



**Université Libre de Bruxelles**  
**Faculté des Sciences**

**Contribution à l'étude de l'observabilité  
de modes de Kaluza-Klein au LHC**

**Mémoire de fin d'études**

**Hadrien Van Loo**

**Août 2005**

Directrice : Barbara Clerbaux



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction théorique</b>	<b>5</b>
1.1	Généralités . . . . .	5
1.2	Le modèle ADD . . . . .	6
1.3	Le modèle $\text{TeV}^{-1}$ . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Dispositif expérimental</b>	<b>9</b>
2.1	Le LHC . . . . .	9
2.2	L'expérience CMS . . . . .	10
2.2.1	Le détecteur de traces . . . . .	10
2.2.2	Le calorimètre ECAL . . . . .	13
2.2.3	Le calorimètre HCAL . . . . .	14
2.2.4	Les chambres à muons . . . . .	15
2.2.5	Le système de déclenchement . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Simulation de l'interaction et réponse du détecteur</b>	<b>17</b>
3.1	Simulation . . . . .	17
3.2	Reconstruction . . . . .	18
<b>4</b>	<b>Sélection et corrections</b>	<b>21</b>
<b>5</b>	<b>Recherche de la signficance</b>	<b>27</b>
<b>6</b>	<b>Asymétrie</b>	<b>31</b>
6.1	Introduction . . . . .	31
6.2	Nouvelle sélection et corrections . . . . .	32
<b>7</b>	<b>Conclusions</b>	<b>41</b>



# Chapitre 1

## Introduction théorique

L'une des importantes questions sur lesquelles se penchent les physiciens à l'heure actuelle est l'unification de la gravitation avec les trois autres forces fondamentales : électromagnétique, forte et faible, décrites par le modèle standard. Un des principaux obstacles à cette unification est la différence de seize ordres de grandeurs entre l'échelle fondamentale de la théorie électrofaible  $M_{EW} \sim 1$  TeV et celle de la gravitation  $M_{Pl} \sim 10^{16}$  TeV (on suppose ici  $c=1$ ).

Une manière de contourner ce problème a été proposée récemment, postulant l'existence de dimensions spatiales supplémentaires. La hiérarchie entre l'interaction gravitationnelle et les autres s'explique alors par la géométrie de ces nouvelles dimensions : la gravité peut se propager dans l'espace total et est ainsi 'diluée' dans les nouvelles dimensions. En effet, la gravité n'a pas été testée à des distances inférieures à  $\sim 0.1$  mm, il se peut donc qu'elle se comporte différemment aux petites distances.

Un premier scénario a été proposé par Arkani-Hamed, Dimopoulos et Dvali [1] et suggère que la hiérarchie apparente entre les deux échelles fondamentales est générée par un large volume des dimensions supplémentaires, un deuxième scénario fut proposé plus tard par Randall et Sundrum [2] dans lequel la hiérarchie découle d'une forte courbure de l'espace de la dimension supplémentaire. Ce second modèle n'a pas été envisagé ici. L'échelle de Planck est alors un paramètre effectif et pas une échelle fondamentale.

### 1.1 Généralités

En général, on va considérer l'univers observable comme une membrane tridimensionnelle plongée dans un espace dimensionnellement plus riche appelé 'bulk'. Les champs de matière et de jauge sont alors confinés sur la membrane alors que la gravité se propage dans le bulk. Pour éviter des déviations à la théorie de la gravitation qui ne sont pas observées expérimentalement, ces dimensions doivent être de taille finie et donc compactifiées.

La conséquence de la compactification est que les champs se propageant dans le bulk peuvent être vus à 4 dimensions comme une série d'états excités appelés tours de Kaluza-Klein (d'après le nom de ceux qui se sont intéressés les premiers à des modèles à plus de quatre dimensions). Ceci est obtenu en factorisant la géométrie du bulk et en intégrant sur les dimensions supplémentaires. Ces états massifs ont les mêmes nombres quantiques

$\delta$	$R_c$	$M_c = \frac{1}{R_c}$
1	$10^{13}$ cm	$10^{-18}$ eV
2	0.1 mm	$10^{-3}$ eV
3	$10^{-6}$ mm	$10^2$ eV
4	$10^{-9}$ mm	10 KeV
5	$10^{-10}$ mm	1 MeV
6	$10^{-11}$ mm	10 MeV
	$10^{-19}$ m	1 TeV = $M_D$
	$10^{-35}$ m	$10^{16}$ TeV = $M_{Pl}$

TAB. 1.1 – Taille des rayons de compactification  $R_c$  (en supposant tous les rayons égaux) et masse  $M_c$  associée pour différentes valeurs de  $\delta$ .

que le mode zéro du champ et leur masse est inversement proportionnelle à la taille des dimensions supplémentaires.

Les signaux expérimentaux susceptibles de montrer l'existence de dimensions supplémentaires sont donc :

- La production directe ou indirecte de tours de Kaluza-Klein.
- L'observation d'une déviation à la loi en  $\frac{1}{r^2}$  de la gravité à petite distance.

Nous nous intéresserons ici au premier cas, c'est-à-dire à la possible détection de modes de Kaluza-Klein au futur collisionneur proton-proton LHC au CERN. Le modèle que nous étudions est une extension du modèle ADD. Nous les décrivons ci-dessous.

## 1.2 Le modèle ADD

Les champs de matière et de jauge sont confinés sur une 3-brane qui existe dans un espace à  $D = 3 + 1 + \delta$  dimensions, où  $\delta$  représente le nombre de dimensions supplémentaires compactifiées. Seule la gravité se propage dans les dimensions supplémentaires. La loi de Gauss relie l'échelle de Planck de la théorie effective à 4 dimensions,  $M_{Pl}$ , à l'échelle où la gravité devient forte dans les 4 +  $\delta$  dimensions,  $M_D$ , via le volume des  $\delta$  dimensions supplémentaires compactifiées :

$$M_{Pl}^2 = V_\delta M_D^{2+\delta}. \quad (1.1)$$

Si on prend  $M_D \sim \text{TeV}$ , on élimine alors le problème de la hiérarchie entre échelle électrofaible et échelle de Planck.  $M_{Pl}$  n'est donc plus une échelle fondamentale. Le problème de la hiérarchie est transposé en un problème probablement plus maniable à savoir l'échelle de compactification des dimensions supplémentaires.

Si elles sont plates, de même taille et de forme toroïdale, alors  $V_\delta = (2\pi R_c)^\delta$  où  $R_c$  est le rayon de compactification.  $R_c$  varie d'une fraction de millimètre à environ 10 fermis pour un nombre de dimensions supplémentaires entre 2 et 6. Le tableau 1.1 reprend les rayons correspondants aux divers choix de  $\delta$ .

Le cas  $\delta=1$  est exclu. Le cas  $\delta = 2$  est à la limite des expériences directes de microgravité testant la loi de Newton jusqu'à une distance de  $\sim 0.1$  mm. A partir de  $\delta = 3$ , les rayons de compactification sont très petits et donc probablement non détectables par le biais

de mesures directes de la gravité. Cependant cette limitation tombe si l'on s'autorise à considérer des rayons de tailles différentes.

La présence de dimensions supplémentaires d'espace dans lesquelles se propage la gravitation se traduirait par une modification de la loi de Newton dès que l'on atteint des distances inférieures au rayon de compactification de ces dimensions.

Pour  $r \ll R_c$ , le potentiel s'écrit :

$$V_{4+\delta}(r) = -\frac{1}{M^{2+\delta}} \frac{m}{r^{\delta+1}} \quad (1.2)$$

et la force de Newton :  $F_N \sim \frac{1}{r^{\delta+2}}$ .

Pour  $r \gg R_c$ , la dépendance en les rayons de compactification peut être factorisée et on retrouve le potentiel gravitationnel à quatre dimensions :

$$V_4(r) = -\frac{1}{M_D^{2+\delta} (2\pi R)^\delta} \frac{m}{r} = -\frac{1}{M_{Pl}^2} \frac{m}{r} \quad (1.3)$$

et  $F_N \sim \frac{1}{r^2}$ .

On retrouve  $M_D^{2+\delta} (2\pi R)^\delta = M_{Pl}^2$  (cf éq 1.1).

### 1.3 Le modèle $\text{TeV}^{-1}$

L'existence de dimensions spatiales supplémentaires de taille  $\sim \text{TeV}^{-1}$  ne résoud pas le problème de la hiérarchie en soi, mais elles sont généralement ajoutées à un modèle avec un espace plus large qui le résoud, comme le modèle ADD par exemple. Les fermions sont localisés sur la membrane à trois dimensions alors que les bosons de jauge peuvent se propager dans la dimension supplémentaire de petite taille ( $R_c \sim 10^{-17}$  cm) [3].

Cette nouvelle possibilité est motivée notamment en vue de l'unification des constantes de couplage [4]. L'idée est de ramener l'échelle de grande unification  $M_{GUT}$  de  $\sim 10^{13}$  TeV à  $M_D \sim 1$  TeV. Pour cela il est nécessaire de modifier l'évolution des constantes de couplage, ceci peut se faire par l'introduction de dimensions supplémentaires dans lesquelles les bosons de jauge se propagent.

D'autre part, des modèles similaires sont avancés dans le cadre d'études de la hiérarchie des masses des fermions. On verrait alors la membrane à trois dimensions comme un mur d'une épaisseur  $\sim \text{TeV}^{-1}$  ayant une sous-structure : les champs de Higgs et de jauge s'y propageraient librement alors que les fermions seraient localisés en divers points dans le mur et seraient représentés par des fonctions d'onde étroites. La hiérarchie de masse viendrait alors naturellement du faible recouvrement de fonctions d'onde entre les fermions de chiralité gauche et droite.

Nous considérons donc pour notre travail le modèle suivant : on soit  $p$  dimensions supplémentaires compactifiées sur des cercles de rayon  $\leq 0.1$  mm et une de rayon  $R_c \sim \text{TeV}^{-1}$  avec une condition de symétrie entre  $y = 0$  et  $y = 2\pi R$ . La gravité se propage dans les  $D = (3 + 1) + p + 1$  dimensions. Les fermions sont localisés sur la membrane à trois dimensions. Les bosons de jauge se propagent dans l'espace à  $(3+1)+1$  dimensions.

La conséquence phénoménologique de ce scénario est l'apparition de tours de Kaluza-Klein pour les bosons de jauge. Les couplages entre les fermions et les bosons de jauge de Kaluza-Klein (KK) sont les mêmes que ceux du modèle standard, multipliés par un facteur  $\sqrt{2}$ . Le seul paramètre libre du modèle est donc l'échelle de compactification  $M_c$ .

Nous considererons ici les bosons de jauge KK du photon et du Z :  $\gamma^{(i)}/Z^{(i)}$ . Leur masse est donnée par :

$$M_n^2 = M_0^2 + n^2 M_c^2, \quad (1.4)$$

où  $M_0$  est la masse du mode zéro correspondant au champ du modèle standard et  $n$  est le nombre de modes.

Au LHC, les excitations des bosons de jauge sont produites dans le canal  $s$  via l'interaction quark-antiquark :  $q\bar{q} \rightarrow \gamma^{(i)}/Z^{(i)} \rightarrow f\bar{f}$ . Elles peuvent être observées de manière directe par l'apparition d'une résonance dans le spectre difermionique pour des masses cinématiquement accessibles. Si  $M_c \gg \sqrt{\hat{s}}$  les excitations de bosons de jauge peuvent encore être observées grâce aux déviations de la section efficace de production du bruit de fond :  $q\bar{q} \rightarrow \gamma^{(0)}/Z^{(0)} \rightarrow f\bar{f}$ , dûes aux interférences entre la production de bosons de jauge KK et du modèle standard.

La valeur de l'échelle de compactification  $M_c$  est fortement contrainte par les mesures électrofaibles précises, en particulier la production  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ , mesurée au LEP. Une limite conservatrice de 4 TeV a été considérée.

Nous supposons donc que  $M_c = 4$  TeV et étudions ici la possibilité au LHC d'observer dans le détecteur CMS des bosons de jauge de Kaluza-Klein  $\gamma^{(i)}$  et  $Z^{(i)}$  se désintégrant en deux électrons :

$$q\bar{q} \rightarrow \gamma^{(i)}/Z^{(i)} \rightarrow e^+e^-. \quad (1.5)$$

Les masses de la première résonance  $\gamma^{(1)}$  et  $Z^{(1)}$  sont presque dégénérées :  $M_{\gamma^{(1)}} = 4000$  GeV et  $M_{Z^{(1)}} = 4001$  GeV (cf équation 1.4). La production de la seconde résonance  $\gamma^{(2)}/Z^{(2)}$  de masse  $M_2 = 8$  TeV (cf équation 1.4) n'est, en pratique, pas observable au LHC.



# Chapitre 2

## Dispositif expérimental

### 2.1 Le LHC

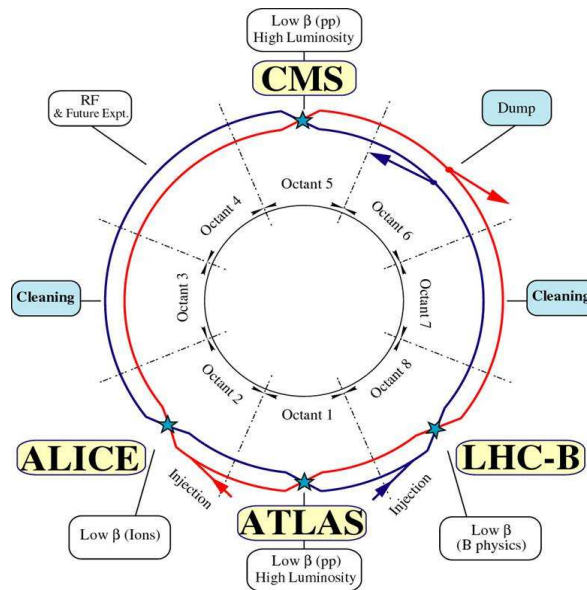


FIG. 2.1 – Plan général et principales expériences du LHC.

Le grand collisionneur de hadrons (Large Hadron Collider, LHC) est le prochain accélérateur de particules européen en cours de construction sur le site du CERN à Genève, dans l'ancien tunnel du LEP, collisionneur électron-positon. Un schéma général de l'accélérateur et des principales expériences est donné à la figure 2.1.

De conception circulaire de 27 km de circonférence, il s'agit d'un accélérateur proton-proton produisant des collisions à des énergies de 14 TeV dans le centre de masse.

La luminosité instantanée attendue est de  $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  pour les trois premières années de prise de données (phase de basse luminosité) et de  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  par la suite (phase de haute luminosité). On espère atteindre une luminosité intégrée de  $10 \text{ fb}^{-1}$  par an pour la première phase et de  $100 \text{ fb}^{-1}$  par an pour la deuxième phase. Les faisceaux sont constitués de paquets de particules se croisant toutes les 25 ns (fréquence de croisement de 40 MHz).

Les premiers faisceaux sont attendus pour avril 2007 et les premières collisions pour septembre 2007.

Le but premier du LHC est la détection du boson de Higgs, la seule pièce manquante du modèle standard des interactions électro-faibles et l'exploration de 'nouvelles' physiques comme la supersymétrie ou les dimensions supplémentaires. D'autres objectifs importants seront abordés comme la physique du quark top, du quark bottom, la violation CP, etc.

Afin d'atteindre ces buts, il faut produire des interactions entre particules à toujours plus hautes énergies. Le LEP atteignait  $\sqrt{s} = 208$  GeV, le Tevatron fonctionne en ce moment à  $\sqrt{s} = 2$  TeV. Auparavant, au LEP, le facteur limitatif était le rayonnement synchrotron. La perte d'énergie se comportant comme :

$$-\Delta E = \frac{4\pi\alpha}{3R} \beta^3 \gamma^4 \quad (2.1)$$

avec  $\beta = \frac{v}{c} \sim 1$ ,  $\gamma = \frac{E}{mc^2}$ , R étant le rayon de l'accélérateur, E l'énergie de la particule, m sa masse et  $\alpha$  la constante de structure fine. On peut réduire le rayonnement synchrotron en augmentant le rayon de l'accélérateur ou en augmentant la masse des particules. Un collisionneur proton-proton a donc été choisi. L'énergie d'un faisceau de protons est principalement limitée par le champ magnétique maximal B atteignable par les cavités supraconductrices de l'accélérateur :  $E[TeV] \sim 0.84B[Tesla]$ .

Les protons sont dans un premier temps accélérés par un accélérateur linéaire (le linac), puis injectés et accélérés dans l'anneau du SPS avant d'entrer dans le LHC proprement dit.

## 2.2 L'expérience CMS

Le détecteur CMS (pour 'compact muon solenoid') est un détecteur à plusieurs couches concentriques de sous-détecteurs spécialisés :

- Le détecteur de traces
- Le calorimètre électromagnétique (ECAL)
- Le calorimètre hadronique (HCAL)
- Les chambres à muons

Le détecteur de traces, l'ECAL et le HCAL sont plongés dans champ magnétique produit par un aimant solénoïdal de 4 Tesla. L'ensemble du détecteur fait 21.6 m de long et 14.6 m de large.

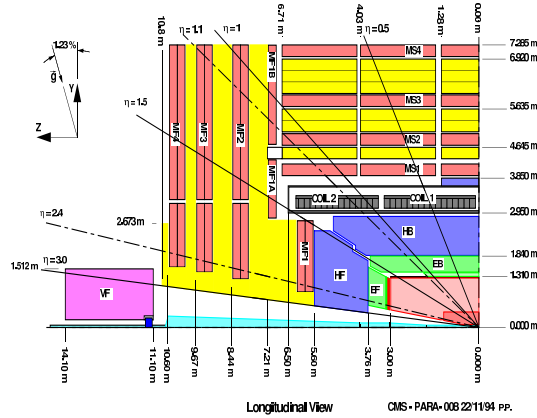
Pour notre travail, nous avons principalement utilisé les informations transmises par le détecteur de traces et le calorimètre ECAL.

Des schémas du détecteur CMS sont donnés aux figures 2.2 et 2.3.

### 2.2.1 Le détecteur de traces

Le détecteur de traces permet de reconstruire la trajectoire des particules chargées et de déterminer le signe de leur charge. C'est le premier élément sensible que rencontrent les particules issues d'une collision. Une particule chargée type dépose environ trois coups dans la première partie du détecteur de traces, le détecteur de pixels, et dix coups dans le détecteur à micro-pistes derrière. L'ajustement des trajectoires reconstruites par le détecteur de traces permet d'obtenir la position dans l'espace du point d'interaction.

### CMS Longitudinal View

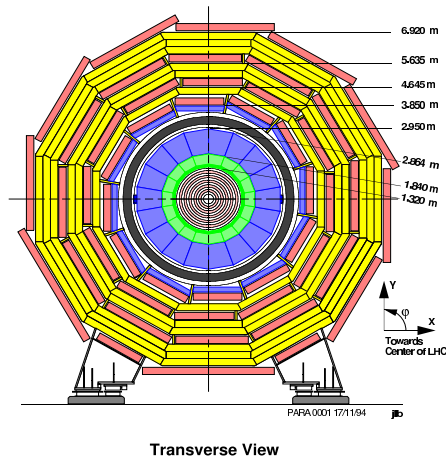


DELPHI Meeting, 9 January 1995

Draw 3

FIG. 2.2 – Vue longitudinale du détecteur CMS (seul un quart du détecteur y est représenté). Les acronymes EB (HB) et EF (HF) signifient Ecal (Hcal) tonneau et Ecal (Hcal) bouchon respectivement. Coil1 et Coil2 représentent l'aimant. MS1 à MS4 représentent les chambres à muons.

### CMS Transverse View



DELPHI Meeting, 10 January 1995

Overview 4

FIG. 2.3 – Vue transverse du détecteur CMS. De l'extérieur vers l'intérieur on y voit les chambres à muons, l'aimant, les calorimètres Hcal et Ecal et le détecteur de traces.

## Le détecteur de pixels

C'est le premier sous-détecteur que traversent les particules. Il se compose de trois couches cylindriques concentriques de silicium longues de 53 cm situées à des distances de  $r = 4.4$  cm,  $r = 7.3$  cm et  $r = 10.2$  cm du point d'interaction et de deux paires de disques de 6 à 15 cm de rayon aux extrémités situées à une distance  $z = 34.5$  cm et  $z = 46.5$  cm du point d'interaction. Il permet de reconstruire la trajectoire de particules chargées avec une résolution de  $10 \mu\text{m}$  en  $z$  et  $r$ . A la luminosité nominale du LHC, on prévoit environ 1000 traces et 9000 coups dans le détecteur de pixels toutes les 25 ns.

Son rôle consiste essentiellement à reconstruire la position du vertex d'interaction primaire et secondaire. Il est utilisé comme déclencheur grâce à une réponse rapide. En particulier, il permet d'identifier les jets de particules provenant du quark b, outil capital pour la physique du boson de Higgs ou encore du quark top.

Une représentation du détecteur de pixels est donnée par la figure 2.4.

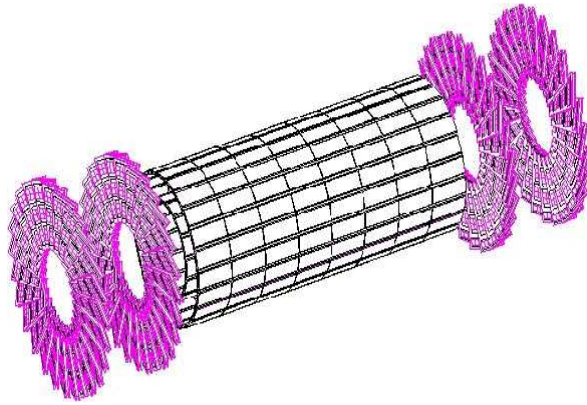


FIG. 2.4 – Représentation en 3D du détecteur de pixels.

## Le détecteur à micropistes

C'est le détecteur principal pour la reconstruction des trajectoires des particules chargées, permettant une mesure précise de l'impulsion transverse et du signe de la charge des particules le traversant. Il est composé d'un ensemble d'environ 15000 sous-détecteurs en silicium répartis dans quatre ensembles : TIB (Tracker Inner Barrel), TID (Tracker Inner Disks), TOB (Tracker Outer Barrel) et TEC (Tracker End Cap).

Une représentation du détecteur à micropistes est donnée par la figure 2.5.

Sa résolution en impulsion, si l'on n'est pas en présence d'un processus de diffusion multiple, est donnée par :

$$\frac{\sigma_{P_t}}{P_t} \sim \frac{\epsilon P_t}{0.3BL^2} \quad (2.2)$$

où  $B$  est le champ magnétique (en Tesla),  $\epsilon$  est l'erreur sur la position orthogonale à la trajectoire et  $L$  est la longueur de la trace dans le plan transverse.

Dans les conditions de travail de CMS,  $B = 4$  T et  $L = 1.1$  m. On atteint une résolution entre  $20 \mu\text{m}$  dans la partie intérieure du détecteur et  $40 \mu\text{m}$  dans la partie extérieure.

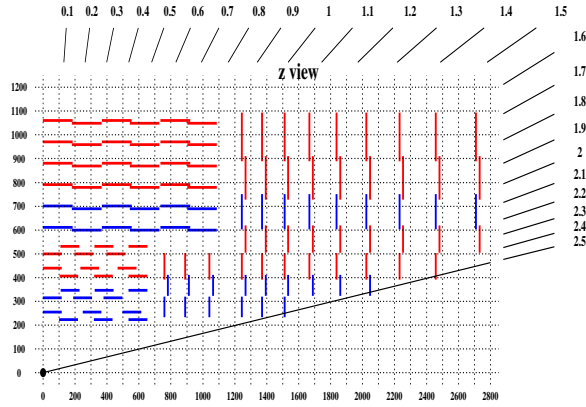


FIG. 2.5 – Vue longitudinale du détecteur à micropistes. Abscisse et ordonnée sont en millimètres.

## 2.2.2 Le calorimètre ECAL

Le canal le plus prometteur pour la détection du boson de Higgs est, dans l'hypothèse d'un Higgs léger :  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , un accent tout particulier a donc été mis sur la construction du calorimètre électromagnétique.

Situé derrière le détecteur de traces, à l'intérieur de la bobine de l'aimant, il est composé d'environ 76000 cristaux de  $PbWO_4$  d'une longueur de 23 cm chacun, ce qui représente près de 26 fois la longueur de radiation du matériau ( $X_0 = 0.89$  cm). Leur scintillation est très rapide, permettant de récupérer 80 % du rayonnement émis dans le cristal en 25 ns, qui est le temps de croisement des paquets de particules du LHC.

Couplé avec les informations issues du détecteur de traces, le calorimètre ECAL permet d'identifier les électrons et les photons qui le traversent, ainsi que de mesurer leur énergie et leur position.

Il se décompose de la façon suivante :

- Un tonneau ('barrel') couvrant la région  $|\eta| < 1.5$ ,
- Deux bouchons ('end-caps') couvrant la région  $1.5 < |\eta| < 2.5$ ,

où la quantité  $\eta$  appelée 'pseudo-rapidité' est reliée à l'angle  $\theta$  que forme la trajectoire d'une particule avec la direction z du faisceau par la formule suivante :

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}. \quad (2.3)$$

Un schéma général de la structure des calorimètres du détecteur CMS est donné à la figure 2.6.

La résolution en énergie du calorimètre ECAL est donnée par l'expression :

# HCAL : Layout

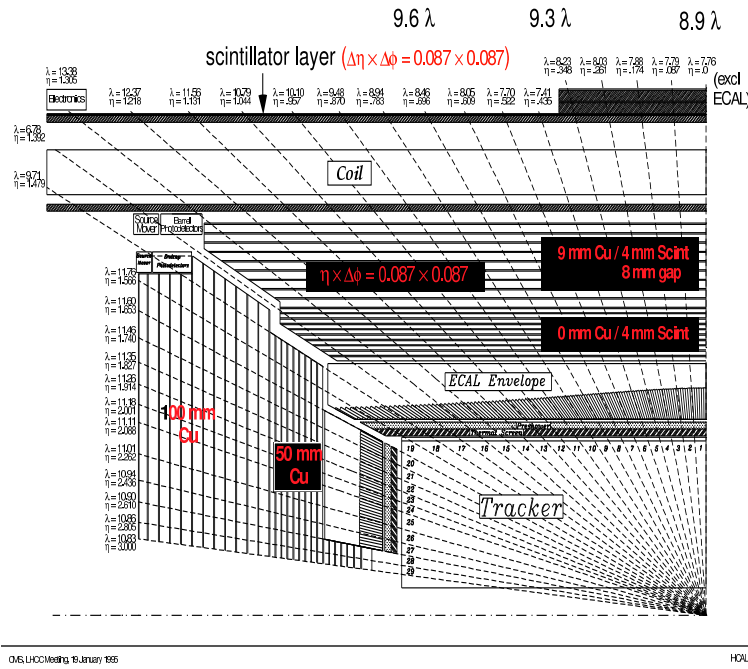


FIG. 2.6 – Vue longitudinale des calorimètres électromagnétique et hadronique.

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.027}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + \frac{0.155}{E(\text{GeV})} + 0.005 \quad (2.4)$$

où apparaissent, dans l'ordre, les contributions dues aux fluctuations statistiques sur le nombre de photons issus de la scintillation des cristaux, un terme de bruit (électronique et empilement), et enfin un terme constant. Pour notre travail, nous nous intéressons à des électrons de hautes énergies dans l'état final ( $\sim \text{TeV}$ ), nous sommes donc dominés par le dernier terme  $\frac{\sigma_E}{E} \sim 0.5 \%$ .

Dans le cadre de la recherche du boson de Higgs dans le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , il sera nécessaire de rejeter le bruit de fond venant du pion neutre :  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . Dans la région du end-cap, un pion neutre  $\pi^0$  de 60 GeV se désintègre en deux photons à un angle trop petit pour que les cristaux de l'ECAL puissent les séparer, on ne voit alors qu'un seul dépôt d'énergie assimilé à un photon isolé, ce qui fausse la mesure. Pour résoudre ce problème, on place devant le calorimètre un détecteur appelé 'preshower' constitué de deux couches de silicium instrumenté entourées par deux couches de plomb pour provoquer la désintégration  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  et ainsi pouvoir séparer les deux photons à petit angle dans le calorimètre.

## 2.2.3 Le calorimètre HCAL

Son but est de mesurer l'énergie déposée par les hadrons. Situé juste derrière l'ECAL, le calorimètre hadronique est constitué de plaques de cuivre absorbantes, alternées avec

des scintillateurs plastiques. On choisit le cuivre comme matériau absorbant car il a un  $Z$  (nombre atomique) bas, ce qui permet de minimiser la diffusion des muons traversant le détecteur.

Sa résolution en énergie se comporte comme :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.9}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + 0.048. \quad (2.5)$$

## 2.2.4 Les chambres à muons

En dehors de l'aimant de CMS se situent les chambres à muons. Elles permettent d'identifier les muons qui les traversent. Avec l'information du détecteur de traces, leur impulsion est mesurée précisément ainsi que le signe de leur charge.

Il y a trois régions de détection, pour lesquelles on utilise trois technologies différentes :

- Dans la région du tonneau, des tubes à dérive, adaptés au faible champ magnétique local et à la faible densité de particule attendue, ont été choisis. Ils sont formés d'une cathode en aluminium et d'une anode en acier, le tout rempli d'un mélange de Ar et de  $\text{CO}_2$ .
- Dans la région des bouchons, on utilise des CSC ('Cathode Strip Chambers') chambres proportionnelles à pistes, adaptées au grand champ magnétique et taux de particules attendus dans cette région.
- En plus des deux technologies précédentes, on utilise des RPC (Resistive Plate Chambers), composées de deux plaques parallèles de résine séparées par une couche gazeuse. Leur temps de réponse rapide en fait des détecteurs adaptés pour le système de déclenchement. On peut par ailleurs les utiliser pour mesurer le temps de croisement des paquets de particules du LHC.

## 2.2.5 Le système de déclenchement

A la luminosité nominale du LHC ( $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ), il y a une vingtaine d'interactions par croisement. Compte tenu du nombre de canaux du détecteur, on estime qu'environ un megabyte de données est produit par événement, ce qui représente 100 terabytes par seconde. Une quantité de données impossible à enregistrer aussi rapidement sur disque.

Il faut donc séparer les signaux intéressants des événements de bruit de fond, afin d'arriver à un taux de gestion de données de 100 Mb/s. Pour ce faire, on utilise un système de sélection en ligne des événements utilisant une partie des données de CMS. Le système de déclenchement inspecte les données au taux de croisement et les réduit à un taux de 100 Hz pouvant être archivé sur disque en vue de leur analyse finale.

Le déclenchement s'effectue généralement sur des événements contenant des leptons ou des jets ayant une grande impulsion transverse.

L'étude du système de déclenchement n'est pas directement pertinente ici, en effet nous étudierons des événements avec un ou deux leptons de très haute énergie, généralement bien supérieure à l'énergie seuil du système de déclenchement.





# Chapitre 3

## Simulation de l'interaction et réponse du détecteur

Dans le cadre de notre modèle à dimensions supplémentaires, on s'intéresse à des interactions  $q\bar{q} \rightarrow Z^{(i)}/\gamma^{(i)} \rightarrow e^+e^-$  produites au collisionneur LHC telles que détectées par CMS. Dans ce chapitre, nous présenterons la simulation de l'interaction et la réponse du détecteur.

### 3.1 Simulation

La première étape est de générer les événements  $q\bar{q} \rightarrow Z^{(i)}/\gamma^{(i)} \rightarrow e^+e^-$  impliquant une tour de bosons  $\gamma$  et  $Z$  de Kaluza-Klein, avec  $M_c = 4$  TeV. Ceci se fait à l'aide du logiciel PYTHIA qui génère toutes les étapes de la réaction. Pour générer les éventuels photons présents dans l'état initial (initial state radiation ISR) et final (final state radiation FSR), on utilise également le logiciel PHOTOS plus adapté à cette tâche. La section efficace de production des résonances KK est reprise à la figure 3.1. L'histogramme en gras représente le bruit de fond du modèle standard :  $q\bar{q} \rightarrow Z^{(0)}/\gamma^{(0)} \rightarrow e^+e^-$ , appelé Drell-Yan. Le premier pic correspond à notre modèle  $M_c = 4$  TeV. On remarque que la deuxième résonance à  $\sim 8$  TeV est à peine visible.

Les figures 3.2 à 3.5 représentent les distributions caractéristiques des événements générés : La figure 3.2 représente l'énergie des électrons générés dans l'état final. La figure 3.3 reprend la distribution de leur masse invariante  $M_{ee}$ , où l'on voit le pic de la production du boson  $Z^{(1)}/\gamma^{(1)}$  à 4 TeV. Les événements ont été générés avec une coupure sur  $M_{ee} > 2.5$  TeV et une coupure en  $|\eta| > 2.5$ , visible sur la figure 3.4. On remarque que la distribution en  $\eta$  des électrons est symétrique par rapport à 0, mais différente pour les  $e^+$  et les  $e^-$ . La figure 3.5 reprend la distribution du  $\cos\theta^*$  des événements générés où la variable  $\theta^*$  est l'angle entre le quark incident et l'électron diffusé dans le système du centre de masse  $q\bar{q}$ . L'asymétrie avant-arrière est également observable sur cette figure. Celle-ci sera étudiée plus en détail dans le chapitre 6. L'effet de la coupure en  $\eta$  sur les événements générés est visible sur le premier et le dernier intervalles de l'histogramme, elle produit un effet de bord qui biaise la distribution au voisinage de  $\cos\theta^* = \pm 1$ . Cet effet de bord induit par la coupure en  $\eta$  sur les événements générés peut être contourné : en générant des événements sans coupure sur le  $\eta$  des électrons et en comparant avec la distribution

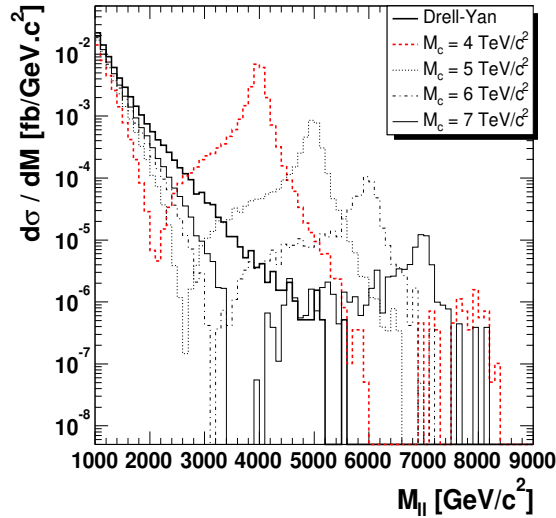


FIG. 3.1 – Section efficace de production des bosons KK pour différentes valeur de  $M_c$ . L’histogramme en gras représente le bruit de fond du modèle standard.

de la figure 3.5, on détermine que l’effet de bord a de l’incidence exclusivement pour  $|\cos\theta^*| > 0.95$ . Par la suite, on évitera donc le problème en considérant cette distribution pour  $\eta \in [-0.9, 0.9]$ .

## 3.2 Reconstruction

Le programme OSCAR simule la topologie de toutes les parties du détecteur CMS, les routines du programme ORCA simulent la réponse du détecteur aux particules qui le traversent et tentent de reconstruire des objets physiques à partir des données provenant du détecteur virtuel.

La première étape dans la reconstruction d’un électron est le regroupement en amas de cristaux (‘clustering’) des dépôts d’énergie dans le calorimètre électromagnétique. On peut aussi déterminer la position et l’énergie des électrons.

Du fait de la présence de matériau entre le point d’interaction et le calorimètre, l’électron perd une partie de son énergie par rayonnement de freinage. De plus, la courbure de la trajectoire induite par le champ magnétique présent dans le détecteur disperse la gerbe électromagnétique associée à l’électron dans la direction  $\phi$ . Cette énergie peut être récupérée en créant des amas d’amas appelés ‘super-clusters’. Ceux-ci sont créés de manière fort similaire à ce qui se passe au niveau des cristaux ; on considère parmi l’énergie des amas un maximum local avant d’explorer les environs et d’associer ou non les amas voisins en fonction de leur énergie et de leur position.

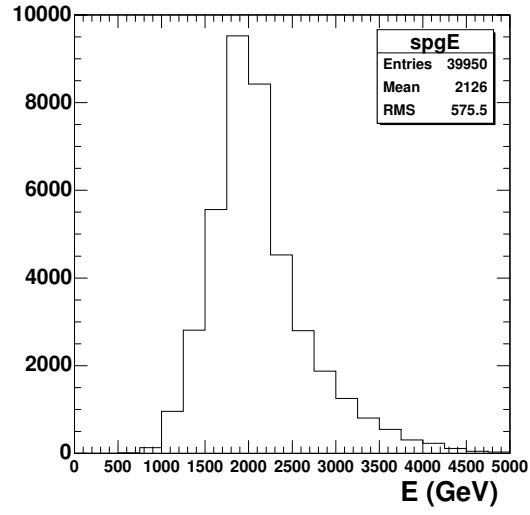


FIG. 3.2 – Distribution en énergie des électrons générés.

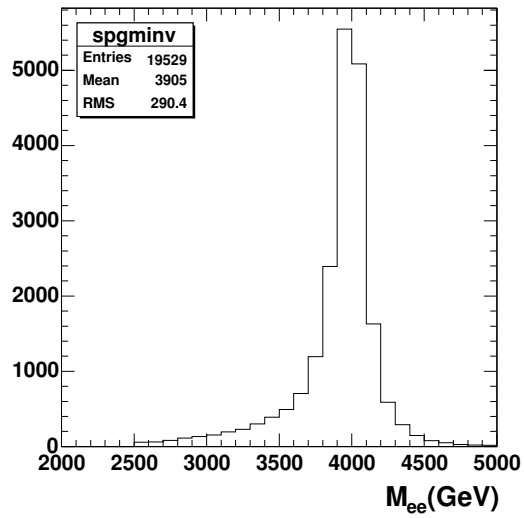


FIG. 3.3 – Masse invariante du système  $e^+e^-$  au niveau généré.

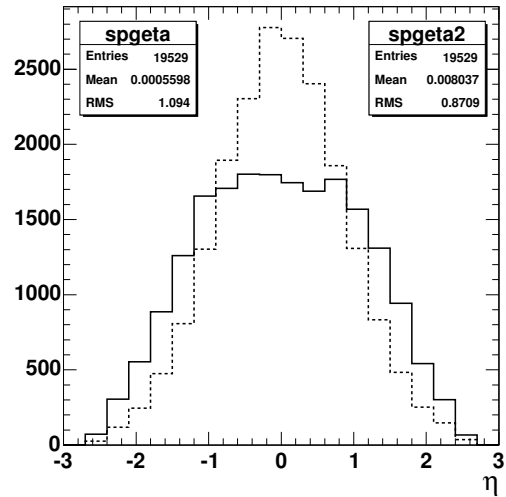


FIG. 3.4 – Distribution en  $\eta$  des électrons (en ligne continue) et positons (en ligne pointillée.)

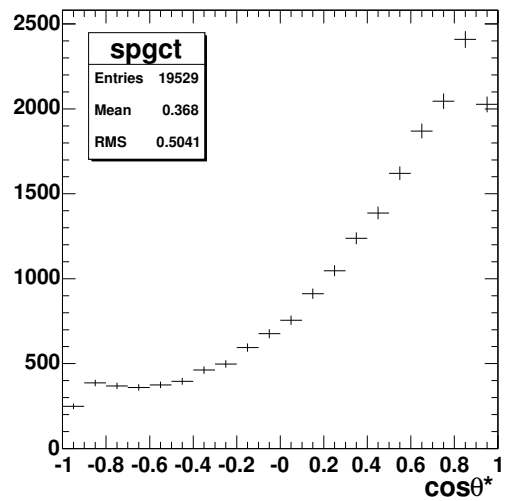


FIG. 3.5 – Distribution en  $\cos \theta^*$  des événements générés. L'affaissement du premier et du dernier intervalle provient de la coupure sur le  $|\eta|$  généré des électrons/positons.

# Chapitre 4

## Sélection et corrections

Afin de reconstruire au mieux les caractéristiques des électrons, il est nécessaire de corriger la mesure, pour les imperfections du détecteur et les effets qui échappent à la mesure. Les différentes corrections effectuées ont fait l'objet d'études particulières et sont détaillées ici.

- Position du vertex

Une première chose à considérer est que l'algorithme considère la position du supercluster par rapport au point (0,0,0) centre du détecteur. Or il existe une dispersion en  $z$  du faisceau,  $\sigma = 5.4$  cm (voir figure 4.1). Grâce à l'information provenant du détecteur de traces, le vertex primaire peut être reconstruit, on peut donc obtenir la quadri-impulsion associée à l'électron.

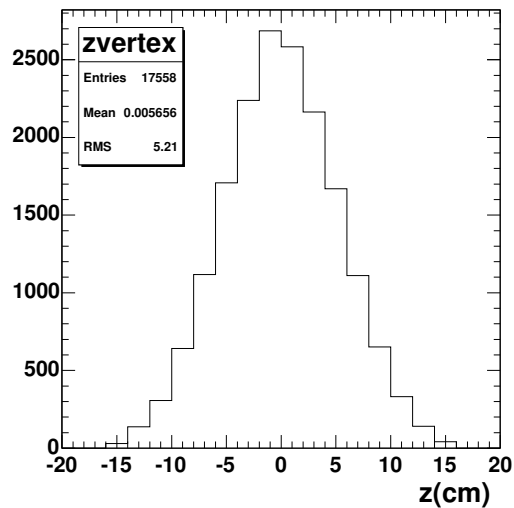


FIG. 4.1 – Distribution de la position du vertex primaire dans la direction  $z$ .

- Energie déposée dans le HCAL

A l'ordre du TeV, il se peut qu'une partie de l'énergie du supercluster aille se déposer dans le calorimètre hadronique situé derrière l'ECAL. Il faut donc corriger l'énergie du supercluster avec cette fraction. La distribution de cette fraction est donnée à la figure 4.2.

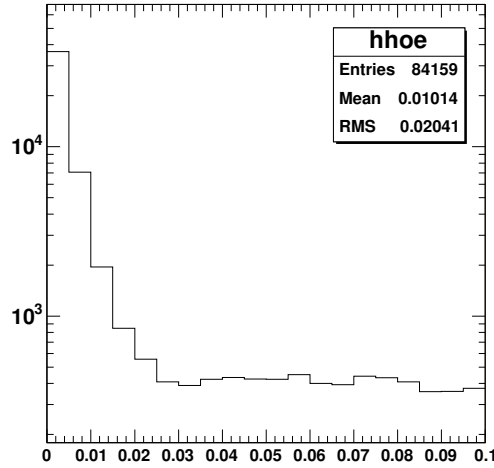


FIG. 4.2 – Fraction de l'énergie des électrons déposée dans le calorimètre hadronique.

– Association de photons

Les algorithmes de reconstruction des super-clusters dans l'ECAL esquissés au chapitre précédent sont optimisés pour travailler à des énergies bien plus basses que celles de l'ordre du TeV qui nous occupent.

A ces énergies, on remarque qu'il existe du rayonnement *Bremsstrahlung* qui n'a pas été associé par l'algorithme de super-clustering. On remarque qu'en associant ces photons perdus, on améliore la valeur de la masse invariante  $M_{ee}$  reconstruite ainsi que sa résolution. En considérant la distribution de l'angle de ces  $\gamma$  non associés par l'algorithme, on applique un critère en angle  $\Delta R = \sqrt{\eta^2 + \phi^2} < 0.1$  entre le photon et le super-cluster pour associer l'énergie manquante. Les distributions des angles et énergies des  $\gamma$  non associés se trouvent sont présentées aux figures 4.3 et 4.4.

– Balayage du détecteur

Reste à considérer le détecteur dans son ensemble et déterminer quelles sont les zones où l'efficacité de détection est moindre. Ceci peut être dû à la présence de fils, de 'cracks', c'est-à-dire de zones de non détection comme par exemple la région frontière entre la partie tonneau et la partie bouchon du ECAL. Pour étudier cela, on génère des événements à un électron dans l'état final qui balayent en angle tout le détecteur. On corrige alors l'énergie mesurée par l'ECAL en fonction de la position à laquelle se trouve l'électron par le quotient entre l'énergie reconstruite et l'énergie générée du supercluster. La figure 4.5 reprend ce quotient en fonction de  $|\eta|$ . On remarque que l'efficacité est plus grande dans les bouchons que dans le tonneau. La coupure autour de  $|\eta| = 1.5$  est visible, ainsi que la sous-structure du tonneau.

La sélection des événements est la suivante : on demande au moins deux super-clusters avec un énergie  $E > 15$  GeV dans l'acceptance du calorimètre  $\eta < 1.442$  ou  $1.566 < \eta < 2.5$ , de plus l'énergie et la position des superclusters sont corrigés pour les effets décrits ci-dessus. Les deux super-clusters les plus énergétiques dans l'événement sont interprétés comme les deux électrons de l'état final (hypothèse vérifiée à 99%).

Les distributions en nombre et énergie des super-clusters sont données par les figures 4.6 et 4.7.

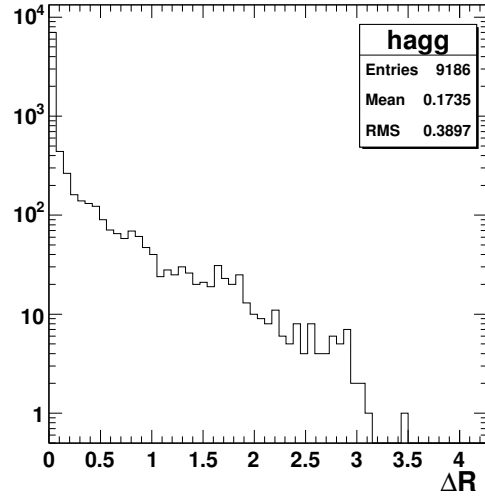


FIG. 4.3 – Angle  $\Delta R$  que forment les photons non associés par l’algorithme de reconstruction avec les électrons.

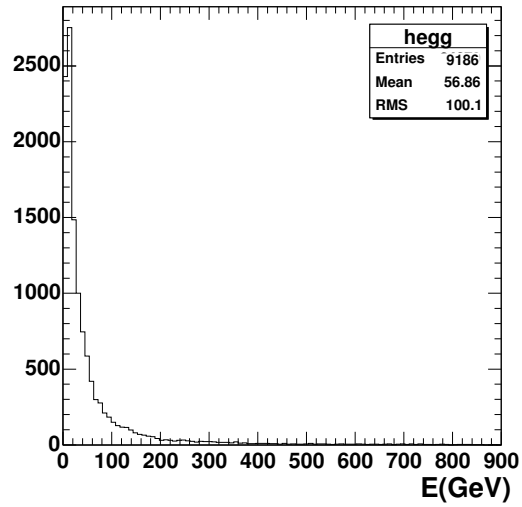


FIG. 4.4 – Energie des  $\gamma$  non associés.

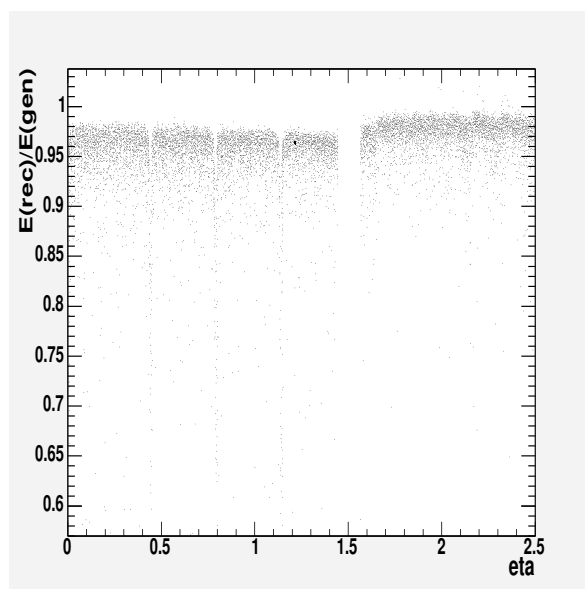


FIG. 4.5 – Quotient de l'énergie reconstruite par l'ECAL et l'énergie des électrons générés.



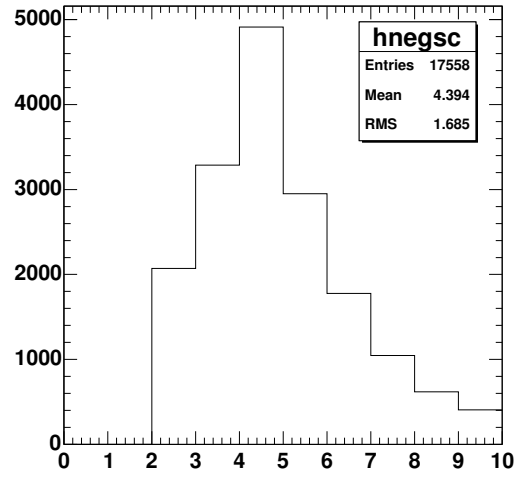


FIG. 4.6 – Distribution du nombre de superclusters dans les événements.

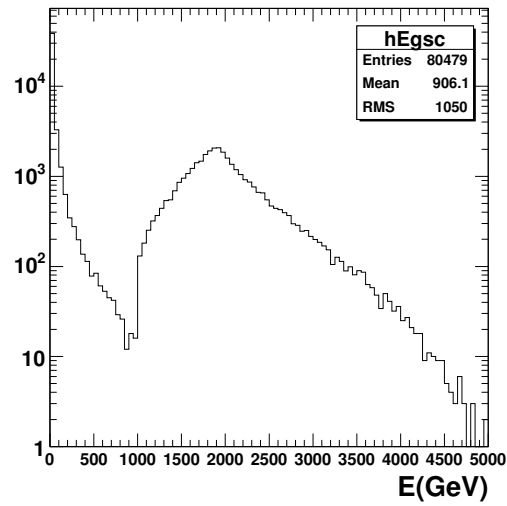


FIG. 4.7 – Energie des superclusters.



# Chapitre 5

## Recherche de la signficance

Pour quantifier l'observabilité de notre signal dans le détecteur, c'est-à-dire être sûr de ne pas être en présence d'une fluctuation du bruit de fond, on utilise la quantité  $S$  appelée signficance. On considère habituellement qu'il y a observation d'un signal lorsque  $S > 5$ . On choisit la définition :

$$S = \sqrt{2(N_s + N_b) \ln\left(1 + \frac{N_s}{N_b}\right) - N_s} \quad (5.1)$$

où  $N_s$  est le nombre d'événements de type signal et  $N_b$  de type bruit. Le choix de cet estimateur repose essentiellement sur le fait qu'il est adapté au traitement de petits échantillons, en particulier pour le bruit de fond [5].

On a utilisé les 20000 événements simulés par PYTHIA de type signal Kaluza-Klein (KK) à 4 TeV, ainsi que 5000 événements de type bruit de fond Drell-Yan (DY) représentant la queue du mode zéro de la résonance  $\gamma/Z$ . Les événements signal et bruit ont été simulés avec  $M_{ee} > 2500$  TeV et dans l'acceptance du calorimètre  $|\eta| < 2.5$ . La section efficace de l'interaction  $\gamma^{(i)}/Z^{(i)} \rightarrow ee$  est  $\sigma_s = 2.44$  fb, celle du bruit  $\gamma^0/Z^0 \rightarrow ee$  est  $\sigma_b = 0.0653$  fb.

On applique à tous ces événements les coupures décrites au chapitre 4. Après sélection, en comptant le nombre d'événements de type signal et bruit dans la fenêtre de masse invariante [3,5] TeV qui nous préoccupe, on obtient :

- 17668 événements de type KK,
- 1168 événements de type DY.

La distribution de la masse invariante est présentée à la figure 5.1. L'élargissement et l'affaissement du pic reconstruit après corrections sont dûs aux erreurs expérimentales.

En renormalisant aux conditions du LHC, on obtient :

$$N_s = \frac{17668}{\frac{20000}{2.44}} \times L = 2.15 \times L = \tilde{N}_s \times L, \quad (5.2)$$

$$N_b = \frac{1168}{\frac{5000}{0.0653}} \times L = 0.015 \times L = \tilde{N}_b \times L. \quad (5.3)$$

Le tableau 5.1 donne la signficance pour quelques valeurs types de  $L$ .

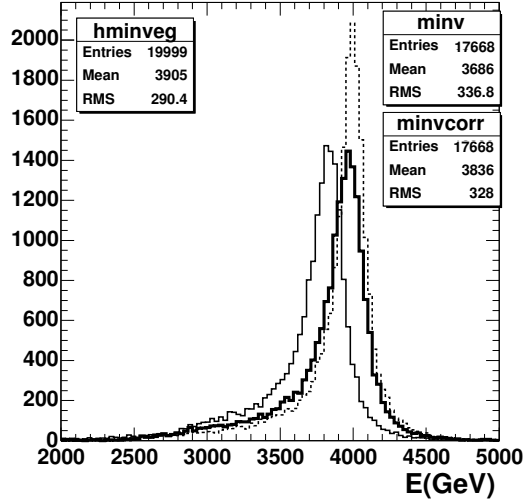


FIG. 5.1 – Distribution de la masse invariante du boson  $\gamma^{(1)}/Z^{(1)}$  à 4 TeV tel que générée par PYTHIA (ligne pointillée), reconstruite (ligne continue) et reconstruite corrigée (en gras).

Luminosité (en $\text{fb}^{-1}$ )	Significance
1	3.97
10	13.9
30	24.1
100	44.0

TAB. 5.1 – Significance pour quelques valeurs types de la luminosité intégrée.

Et en appliquant la formule

$$S = \sqrt{2(\tilde{N}_s + \tilde{N}_b) \ln\left(1 + \frac{\tilde{N}_s}{\tilde{N}_b}\right) - \tilde{N}_s \cdot \sqrt{L}}, \quad (5.4)$$

on obtient la courbe d'évolution de la signification en fonction de la luminosité intégrée du LHC. Celle-ci est reprise à la figure 5.2.

Nous remarquons sur la figure 5.2 que  $S$  est plus grand que 5 lorsqu'on atteint une luminosité intégrée de  $L = 1.3 \text{ fb}^{-1}$ . On peut donc espérer observer un signal interprétable comme une manifestation de la présence de dimensions supplémentaires après quelques semaines de fonctionnement du LHC.

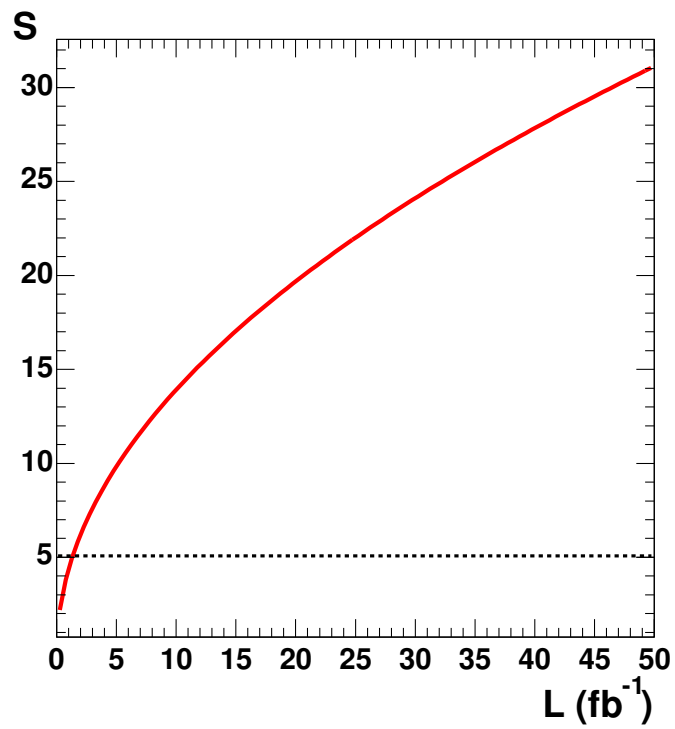


FIG. 5.2 – Evolution de la signficance du signal avec la luminosité intégrée du LHC.



# Chapitre 6

## Asymétrie

### 6.1 Introduction

Nous étudions dans ce chapitre la possibilité de mesurer dans CMS l'asymétrie avant-arrière pour la production de bosons de Kaluza-Klein du  $\gamma/Z$ . Dans le cas de l'interaction  $q\bar{q} \rightarrow e^+e^-$ , l'asymétrie avant-arrière  $A_{FB}$  est définie comme suit :

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B}, \quad (6.1)$$

avec

$$\sigma_F = \int_0^1 \frac{d\sigma(q\bar{q} \rightarrow e^+e^-)}{d\cos\theta^*} d\cos\theta^* \quad \text{et} \quad \sigma_B = \int_{-1}^0 \frac{d\sigma(q\bar{q} \rightarrow e^+e^-)}{d\cos\theta^*} d\cos\theta^* \quad (6.2)$$

où  $\theta^*$  est l'angle entre le quark incident et l'électron, dans le centre de masse  $q\bar{q}$ .

La distribution en  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta^*}$  d'une interaction dépend de la nature de la particule échangée. Pour une interaction électromagnétique, on s'attend à avoir une distribution  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} = \frac{\alpha^2}{4s}(1 + \cos^2\theta^*)$ , c'est-à-dire symétrique en  $\cos\theta^*$  et donc  $A_{FB} = 0$ . Si en plus du photon, on considère également l'échange d'un boson Z, on obtient alors une distribution en  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} = \frac{\alpha^2}{4s}[A_0(1 + \cos^2\theta^*) + A_1 \cos\theta^*]$  (où les coefficients  $A_0$  et  $A_1$  dépendent des couplages gauches et droits des bosons) menant à une valeur de l'asymétrie non nulle[6].

La mesure de l'asymétrie est donc particulièrement utile pour remonter à la nature de la particule échangée et ainsi établir une distinction entre les divers modèles. En particulier, pour notre travail, nous nous sommes intéressés à l'observabilité de modes de Kaluza-Klein de bosons  $\gamma^{(i)}/Z^{(i)}$ . Nous avons vu que ce signal peut être directement visible au LHC en étudiant le spectre de masse  $M_{ee}$ . Toutefois, il existe d'autres modèles prédisant l'existence de résonances à grande masse, se désintégrant également en une paire  $e^+e^-$ . En effet, il peut s'agir de la production d'un graviton lourd (de spin 2) de Kaluza-Klein dans le cadre du modèle de Randall-Sundrum [2], ou encore de la production d'un boson Z' venant d'un modèle de grande unification. Notre modèle, et ceux cités précédemment, s'ils prédisent tous trois une résonance à grande masse, se distinguent néanmoins par une

distribution en  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta^*}$  différente. Nous nous proposons donc d'étudier l'asymétrie avant-arrière en fonction de la masse  $M_{ee}$ . Notre objectif est d'analyser la possibilité dans CMS de mesurer l'asymétrie dans le cas de la production de bosons de Kaluza-Klein  $\gamma^{(i)}/Z^{(i)}$ . Pour cela nous utilisons une fonction de densité de probabilité qui est de la forme :

$$P(\cos\theta^*; A_{FB}, b) = \frac{3}{2(3+b)}(1 + b\cos^2\theta^*) + A_{FB}\cos\theta^*, \quad (6.3)$$

où  $b$  est le quotient des coefficients linéaires et quadratiques. Dans le cas de l'échange des bosons  $\gamma^{(i)}/Z^{(i)}$ , on s'attend à avoir  $b = 1$ . L'asymétrie  $y$  apparaît comme le coefficient du terme linéaire en  $\cos\theta^*$ .

L'étude de la contamination du bruit de fond, effectuée au chapitre 5 pour le calcul de la signification, a montré que ces événements sont très peu nombreux. Ils ne sont donc pas considérés dans l'étude de l'asymétrie.

## 6.2 Nouvelle sélection et corrections

Pour reconstruire l'asymétrie à partir des informations venant du détecteur, nous partons de l'échantillon d'événements sélectionnés comme décrit au chapitre 4. Néanmoins, quelques coupures de sélection supplémentaires doivent être faites. En effet, nous devons reconstruire l'angle  $\theta^*$ , c'est-à-dire qu'il faut identifier l'électron dans l'état final et le quark dans l'état initial ainsi que leur direction.

Nous utilisons les informations provenant du détecteur de traces pour ne retenir que les événements pour lesquels deux traces ont été reconstruites et on impose que ces deux traces soient de signes opposés, identifiant ainsi les deux électrons reconstruits. Après cette identification, la courbe de signification peut être recalculée et est présentée à la figure 6.1. Le nombre d'événements passant les anciennes coupures de sélection était de 17668, ce nombre se réduit à 14612 après la coupure sur le nombre de traces et à 13014 après celle sur le signe des traces. On a donc à présent une efficacité de reconstruction globale  $\epsilon = 0.67$ .

Il faut encore déterminer la direction du quark. Comme l'antiquark provient de la mer de Dirac d'un proton, il ne porte qu'une fraction de l'énergie-impulsion de ce dernier, tandis que le quark a de fortes chances d'être un quark de valence du proton et donc d'être plus énergétique. On suppose alors que la direction de l'impulsion du boson de Kaluza-Klein correspond à celle du quark incident. Deux critères ont été envisagés :

- a) Considérer la direction du boson et prendre l'angle entre le boson et l'électron.
- b) Ne considérer que la direction en  $z$  du boson et calculer l'angle entre l'électron et l'axe  $z$ .

Les distributions de  $\cos\theta^*$  obtenues d'après ces deux critères sont données à la figure 6.2, le critère a) correspond aux croix, le critère b) à l'histogramme. Le premier de ces critères a donné des résultats plus probants, c'est-à-dire que la valeur de l'angle  $\theta^*$  est plus proche de la vraie valeur, et a donc été retenu.

Les critères d'identification utilisés induisent un effet de 'mistag', c'est-à-dire une fausse identification du quark incident. En effet, pour 24.5 % des événements la direction du



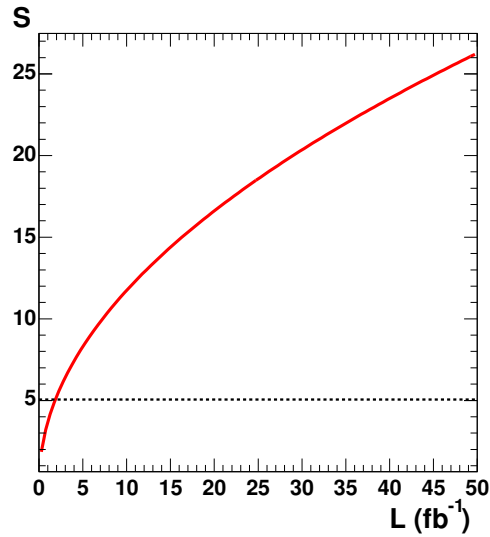


FIG. 6.1 – Evolution de la signficance avec la luminosité intégrée du LHC après les coupures supplémentaires sur les traces.

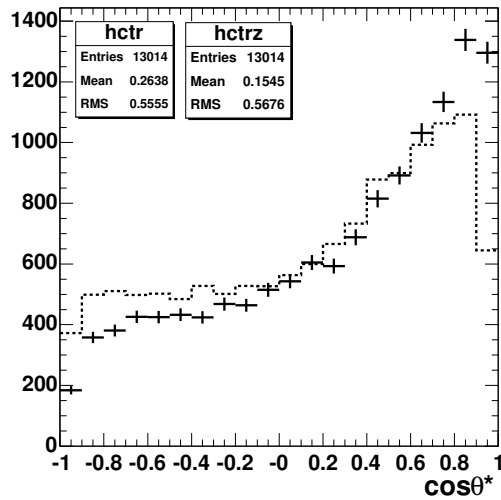


FIG. 6.2 – Distribution de  $\cos \theta^*$  telle que reconstruite d'après le critère a) (les croix) et b) (l'histogramme).

boson n'est pas celle du quark mais celle de l'antiquark. Cette inversion entre  $q$  et  $\bar{q}$  a pour effet de 'diluer' l'asymétrie, dilution observable à la figure 6.3. Pour les événements reconstruits passant les sélections, les croix en pointillés représentent la distribution en  $\cos \theta^*$  'parfaite' (à partir de l'angle entre le quark et l'électron) alors que les croix en continu représentent la distribution obtenue en utilisant le critère a). Notons que si la dégradation de la distribution en  $\cos \theta^*$  après reconstruction provient principalement de l'effet de mistag, les erreurs de mesure y contribuent aussi. La figure 6.3 montre également le résultat de l'ajustement de la fonction 6.3 aux données entre -0.9 et 0.9 (pour éviter l'effet de bord vu précédemment). (Notons que lors de l'ajustement le paramètre  $b$  a été

fixé à une valeur de 1. Des ajustements ont été effectués en laissant ce paramètre libre, sa valeur ajustée demeurait alors compatible avec 1. Néanmoins on a choisi de fixer  $b = 1$  ici car on n'a pas assez de statistique pour se permettre de laisser trop de paramètres libres lors de l'ajustement).

L'effet de 'mistag' est important pour le cas où le boson a un  $\eta$  proche de zéro. En effet, les événements dont la direction est orthogonale à  $z$  ont une chance sur deux d'être mal identifiés. Pour réduire cet effet, une coupure sur le  $\eta$  du boson généré a été envisagée mais, réduisant trop la statistique de l'expérience, elle n'a pas été retenue.

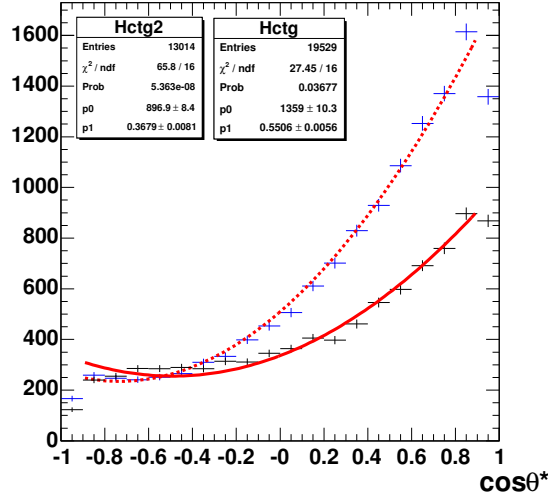


FIG. 6.3 – Distribution de  $\cos\theta^*$ , ajustement de la fonction 6.3 et valeur de  $A_{FB}$  (paramètre p1 sur la figure) pour les distributions générée (Hctg en pointillés) et reconstruite avant corrections (Hctg2 en ligne continue).

Afin de mesurer l'asymétrie avant-arrière à partir des informations collectées par le détecteur CMS, il faut donc corriger pour les effets de 'mistag' et de résolution du détecteur. Il faut aussi corriger pour l'inefficacité de la reconstruction : en effet, les critères de sélection utilisés peuvent introduire un biais dans la distribution de  $\cos\theta^*$  reconstruite. On corrige de manière statistique en la multipliant par le rapport des distributions de  $\cos\theta^*$  des événements reconstruits après toutes les coupures et générés. Ce rapport est donné à la figure 6.4.

Nous pouvons maintenant étudier l'observabilité de l'asymétrie avant-arrière dans les conditions de CMS au LHC. Nous choisissons le cas où la luminosité intégrée est de  $100 \text{ fb}^{-1}$ . En tenant compte de la section efficace de production et après toutes les coupures de sélection vues précédemment, on s'attend à pouvoir analyser un échantillon de 159 événements de type signal.

On procède à cinq tirages de 159 événements au hasard dans la distribution de  $\cos\theta^*$  reconstruite. Ces distributions sont corrigées pour les effets de 'mistag', d'acceptance et de résolution du détecteur vus ci-dessus. La fonction d'ajustement utilisée pour obtenir  $A_{FB}$  est donnée par l'équation 6.3.

Les résultats de l'asymétrie mesurée sont repris par le tableau 6.1, les erreurs qui y sont mentionnées sont uniquement des erreurs statistiques.

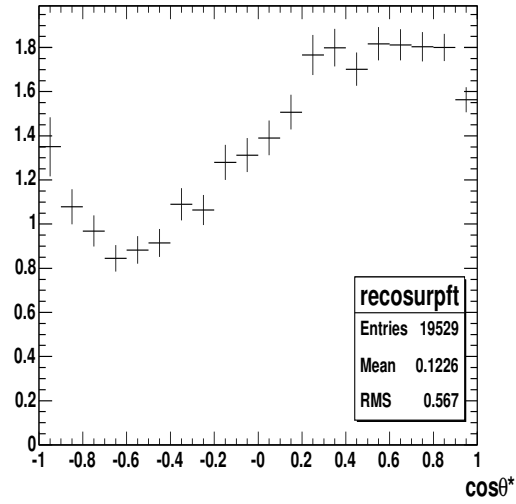
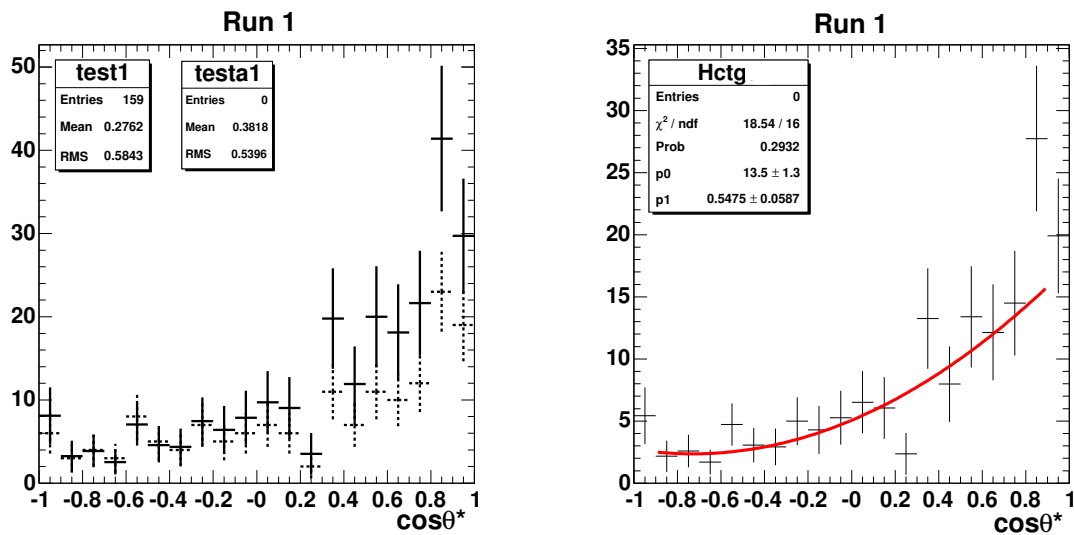


FIG. 6.4 – Quotient des histogrammes de  $\cos \theta^*$  généré et reconstruit.

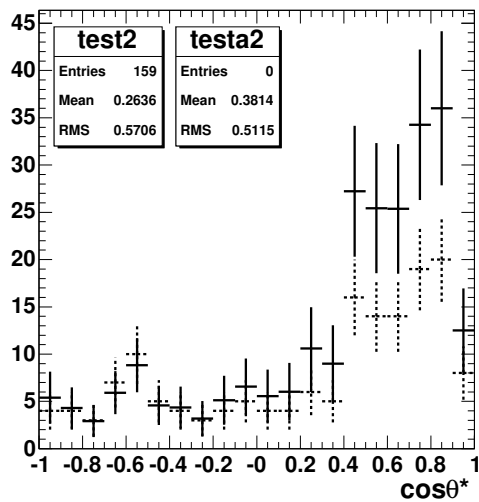
Tirage	$A_{FB}$	Erreur
1	0.548	0.059
2	0.569	0.059
3	0.554	0.060
4	0.653	0.040
5	0.604	0.058

TAB. 6.1 – Mesure de l'asymétrie  $A_{FB}$  et de son erreur pour cinq tirages correspondant chacun à un échantillon de 159 événements (soit  $L=100 \text{ fb}^{-1}$ ).

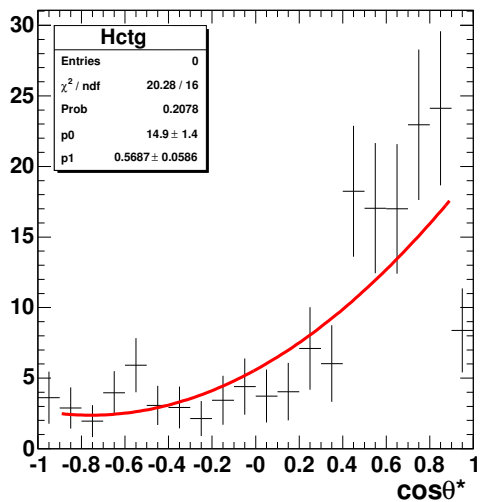
Les figures des pages 36 et 37 reprennent, à gauche, les distributions  $\cos \theta^*$  avant (en pointillés) et après (en continu) corrections et, à droite, la fonction 6.3 ajustée sur la distribution corrigée pour les cinq tirages aléatoires ('runs') effectués.



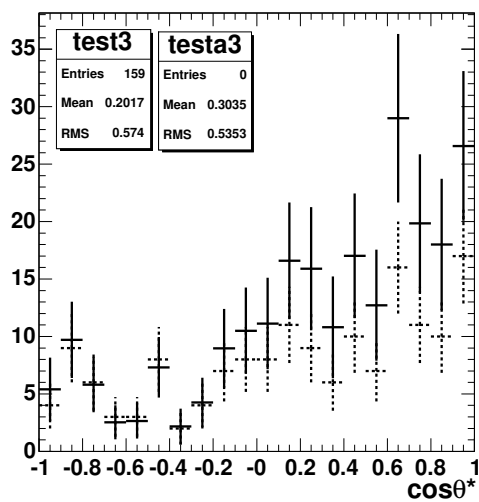
Run 2



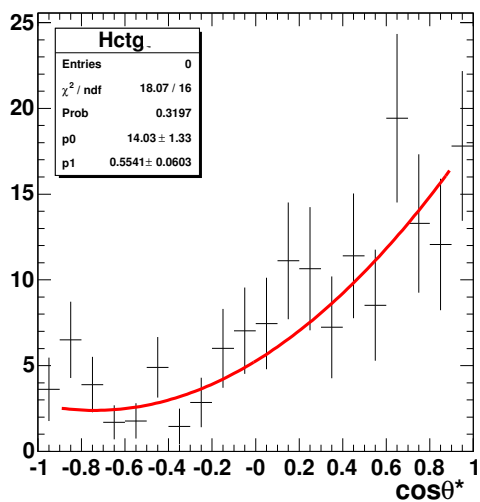
Run 2



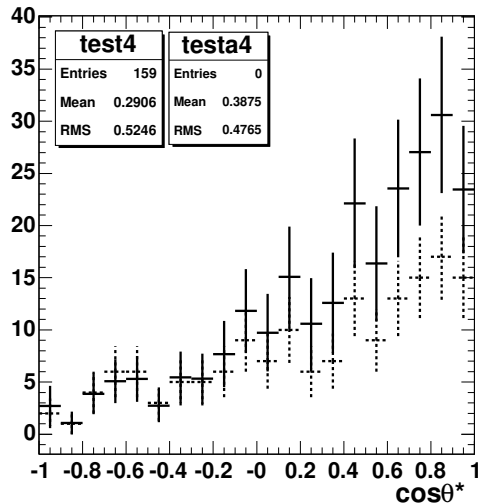
Run 3



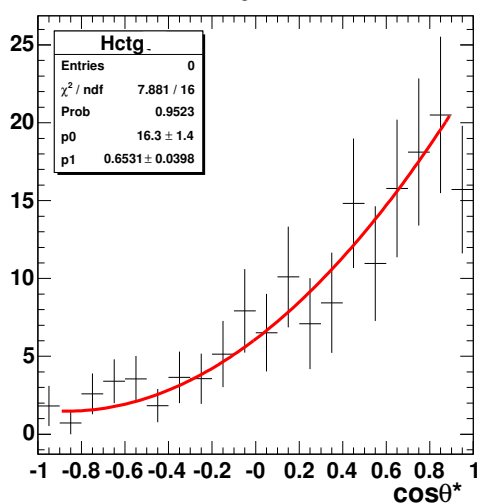
Run 3

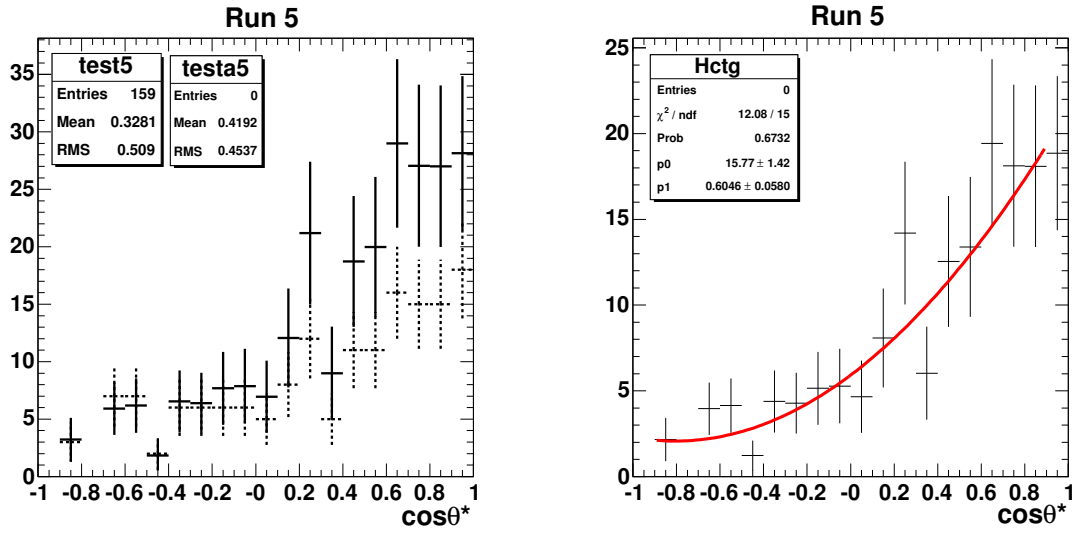


Run 4



Run 4





Fenêtre en $M_{ee}$ (GeV)	Asymétrie reconstruite	Erreur
3000-3800	0.465	0.113
3800-4000	0.500	0.110
4000-5000	0.459	0.122

TAB. 6.2 – Valeur de l’asymétrie et son erreur pour différents intervalles en  $M_{ee}$ .

En conclusion, avec une résolution de  $100 \text{ fb}^{-1}$ , on reconstruit une asymétrie typiquement de  $0.55 \pm 0.05$ , c’est-à-dire avec une erreur de 10%, ce qui est assez précis pour distinguer entre notre modèle et les deux cités précédemment. Afin de raffiner cette différenciation, notamment entre notre modèle et le modèle  $Z'$ , on peut considérer l’évolution de l’asymétrie avant-arrière dans le processus envisagé en fonction de la masse invariante  $M_{ee}$ .

Afin d’étudier la dépendance de l’asymétrie en fonction de  $M_{ee}$ , on utilise un code simple simulant des interactions  $u\bar{u} \rightarrow e^+e^-$  et  $d\bar{d} \rightarrow e^+e^-$  au niveau partonique. La figure 6.5 reprend les courbes d’évolution de l’asymétrie simulée avec ce code. A petite valeur de  $M_{ee}$ , on retrouve le comportement de l’asymétrie dans le cas du modèle standard, c’est-à-dire lors de l’échange de  $\gamma^{(0)}/Z^{(0)}$  uniquement. En effet, la présence de bosons lourds n’influence pas l’évolution de  $A_{FB}$  loin du pôle de masse à 4 TeV. A grande masse, on observe une asymétrie non-nulle mais essentiellement plate. En effet, les contributions à l’asymétrie dues au photon  $\gamma^{(1)}$  de 4 TeV et au  $Z^{(1)}$  de 4 TeV se compensent quasi-exactement. La procédure de recherche de l’asymétrie au niveau des événements reconstruits vue précédemment a été appliquée pour des événements appartenant à des fenêtres de masse invariante prises entre  $M_{ee} = 3 \text{ TeV}$  et  $M_{ee} = 5 \text{ TeV}$ . Le tableau 6.2 reprend les résultats de ces différentes prises de données.

La valeur de  $A_{FB}$  reconstruite est néanmoins plus basse que celle prévue par la théorie, comme on l’a vu à la figure 6.3 où  $A_{FB} = 0.5506 \pm 0.0056$  alors que la simulation prévoit  $A_{FB} = 0.60$  pour les quarks u et  $A_{FB} = 0.64$  pour les quarks d. Cette différence entre les courbes d’asymétrie reconstruite et simulée peut s’expliquer de la manière suivante : le code produisant les courbes de la figure 6.5 simule l’interaction  $u\bar{u} \rightarrow e^+e^-$  et  $d\bar{d} \rightarrow e^+e^-$  au niveau partonique. Les quarks ont des impulsions purement dans la direction z. En

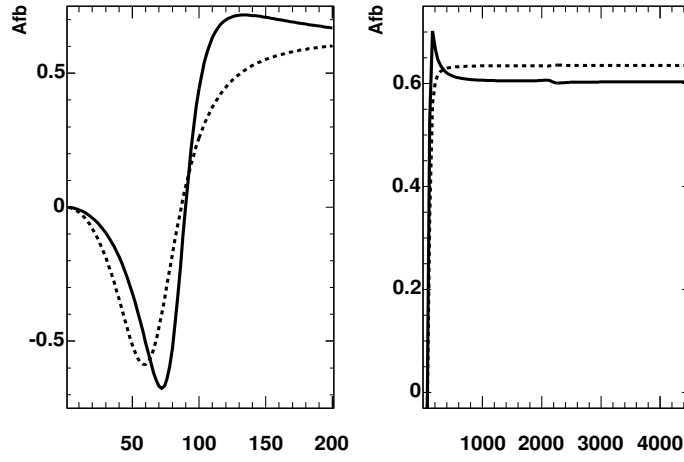


FIG. 6.5 – Evolution simulée au niveau partonique pour les quarks u et d de l'asymétrie en fonction de  $M_{ee}$ .

revanche, la courbe donnée par la procédure de reconstruction est influencée par l'impulsion transverse des quarks, ce qui a pour effet de diluer la valeur de  $A_{FB}$ . L'évolution de l'asymétrie reconstruite est donnée à la figure 6.6, où les courbes correspondant aux quarks u et d ainsi qu'aux événements générés par PYTHIA au niveau hadronique (MC) sont en pointillés. On retrouve  $A_{FB} = 0.60$  pour les quarks u,  $A_{FB} = 0.64$  pour les quarks d et  $A_{FB} = 0.55$  pour la simulation au niveau hadronique.

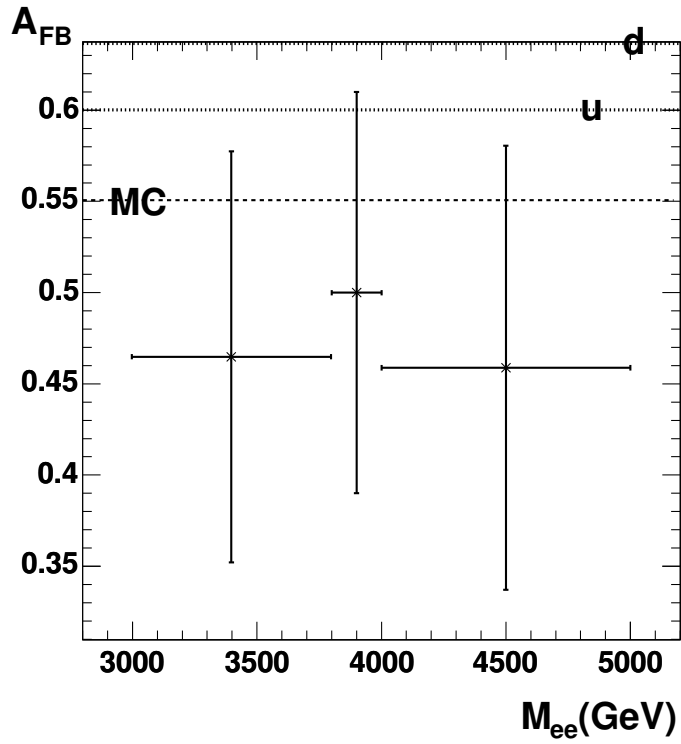


FIG. 6.6 – Evolution de l'asymétrie reconstruite avec  $M_{ee}$  (les croix). Les courbes en pointillés représentent l'évolution prédite par la simulation au niveau partonique (u et d) et au niveau hadronique (MC).





# Chapitre 7

## Conclusions

Nous avons étudié l'observabilité d'éventuelles manifestations de la présence de dimensions supplémentaires par le détecteur CMS au collisionneur LHC. Nous nous sommes placés dans le cadre du modèle  $\text{TeV}^{-1}$  prédisant une dimension supplémentaire dans laquelle les bosons de jauge peuvent se propager et supposé l'échelle de compactification de cette dimension de 4 TeV.

Un aperçu de l'appareillage expérimental a été donné, néanmoins l'expérience n'ayant pas encore débuté nous avons eu recours à la simulation pour générer des événements de type  $q\bar{q} \rightarrow \gamma^{(i)}/Z^{(i)} \rightarrow e^+e^-$  ainsi que pour simuler la réponse du détecteur CMS à de tels processus.

Une méthode a été proposée pour reconstruire les particules de l'état final à partir des informations provenant du détecteur virtuel : des sélections et corrections adaptées aux énergies considérées dans le cadre de ce travail ont été appliquées, à la suite desquelles un calcul de signification a été effectué. Nous avons ainsi établi que le signal étudié, s'il existe bel et bien, pourra être détecté au LHC après seulement quelques semaines de prise de données.

Notons toutefois que l'hypothèse  $M_c = 4 \text{ TeV}$  est juste à la limite du domaine exclu par le LEP. Il est donc nécessaire de poursuivre cette étude en analysant l'observabilité dans CMS de résonances plus massives, souffrant de section efficace plus faible.

Une méthode visant à la reconstruction de l'asymétrie avant-arrière dans les processus étudiés a été proposée. Compte tenu de la faible présence d'événements de type bruit de fond aux énergies considérées, ce dernier a été négligé. Nous nous intéressons à la valeur de l'asymétrie et à son erreur dans le but d'établir une distinction entre les divers modèles existants.

A l'aide des informations provenant du détecteur simulé et en considérant les conditions de fonctionnement de l'expérience CMS, une mesure de l'asymétrie compatible avec la valeur prédite par la simulation au niveau généré a été obtenue. Pour une luminosité de  $100 \text{ fb}^{-1}$ , on mesure une asymétrie typique de l'ordre de  $0.55 \pm 0.05$  soit une précision de 10% (erreur statistique).

L'évolution de l'asymétrie avec la masse invariante du boson de Kaluza-Klein a été étudiée. Avec une luminosité de  $100 \text{ fb}^{-1}$ , on a mesuré l'asymétrie dans trois intervalles en masse invariante, avec une précision de 25%.

Nous concluons que si ce signal existe, l'étude de la distribution en  $\cos \theta^*$  et l'asymétrie permettront de différencier notre modèle de ceux prédisant l'existence d'un boson lourd  $Z'$  ou d'un graviton lourd de spin 2.



# Bibliographie

- [1] N. Arkani-Hamed et al., Phenomenology, astrophysics, and cosmology of theories with submillimeter dimensions and TeV scale quantum gravity, Phys. Rev. D59(1999)086004.
- [2] L. Randall et al. , A large mass hierarchy from a small extra dimension. Phys. Rev. Lett. 83(1999)3370.
- [3] B. Clerbaux et al. , CMS IN 2004/056.
- [4] P. Langacker et al., Phys. Rev. D44(1991)817.
- [5] V. Bartsch et al. , CMS IN 2003/039.
- [6] F. Halzen et al. , Quarks&leptons : An introductory course in modern particle physics.
- [7] M. Dittmar, Neutral current interference in the TeV region : the experimental sensitivity at the CERN LHC, Phys. Rev. D55(1997)1.
- [8] V. Van Elewyck, Neutrinos et trous noirs, deux tests phénoménologiques des modèles d'univers-membrane, thèse de doctorat ULB, 2003.
- [9] E. Meschi et al., CMS Note 2001/034.
- [10] R. Cousins et al., CMS AN 2005/003.
- [11] C. Collard et al., CMS Note 2002/050.
- [12] M. Dittmar et al., ETHZ-IPP PR-96-02 RAL-96-049, 2005.
- [13] C.-E Wulz, Z' at LHC.
- [14] J. Hewett et al., EFI-02-70,SLAC-PUB-9194.
- [15] F. Moortgat, Discovery potential of MSSM Higgs boson using supersymmetric decay modes with the CMS detector, thèse de doctorat UA, 2004.
- [16] O. van der Aa, CMS trigger strategies for the selection of MSSM Higgs bosons using electron tau-jet decay modes, thèse de doctorat UCL, 2004.
- [17] V.A. Rubakov, Large infinite extra dimensions, hep-ph/0104152 v2.
- [18] PYTHIA 6.2 Physics and Manual, hep-ph/0108264 LU TP 01-21.
- [19] J. Rosner, Observability of charge asymmetries for lepton pairs produced in present collider experiments, Phys. Lett. 221(1989)1.