

Étude des performances du calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS au LHC

Julien DESCAMPS
CEA DSM/DAPNIA/SPP, Saclay



Résumé

Ce rapport a pour but de présenter le calorimètre électromagnétique de CMS ainsi que la campagne de tests en faisceaux réalisée en 2004 au CERN afin de déterminer les performances du détecteur. On présentera en particulier les résultats sur la résolution en énergie et une méthode de correction permettant de l'optimiser.

64.1 Introduction

Le détecteur CMS (Compact Muon Solenoid) est l'une des deux expériences généralistes en physique des particules du futur grand collisionneur proton-proton LHC (Large Hadron Collider) qui sera opérationnel au CERN en principe en 2007. Un des axes majeurs de CMS est la recherche du boson de Higgs et compte tenu de l'environnement du LHC, cette recherche nécessite un calorimètre électromagnétique, appelé ECAL, extrêmement précis, rapide et résistant aux radiations.

Pour ce faire, CMS a choisi un calorimètre composé de 76000 cristaux de tungstate de plomb que l'on va présenter dans la première partie de ce rapport. On détaillera ensuite l'analyse des données du test en faisceau réalisé en 2004 avec l'étude et la correction de la résolution en énergie, paramètre essentiel lié à la précision du calorimètre, dont la valeur doit être optimale afin de mesurer précisément l'énergie et la position des électrons et des photons produits au LHC.

64.2 Le calorimètre électromagnétique ECAL

Chaque sous-détecteur dans une expérience en physique des hautes énergies est optimisé pour la détection et la mesure d'un type de particule. Les calorimètres électromagnétiques mesurent l'énergie des électrons et des photons.

64.2.1 Introduction sur la calorimétrie

Quand un photon ou un électron de haute énergie interagit avec un bloc de matière assez dense, il dépose

toute son énergie sous forme d'une gerbe électromagnétique via l'association de plusieurs processus : le bremsstrahlung et la création de paires, et à basse énergie la diffusion Compton.

Les principales variables physiques qui vont caractériser le développement de la gerbe dans le matériau sont :

La longueur de radiation X_0 - C'est la distance longitudinale sur laquelle un électron perd $(1-1/e)$ de son énergie ; environ $25 X_0$ du matériau sont nécessaires pour contenir 99% de la gerbe.

Le rayon de Molière R_M - Il définit la dimension transverse de la gerbe ; on considère que 98% de la gerbe est contenue dans $2 R_M$.

Le but d'un calorimètre électromagnétique va être de produire un signal électrique proportionnel à l'énergie incidente grâce à cette gerbe. Pour cela deux types de calorimètres sont utilisés :

Les calorimètres à échantillonnage - Le calorimètre est divisé en feuilles alternées de matière dense et de matériau producteur de signal. Un exemple répandu est le calorimètre plomb/argon liquide (ATLAS).

Les calorimètres homogènes - Dans ce cas, un seul matériau va créer la gerbe et le signal : le signal sera composé de photons de scintillation induits par la gerbe dans le matériau. On transforme ensuite cette lumière en signal électrique à l'aide de photodétecteurs. Ce type de calorimètre est celui utilisé dans CMS.

64.2.2 ECAL : présentation

ECAL est un calorimètre homogène 4π composé d'environ 76000 cristaux très denses de tungstate de plomb $PbWO_4$.

Les propriétés physiques de ce matériau sont très attractives : sa longueur de radiation, X_0 , est égale à 0.89 cm ce qui implique que seulement 23 cm de cristal sont nécessaires pour contenir complètement la gerbe dans la longueur, et son rayon de Molière, R_M , vaut environ 2.2 cm et de ce fait peu de cristaux seront nécessaires pour contenir la gerbe latéralement (25 cristaux vont contenir 98% de l'énergie). Ceci confère de

plus une excellente précision spatiale, utile pour la résolution angulaire.

Les cristaux de 17 formes différentes et dont les dimensions sont d'environ $2.2 \times 2.2 \times 23$ cm, sont séparés en deux parties :

- le tonneau composé de 36 supermodules de 1700 cristaux chacun. Les photodétecteurs utilisés sont des photodiodes à avalanche (APD).
- Les deux bouchons qui vont fermer le détecteur à l'avant et à l'arrière sont composés chacun de 7324 cristaux. Les photodétecteurs utilisés sont des phototriodes à vide (VPT).

Les deux coordonnées utilisées sont η , la pseudorapidité et ϕ , l'azimuth. Les cristaux, séparés par des interstices de 0.5 mm, ont une géométrie quasiment pointante vers le vertex : un décalage en angle de 3° en η et ϕ est introduit pour éviter qu'une particule traverse complètement un interstice (figure 64.1).

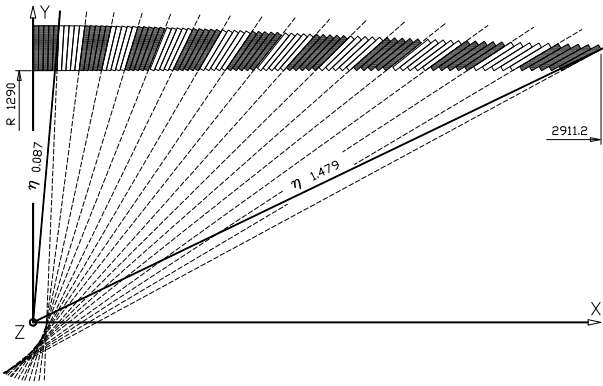


FIG. 64.1 – Vue transverse de la géométrie quasiment pointante des cristaux pour un supermodule du tonneau.

64.3 Les performances du détecteur

Dans le but de déterminer les performances du calorimètre, un supermodule complet du tonneau, soit 1700 cristaux équipés de leur électronique finale, a été mis en faisceau lors des mois d'octobre et novembre 2004 au CERN avec un faisceau d'électrons pouvant atteindre huit énergies entre 20 et 250 GeV. La position transverse des électrons est mesurée par quatre plans d'hodoscopes, qui vont permettre de sélectionner un faisceau de dimensions transverses 20×20 mm². Le supermodule est placé sur une table mécanique spécialement conçue afin de reproduire la géométrie de CMS et notamment le décalage en angle de 3° en η et ϕ .

64.3.1 La reconstruction de l'énergie

Les données brutes pour un cristal consistent en une série d'échantillons consécutifs. Le nombre d'échantillons est ajustable et est égal à 10 par défaut. La numérisation est réalisée à 40 MHz, fréquence de collision des paquets au LHC, en utilisant une horloge ADC.

Afin de reconstruire l'amplitude du signal à partir des échantillons précédents, on utilise une méthode dite de filtrage numérique [1] : l'amplitude est calculée en faisant une combinaison linéaire des échantillons, chaque échantillon étant pondéré par un poids selon l'équation suivante :

$$A = \sum_{i=0}^{t=N} w_i \times S_i \quad (64.1)$$

où w_i sont les poids calculés à partir de la fonction $f(t)$ décrivant la forme du signal (figure 64.2), S_i sont les valeurs des échantillons en coup ADC et N est le nombre d'échantillons utilisés.

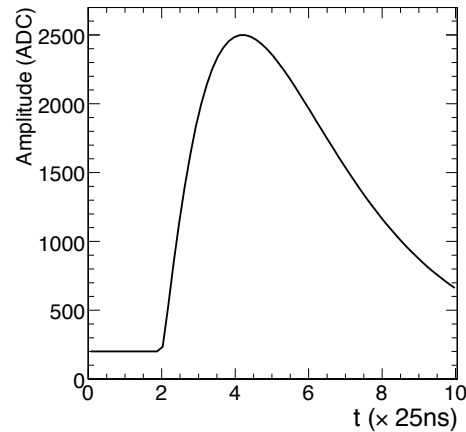


FIG. 64.2 – Forme du signal pour un canal.

L'étape suivante consiste à sommer les amplitudes reconstruites de matrices de 3×3 ou 5×5 cristaux centrées sur le cristal touché par la particule selon l'équation suivante :

$$E_{9,25} = G \times F \times \sum_{i=1}^{9,25} A_i / \alpha_i \quad (64.2)$$

où G est un facteur de calibration absolue (il est environ égal à 0.035 soit 35 MeV par coup ADC), F est un facteur de correction de contenance de la gerbe, A_i et α_i sont respectivement l'amplitude reconstruite et le coefficient d'intercalibration du cristal i . L'intercalibration est le gain relatif de chaque cristal appliqué afin d'égaliser leur réponse dans la matrice.

64.3.2 La résolution en énergie

La résolution en énergie est obtenue en ajustant une fonction Gaussienne sur la distribution en énergie obtenue et peut être paramétrisée en fonction de l'énergie selon l'équation suivante :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{S}{\sqrt{E}} \oplus \frac{N}{E} \oplus C \quad (64.3)$$

où :

- E est l'énergie, usuellement en GeV,
- $\frac{\sigma(E)}{E}$ est la résolution en énergie,
- S est le terme stochastique, principalement du à la photostatistique et aux fluctuations d'échantillonnage,
- N est le terme de bruit électronique,
- C est le terme constant, principalement du à la capacité des cristaux à contenir la gerbe, à l'uniformité de la réponse et à la précision de l'étalonnage (intercalibration).

La figure 64.3 représente la contribution de ces trois termes à la résolution en énergie totale. Typiquement, on attend pour une matrice 3×3 : $S \approx 3\%$, $C \approx 0,3\%$ et $N \approx 130 \text{ MeV}$

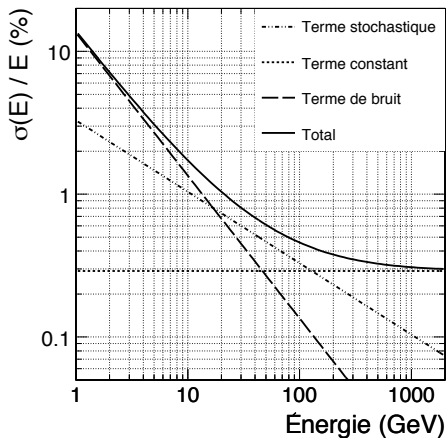


FIG. 64.3 – Contribution des différents termes à la résolution en énergie.

64.3.3 Mesure de l'énergie

Le principal effet dégradant la résolution en énergie vient du fait que la mesure de l'énergie dans une matrice 3×3 ou 5×5 varie avec la position d'impact de la particule incidente sur la surface du cristal central de la matrice.

Cette variation est montrée pour une matrice 3×3 par la figure 64.4 en fonction de la coordonnée X des électrons mesurée par les hodoscopes, pour un faisceau

centré sur un cristal. La largeur totale selon X représente la largeur du faisceau qui est presque égale à la largeur du cristal. On observe que la valeur de la mesure diminue lorsque l'on s'approche des bords du cristal, en passant par un maximum. Ceci va détériorer la résolution du détecteur.

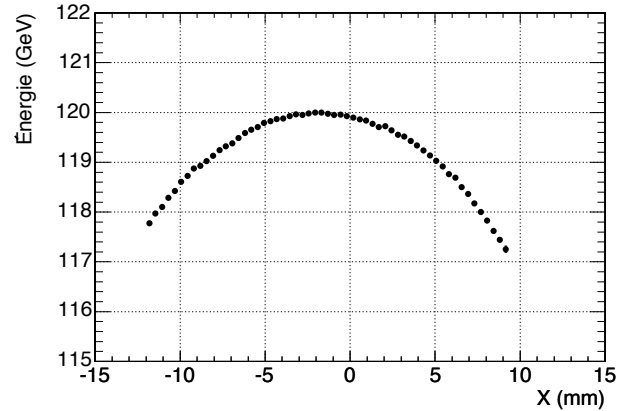


FIG. 64.4 – Énergie mesurée dans une matrice 3×3 autour du cristal 204 en fonction de la coordonnée X du faisceau, à 120 GeV.

64.3.4 Méthode de correction

Comme la mesure de l'énergie va varier avec la position de la particule incidente, on veut faire une correction en fonction de la position sur le cristal. Pour cela, on utilise une méthode qui va mesurer la position directement à partir de l'énergie mesurée dans les cristaux [3].

Considérant une matrice 3×3 , comme le montre la figure 64.5, on calcule le paramètre $\log(\frac{E_2}{E_1})$ de la manière suivante : on évalue tout d'abord l'impact de la particule en comparant les énergies W_1 et W_2 contenues dans les cristaux adjacents au cristal central, puis selon le cas, deux régions contenant les énergies E_1 et E_2 , sont définies : une première région de 2×3 cristaux contenant le cristal central et la deuxième région de 1×3 cristaux contenant les cristaux restants de la sous-matrice 3×3 . La région appelée 1 est toujours sur le côté droit. Ce calcul, fait ici suivant la direction η , est aussi évalué indépendamment suivant la direction ϕ .

L'énergie est ensuite paramétrisée en fonction de $\log(\frac{E_2}{E_1})$ avec un ajustement polynômial sur les données, pour les deux directions ϕ et η : la figure 64.6 représente cette correction en 3×3 selon η . Le centre du cristal correspond à des valeurs de $\log(\frac{E_2}{E_1})$ tendant vers 3 et -3, les bords gauche et droit correspondant respectivement aux valeurs négatives tendant vers 0 et

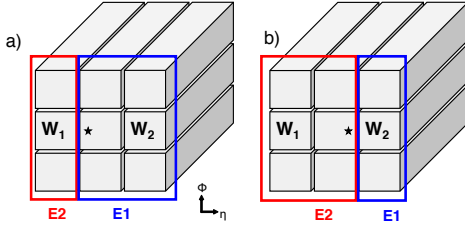


FIG. 64.5 – Principe de la méthode $\log(\frac{E_2}{E_1})$.

positives tendant vers 0. On remarque une asymétrie gauche/droite pour la matrice 3×3 (qui disparaît en 5×5) : cet effet est dû au décalage en angle de 3° des cristaux.

Cette correction est également mesurée pour huit énergies du faisceau et on montre qu'elle est indépendante de l'énergie à environ 0.5% près. La même correction pourra donc être appliquée à toutes les énergies du faisceau.

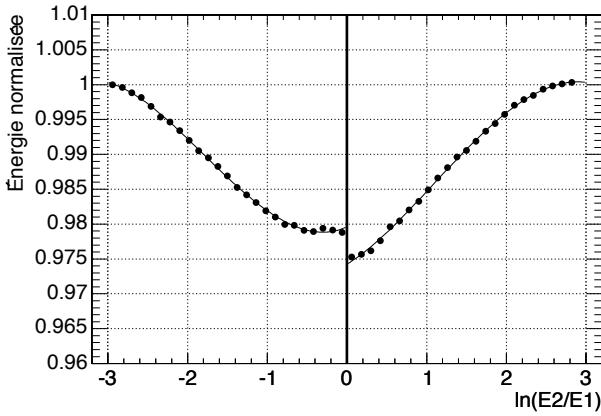


FIG. 64.6 – Correction mesurée pour une matrice 3×3 autour du cristal 204 selon la direction η à 120 GeV.

64.3.5 Correction de la résolution

Les corrections sont ensuite appliquées à l'énergie selon l'équation suivante :

$$E_{9,25}^{cor} = \frac{E_{9,25}}{P_{9,25}^\phi \times P_{9,25}^\eta} \quad (64.4)$$

où $E_{9,25}$ sont les énergies en 3×3 et 5×5 et $P_{9,25}^\phi$ et $P_{9,25}^\eta$ sont les corrections polynômiales mesurées précédemment.

La figure [64.7] représente la distribution en énergie en 3×3 à 120 GeV, sans correction en blanc et avec correction en gris : on observe clairement une amélioration de la distribution qui devient quasiment gaus-

sienne. On mesure alors une résolution de 0.43%. Des résultats similaires sont observés en 5×5 où l'on mesure une résolution de 0.44%.

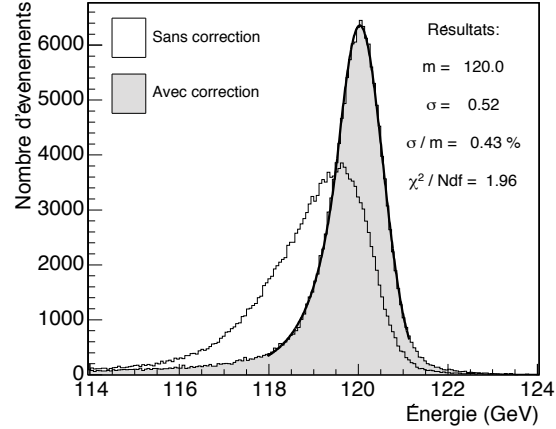


FIG. 64.7 – Distribution en énergie dans une matrice 3×3 autour du cristal 204 avec et sans correction, à 120 GeV, et mesure de la résolution.

La résolution corrigée est ensuite mesurée pour sept énergies du faisceau et la courbe de résolution est ajustée par la fonction de résolution définie par l'équation [64.3] (figure [64.8]) : on en déduit les paramètres stochastiques constants et bruit qui sont respectivement pour une matrice 3×3 : $S = 3.29\%$ $C = 0.29\%$ et $N = 135$ MeV [2].

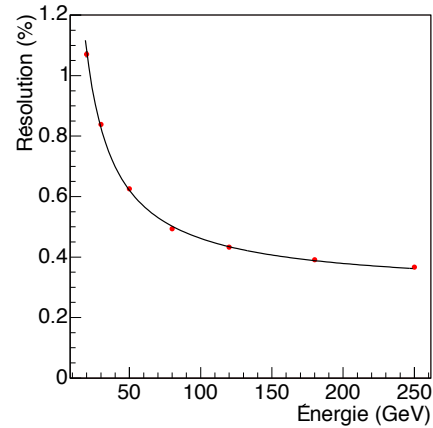


FIG. 64.8 – Ajustement de la courbe de résolution mesurée sur une matrice 3×3 autour du cristal 704.

64.3.6 Application des corrections

Cette méthode de correction a été appliquée avec une simulation complète du détecteur sur la reconstruction

d'un boson de Higgs du Modèle Standard de 120 GeV [4] : à cette masse, il se désintègre préférentiellement en deux photons. On constate sur la figure [64.9] que la résolution en masse du boson de Higgs reconstruit est nettement améliorée, la largeur mesurée étant de $\sigma = 0.90$ GeV sans corrections et diminuant jusqu'à $\sigma = 0.67$ GeV après application des corrections.

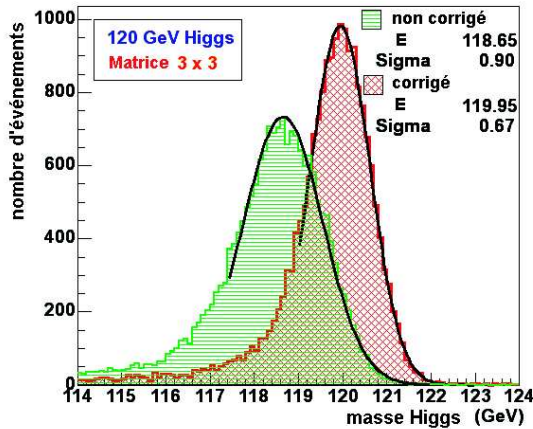


FIG. 64.9 – Masse reconstruite d'un Higgs de 120 GeV pour une matrice 3×3 , avec et sans corrections.

64.4 Conclusion

Les données de test en faisceau enregistrées en 2004 avec un supermodule et une électronique finale du détecteur ont permis de mesurer l'énergie des électrons et de déterminer les corrections de position.

Après application des corrections, on a pu évaluer précisément les performances du détecteur et mesurer la résolution en énergie, qui est en parfait accord avec les valeurs attendues.

Ces résultats permettront à CMS d'effectuer des mesures précises sur l'énergie des électrons ou photons produits dès le démarrage du LHC, en particulier dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$.

Remerciements

Je remercie les membres du groupe CMS Saclay, ainsi que les coordinateurs et organisateurs de ces Journées de Rencontre des Jeunes Chercheurs.

Références

[1] R.Brunelière et A.Zabi, "Amplitude reconstruction in the CMS electromagnetic calorimeter with the weights method", CMS Note 2005

[2] R.Brunelière, P.Jarry et A.Zabi, "Energy resolution performance of the CMS electromagnetic calorimeter", CMS Note 2005

[3] J.Descamps et P.Jarry, "Performance of the cluster containment correction for the CMS electromagnetic calorimeter barrel", CMS Note 2005

[4] E.Locci, "Photon reconstruction in CMS ECAL, application to $H \rightarrow \gamma\gamma$ ", CMS Note In 2004/007