confiance pour ce stage. En me permettant d'intégrer l'équipe CMS de Strasbourg, il m'a permis d'apprendre de nombreuses choses. Je le remercie également d'avoir partagé avec moi un part de ses connaissances, précieuses durant ce stage. Je remercie également Eric Conte et Anne-Fleur Barfuss de leur disponibilité à mon égard, tout au long de ce stage et d'une manière renforcée durant la rédaction de ce rapport malgré leurs diverses activités. Je finis en remerciant tout le reste de l'équipe de leur sympathie et de l'ambiance très agréable dans laquelle j'ai pu faire ce stage.

Références

- [1] Torbjörn Sjöstrand, Leif Lönnblad, Stephen Mrenna, Peter Skands, Pythia 6.2. Physics and manual (2002)
- [2] Jeremy Andrea, Mesure de la section efficace de production de quarks top dans l'expérience CMS au LHC. Thèse (2009)
- [3] CMS Collaboration, The CMS experiment at the CERN LHC. Chapitre 3 Electromagnetic calorimeter (p 90 - 95). Journal of Instrumentation (JINST) (2008)
- [4] CMS Collaboration, The CMS experiment at the CERN LHC. Chapitre 4 Hadronic calorimeter (p 122 - 130). Journal of Instrumentation (JINST) (2008)
- [5] CMS Collaboration, MET performance in CMS. CMS Conference Report (2007)
- [6] Frédéric Remy, La reconstruction des jets dans l'expérience CMS au LHC. Rapport de stage M2 (2007)
- [7] The Particle Flow Physics Object Group, Particle Flow reconstruction of jets, taus, and MET. CMS AN 2009/039 (2009)
- [8] Particle Data Group, Particle Physics booklet (2008)
- [9] CMS ECAL/HCAL Collaboration, The CMS barrel calorimeter response to particle beams from 2 to 350 GeV/c. The European Physical Journal C (2009)