LPNHE-2004-
13 octobre 2005

Rapport de stage Janus de DEUG

Eva Dahan

Université Paris VI

DEUG MIME

Analyse des données électrons/pions du test en faisceau combiné de 2004 de l'expérience Atlas

LPNHE-Paris, Universités Paris 6-7, et IN2P3-CNRS

Abstract

Entre juin et novembre 2004, une tranche dAtlas (détecteur de traces dans un champ magnétique, calorimètres électromagnétique et hadronique, chambres à muons) a été exposée à des électrons, pions et muons entre 1 et 350 GeV/c. Le stage effectué au Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies (LPNHE) de Paris a consisté à analyser les données issues de ce test en faisceau. En particulier les données visant à caractriser la forme des gerbes électromagnétiques dans le calorimètre électromagnétique ont été analysées. Au final une première estimation de l'efficacité d'identification des électrons et du pouvoir de réjection des pions est estimée.

ATLAS
LPNHE Paris 6-7

Table des matières

1 Introduction

1.1 La physique de l'expérience Atlas

La physique des particules s'attache à développer notre connaissance des quarks (qui sont notamment les constituants des neutrons et des protons), des leptons (comme l'électron) et des interactions qui les gouvernent. Ces particules sont considérées, à ce jour, comme les constituants élémentaires de la matière. Les avancées, étroitement liées, de la théorie et des observations expérimentales, ont conduit à ce que l'on appelle le "Modèle Standard". A l'aide de douze constituants élémentaires (cf tableau 1) ce modèle permet de décrire les mécanismes internes de la matière, notamment les différentes interactions fondamentales, à l'exception de la gravitation. Ces interactions sont :

- l'interaction électrofaible qui résulte de l'unification de l'interaction électromagnétique et de l'interaction faible, véhiculées respectivement par le photon et les bosons vecteurs $W^{\pm}$ et Z ;
- l'interaction forte, véhiculée par les gluons, qui est responsable de la cohésion des noyaux.

<table>
<tr><td rowspan="2">Fermions</td><td>Quarks</td><td>$\begin{pmatrix}\text{haut } u \\ \text{bas } d\end{pmatrix}$</td><td>$\begin{pmatrix}\text{charmé } c \\ \text{étrange } s\end{pmatrix}$</td><td>$\begin{pmatrix}\text{top } t \\ \text{beau } b\end{pmatrix}$</td></tr>
<tr><td>Leptons</td><td>$\begin{pmatrix}\text{neutrino } \nu_e \\ \text{électron } e^-\end{pmatrix}$</td><td>$\begin{pmatrix}\text{neutrino } \nu_\mu \\ \text{mu } \mu\end{pmatrix}$</td><td>$\begin{pmatrix}\text{neutrino } \nu_\tau \\ \text{tau } \tau\end{pmatrix}$</td></tr>
<tr><td rowspan="4">Bosons</td><td rowspan="3">Bosons de jauge</td><td colspan="3">photon γ - interaction électromagnétique</td></tr>
<tr><td colspan="3">bosons vecteurs $W^{\pm}, Z^0$ - interaction faible</td></tr>
<tr><td colspan="3">gluons g - interaction forte</td></tr>
<tr><td colspan="4">boson de Higgs H ?</td></tr>
</table>

TAB. 1 – *Les particules du modèle standard.*

Ce modèle n'a pas été mis en défaut par les observations expérimentales. Cependant, nous savons qu'il ne constitue pas, à lui seul, la théorie ultime de la physique des particules puisque, dans sa forme actuelle, certaines questions importantes restent sans réponse :

- comment pouvons-nous unifier l'interaction électrofaible avec les interactions forte et gravitationelle ?
- comment expliquer la disparition de l'antimatière alors qu'à sa naissance l'univers contenait autant de matière que d'antimatière ? Ce mystère pourrait trouver sa solution grâce à l'étude des violations des symétries discrètes CP (C pour conjugaison de charge, P pour parité) ;
- pourquoi - et comment - les particules élémentaires ont-elles une masse ? Et pourquoi ces masses sont-elles si différentes (de quelques eV à près de 170 GeV pour le quark top) ? Le mécanisme de Higgs par brisure de la symétrie électrofaible pourrait répondre à ces deux questions. Une conséquence remarquable est qu'il prédit l'existence d'une particule scalaire neutre : le boson de Higgs. Cette particule est à ce jour le dernier élément manquant du Modèle Standard.

L'accélérateur de particules LHC (Large Hadron Collider), dont la construction au CERN devrait être finie pour 2007, permettra d'apporter des réponses à ces différentes questions. Ce sera un collisioneur proton-proton qui fournira une énergie de 14 TeV dans le centre de masse. On prévoit une "basse" luminosité de $2.10^{33} cm^{-2}s^{-1}$ lors des premières années et une "haute" luminosité de $10^{34} cm^{-2}s^{-1}$ après. Le LHC fournira une énergie suffisante pour sonder la matière dans le secteur du Higgs, et permettre éventuellement de faire apparaitre de nouveaux phénomènes situés “au delà” du modèle standard...

Pour étudier des particules comme le top il faut être capable de retrouver ces produits de désintégrations, donc être capable d’identifier les électrons. Or le problème d’un collisionneur comme le LHC est qu’il va produire une multitude de désintégrations, dont les produits auront la même signature expérimentale que les événements top recherchés. Par exemple on pourra avoir des jets qui seront identifiés comme étant des électrons. Tout celà formera ce qu’on appelle le bruit de fond instrumental. Le canal en di-leptons choisi est donc intéressant car il a une signature très claire et possède pour bruits de fond physique[1] des processus rares. De plus, la présence de deux leptons dans l’état final réduit le bruit de fond instrumental, car pour qu’un événement multijet simule un événement $t\bar{t}$ à deux leptons, il faut que deux jets soient identifiés comme des leptons, ce qui est très peu probable.

Ainsi finalement pour l’étude du top, il faut pouvoir identifier efficacement les électrons tout en rejetant les jets, ce fut mon travail lors de mon stage. Cette problématique est importante, puisque pour atteindre des performances optimales dans la plupart des analyses de physique une réjection d’un facteur $\sim 10^5$ doit être atteint (*c.f* [ATLAS TDR Phys Vol 1, 1999]).

[1]Un bruit de fond physique est un processus qui possède les mêmes produits de désintégration.

2 Le détecteur Atlas

2.1 Présentation du détecteur

Le détecteur ATLAS est le plus gros des quatre détecteurs qui seront installés sur le faisceau du LHC. Il se présente sous la forme d'un cylindre d'un diamètre de 22 mètres, et d'une longueur de 44 mètres, pour un poids total de 7000 tonnes (cf. figure 1). On distingue deux parties, la partie tonneau qui est le corps du détecteur, et les deux bouchons situés à chaque extremité qui ferment le détecteur. On peut trouver une description complète dans [ATLAS TDR Phys Vol 1, 1999] et les références qui y sont incluses.

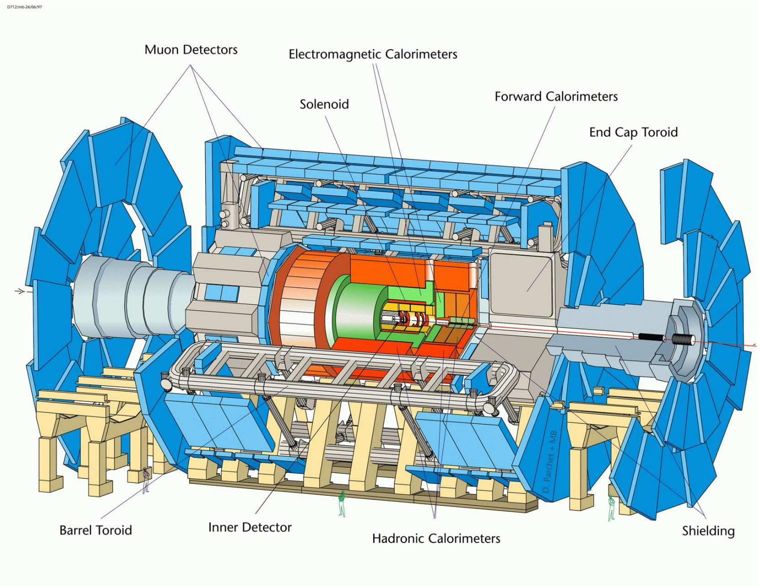

FIG. 1 – *Représentation du détecteur Atlas.*

En suivant la trajectoire d'une particule, depuis le point d'interaction situé au centre du détecteur, on trouve successivement :

- Le détecteur interne ou trajectographe (1,15 m de rayon, 7 m de long) : Les parties les plus proches du point d'interaction, cruciales pour la reconstruction des vertex (point de production de la particule), sont constituées de trois couches de pixels de silicium (généralement appelé simplement détecteur à pixels) et de détecteur à micropistes (SCT pour "semi-conductor tracking"), ayant une technologie similaire mais avec une granularité moins grande. Les couches les plus externes ont été réalisées à l'aide d'un détecteur à tubes à pailles (TRT, Transition Radiation Tracker) en raison du coût élevé de la technologie des détecteurs à silicium. Chaque trace chargée est échantillonnée sur 36 points par ce détecteur. De plus, et surtout en ce qui concerne ce stage, l'emploi de xénon en tant que milieu actif permet de détecter les photons de rayonnement de transition (i.e des photons X émis lors du passage d'électrons dans les radiateurs situés entre les pailles). Celà permet d'identifier les électrons et de rejeter les traces issues de hadrons, cette particularité sera primordiale dans la mise au point de l'algorithme d'identification des électrons.
- l'aimant solénoïdal : Il instaure dans le détecteur interne un champ magnétique qui courbe les trajectoires des particules et permet ainsi d'obtenir des information telles que le signe de la charge et l'impulsion.

- le calorimètre électromagnétique ou ECAL (2,25 m de rayon, 14 m de long) : il sert à la mesure du dépôt en énergie des particules neutres et chargées formant des gerbes électromagnétiques (les photons et les électrons) ;
- le calorimètre hadronique ou HCAL (4,23 m de rayon, 12,20 m de long) : il sert à la mesure du dépôt en énergie des particules neutres et chargées formant des gerbes hadroniques (comme les pions, les kaons, etc...) ;
- le détecteur à muon (10 m de rayon, 44 m de long) : seuls les muons et les neutrinos arrivent à cette distance du point de collision. Les muons interagissent alors avec le détecteur tandis que les neutrinos s'en échappent.

Le détecteur étant cylindrique, on utilisera les coordonnés cylindriques (η, ϕ, z), où $\eta = -\ln\tan\theta/2$ est la pseudo-rapidité qui est une variable provenant de calcul de relativité restreinte. On l'utilise à la place de θ, car l'occupation du détecteur ($\sim$ nombre de particules par unité de surface) est alors plus uniforme. Dans ce qui suit, nous nous intéresserons plus particulièrement au sous-détecteur qui nous concerne directement, à savoir le calorimètre électromagnétique.

2.1.1 Le calorimètre électromagnétique

Il s'agit du détecteur sur lequel repose l'essentiel du travail du groupe Atlas du LPHNE. Le rôle du calorimètre électromagnétique est de mesurer avec précision l'énergie et la position des électrons, et des photons. On comprend donc qu'il va jouer un rôle très important pour la mise en place d'un algorithme d'identification des électrons. Comme ce détecteur fait partie de ATLAS on distingue là aussi deux parties, la partie centrale (tonneau) couvrant le domaine de pseudo-rapidité $|\eta| < 1.45$, et les deux "bouchons" couvrant les domaines $1.45 < |\eta| < 3.2$.

Son fonctionnement repose sur deux éléments :
- un milieu absorbeur formé de plaques de plomb pliées en forme d' "accordéons" ($\sim$ 1.5 mm d´épaisseur). Lorsque des électrons, positrons ou photons traversent le plomb, ils produisent une gerbe de particules encore très énergétiques. Celles-ci produisent de nouvelles gerbes en cascades jusqu'à parvenir à des particules de trop basse énergie pour intéragir avec la matière.
- un milieu actif, l'argon liquide ($\sim$ 4 mm d'épaisseur). Les particules de basse énergie de la gerbe traversent l'argon liquide, elles intéragissent avec les atomes par ionisation (pour les particules chargées) et par effet Compton ou par effet photoélectrique (pour les photons). Les électrons issus de cette ionisation sont dirigés par le champ électrique sur les électrodes. L'intensité mesurée est alors proportionelle à l'énergie initiale.

Le calorimètre électromagnétique est divisé en trois compartiments (cf. Fig 2), utilisés par l'algorithme d'identification des électrons :
- le premier compartiment possède une granularité très fine (environ dix fois plus fine en pseudo-rapidité que les autres compartiments) de manière à mesurer très précisément l'angle et la position du début du développement de la gerbe.
- le deuxième compartiment, le plus grand, va contenir l'essentiel de la gerbe et va donc permettre la mesure de l'essentiel du dépôt en énergie.
- le troisième compartiment va permettre la mesure des gerbes de très grandes énergies qui pourraient ne pas être entièrement contenues dans les deux premiers compartiments. De plus, ce compartiment sera essentiel pour la séparation entre les gerbes issues d'électrons de basse énergie qui vont déposer peu d'énergie dans ce compar-

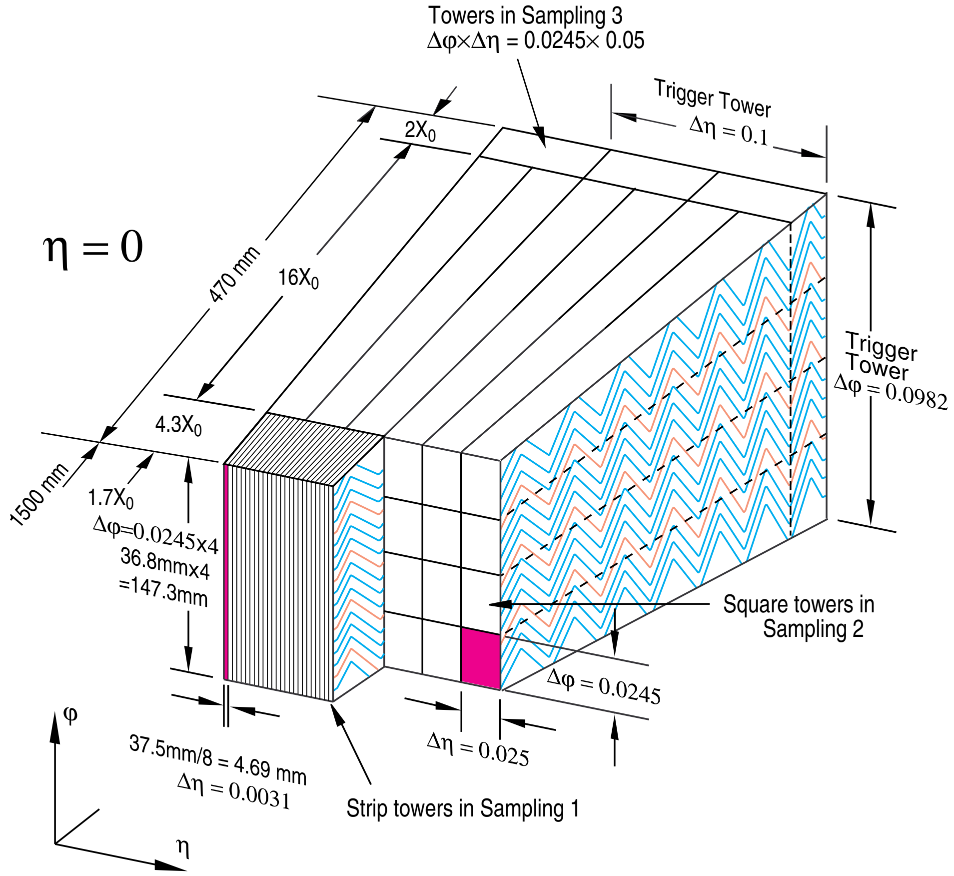

FIG. 2 – *La géométrie projective, la structure en accordéon, la structure en trois compartiments et la granularité du calorimètre électromagnétique.*

timent et les hadrons qui eux vont y déposer une part substantielle de leur énergie.

3 Le test en faisceau combiné 2004

Durant l'année 2004, la collaboration Atlas a été impliquée dans un grand test en faisceau combiné. Le test a eu lieu de juillet à novembre 2004. Il s'agissait du premier et dernier test global regroupant tous les sous-détecteurs, allant du détecteur interne aux spectromètres à muons en passant par les calorimètres, le tout géré par le système d'acquisition de données prévu pour Atlas, ainsi que par le logiciel de reconstrucion hors ligne Athena. Il s'est déroulé sur les lignes de faisceau du CERN/SPS, sur deux zones en parallèle, les sous-détecteurs du tonneau d'une part (zone H8) et les sous-détecteurs du bouchon d'autre part (zone H6).

Le dispositif des tests en zone H8 concernant le tonneau est représenté sur la figure 3. Un module de pré-série du tonneau du calorimètre électromagnétique est contenu dans un cryostat dédié, qui a déjà servi pour tester quatre moduls de série lors des tests en faisceau précédents, jusqu'en 2002. Ainsi une tranche complète du détecteur ATLAS a été testée avec des faisceaux de différentes particules (pions, électrons, protons, muons et photons) à différentes énergies et polarités, allant de 1 GeV jusqu'à 350 GeV, donnant une oportunité unique non seulement de tester les performances individuelles des sous-détecteurs mais aussi leur utilisation commune, en particulier la reconstruction combinée utilisant à la fois

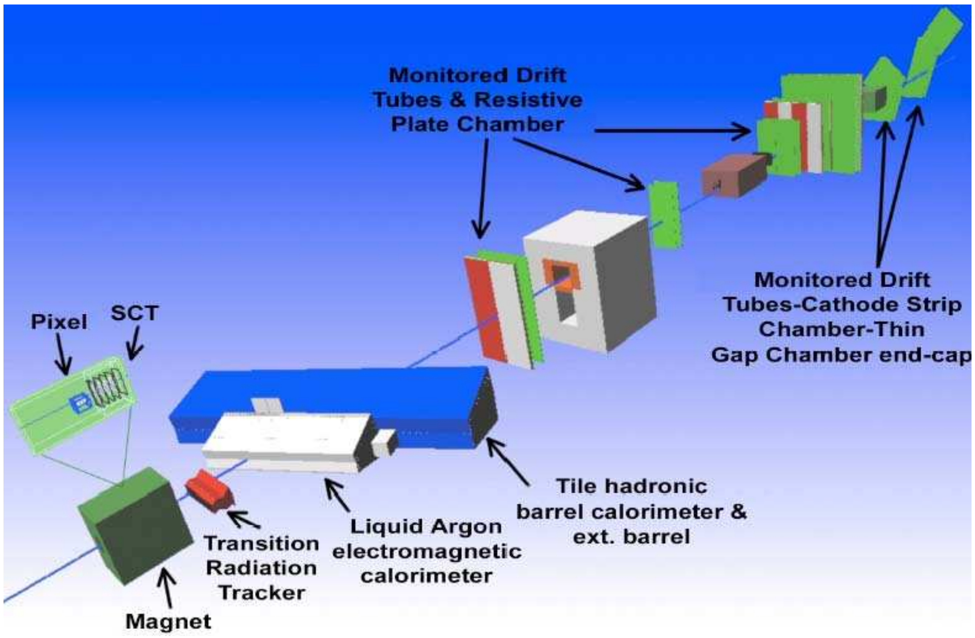

FIG. 3 – *Description schématique du test en faisceau combiné 2004.*

les informations du trajectographe interne et du calorimètre électromagnétique.

Un ensemble de près de 90 millions d'événements ont été entregistrés, correpsondant à un volume d'environ 4,6 tera-octets.

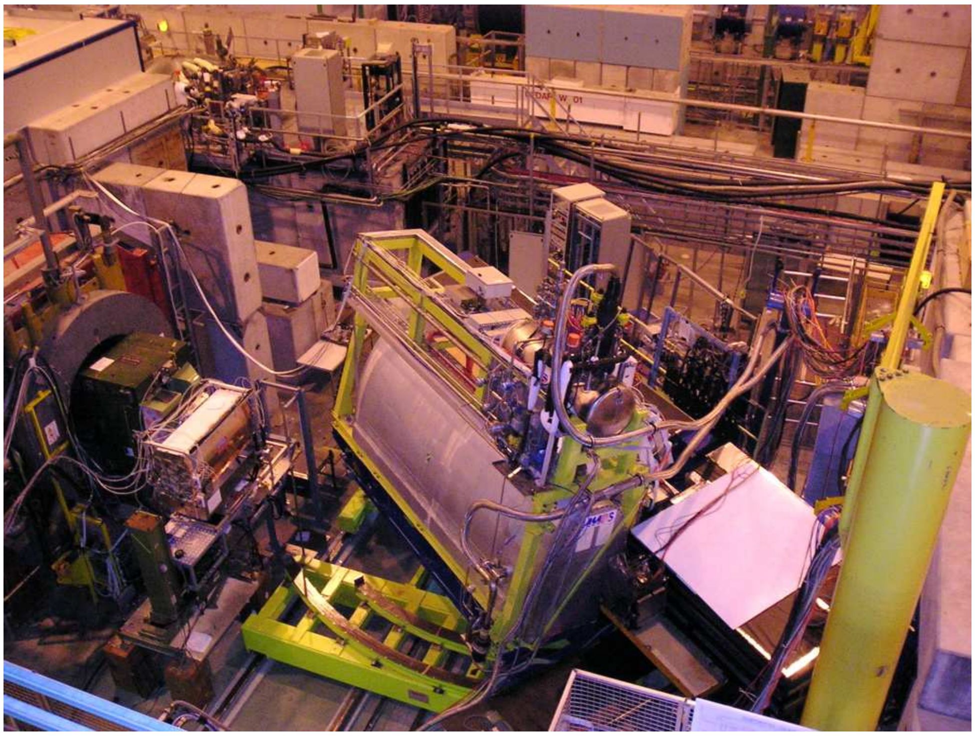

FIG. 4 – *Photographie du test en faisceau combiné 2004.*

3.1 Les données utilisées

On utilise les données du test en faisceau combiné H8. Deux fichiers de données sont utilisés :

- des électrons de 100 GeV, pour une valeur de $\eta = 0.449$, le numéro de run étant le 2398
- des pions de 100 GeV, pour une valeur de $\eta = 0.449$, le numéro de run étant le 2353

4 Etude de la forme d'une gerbe électromagnétique

Dans ce paragraphe on montre des distributions obtenues à partir des informations présentes dans les fichiers de données.

4.1 Nettoyage des données

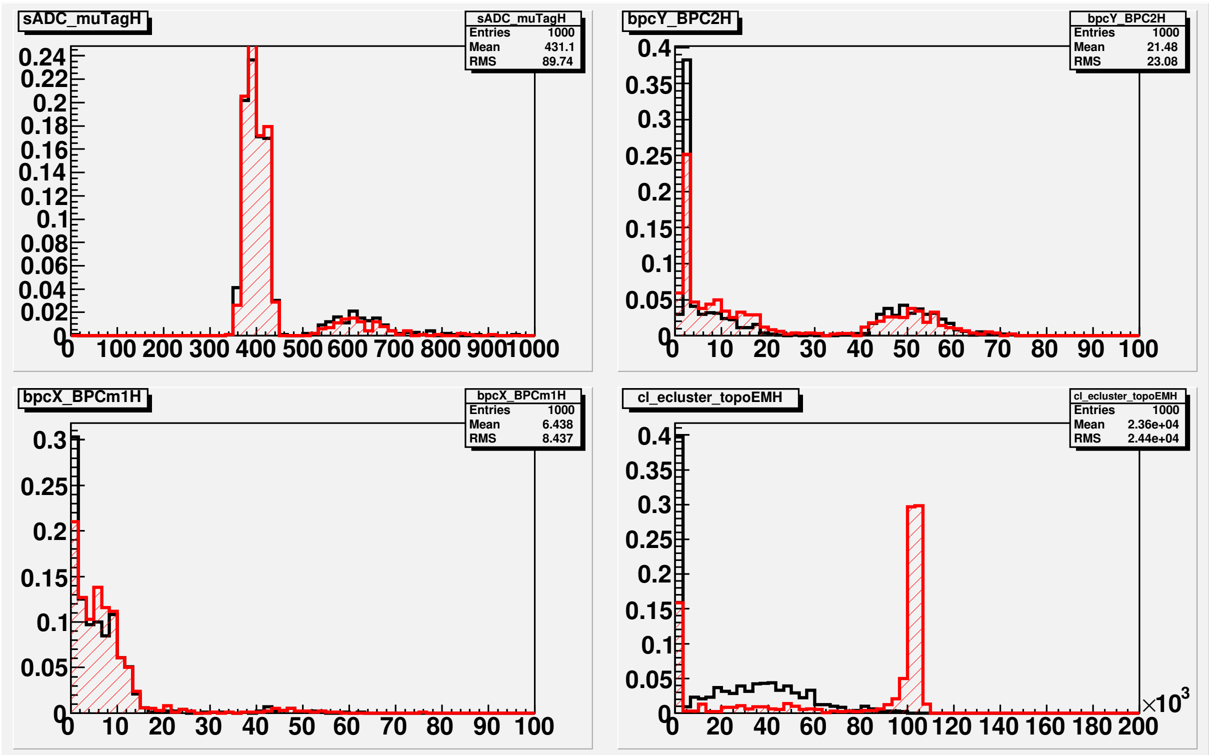

FIG. 5 – *Distribution des variables utilisées pour le nettoyage des données.*

4.2 Informations du bloc egamma

Dans le programme de reconstruction, les informations contenant la forme des gerbes électromagnétiques sont calculées et mises dans le bloc *egamma* des fichiers de données. On montre dans la suite l'ensemble des distributions obtenues pour des électrons et des pions.

4.2.1 Dépôts d'énergies

La figure 8 montre les distributions d'énergies reconstruites dans le presampler (en haut) dans des fenêtres 1×1 (à gauche) et 3×3 (à droite) et dans le premier compartiment (en bas) dans des fenêtres 3×1 (à gauche) et 15×3 (à droite). On peut remarquer que le dépôt d'énergie dans le presampler est plus important pour les électrons que pour les pions. En effet une gerbe électromagnétique démarre plus tôt qu'une gerbe hadronique.

La figure 9 montre les distributions d'énergies dans le second compartiment dans des fenêtres 3×3 , 3×5 , 3×7, 5×5 et 7×7. La figure 10 montre les distributions d'énergies dans le troisième compartiment dans des fenêtres 3×3 , 3×5 , 3×7, et 7×7. On peut

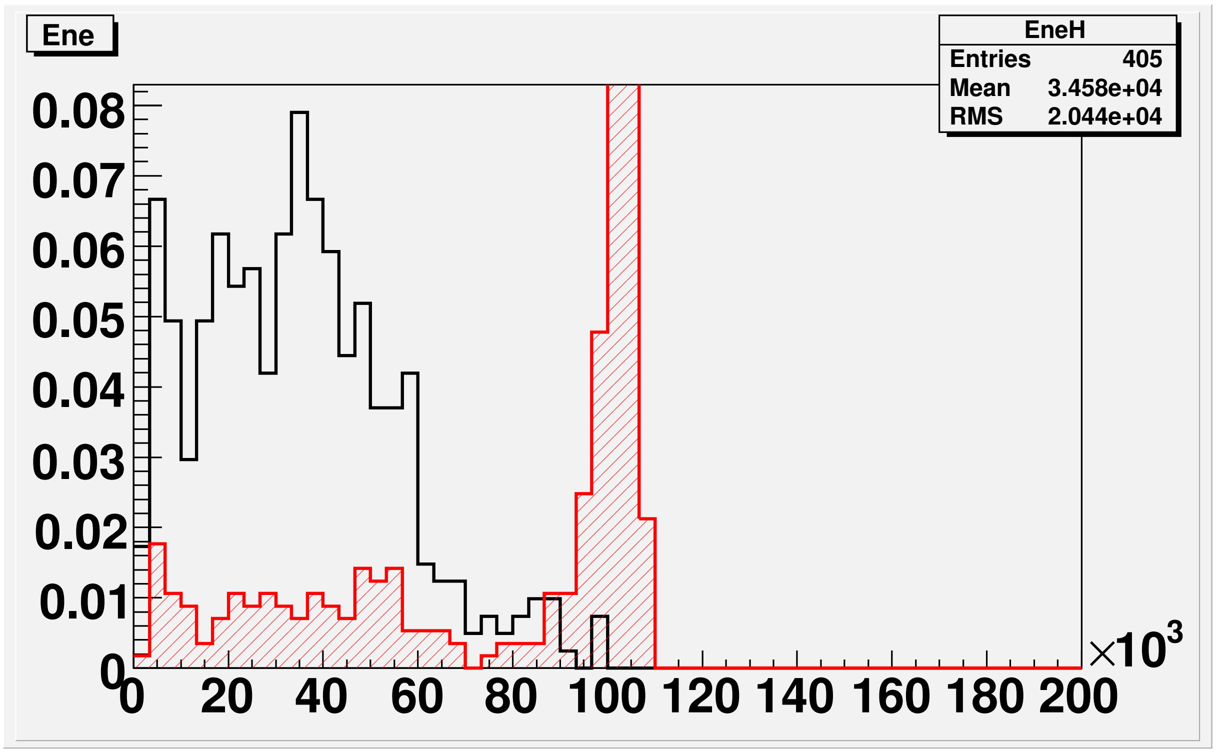

FIG. 6 – *Energie totale déposée dans le calorimètre électromagnétique. La distribution hachurée correspond aux électrons. L'autre histogramme correspond aux pions.On constate que les électrons déposent 100 Gev. C' est ce qui été attendu. Par contre les pions ne déposent que 20 pourcent de leur énergie.*

remarquer que le dépôt d'énergie dans le troisième compartiment est plus important pour les pions que pour les électrons.

4.2.2 Forme des gerbes

La figure 11 montre l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique (HCAL).

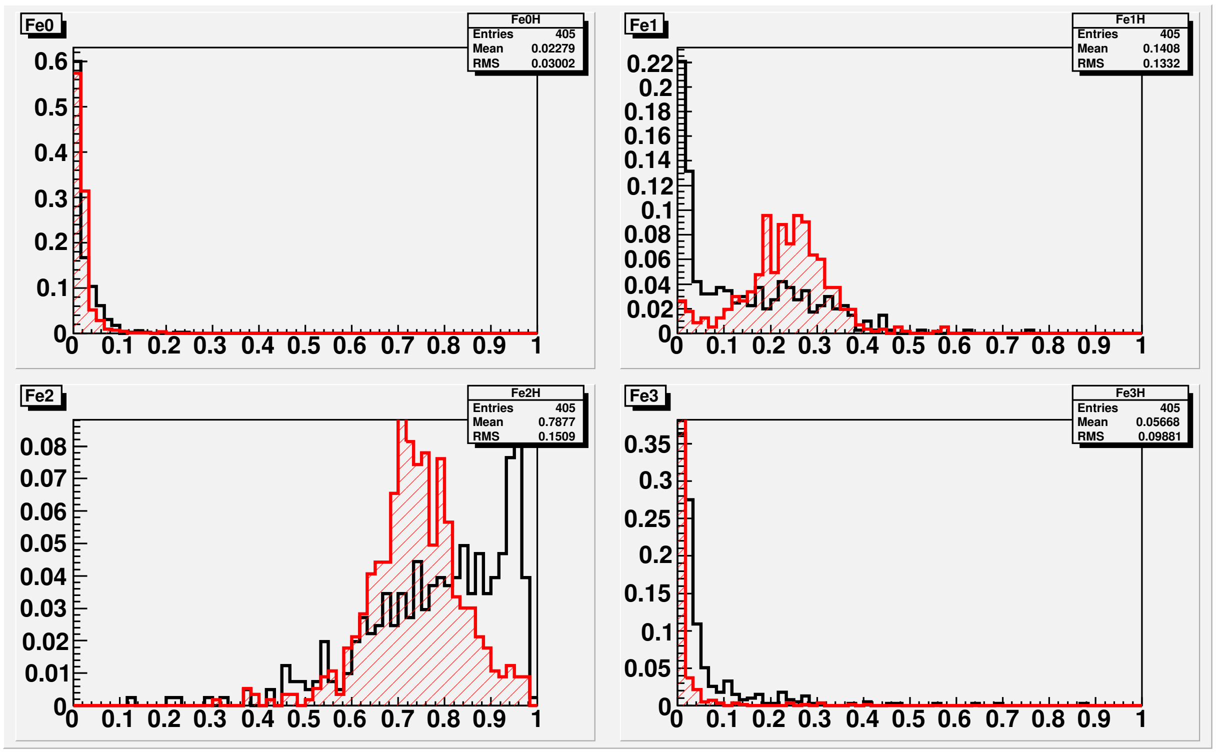

FIG. 7 – *Distributions pour les électrons (histogramme hachuré) et pour les pions (histogramme en trait plein) de la fraction d'énergie reconstruite dans le presampler, dans le premier compartiment, dans le second compartiment et dans le troisième compartiment.Les électrons déposent 70 pourcent de leur énergie dans le second compartiment. Ceci est dû á la taille des compartiments. En effet, la taille du second compartiment étant beaucoup plus élevée que celle des autres compartiments le dépôt d' énergie des électrons et des pions est plus important.*

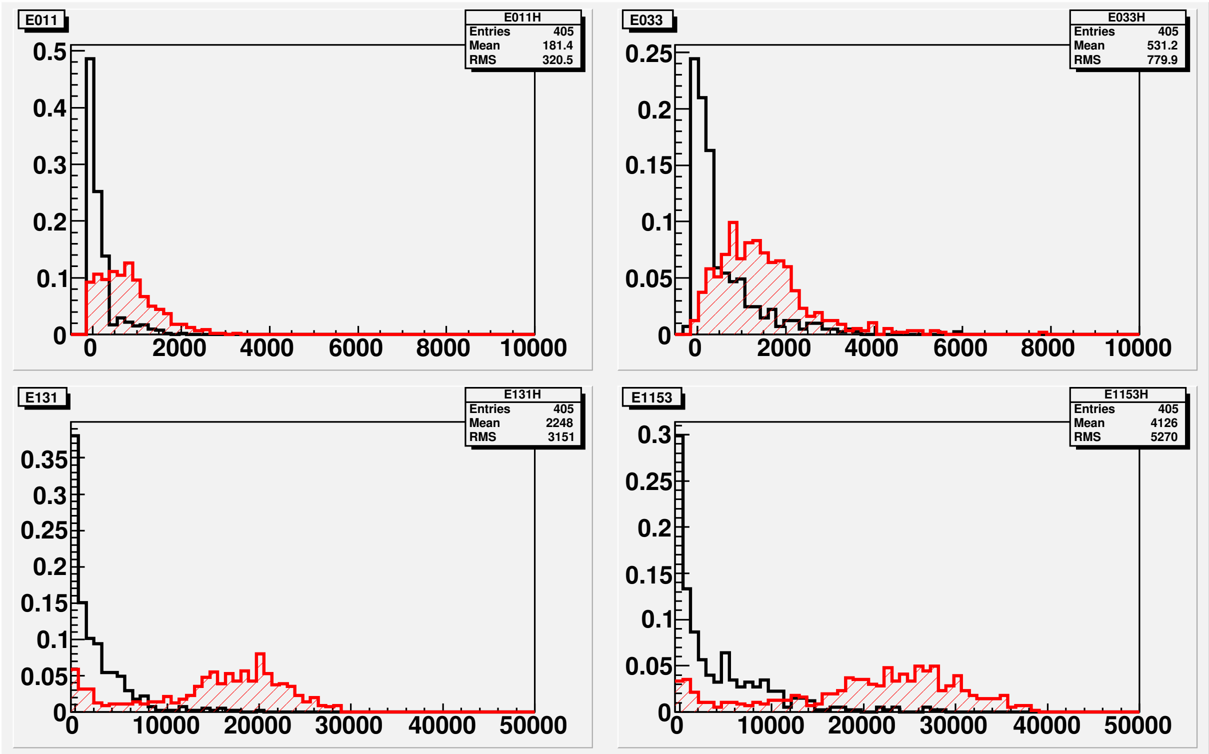

FIG. 8 – *Distribution pour les électrons (histogramme hachuré) et pour les pions (histogramme en trait plein) des énergies reconstruites dans le presampler (en haut) dans des fenêtres* 1×1 *(à gauche) et* 3×3 *(à droite) et dans le premier compartiment (en bas) dans des fenêtres* 3×1 *(à gauche) et* 15×3 *(à droite). On remarque que l'énergie déposée est plus importante dans des fenêtres* 3×3 *que dans des fenêtres* 1×1 *dans le presampler. De même pour le premier compartiment l'énergie déposée est plus importante dans des fenêtres* 15×3 *que dans des fenêtres* 3×1

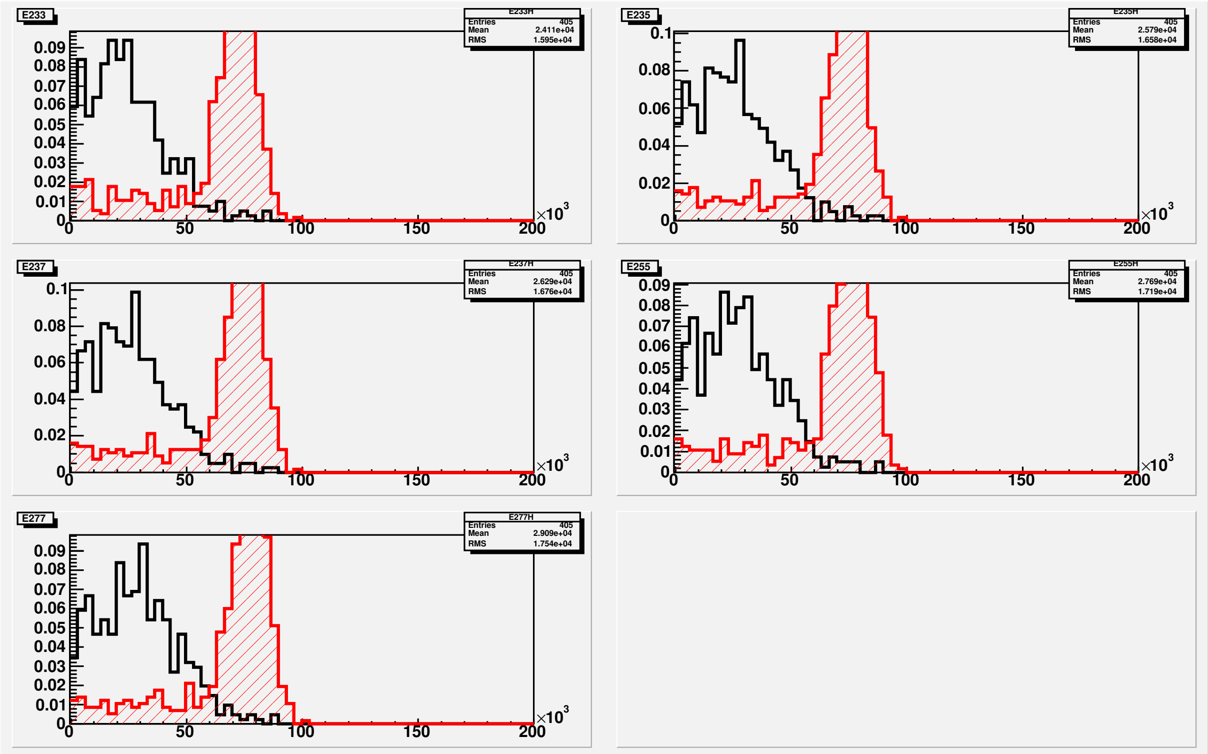

FIG. 9 – *Distribution pour les électrons (histogramme hachuré) et pour les pions (histogramme en trait plein) des énergies reconstruites dans le second compartiment dans des fenêtres* 3×3 , 3×5 , 3×7, 5×5 *et* 7×7*..On remarque que l'énergie déposée est plus importante dans des fenêtres* 7×7 *que dans des fenêtres* 3×3.

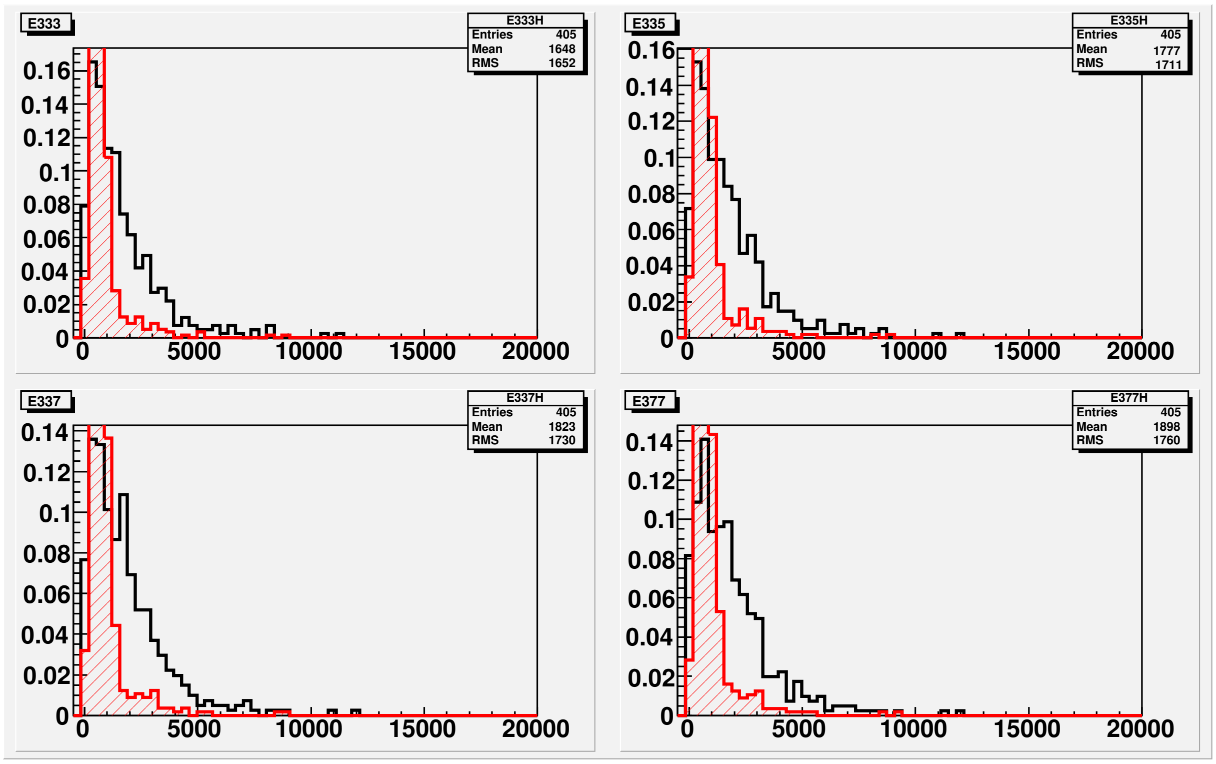

Fig. 10 – *Distribution pour les électrons (histogramme hachuré) et pour les pions (histogramme en trait plein) des énergies reconstruites dans le troisième compartiment dans des fenêtres* 3×3 *,* 3×5 *,* 3×7*, et* 7×7*. On remarque que l'énergie déposée est plus importante dans des fenêtres* 7×7 *que dans des fenêtres* 3×3*.*

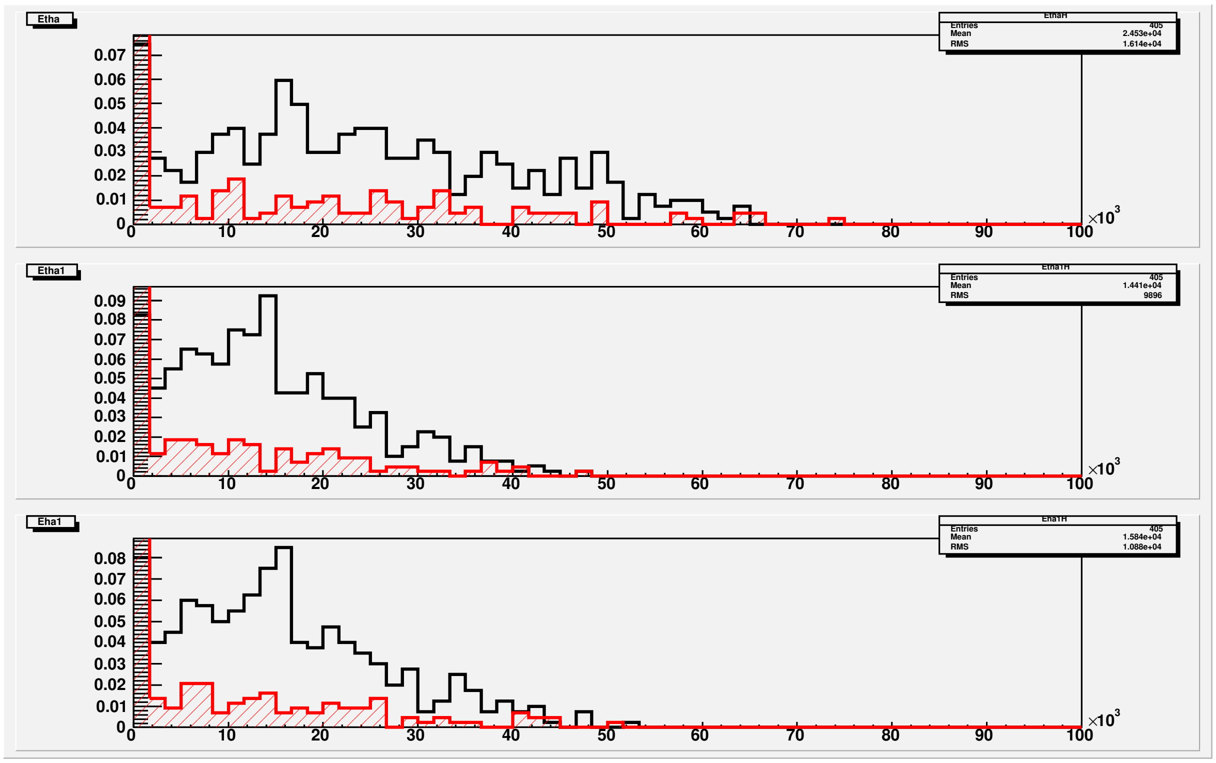

FIG. 11 – *Distributions pour les électrons (histogramme hachuré) et pour les pions (histogramme en trait plein) de l'énergie transverse dans le HCAL (en haut), dans le premier scintillateur du HCAL (au milieu) et énergie reconstruite dans le premier scintillateur du HCAL (en bas).*

La figure 12 montre le second maximum dans le premier compartiment dans trois strips,le second maximum dans le premier compartiment,la position de la gerbe á l'intérieur de la cellule dans le premier compartiment,la largeur de la gerbe dans le premier compartiment,le barycentre dans le premier compartiment, l'énergie minimale d'une cellule dans le premier compartiment, l'énergie maximale d'une cellule dans le premier compartiment.

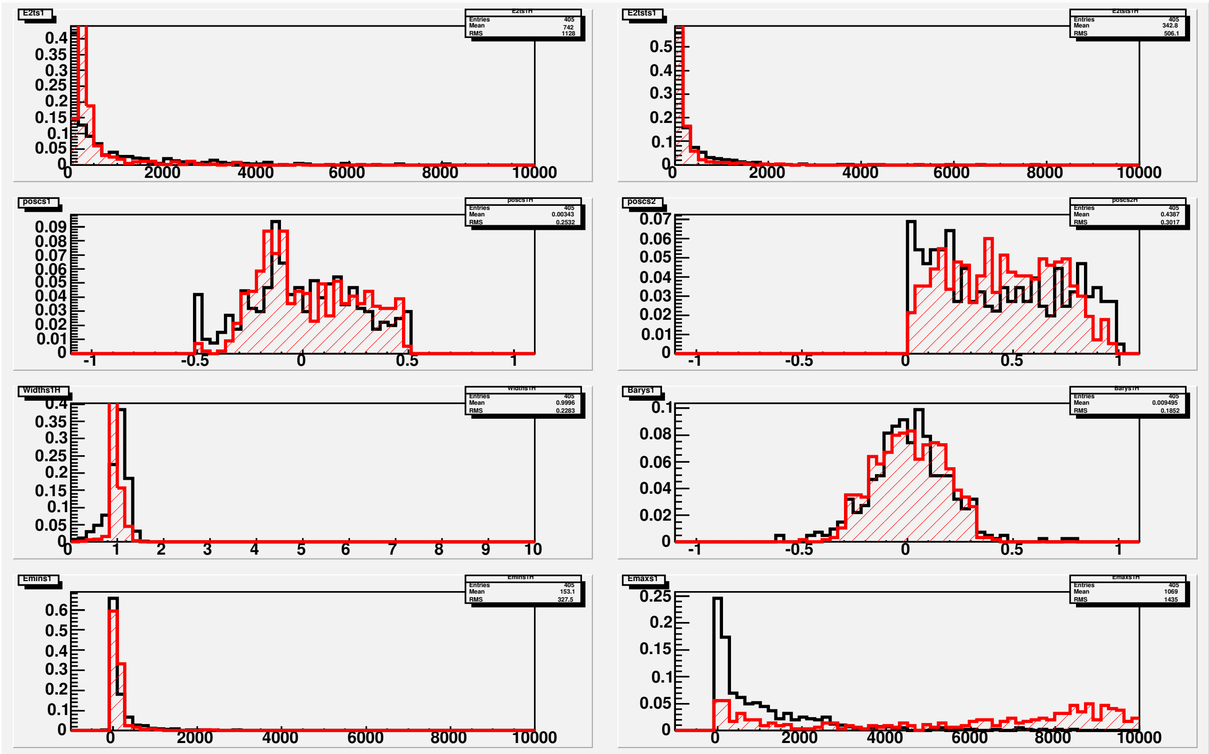

FIG. 12 – *Distributions pour les électrons (histogramme hachuré) et pour les pions (histogramme en trait plein)du second maximum dans le premier compartiment dans trois strips,le second maximum dans le premier compartiment,la position de la gerbe á l'intérieur de la cellule dans le premier compartiment,la largeur de la gerbe dans le premier compartiment,le barycentre dans le premier compartiment, l'énergie minimale d'une cellule dans le premier compartiment, l'énergie maximale d'une cellule dans le premier compartiment.*

La figure 13 montre la largeur de la gerbe dans le second compartiment et de la fraction d'énergie dans le troisième compartiment.

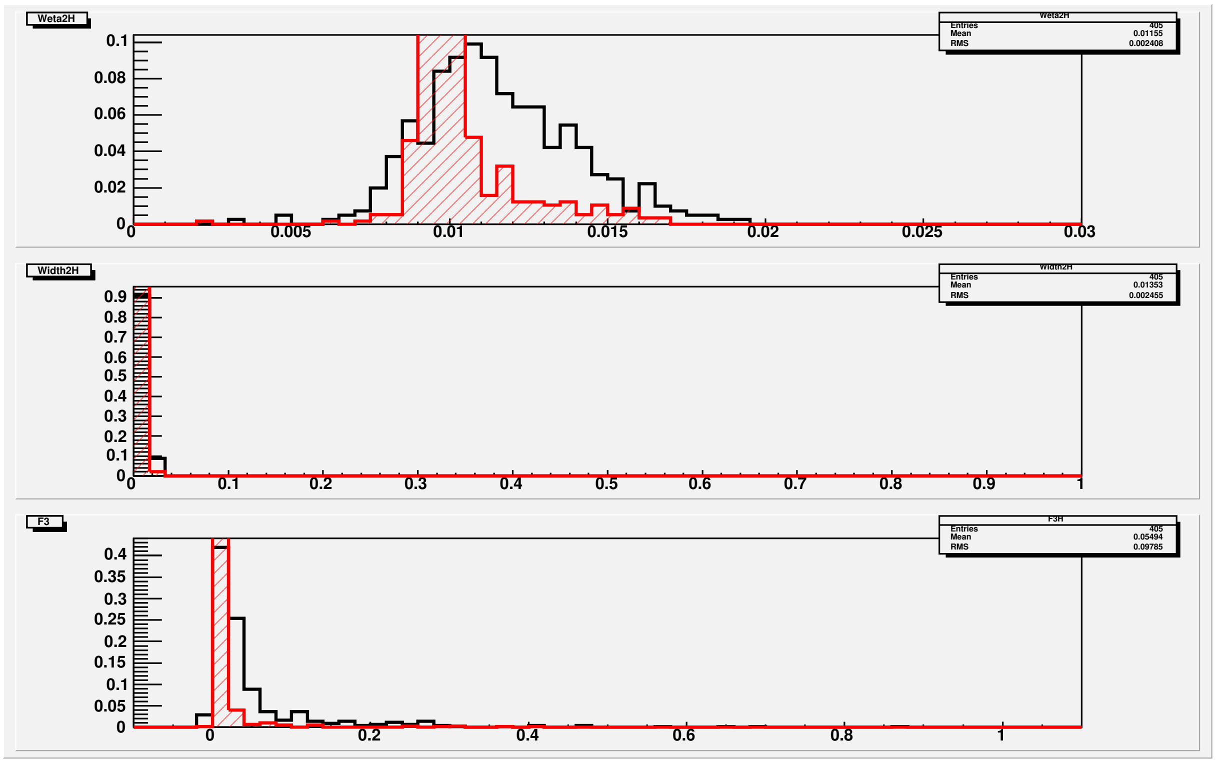

FIG. 13 – *Distributions pour les électrons (histogramme hachuré) et pour les pions (histogramme en trait plein)de la largeur de la gerbe dans le second compartiment et de la fraction d'énergie dans le troisième compartiment.*

4.2.3 Correspondance entre un amas et une trace

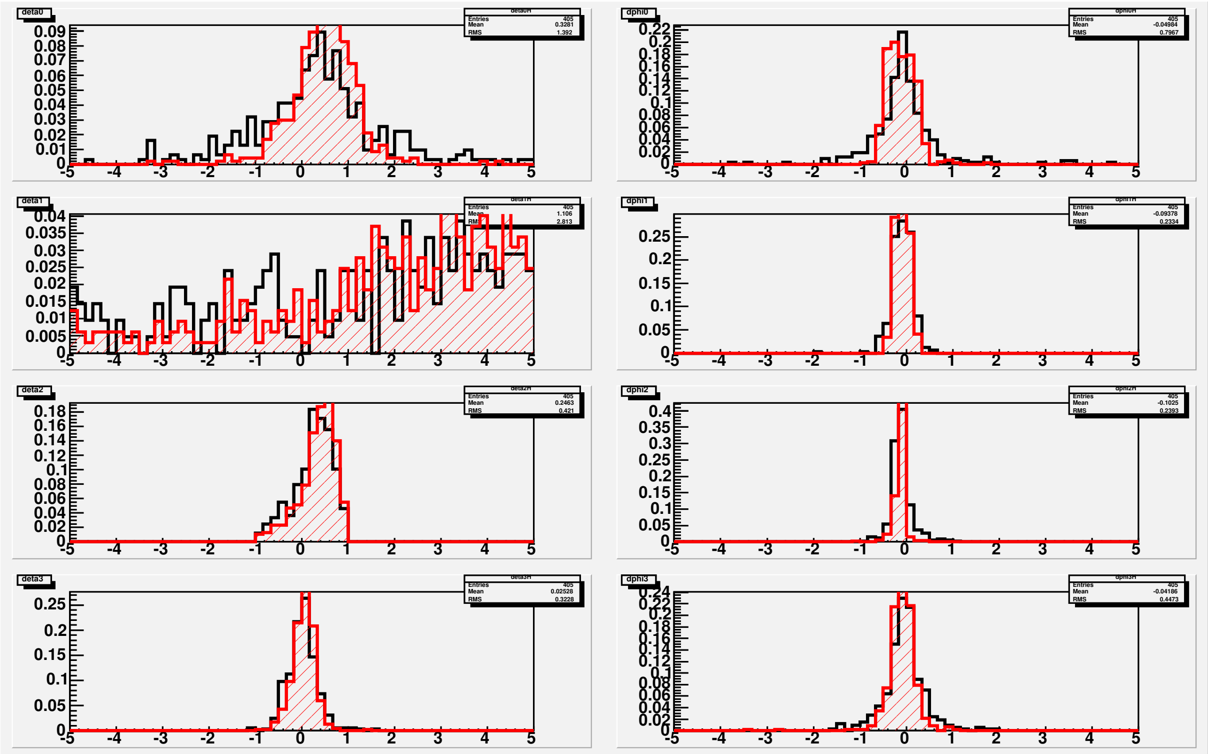

FIG. 14 – *Distributions pour les électrons (histogramme hachuré) et pour les pions (histogramme en trait plein)de la différence en η entre la trace et la gerbe dans le presampler,de la différence en ϕ entre la trace et la gerbe dans le presampler,de la différence en η entre la trace et la gerbe dans le premier compartiment,de la différence en ϕ entre la trace et la gerbe dans le premier compartiment,de la différence en η entre la trace et la gerbe dans le second compartiment,de la différence en ϕ entre la trace et la gerbe dans le second compartiment,de la différence en η entre la trace et la gerbe dans le troisième compartiment et de la différence en ϕ entre la trace et la gerbe dans le troisième compartiment.*

4.3 Informations au niveau des cellules

Dans le programme de reconstruction, les informations contenant l'ensemble des cellules des calorimètres est aussi présente. A partir de celles-ci on doit être à même de recalculer les informations de la forme des gerbes. Ceci nous permettra de comprendre comment certaines variables sont calculées.

Pour ce faire, pour chaque compartiment, on recherche la cellule la plus énergétique. Une fois celle-ci trouvée on peut alors par exemple calculer le dépôt d'énergie reconstruit dans différentes tailles de fenêtres $\Delta\eta \times \Delta\phi$. Une routine prenant en argument le numéro du compartiment, et la taille en η et en ϕ a étáinsi écrite lors de ce stage. A l'intérieur de cette fonction on peut alors boucler sur l'ensemble des cellules obtenues à partir du fichier de données, pour l'événement considéré, sélectionner celles appartenant effectivement au compartiment souhaité, ainsi que dans la fenêtre utilisée. On peut alors comparer, pour l'ensemble des événements via un histogramme, ou événement par événement en imprimant lors de l'exécution du programme les valeurs obtenues par la fonction ou directement lues dans le bloc egamma. Pour le pré-échantillonneur ainsi que pour les second et troisième compartiments les valeurs, à quelques rares exceptions près, sont rigoureusement les mêmes. Par manque de temps nous n'avons pas pu comprendre pourquoi ce n'est pas exactement toujours le cas. Certainement la cellule graine utilisée par les deux algorithmes - egamma lors de la reconstruction des données et notre fonction à partir de la liste des cellules dans le fichier de données, est différente. Pour s'en assurer il aurait fallu ré-exécuter le programme de reconstruction - en y ajoutant des options d'affichage, ce qui dépasse le cadre du stage. Pour le premier compartiment les différences atteignent le %. Dans le programme de reconstruction, deux cellules en ϕ sont sommées, ce qui n'est pas le cas dans notre fonction.

Une fonction similaire permet d'estimer la largeur de la gerbe dans le second compartiment. Là-aussi de petites différences sont vues. Des corrections sont appliquées dans le programme de reconstruction qui expliquent ces différences.

Rappelons que cette étude au niveau des cellules est avant tout pédagogique. Il ne s'agit pas de réécrire le programme de reconstruction mais comprendre de manière simple et rapide ce qu'il effectue - au premier ordre. On peut remarquer que :

- en comparant les figures 8 et **??** on voit qu'il y a plus d'énergie reconstruite dans le premier compartiment lorsqu'on le calcule. Or dans egamma deux cellules en ϕ sont sommées, ce qui n'est pas le cas pour nous. Donc ce manque dans notre programme n'est pas la bonne raison. Une autre différence à regarder est la taille des fenêtres et la granularité qui peut différer suivant la valeur de η. Une autre différence possible est bien sur la graine de départ, c'est à dire la cellule chaude.
- pour les dépôts d'énergie dans le second compartiment on s'attend à avoir un dépôt important puisque les particules ont une énergie de 100 GeV. Or dans la figure **??**, celui-ci est seulement de environ 10 GeV.
- pour les dépôts d'énergie dans le troisème compartiment, il n'y a pas assez d'énergie pour les pions dans la figure **??**.
- Dans la figure **??** on voit que les largeurs des gerbes ne correspondent pas à celles issues du bloc egamma. Elles sont soit trop grande soit décalées. La valeur du barycentre ne semble pas correcte.

Enfin on se souviendra, que on a vu que la granularité en η dans les strips n'est pas la même que dans le programme de simulation. Or le code de reconstruction contient ces granularités écrites en dur. Donc il est possible qu'il y ait des problèmes dans le programme de reconstruction lui-même.

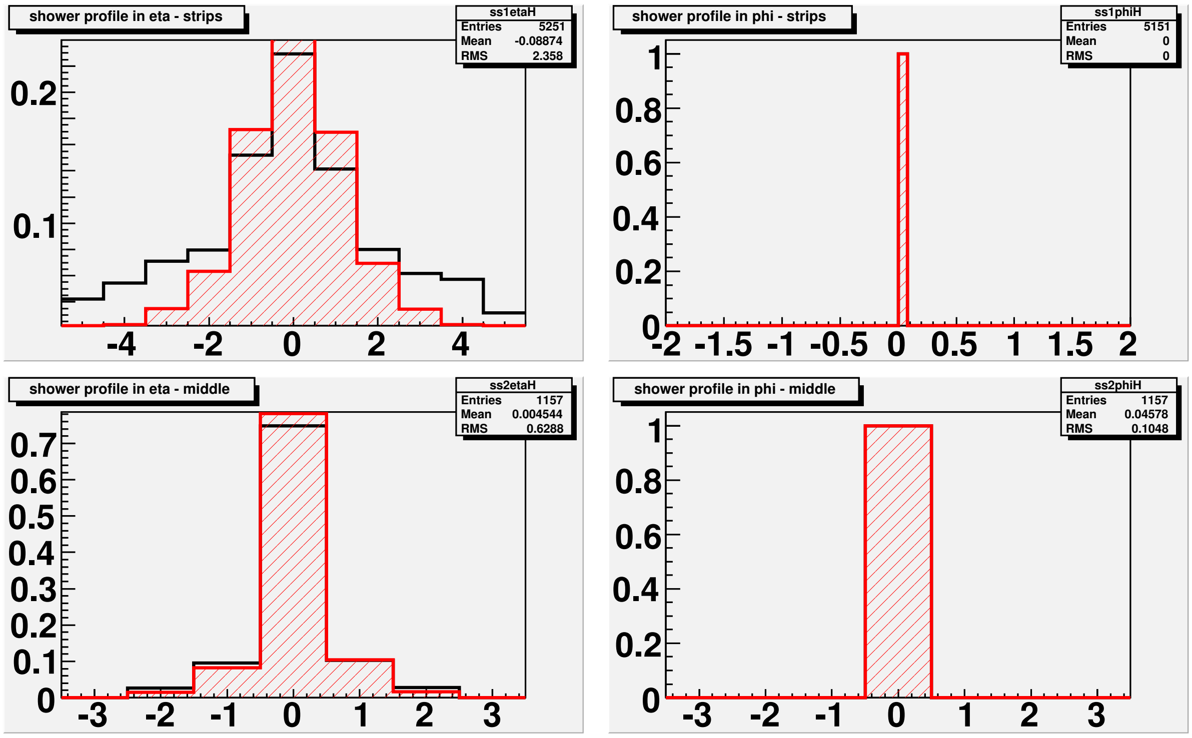

FIG. 15 – *Développement longitudinal de la gerbe.*

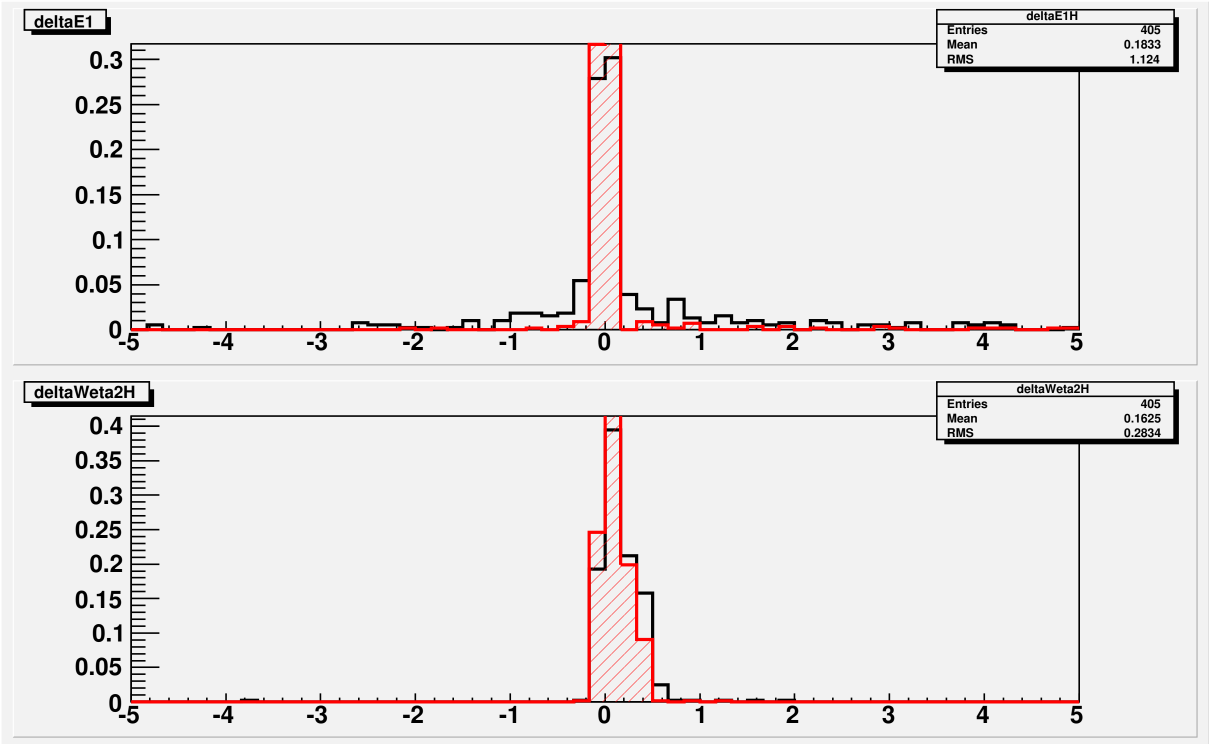

FIG. 16 – *Différence d' énergie entre egamma et cellule (figure du haut) pour les électrons (histogramme hachuré) et pour les pions (histogramme en trait plein) dans les strips.Différence de largeur en éta entre egamma et cellule (figure du bas) pour les électrons (histogramme hachuré) et pour les pions (histogramme en trait plein) dans le second compartiment.On remarque que pour les deux figures nous obtenons un pic en 0. Ceci nous indique que l' erreur entre egamma et cellule est satisfaisante. Cependant nous constatons que ces graphiques s' étendent au-delà de 0, l' erreur entre egamma et cellule n' est donc pas nulle.*

5 Séparation électrons-jets

5.1 Performance de l'analyse

A la fin d'une analyse pour vérifier les performances de l'algorithme on donne l'efficacité d'identification des électrons à différentes étapes. On définit l'efficacité d'identification comme le rapport entre le nombre d'électrons présents après l'analyse N^e_{res}, et le nombre présents au départ N^e_{tot}, ces deux variables étant calculés à l'aide de la vérité Monte Carlo contenu dans les données, c'est à dire le type des particules détectées :

$$\varepsilon = \frac{N^e_{res}}{N^e_{tot}} \tag{1}$$

Pour l'estimation de l'incertitude sur l'efficacité $\sigma(\varepsilon)$, uniquement l'erreur statistique sur le nombre de clusters initiaux et finaux est considérée. Elle vaut $\sigma(\varepsilon) = \sqrt{\frac{\varepsilon}{N^e_{tot}}(1-\varepsilon)}$.

Pour estimer le facteur de réjection des événements di-jets il est nécessaire de connaître leur nombre initial. On définit la réjection R par le rapport entre le nombre de jets initiaux N^i_{jet} sur le nombre de jets mal identifiés N^{res}_{jet} :

$$R = \frac{N^i_{jet}}{N^{res}_{jet}}. \tag{2}$$

L'incertitude statistique associée est donnée par $\sigma(R) = \frac{R}{\sqrt{N^{res}_{jet}}}$.

5.2 Les différents critères utilisés

Pour séparer un signal de son bruit de fond (c'est à dire dans notre étude les électrons des pions), l'approche la plus simple consiste à appliquer une série de coupures sur des variables discriminantes. Mon travail a consisté à chercher les meilleures coupures possibles sur chaque variable considérée, c'est à dire de choisir celles qui permettront de rejeter la plupart des pions tout en gardant un maximum d'électrons. On distinguera trois types de coupures décrites dans les trois parties suivantes : la première provient du trigger LV1 dont on explique le rôle plus bas, la seconde concerne les variables du calorimètre et la dernière concerne les variables du détecteur interne. Pour ces deux dernières on va donner une description brève des variables qu'elles utilisent.

Dans chaque sélection de coupures on s'est arrangé pour que l'efficacité soit plate en η. Pour cela un ensemble de cinq zones en η ont été définies à partir de la géometrie du détecteur :

- $0 - 0.75$: l'épaisseur de plomb des absorbeurs change à $\eta = 0.8$. Celà a déjà une influence un peu avant ;
- $0.75 - 1.37$: le crack entre le tonneau et le bouchon, qui est exclu de l'analyse, commence à 1.37 ;
- $1.52 - 1.8$: le crack finit à 1.52. A 1.8 la granularité des strips change ;
- $1.8 - 2.0$: la granularité des strips change à 2.0 ;
- $2.0 - 2.47$: au-delà, la granularité des différents compartiments ne permet plus d'analyse précise.

5.2.1 Niveau 1 du système de déclenchement (LV1)

Atlas fournira pour une collision des quantités de données astronomique, rendant le stockage de toutes celles-ci impossible. Pour réduire ce flux de données, il y aura installé sur Atlas, un système de déclenchement (trigger), dont le but sera de réduire ces données à 100-200 Mo/s (stockage permanent). Le système de déclenchement possède trois niveaux, seul le premier est effectué au niveau de l'appareillage. Il accepte la fréquence totale du croisement des paquets de particules du LHC de 40 MHz. Ce qui ne passe pas le système de déclenchement sera perdu définitivement.

5.2.2 Calorimètre électromagnétique

Utilisation du HCAL : Les électrons déposent pratiquement toute leur énergie dans le ECAL et très peu dans le HCAL. Pour mesurer les fuites dans le HCAL, on utilise comme variable le rapport de l'énergie transverse déposée dans le premier compartiment du HCAL, dans une fenêtre de $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.2 \times 0.2$ autour de la cellule du cluster (η_c,ϕ_c), sur l'énergie transverse déposée dans le ECAL, on le note $Hadr$ (cf. figure 17 en haut à gauche).

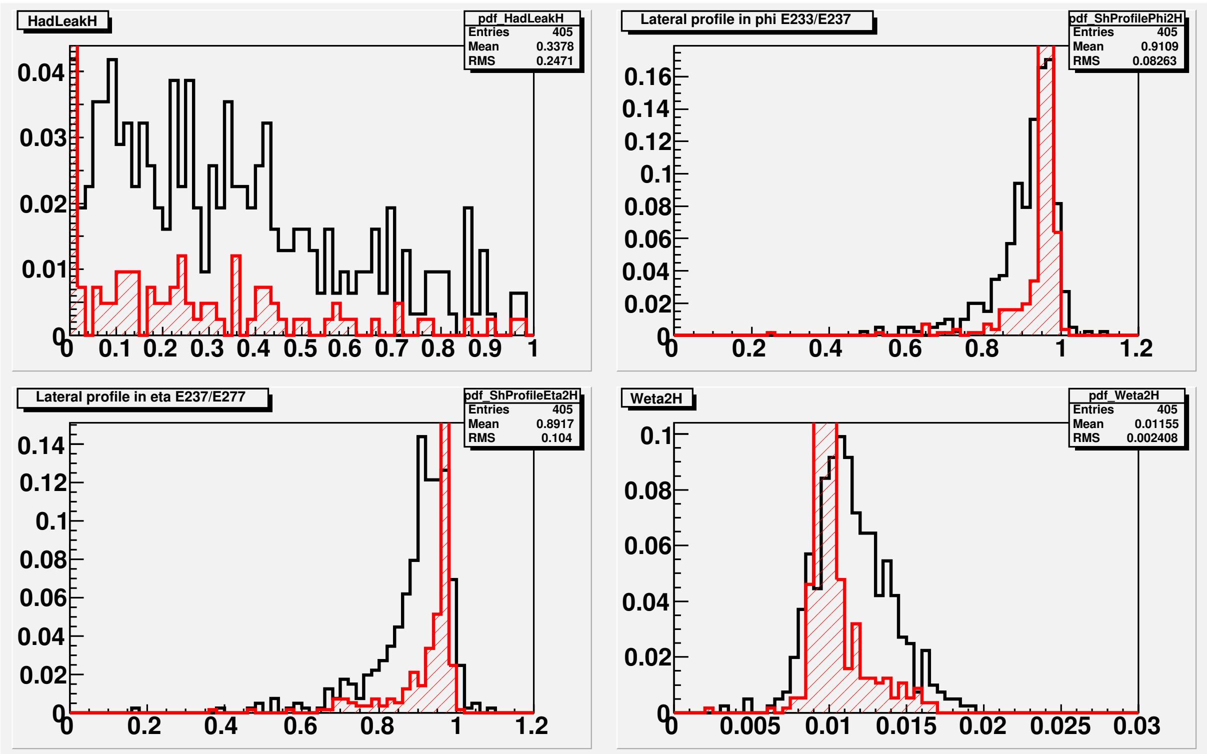

FIG. 17 – *Distributions de la fuite d'énergie dans le HCAL, de R_η(37) la forme de la gerbe dans la direction η, de R_ϕ(33) la forme de la gerbe dans la direction ϕ et de ω_{η^2} la largeur de la gerbe dans la direction η dans le second compartiment. Les distributions sont montrées pour les pions et les électrons (histogrammes hachurés).*

Utilisation du deuxième compartiment du ECAL : La majorité des gerbes dans le ECAL se développent dans le deuxième compartiment, cette partie du ECAL va donc être très importante pour la réjection des pions. En effet les gerbes électromagnétiques issues d'électrons sont en général moins larges que celles des pions. Pour l'isolation des électrons on va donc utiliser les variables donnant une mesure de la taille de ces gerbes dans le deuxième compartiment du ECAL, soit :

- la forme de la gerbe dans la direction η - $R_\eta(37)$ (c.f. figure 17 en haut à droite) : Les électrons déposent presque toute leur énergie dans des unités de cellules de taille $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 3 \times 7$ autour de la cellule du cluster (η_c,ϕ_c). Par conséquent, le rapport $R_\eta(37)$ de l'énergie déposée dans une fenêtre 3×7 (notée $E_2(3 \times 7)$) sur l'énergie déposée dans une fenêtre 7×7 (notée $E_2(7 \times 7)$) est important pour les électrons ;
- la forme de la gerbe dans la direction ϕ - $R_\eta(33)$ (c.f. figure 17 en bas à gauche) : Les électrons déposent presque toute leur énergie dans des unités de cellules de taille $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 3 \times 3$ autour de la cellule du cluster (η_c,ϕ_c). Par conséquent, le rapport $R_\eta(33)$ de l'énergie déposée dans une fenêtre 3×3 (notée $E_2(3 \times 3)$) sur l'énergie déposée dans une fenêtre 3×7 (notée $E_2(3 \times 7)$) est important pour les électrons ;
- la largeur de la gerbe dans la direction η - ω_{η^2} (c.f. figure 17 en bas à droite) : La largeur de la gerbe est calculée dans des unités de cellules 3×5 autour de la cellule du cluster (η_c,ϕ_c) : $\omega_{\eta^2} = \sqrt{\frac{\sum E_c \times \eta^2}{\sum E_c} - \left(\frac{\sum E_c \times \eta}{\sum E_c}\right)^2}$.

Utilisation du premier compartiment du ECAL Pour utiliser des critères sur le premier compartiment du ECAL, il faut disposer d'un minimum d'énergie (au moins 0,5% de l'énergie totale). Par ailleurs, la granularité doît être suffisante, d'où l'application des critères pour $|\eta| < 2,37$. En effet, au-delà de $|\eta| = 2,4$, la granularité du premier compartiment n'est plus suffisante pour une analyse précise.

Des études préalables ont montré que pour les jets, il y avait un ou plusieurs maxima, mais plutôt seulement un maximum pour les électrons. Nous allons donc rechercher un deuxième maximum. Pour celà on calcule le dépôt d'énergie dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,125 \times 0,2$ autour du cluster, deux cellules en ϕ sont sommées. Un deuxième maximum est recherché dans la direction η. S'il y a plusieurs maxima, seuls les deux plus grands sont considérés. Des critères sur les variables suivantes sont alors appliqués :

- la différence d'énergie entre le plus grand et le plus petit des deux maxima $\Delta E = E_{max2} - E_{min}$;
- l'énergie du deuxième maximum doît dépasser un seuil dépendant de manière linéaire de l'énergie transverse pour s'assurer de la stabilité de ce maximum par rapport à une fluctuation. On utilise donc la variable $\Delta E_{max2} = E_{max2}/(1. + 0.009 \times E_T)$ à basse luminosité et $\Delta E_{max2} = E_{max2}/(1. + 0.005 \times E_T)$ à haute ;
- la largeur totale de la gerbe $\omega_{total} = \sqrt{\frac{\sum E_i(i - i_{max})^2}{\sum E_i}}$ dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,0625 \times 0,2$ (c.f. figure 18).

Une fois ces critères appliqués, il ne reste que des gerbes étroites présentant un seul maximum. Il est encore possible de rejeter quelques pions en utilisant la forme des gerbes :

- la largeur de la gerbe dans trois cellules en $|\eta|$ $\omega_{3\ strips} = \sqrt{\frac{\sum E_i \cdot (i - i_{max})^2}{\sum E_i}}$;
- la fraction de l'énergie hors du coeur de la gerbe $F_{side} = \frac{E(\pm 3) - E(\pm 1)}{E(\pm 1)}$.

Les critères sur le calorimètre ont été ajustés pour chaque zone en η pour que le spectre de l'efficacité soit plat en η à environ 95% (pour les électrons qui passent le niveau LV1). La table 2 décrit les seuils appliqués.

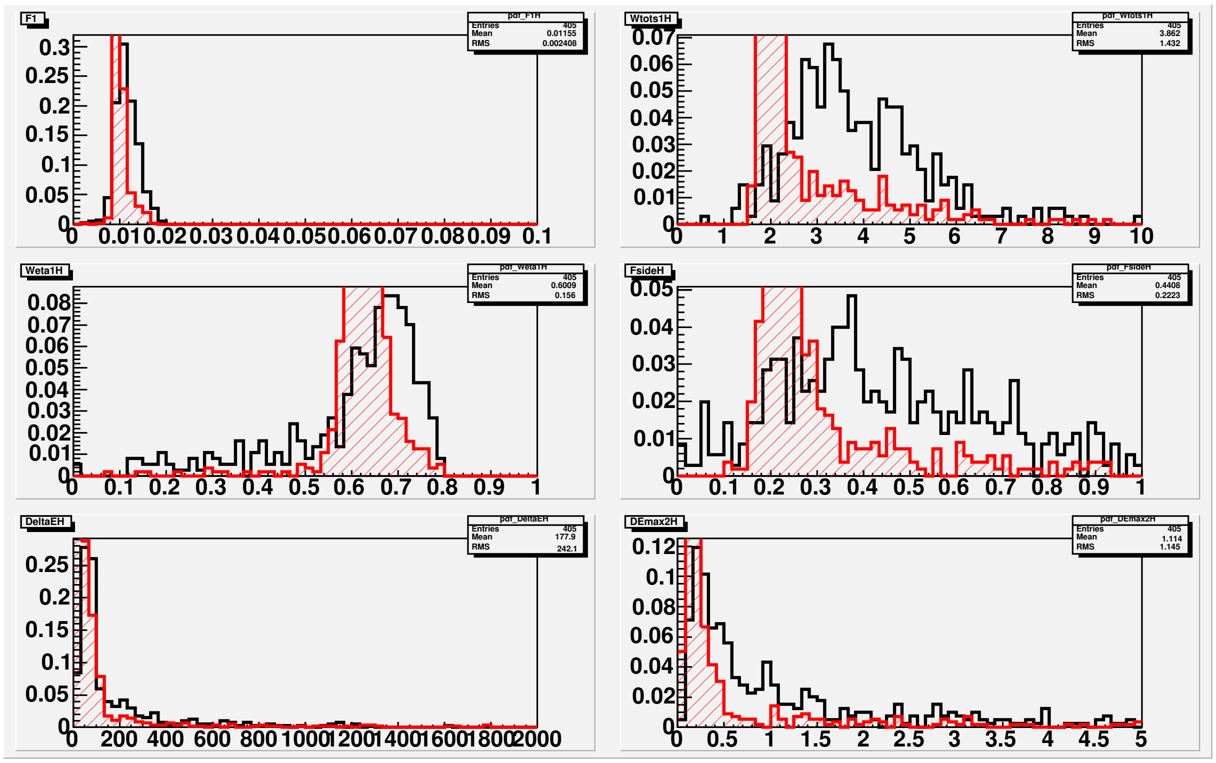

FIG. 18 – *Distributions de la fraction d'énergie reconstruite dans le premier compartiment, la largeur totale ω_{tot}, la largeur dans trois strips $\omega_{3\ strips}$, la fraction d'énergie en dehors du cœur F_{side}, ΔE et ΔE_{max2}. Les distributions sont montrées pour les pions et les électrons (histogrammes hachurés).*

	$Hadr$	$R_\eta(33)$	$R_\eta(37)$	ω_{η^2}	ΔE_{max2}	ΔE	$\omega_{3\text{strips}}$	ω_{tot1}	F_{side}
	0.02	0.6	0.8	0.8	0.5	9999	0.5	3.	9999

TAB. 2 – *Coupures appliquées sur les variables du calorimètre.*

5.2.3 Détecteur interne

Les variables du détecteur interne ne sont pqs accessibles avec la version du programme utilisé.

Ces variables vont essentiellement nous donner des informations sur les trajectoires des particules.Ces variables peuvent être regroupées en 4 catégrories :

- Variables informant sur les qualités des traces laissées par les particules :
  - au moins neuf points de mesure dans l'ensemble Pixel+SCT ;
  - au moins un point de mesure dans la couche b des pixels ;
  - au moins deux points de mesure sont requis dans le détecteur à pixel ;
  - le paramètre d'impact transverse $|A_0| < 0,1$ cm.
- Correspondance trace-cluster : deux variables, $\Delta\eta$ et $\Delta\Phi$ résultent de la comparaison entre la valeur de η et de Φ à la sortie du détecteur interne, et celle à l'entrée du calorimètre. Ce sont donc des informations de correspondance, entre les traces de la première et de la deuxième partie de ATLAS(c.f. figure 19).
- E/p, le rapport entre l'énergie E mesurée dans le calorimètre et l'impulsion p mesurée dans le trajectographe(c.f. figure 19) ;

- utilisation du TRT : on effectue le rapport entre le nombre de coups de rayonnement de transition N_{TRHits} et le nombre de coups total dans le TRT N_{straw}. Comme dit précédemment les électrons vont déposer des coups de "rayonnement de transition" (i.e. issus de rayons X lors du passage dans le détecteur) au contraire des pions. Ainsi plus le rapport est grand, plus il est probable que l'on ait affaire à un électron. Les coupures sur le TRT sont ajustées pour avoir une efficacité d'environ 90% sur les électrons en présence de cette seule coupure(c.f. figure 19).

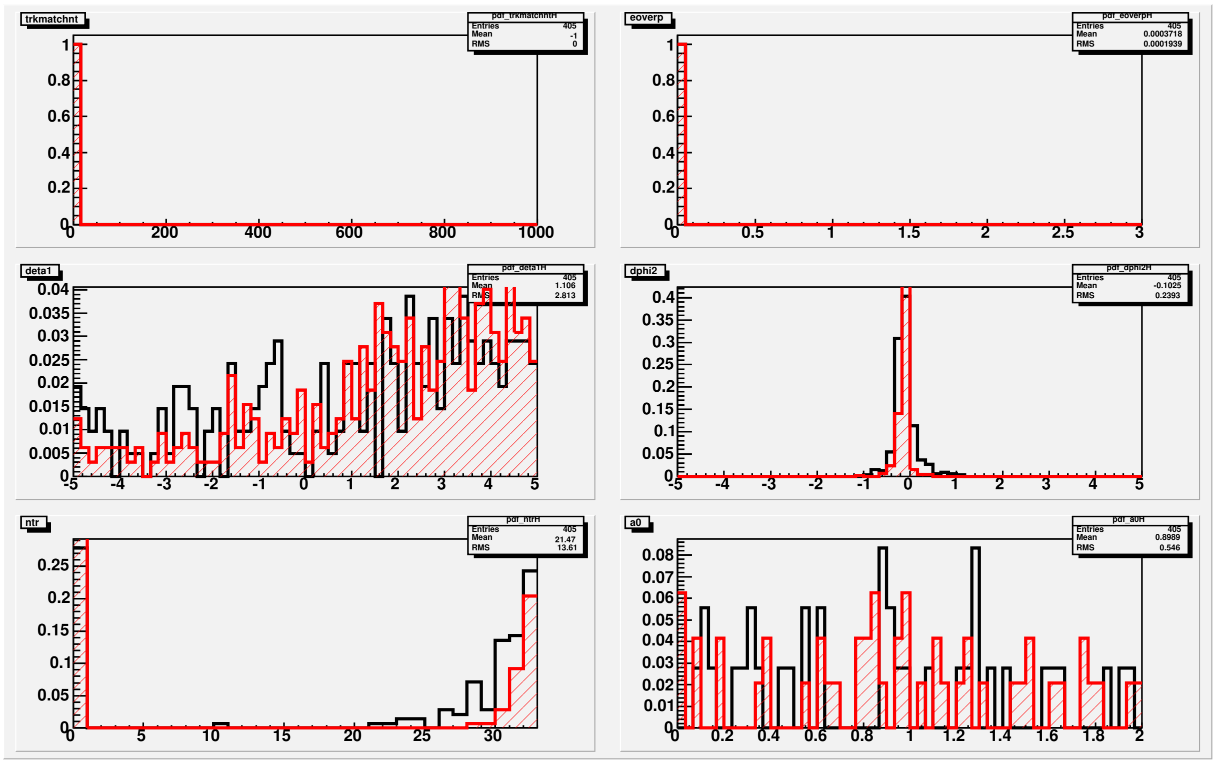

FIG. 19 – *Distributions de l'indice de trace, du rapport E/p,de $\Delta\eta$ dans le premier compartiment, de $\Delta\Phi$ dans le second compartiment, de N_{TRHits}/N_{straw} et du paramètre d'impact transverse A0. Les distributions sont montrées pour les pions et les électrons (histogrammes hachurés).*

6 Résultats

Nous avons avant application des coupures un total de 859 électrons et 659 pions. En appliquant les critères sur les variables discriminantes des calorimètres nous avons alors 652 électrons et 7 pions. L'efficacité correspondante est de $\varepsilon = 652/859 = 75.6 \pm 1$. Le facteur de réjection des pions est de $R = 652/7 = 93 \pm 35$.

7 Conclusion

Références

[ATLAS TDR Phys Vol 2, 1999] ATLAS collaboration *TDR ATLAS detector and physics performance, vol. 2*, 1999, CERN/LHCC 99-15, ATLAS-TDR-15

[ATLAS TDR Phys Vol 1, 1999] ATLAS collaboration *TDR ATLAS detector and physics performance, vol. 1*, 1999, CERN/LHCC 99-14, ATLAS-TDR-14