N° d'ordre 22-2012
LYCEN – T 2012-14

Thèse

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale de Physique et d'Astrophysique

pour l'obtention du

DIPLÔME de DOCTORAT
Spécialité : Physique des Particules

(arrêté du 7 août 2006)

par

Hugues BRUN

La reconstruction et l'identification des photons dans l'expérience CMS au LHC. Applications à la recherche de bosons de Higgs dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$.

Soutenue le 29 Février 2012
devant la Commission d'Examen

Jury :	B. Ille	Président du jury
	S. Gascon-Shotkin	Directrice de thèse
	C. Charlot	Rapporteur
	B. Laforge	Rapporteur
	F. Beaudette	Examinateur
	T. Tabarelli De Fatis	Examinateur
	M. Kado	Examinateur

N° d'ordre 22-2012
LYCEN – T 2012-14

Thèse

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale de Physique et d'Astrophysique

pour l'obtention du

DIPLÔME de DOCTORAT
Spécialité : Physique des Particules

(arrêté du 7 août 2006)

par

Hugues BRUN

La reconstruction et l'identification des photons dans l'expérience CMS au LHC. Applications à la recherche de bosons de Higgs dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$.

Soutenue le 29 Février 2012
devant la Commission d'Examen

Jury :	B. Ille	Président du jury
	S. Gascon-Shotkin	Directrice de thèse
	C. Charlot	Rapporteur
	B. Laforge	Rapporteur
	F. Beaudette	Examinateur
	T. Tabarelli De Fatis	Examinateur
	M. Kado	Examinateur

Université Claude Bernard Lyon 1

UNIVERSITÉ DE LYON

Numéro d'ordre : 022-2012

Année 2012

THESE DE L'UNIVERSITE DE LYON

Délivrée par

L'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON 1

école doctorale de Physique et d'Astrophysique

DIPLOME DE DOCTORAT

(arrêté du 7 août 2006)

soutenue publiquement le 29 février 2012

par

Hugues BRUN

La reconstruction et l'identification des photons dans l'expérience CMS au LHC. Applications à la recherche de bosons de Higgs dans le canal $H \to \gamma\gamma$.

Thèse dirigée par Susan GASCON-SHOTKIN

préparée à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, Groupe CMS

Jury :

Rapporteurs :	Claude CHARLOT	- Laboratoire Leprince-Ringuet (LLR)
	Bertrand LAFORGE	- Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Energies (LPNHE) / Paris VI
Directeur :	Susan GASCON-SHOTKIN	- Institut de Physique Nucléaire de Lyon (IPNL) / Lyon I
Président :	Bernard ILLE	- Institut de Physique Nucléaire de Lyon (IPNL)
Examinateurs :	Florian BEAUDETTE	- Laboratoire Leprince-Ringuet (LLR)
	Tommaso TABARELLI DE FATIS	- Università degli Studi Milano-Bicocca
	Marumi KADO	- Laboratoire de L'accélérateur Linéraire (LAL)

Résumé :

Le Modèle Standard de la physique des particules explique avec succès les données expérimentales. L'origine de la masse des bosons W et Z est expliquée à l'aide du mécanisme de Higgs qui permet de briser la symétrie de jauge de l'interaction électro-faible. Cependant ce mécanisme prédit l'existence d'une particule, appelée le boson de Higgs, qui n'a pas été observée pour l'instant. Cette particule est recherchée au LHC en particulier dans les expériences ATLAS et CMS.
Les premiers résultats utilisant les données du LHC permettent d'exclure, avec un niveau de confiance de 95%, un boson de Higgs qui aurait la section efficace du Modèle Standard entre 128 et 600 GeV/c^2 et les résultats plus anciens du LEP ont exclu un boson de Higgs plus léger que 114.4 GeV/c^2. Dans l'intervalle de masse restant, le canal de désintégration du Higgs en deux photons est le canal idéal pour la recherche du boson de Higgs car, malgré son faible rapport d'embranchement (environ quelques pour mille) et grâce à son état final clair, il permet d'obtenir une résonance de faible largeur dans le spectre de masse invariante des événements diphotons.
La manière dont un photon est reconstruit dans CMS sera d'abord décrite et la compréhension de cette reconstruction avec les premières données du LHC présentée. Du fait de la faible largeur de la résonance du boson de Higgs à basse masse, un grand intérêt doit être porté à la résolution sur l'énergie des photons. C'est pourquoi, nous étudierons les corrections apportées à cette énergie.
Ensuite, comme les pions neutres qui se désintègrent en deux photons sont le principal bruit de fond aux photons dans les données, nous verrons comment utiliser la forme du dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique de CMS à l'aide d'un réseau de neurones artificiels pour discriminer ces pions neutres des vrais photons.
La chromodynamique quantique est la source d'un large nombre d'événements diphotons qui forment la majorité du bruit de fond à la désintégration du boson de Higgs. La mesure de la section efficace de ces processus et de leur cinématique aide aussi à la compréhension du Modèle Standard. La possibilité d'utiliser le pouvoir discriminant du réseau de neurones pour mesurer le nombre d'événements diphotons dans les données, a été étudiée.
Les mésons neutres sont aussi un bruit de fond pour les photons issus de la désintégration du boson de Higgs. L'amélioration de l'identification à l'aide d'une coupure sur la variable de sortie du réseau de neurones a donc été évaluée : la conséquence de cette amélioration en termes de limite sera présentée sur le premier $1.6fb^1$ des données de 2011 enregistrées par l'expérience CMS.

Mots clés : boson de Higgs, expérience CMS, LHC, calorimètre électromagnétique, réseau de neurones, diphoton.

Remerciements

Je remercie Suzanne Gascon-Shotkin, pour avoir accepté de diriger ma thèse, pour ses remarques et ses conseils ainsi que pour sa constante bonne humeur. Je remercie également Bernard Ille et Morgan Lethuiller, pour avoir participé à mon encadrement et m'avoir aidé pour la rédaction de cette thèse et la préparation de la soutenance.

Je tiens aussi à remercier Claude Charlot et Bertrand Laforge d'avoir accepté d'être les rapporteurs ainsi que Florian Beaudette, Bernard Ille, Marumi Kado et Tommaso Tabarelli De Fatis d'avoir bien voulu faire partie de mon jury de thèse.

Je dois aussi remercier chaleureusement, les membres du groupe CMS de Lyon, Jean Fay, Stéphanie Beauceron, Pierre Depasse et Houmani El Mamouni, pour leurs conseils ainsi que pour leurs encouragements qui m'ont grandement aidé. Un grand merci aussi aux autres doctorants du groupe Olivier, Louis et Nicolas pour leur soutien technique comme moral et les discussions enrichissantes.

Je tiens à remercier les autres doctorants du laboratoire, en particulier Laure, Jérémy et Gaëlle pour m'avoir supporté quasi-quotidienement durant ces trois années. Enfin je ne peux pas terminer sans exprimer ma gratitude aux différents personnels du laboratoire qui mon aidé durant cette thèse, plus particulièrement Sylvie Flores, pour son aide précieuse durant la rédaction.

Table des matières

1 Le Modèle Standard et le Boson de Higgs **1**
1.1 Le Modèle Standard . . . 1
1.1.1 Les particules et leurs interactions . . . 1
1.1.2 Le rôle du mécanisme de Higgs dans le modèle électrofaible . . . 2
1.1.3 Succès et limites du Modèle Standard . . . 7
1.2 Le boson de Higgs . . . 8
1.2.1 Mode de production et de désintégration . . . 8
1.2.2 La masse du boson de Higgs . . . 11
1.2.3 La recherche du Boson de Higgs . . . 19

2 Le LHC et le détecteur CMS **21**
2.1 Le LHC . . . 21
2.1.1 Des collisions à une énergie jamais atteinte. . . . 21
2.1.2 Description rapide du LHC. . . . 22
2.1.3 Le faisceau du LHC . . . 23
2.1.4 Les expériences installées sur l'anneau du LHC . . . 28
2.2 Le détecteur CMS . . . 28
2.2.1 Composition du détecteur . . . 30
2.2.2 Le trajectographe . . . 32
2.2.3 Le calorimètre électromagnétique ECAL. . . . 32
2.2.4 Le calorimètre hadronique HCAL. . . . 33
2.2.5 Le système de déclenchement. . . . 35
2.3 Le calorimètre électromagnétique (ECAL) . . . 36
2.3.1 Principe : . . . 37
2.3.2 La géométrie du calorimètre électromagnétique. . . . 39
2.3.3 L'électronique de ECAL . . . 40

3 La mesure des photons à l'aide du Calorimètre Electromagnétique de CMS **43**
3.1 La reconstruction de l'énergie . . . 43
3.1.1 Le "reconstructed hit" ou "recHit" . . . 43
3.1.2 Les corrections LASER . . . 44
3.1.3 L'intercalibration. . . . 46
3.1.4 La résolution sur l'énergie . . . 48
3.2 Reconstruction des photons . . . 49
3.2.1 Algorithmes de clusterisation . . . 49
3.2.2 Reconstruction des conversions . . . 51
3.2.3 L'objet photon . . . 54
3.3 La simulation des photons . . . 55
3.4 La validation des photons au démarrage du LHC . . . 55

3.4.1 But et principe . . . 55
3.4.2 Exemples d'effet de l'électronique . . . 59
3.4.3 Exemple de réponse inattendue du détecteur . . . 61
3.4.4 Comparaison entre données et simulations pour les "super-cluster" et les photons avec les données avec $\sqrt{s} = 7$ TeV . . . 63
3.4.5 Mise en évidence et réparation d'un problème de simulation des gerbes électromagnétiques . . . 65
3.4.6 Correction provisoire de certaines variables de forme des "super cluster" . . . 67
3.5 Conclusion . . . 71

4 Etude des corrections à l'énergie des photons 73
4.1 Introduction . . . 73
4.1.1 Les biais de mesure et leur correction . . . 73
4.1.2 Mesures à partir des données . . . 74
4.2 Les corrections locales de contenances et de l'énergie perdue par les fentes . . . 75
4.2.1 Principe : . . . 75
4.2.2 Les deux jeux de corrections développées dans CMS . . . 76
4.2.3 Comparaisons des corrections . . . 80
4.3 Les corrections aux "super cluster" . . . 83
4.3.1 Principe de la correction . . . 83
4.3.2 Méthode de test de correction . . . 83
4.3.3 Variation de l'échelle d'énergie pour des photons après f(brem) et $f(Et, \eta)$ . . . 84
4.3.4 Effet des corrections sur la résolution . . . 85
4.3.5 L'attribution de l'énergie des photons . . . 87
4.4 Conclusion et perpectives : . . . 92

5 Discrimination entre photon et π^0 à l'aide d'un réseau de neurones 93
5.1 Les jets comme bruit de fond réductible . . . 93
5.1.1 Les photons dans les données . . . 93
5.1.2 Les jets contenant des π^0 . . . 94
5.1.3 Principe de la discrimination entre photon et π^0 . . . 96
5.2 Utilisation des variables de forme du "super-cluster" pour la discrimination entre photon et π^0 . . . 97
5.2.1 Utilisation des variables de forme du "super cluster" . . . 97
5.2.2 Présentation du réseau de neurones . . . 99
5.2.3 L'entraînement du réseau de neurones . . . 107
5.2.4 Choix des variables d'entrée . . . 110
5.2.5 Performances . . . 111
5.3 Fiabilité de l'utilisation du réseau de neurones . . . 113
5.3.1 Accord entre données et simulations . . . 113

5.3.2 Dépendance de l'entrainement . . . 117
5.3.3 Efficacité en fonction de η et E_t . . . 118
5.3.4 Classification des variables . . . 122

6 Préparations pour la mesure de la section efficace $\gamma\gamma + X$ 125
6.1 Utilisation de la sortie du réseau de neurones pour la mesure de la section efficace $\gamma\gamma$ + X . . . 126
6.1.1 Principe de la mesure . . . 126
6.1.2 Sélection utilisée . . . 127
6.1.3 Mesure du nombre d'événements . . . 131
6.1.4 Erreur systématique de la méthode . . . 138
6.2 Etude du système de déclenchement . . . 140
6.2.1 Isolation calculée dans le système de déclenchement. . . . 140
6.2.2 Estimation des taux du système de déclenchement en 2011. . 142

7 Amélioration de la sélection pour l'analyse Higgs en deux photons 147
7.1 Enjeux de l'analyse $H \to \gamma\gamma$ . . . 147
7.1.1 Introduction . . . 147
7.1.2 L'identification du vertex primaire . . . 148
7.1.3 La résolution sur l'énergie des photons . . . 151
7.2 Amélioration de la selection d'identification des photons . . . 154
7.2.1 La sélection utilisée . . . 155
7.2.2 Utilisation d'une coupure sur le réseau de neurones après sélection . . . 159
7.2.3 Réoptimisation de la sélection avec une coupure sur le réseau de neurones . . . 173
7.3 Analyse statistique . . . 183
7.3.1 Modèle du signal . . . 183
7.3.2 Modèle du bruit de fond . . . 185
7.3.3 Limites obtenues . . . 185
7.3.4 Erreurs systématiques . . . 188
Bibliographie . . . 195

Chapitre 1

Le Modèle Standard et le Boson de Higgs

Sommaire

1.1 Le Modèle Standard 1
1.1.1 Les particules et leurs interactions 1
1.1.2 Le rôle du mécanisme de Higgs dans le modèle électrofaible . 2
1.1.3 Succès et limites du Modèle Standard 7
1.2 Le boson de Higgs 8
1.2.1 Mode de production et de désintégration 8
1.2.2 La masse du boson de Higgs 11
1.2.3 La recherche du Boson de Higgs 19

1.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard de la physique des particules est une théorie quantique des champs relativiste et renormalisable décrivant les particules élémentaires et leur interactions. Le Modèle Standard a été introduit au début des années 1970 pour décrire l'interaction électrofaible par Glashow, Salam[48] et Weinberg[53] et s'est imposé début des années 1980, après que les particules médiatrices de cette interaction, les bosons W et Z, aient été découvertes au CERN[28]. Le Modèle Standard décrit aussi l'interaction entre les composants des nucléons, les quarks, avec une théorie, appelée l'interaction forte (où chromodynamique quantique, QCD).

1.1.1 Les particules et leurs interactions

1.1.1.1 Les particules constituant la matière

Les particules constituant la matière sont des fermions. Les fermions ont un spin demi-entier et obéissent à la statistique de Fermi-Dirac. Il y a deux catégories de fermions, basées sur les interactions auxquelles ils sont sensibles : les quarks et les leptons. Chacune de ces catégories est divisée en 3 générations.

	Leptons			Quarks		
Générations	Saveur	Masse	Charge	Saveur	Masse (MeV/c^2)	Charge
1^{ière}	u (up)	1,5 à 4,0 $MeV.c^{-2}$	2/3	ν_e	$<2\times10^{-6}$	0
	d (down)	4 à 8 MeV.c^{-2}	-1/3	e	0.511	-1
2ième	c (charm)	1,15 à 1,35 $GeV.c^{-2}$	2/3	ν_μ	<0.19	0
	s (strange)	80 à 130 MeV.c^{-2}	-1/3	μ	105.7 MeV	-1
3ième	t (charm)	173 $\pm$ 3 $GeV.c^{-2}$	2/3	ν_τ	$<18.$	0
	b (bottom)	4,1 à 4,4 GeV.c^{-2}	-1/3	τ	1776.84	-1

1.1.1.2 Les vecteurs des interactions : les bosons

Les particules peuvent interagir selon 4 interactions fondamentales. Celles-ci peuvent être décrites par un échange de particules appelées des boson. Les quatre interactions fondamentales sont : l'interaction électromagnétique, l'interaction forte, l'interaction faible et enfin l'interaction gravitationnelle. Paradoxalement, bien que la gravitation soit une force bien connue au niveau macroscopique, elle n'est pas bien comprise au niveau quantique. L'interaction gravitationnelle ne fait donc pas partie du Modèle Standard. Par analogie avec les autres interactions, on appelle "graviton" le boson vecteur de cette interaction (Cette particule n'a jamais été observée). Le Modèle Standard est une théorie de Yangs-Mills, basée sur le groupe de symétrie de jauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Dans ce groupe, $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ décrit l'interaction électrofaible et $SU(3)_C$ l'interaction forte.

Interaction	boson vecteur	Charge	Masse (GeV/c^2)
Electromagnétique	photon	0	0
Faible	Z^0	0	91.1876 $\pm$ 0.0021
	$W^\pm$	±1	80.398 $\pm$ 0.025
Forte	8 gluons	0	0

1.1.2 Le rôle du mécanisme de Higgs dans le modèle électrofaible

1.1.2.1 Le formalisme de l'interaction électrofaible

Dans le formalisme de la théorie des champs, les équations du mouvement dérivent d'un Lagrangien. Dans ce Lagrangien, les fermions sont décrits par des spineurs de Dirac à 4 composantes notés Ψ. On peut montrer qu'il existe deux sortes de spineurs : les spineurs gauches notés ψ_L et les spineurs droits notés ψ_R. Les observations expérimentales ont montré que l'interaction faible n'agit que sur les spineurs gauches (c'est pourquoi on désigne son groupe par $SU(2)_L$). Les leptons sont donc notés :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \text{(doublets de } SU(2)_L \text{ notés } \psi_L)$$

et

$$e^-_R, \mu^-_R, \tau^-_R \text{(singlets de } SU(2)_L \text{ notés } \psi_R).$$

Si on note W^i_μ, le champ de jauge de $SU(2)_L$ et B_μ le champ de $U(1)$, les tenseurs de ces champs s'écrivent :

$$F^i_{\mu\nu} = \partial_\mu W^i_\nu - \partial_\nu W^i_\mu + g\varepsilon^{ijk} W^i_\mu W^j_\nu \quad (1.1)$$

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.2)$$

et le Lagrangien de ces champs s'écrit :

$$\mathcal{L}_B = -\frac{1}{4} F^i_{\mu\nu} F^{i\mu\nu} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} \quad (1.3)$$

La partie du Lagrangien pour les leptons, contenant aussi leur couplage avec les champs de jauge, s'écrit [1] :

$$\mathcal{L}_F = i\bar{\psi}_R \gamma^\mu \left(\partial_\mu + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \psi_R + i\bar{\psi}_L \gamma^\mu \left(\partial_\mu + ig' \frac{Y}{2} B_\mu + \frac{i}{2} g \tau^k W^k_\mu \right) \psi_L \quad (1.4)$$

Les bosons vecteurs chargés sont construits à partir des champs W^1_μ et W^2_μ :

$$W^\pm_\mu = \frac{W^1_\mu \mp W^2_\mu}{\sqrt{2}} \quad (1.5)$$

et les champs W^3_μ et B_μ donnent les bosons neutres :

$$A_\mu = B_\mu cos(\theta_W) + W^3_\mu sin(\theta_W) \quad (1.6)$$

$$Z_\mu = -B_\mu sin(\theta_W) + W^3_\mu cos(\theta_W) \quad (1.7)$$

où θ est appelé l'angle de Weinberg. Cet angle est défini par :

$$cos(\theta_W) = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.8)$$

et

$$sin(\theta_W) = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.9)$$

On remarque l'absence de terme de masse dans le Lagrangien du champ dans l'équation 1.3 [1] et que le rajout à cette équation d'un terme de masse ferait perdre à cette équation la symétrie de jauge : les bosons vecteurs sont donc sans masse dans cette théorie. Ceci est en contradiction avec les observations, qui montrent que si le photon (A^μ) est bien sans masse, les bosons $W^\pm$ et Z^0 sont massifs ...

L'idée utilisée pour introduire un terme de masse pour les bosons W et Z consiste à considérer que la symétrie électrofaible $(SU(2)_L \otimes U(1)_Y)$ est bien une symétrie fondamentale du Lagrangien, mais que celle-ci est spontanément brisée dans le vide, ce qui autorise l'apparition de termes de masses effectifs dans le Lagrangien. Le mécanisme de Higgs, quelquefois appelé mécanisme de Brout-Englert-Higgs, [26, 38] a été introduit au milieu des années 1960. Il permet, à l'aide de l'introduction d'un champ scalaire, cette brisure spontanée de symétrie.

1. Un terme de masse s'écrit sous la forme d'un couplage du champ avec lui même, il serait ici de la forme $\frac{1}{2} m^2 W^j_\mu W^\mu_j$.

1.1.2.2 Principe de la brisure spontanée de symétrie :

Soit un champ scalaire ϕ dont l'évolution est régie par le Lagrangien suivant :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial^\mu \phi) - V(\phi) \tag{1.10}$$

avec le potentiel $V(\phi)$ défini comme suit :

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^2 + \lambda \phi^4 \tag{1.11}$$

Si $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$, alors le potentiel prend la forme d'un "chapeau mexicain" (représenté sur la figure 1.1). Le Lagrangien obéit bien à la symétrie dite explicite $\phi \to -\phi$ mais l'état fondamental de ϕ (la valeur prise dans le vide) va se trouver à $|\phi| = \frac{\mu}{\sqrt{2\lambda}}$. Les variations autour de cet état fondamental ne respectent l'invariance par la transformation $\phi \to -\phi$: la symétrie est donc brisée.

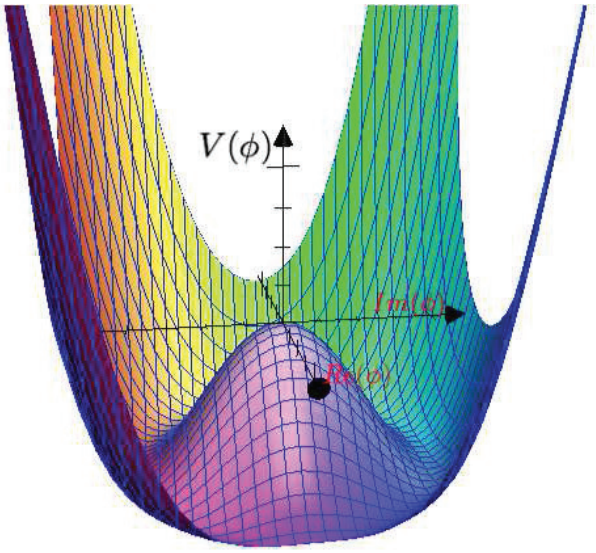


FIGURE 1.1 – Représentation du potentiel $V(\phi)$ en fonction des parties réelles et imaginaires de ϕ, pour $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$.

1.1.2.3 La brisure de la symétrie électrofaible ($SU(2)_L \otimes U(1)_Y$)

Le champ scalaire est ici introduit sous la forme d'un doublet de SU(2) :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_+ \\ \phi_0 \end{pmatrix}$$

Le Lagrangien de ce nouveau champ est :

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi^\dagger \phi) \tag{1.12}$$

avec

$$D_\mu = \partial_\mu + ig'B_\mu + ig\frac{\tau^i}{2}W_\mu^i \tag{1.13}$$

et le potentiel

$$V(\phi^\dagger\phi) = -\mu^2\phi^+\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \tag{1.14}$$

L'état fondamental doit avoir :

$$|\phi_+|^2 + |\phi_0|^2 = \frac{\mu^2}{2\lambda} \tag{1.15}$$

$$= \frac{v}{2} \text{ avec } v = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}} \tag{1.16}$$

On peut donc prendre comme état fondamental :

$$|\phi_0| = \frac{v}{\sqrt{2}} \tag{1.17}$$

et

$$\phi_+ = 0 \tag{1.18}$$

ce qui donne :$< \phi >= \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$

On peut alors réécrire le Lagrangien autour de cette état $< \phi >$

$$\phi = U^{-1}(\vec{\xi}) \begin{pmatrix} 0 \\ (v+\eta)/\sqrt{2} \end{pmatrix} \tag{1.19}$$

où $U^{-1}(\vec{\xi})$ est la transformation unitaire de jauge suivante :

$$U^{-1}(\vec{\xi}) = exp\left(-\frac{i\vec{\xi}.\vec{\tau}}{2v}\right) \tag{1.20}$$

Par cette transformation, le champ ϕ devient $\phi' = U(\vec{\xi})\phi$, $\psi'_L = U(\vec{\xi})\psi_L$ et $\psi'_R = \psi_R$ Maintenant si on développe la partie $(D_\mu\phi')^\dagger(D_\mu\phi')$ du Lagrangien $\mathcal{L}_H$ on obtient les termes suivants :

$$(g^2 + g'^2)Z_\mu Z^\mu + 2g^2 W_\mu^+ W^{-\mu} \tag{1.21}$$

ce qui donne la masse $M_W = \frac{1}{2}gv$ au bosons W et $M_Z = \frac{1}{2}\sqrt{g^2+g'^2}v$ au boson Z.

v s'appelle l'appelle le "vev" (vacum expectation value) ; à l'aide de la mesure de la section efficace de la désintégration $\mu \to e\bar{\nu_e}\nu_\mu$ on trouve que $v = \sqrt{2G_F} = 246GeV$.

1.1.2.4 Le boson de Higgs

Les champ scalaires (ξ_1, ξ_2, ξ_3) composants $\vec{\xi}$ n'apparaissent pas dans le lagrangien final : ils sont transformés dans les degrés de liberté longitudinaux des bosons vecteurs massifs. Le champ restant, ϕ est interprété comme une nouvelle particule scalaire. Cette particule est appelée le boson de Higgs et sa masse est :

$$M_H^2 = 2\mu^2 \quad (1.22)$$
$$= 2\lambda v \quad (1.23)$$
$$= \frac{4\lambda}{g^2} M_W^2 \quad (1.24)$$

1.1.2.5 Les masses des leptons

Le Lagrangien des fermions (équation 1.4) ne comporte pas non plus de terme de masse. On peut rajouter ces termes à l'aide de couplages dits de Yukawa, invariants par $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, entre le champ leptonique et le champ de Higgs. Par exemple, pour l'électron on a :

$$\mathcal{L}_y = g_e \bar{\psi}_e \phi e_R + h.c. \quad (1.25)$$

ce qui donne après la brisure de symétrie une masse $m_e = \frac{1}{\sqrt{2}} g_e v$. Les masses des muons et des taus apparaissent de la même manière. Il n'y a pas de lien entre les masses des leptons : chacune d'elle dépend du choix du couplage de la particule avec le champ de Higgs (g_e, g_μ et g_τ).

1.1.2.6 Les quarks dans la théorie électrofaible.

Les quarks étant des fermions, leur champs est un spineur de la même manière que ceux des leptons. Leurs champs sont aussi classifiés en 3 doublets pour leurs quarks gauches :

$$q_L^{1'} = \begin{pmatrix} u' \\ d' \end{pmatrix}, q_L^{2'} = \begin{pmatrix} c' \\ s' \end{pmatrix}, q_L^{3'} = \begin{pmatrix} t' \\ b' \end{pmatrix}. \quad (1.26)$$

et six singlets pour les quarks $u'_R, d'_R, s'_R, c'_R, b'_R$ et t'_R.

Ces champs couplent avec eux mêmes et avec les champs $F^i_{\mu\nu}$ et $G_{\mu\nu}$ de la même manière que les champs de leptons dans l'équation 1.4. Les couplages de Yukawa avec le champ de Higgs, invariants par la transformation de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, s'écrivent de cette manière :

$$\mathcal{L}_{masse} = h^{ij}_{(d)} (\bar{u'}_i, \bar{d'}_i)_L \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} d_{jR} + h^{ij}_{(u)} (\bar{u'}_i, \bar{d'}_i)_L \begin{pmatrix} -\bar{\phi}^0 \\ \bar{\phi}^- \end{pmatrix} u_{jR} + h.c. \quad (1.27)$$

Dans ce Lagrangien, les indices i et j courent sur les générations de quark et les matrices $h^{ij}_{(u)}$ et $h^{ij}_{(d)}$ sont les couplages des quarks de type "up" et "down" avec le champ de Higgs.

Après la brisure de symétrie, le Lagrangien prend la forme :

$$\mathcal{L}_{masse} = \frac{v}{\sqrt{2}}\left(\bar{u'}_{Li} h_{ij}^{(u)} u'_{Rj} + \bar{d'}_{Rj} + \bar{d'}_{Li} h_{ij}^{(d)} d'_{Rj}\right) + h.c. \tag{1.28}$$

On peut alors définir les matrices de masse suivantes :

$$M_{ij}^{(u)} = \frac{v}{\sqrt{2}} h_{ij}^{(u)} \tag{1.29}$$

et

$$M_{ij}^{(d)} = \frac{v}{\sqrt{2}} h_{ij}^{(d)} \tag{1.30}$$

Ces matrices étant unitaires, il est possible de les diagonaliser pour trouver les états propres de masse, qui sont les états physiques. La matrice permettant de passer des états d', s', b' aux états propres d,s et b s'appelle la matrice de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa (matrice CKM). On a alors :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{1.31}$$

cette matrice est notée

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{1.32}$$

Les états qui couplent avec l'intéraction électro-faible (états propre de saveur) ne sont pas les états propre de masse : l'intéraction faible peut donc coupler des quarks des différentes générations.

1.1.3 Succès et limites du Modèle Standard

Le Modèle Standard a connu de nombreux succès expérimentaux, le premier consiste en les découvertes successives de la plupart des particules prévues par ce modèle :

- l'existence de courants neutres a été mise en évidence au CERN en 1973.
- le quark c et le lepton τ sont découverts en 1975 et le quark b en 1977.
- l'existence des gluons à été mise en évidence en 1979 à DESY par l'expérience PETRA.
- les bosons W et Z sont découverts au CERN en 1982 et 1983.
- le quark t est découvert en 1995 au Tevatron à Fermilab.
- l'existence de 3 familles de neutrinos légers est démontrée par le LEP au CERN au début des années 1990.
- le neutrino ν_τ est mis en évidence en 2000 à Fermilab.

De plus, les prédictions faites sur certaines des observables du Modèle Standard sont en bon accord avec les observations : par exemple, la masse du boson W est prévue, à partir de calculs incluant le premier terme d'ordre supérieur (NLO) à 80.35 ± 0.38GeV alors que la mesure la plus précise sur cette masse, issue de la combinaison des résultats du LEP et du TEVATRON est 80.399 ± 0.023GeV

Malgré tous ces succès, le Modèle Standard n'explique pas tout, par exemple :

- il ne prend pas en compte la gravitation
- certains aspects restent "mystérieux" : comme les masses des quarks et des leptons sont des paramètres libres du Modèle Standard, la hiérarchie des masses (par exemple le fait que le quark top soit beaucoup plus lourd que les autres quarks) ne trouve d'explication naturelle dans le cadre du Modèle Standard.
- le particule signature de la brisure de symétrie, le boson de Higgs, n'a toujours pas été observée expérimentalement.

De nombreuses théories tentent de régler ces insuffisances, comme par exemple la supersymétrie (qui introduit une nouvelle symétrie entre bosons et fermions).

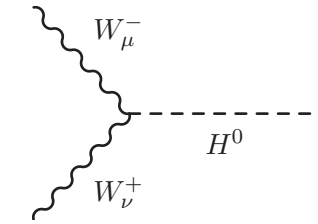
1.2 Le boson de Higgs

1.2.1 Mode de production et de désintégration

1.2.1.1 Couplages

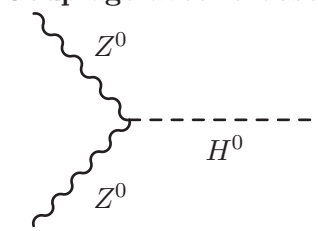
Les couplages du boson de Higgs avec les fermions apparaissent dans les équations 1.25 et 1.27. Comme les masses observées de ces particules sont issues de ces couplages, les couplages avec le champ de Higgs sont donc d'autant plus grands que les particules sont massives. Les couplages sont les suivants :

Couplage avec les bosons W^+ et W^- :



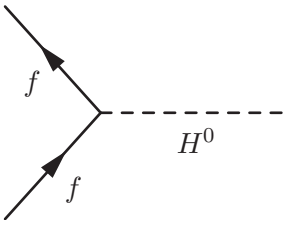
$igM_W g_{\mu\nu}$

Couplage avec le boson Z^0 :



$\frac{igM_W}{cos\theta_W} g_{\mu\nu}$

Couplage avec les fermions :



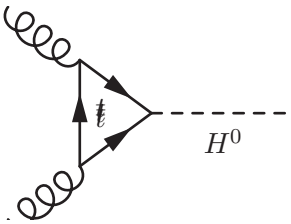
$\frac{-igM_f}{v}$

Le boson de Higgs ne couple pas avec les particules sans masse que sont les photons et les gluons.

1.2.1.2 Production du Boson de Higgs

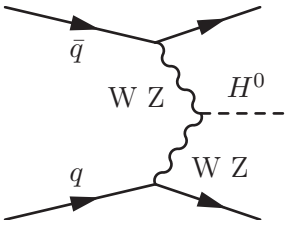
Les modes de production du boson de Higgs dépendent des particules et de l'énergie disponible. Au LHC, où on collisionne des protons avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV (voire 14 TeV dans quelques années) les modes de production du boson de Higgs, par ordre de section efficace décroissante, sont les suivants :

Production par fusion de gluons :



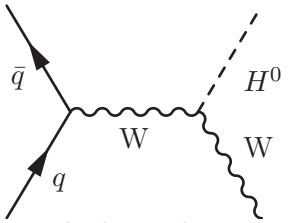
Ce mode de production est le plus important en terme de section efficace au LHC. A l'ordre dominant (LO, Leading Order) ce diagramme contient déjà une boucle ce qui rend le calcul des corrections des ordres supérieurs (NLO) difficile.

Production par fusion de bosons vecteurs (VBF) :



Les calculs théoriques ont montré que dans ce processus, les bosons vecteurs n'emportent que la part de l'impulsion des quarks nécessaire à la fabrication du boson de Higgs, ce qui a pour conséquence que les deux jets seront très énergétiques et de faible impulsion transverse (leur direction sera proche de celle du faisceau). La géométrie particulière de ces événements peut être utilisée pour les distinguer d'un possible bruit de fond.

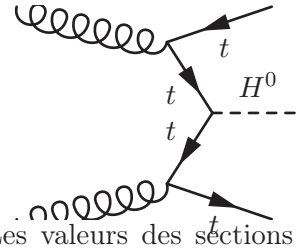
Production associée à un boson vecteur



Ce mode de production permet d'obtenir un boson de Higgs et un boson vecteur W ou Z dans l'état final. Cette production associée peut aussi être utilisée pour faciliter la recherche du boson de Higgs.

Production associée à des quarks top

Une dizaine de diagrammes contribuent à ce mode de production à l'ordre le plus bas dont par exemple :



Les valeurs des sections efficaces en fonction de la masse du boson de Higgs sont représentées dans la figure 1.2. On voit que le mode de production par fusion de gluons domine tous les autres modes de production. Pour toutes les masses de boson de Higgs inférieures à 500 GeV/c^2, ce mode est un ordre de grandeur au dessus du mode de production par fusion de boson vecteurs (VBF).

1.2.1.3 Mode de désintégration

Comme les couplages avec les bosons vecteurs et les fermions sont d'autant plus grands que la masse de ces derniers est grande, on s'attend à ce que le boson de Higgs se désintègre préférentiellement dans les particules massives. Il faut cependant tenir compte de la conservation de l'énergie, la masse du boson de Higgs devant ainsi être supérieure à celle des particules de l'état final. On appelle rapport d'embranchement, la probabilité qu'un boson de Higgs se désintègre dans un canal donné (ou aussi le rapport entre le nombre de désintégrations dans ce canal et le nombre total de désintégrations), ce rapport d'embranchement dépend de la masse du boson de Higgs. La figure 1.3 représente le rapport d'embranchement des différents canaux de désintégration. On remarque dans cette figure que le boson de Higgs se désintègre aussi en deux gluons et en deux photons alors que les couplages direct entre le champ de Higgs et ces particules sont nuls. Dans ce cas, le boson de Higgs se désintègre en deux photons par l'intermédiaire d'un triangle de top ou de W et se désintègre en deux gluons par l'intermédiaire d'un triangle de top (pas de W car le gluon n'interagit pas par interaction faible).

La figure 1.4 représente la largeur de désintégration du boson de Higgs en fonc-

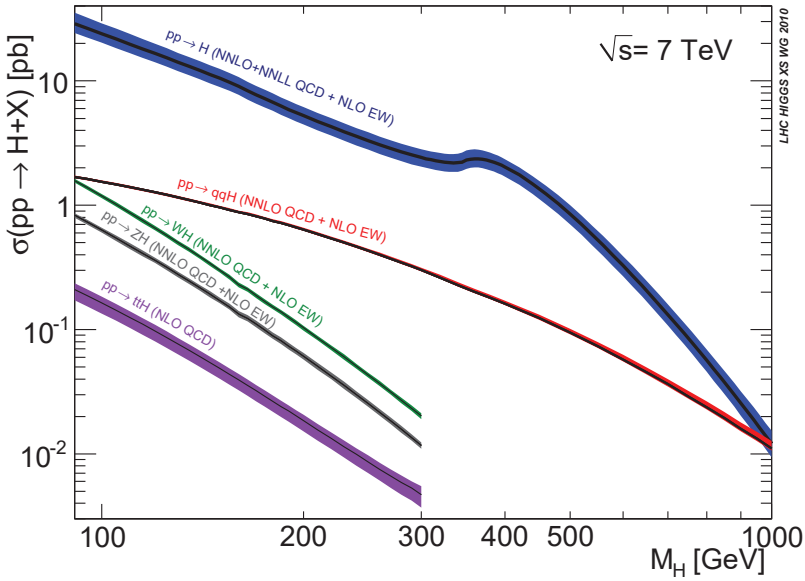


FIGURE 1.2 – Section efficace de production du boson de Higgs pour une collision proton-proton à 7 TeV dans le référence du centre de masse. [39]

tion de sa masse. La largeur de désintégration est inversement proportionnelle au temps de vie moyen du boson de Higgs, elle est la largeur de la résonance du boson de Higgs. La figure 1.4 nous apprend que cette largeur va être très faible pour les masses du boson de Higgs inférieures à environ $150 GeV/c^2$.

1.2.2 La masse du boson de Higgs

1.2.2.1 Contraintes théoriques

Limite supérieure

Des limites à la masse du boson de Higgs sont imposées par la théorie. La contrainte supérieure est donnée par la diffusion entre deux W. La figure 1.6 représente les diagrammes à l'ordre le plus bas de cette réaction pour le couplage direct et celui par échange d'un γ ou d'un Z. L'amplitude de cette réaction diverge pour les W polarisés longitudinalement mais cette divergence est annulées par les diagramme avec un échange de boson de Higgs. L'amplitude peut être décomposée en fonctions harmoniques :

$$M(s) \quad = \quad \frac{1}{k}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)a_l(s)P_l(cos\theta) \tag{1.33}$$

Comme chaque harmonique doit satisfaire la condition d'unitarité, on a en particulier :

$$|a_0| \quad \leq \quad \frac{1}{2} \tag{1.34}$$

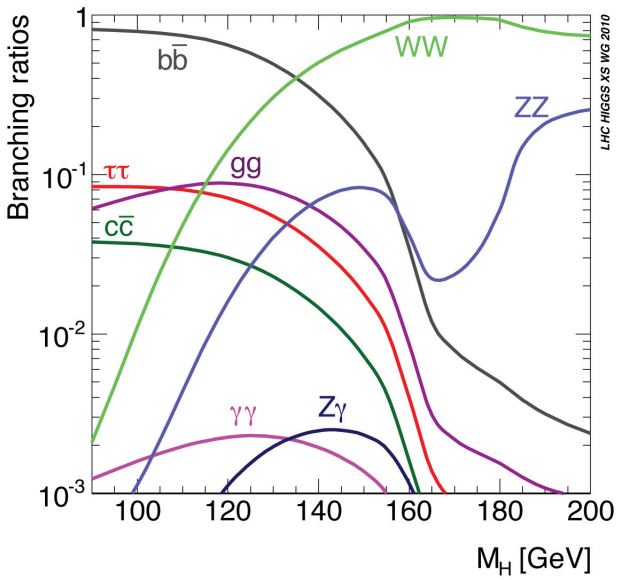


FIGURE 1.3 – Rapport d'embranchement des différents canaux de désintégration du boson de Higgs en fonction de la masse de ce dernier. [39]

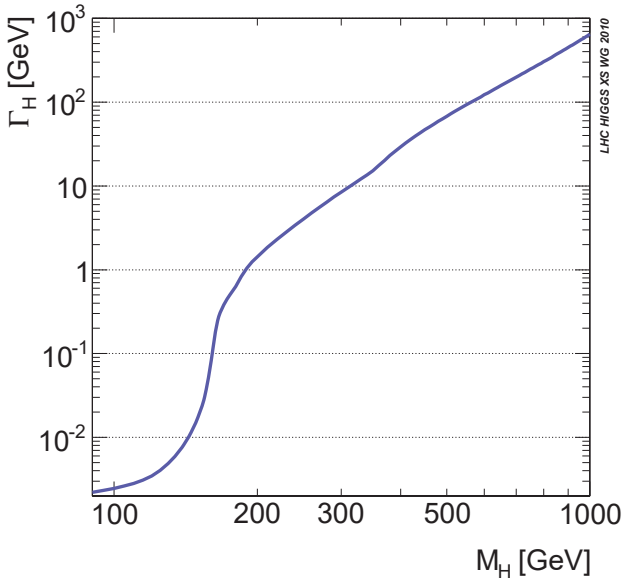


FIGURE 1.4 – Largeur de désintégration du boson de Higgs en fonction de sa masse [39]

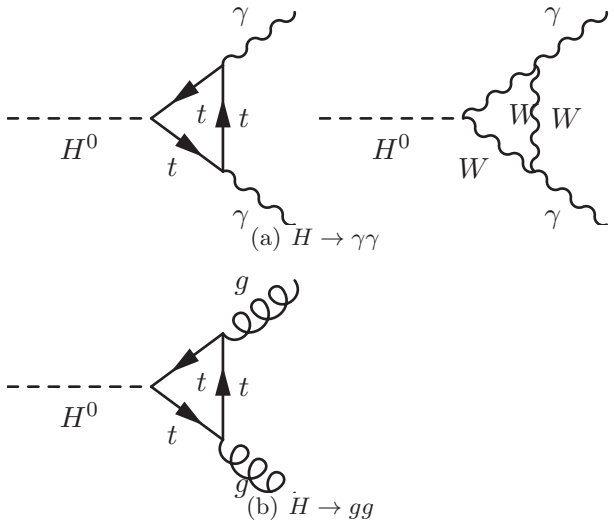


FIGURE 1.5 – Diagrammes des désintégrations du boson de Higgs en deux photons et en deux gluons.

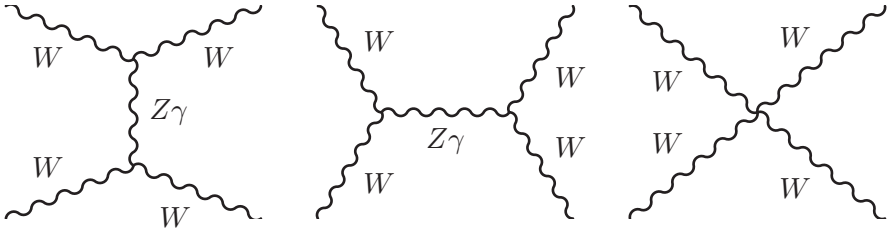


FIGURE 1.6 – Diagrammes de la diffusion $WW \to WW$

comme si $s \gg M_H^2$ on a $a_0 = -\frac{GM_H^2}{8\pi\sqrt{2}}$, la contrainte sur a_0 donne :

$$M_H^2 \leq \frac{4\pi\sqrt{2}}{G_F} \approx (1.2TeV)^2 \tag{1.35}$$

En tenant compte des contraintes apportées par les canaux W_LW_L,Z_LZ_L,Z_LH et HH (où L signifie que les bosons vecteurs sont polarisés longitudinalement) on arrive à redescendre cette limite à :

$$M_H \leq 700GeV. \tag{1.36}$$

Celle limite, souvent appelée la limite d'unitarité, est décrite dans

La nécessaire stabilité du vide apporte une contrainte sur la masse du boson de Higgs ([**?**]). En effet, la renormalisation de la théorie fait évoluer le paramètre λ du potentiel de Higgs en fonction de l'échelle de la théorie (Λ) [2]. Pour que le mécanisme de Higgs reste valide, il est nécessaire que le potentiel de Higgs garde la même forme lorsque que l'échelle Λ est changée. Il faut donc que le potentiel $V(v\sqrt{2})$ soit inférieur au potentiel de l'état initial $V(0) = 0$. On a donc la condition :

$$M_H \geq 50 \text{ GeV si } \Lambda = 1 \text{ TeV} \tag{1.37}$$

Les contraintes théoriques en fonction de l'échelle d'énergie de la théorie sont représentées sur la figure 1.7. La manière dont ces contraintes sont établies est décrite dans [47].

1.2.2.2 Contraintes expérimentales

Contraintes directes :

Les contraintes directes sont apportées par la recherche du boson de Higgs avec des accélérateurs de particules. Les contraintes expérimentales sont établies de la façon suivante : pour chaque masse du boson de Higgs, on recherche les état finaux possibles. Pour chacun de ces état finaux, si on n'observe pas d'excès d'événements par rapport au bruit de fond attendu, on peut mettre une limite sur ce nombre d'événements donc sur la section efficace du boson de Higgs. Si la limite sur la section efficace est inférieure à celle prévue par le Modèle Standard, alors le boson de Higgs est exclu à cette masse.

Ces contraintes sont apportées par différentes expériences :

- les expériences installées sur le LEP au CERN (L3, ALEPH, DELPHI et OPAL). Le LEP a été un collisionneur électron-positron installé au CERN et exploité de 1989 à 2000. L'énergie par faisceau (initialement à 50 GeV) a été constamment augmentée durant l'exploitation du LEP pour atteindre en 2000 une valeur supérieure à 104.5 GeV par faisceau. La combinaison des résultats des expériences du LEP a permis d'exclure les masses du boson de Higgs inférieures à 114.4 GeV avec un niveau de confiance de 95%.

2. Cette variation de λ en fonction Λ peut-être établie à l'aide de l'équation dite du groupe de normalisation.

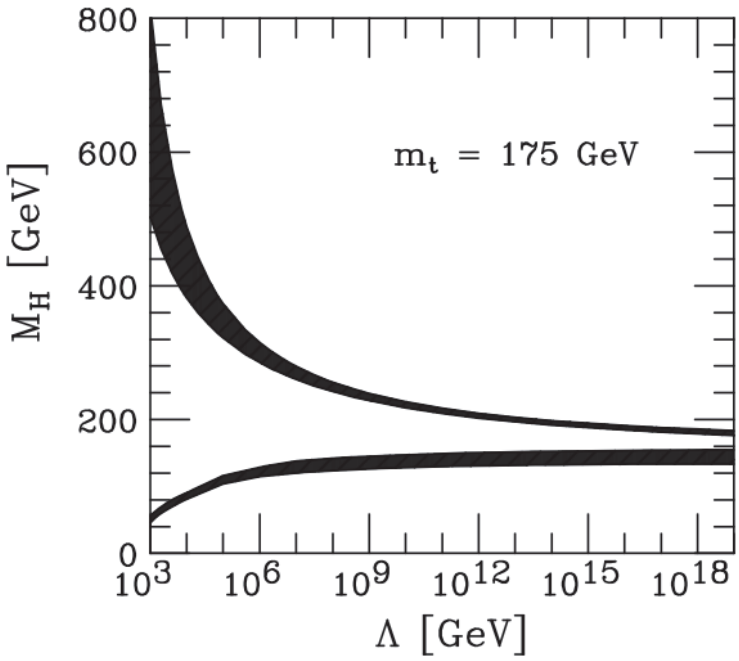


FIGURE 1.7 – Contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs en fonction de l'échelle d'énergie Λ.

- le Tevatron est un collisionneur proton-antiproton installé au Fermilab près de Chicago. L'énergie maximal atteinte par chacun des faisceaux fut de 980 GeV. Les deux expériences installées aux points de collision du Tevatron (DO et CDF) ont permis d'exclure le boson de Higgs entre 156 et 177GeV avec un niveau de confiance de 95 %.
- enfin les premiers résultats du LHC, un collisionneur proton-proton installé au CERN et exploité depuis 2009 ont permis d'agrandir la zone d'exclusion des masses du boson de Higgs. L'énergie d'un faisceau du LHC était en 2011 de 3.5 TeV. Les deux expériences installées sur le LHC qui recherchent le boson de Higgs (ATLAS et CMS) n'ont pas encore combiné leurs résultats. Cependant l'expérience ATLAS seule, a pu exclure les masses du boson de Higgs inférieures à 115.5 GeV et de 131GeV à 600 GeV avec un niveau de confiance de 95 %. L'expérience CMS a, quant à elle, pu exclure les masses allant de 127 à 600 GeV à 95% de niveau de confiance.

La figure 1.8 présente les zones de masse exclues par les expériences du LEP, du Tevatron et enfin par CMS. La seule plage de masse non exclue est $115.5 < M_{Higgs} < 127$ GeV.

Contraintes indirectes :

Il est possible de contraindre la masse du boson de Higgs à l'aide de la mesure de certaines observables du Modèle Standard.

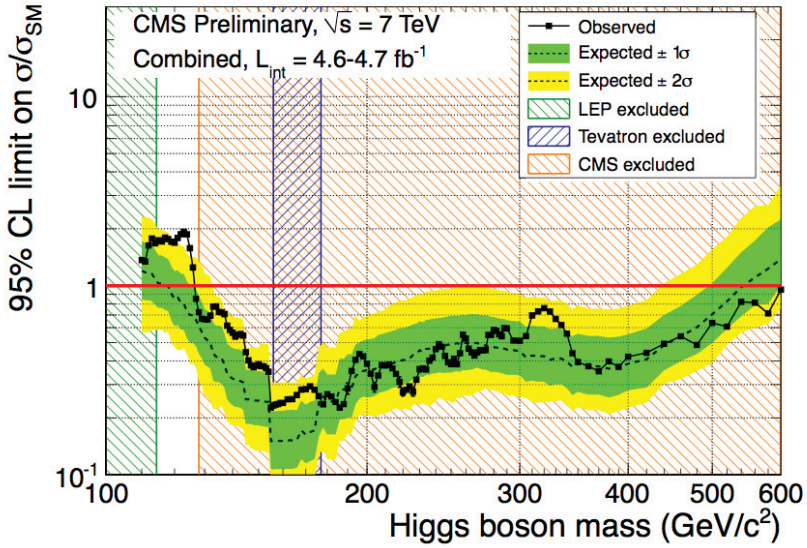


FIGURE 1.8 – Masses du boson de Higgs exclues par CMS, les expériences du Tevatron et celles du LEP [19].

Par exemple, on peut regarder le paramètre ρ défini par :

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 cos^2\theta_W} \tag{1.38}$$

Comme à l'ordre le plus bas on a $M_W = M_Z cos\theta_W$, on a aussi $\rho = 1$ à cet ordre. Si on considère les corrections apportées par une paire top/bottom ou une paire de Higgs au propagateur du W ("self energy" du W voir figure 1.9), le paramètre ρ peut se réécrire de la manière suivante :

$$\rho = 1 \tag{1.39}$$

$$+ \frac{G_F}{8\pi^2}\left[m_b^2 + m_t^2 - \frac{2m_b^2 m_t^2}{m_t^2 - m_b^2} ln\left(\frac{m_t^2}{m_b^2}\right) - \frac{3M_W sin^2\theta_W}{cos^2\theta_W} ln\left(\frac{M_H^2}{M_W^2}\right)\right] \tag{1.40}$$

En mesurant ρ de façon précise, on peut mettre des contraintes sur la masse du quark top et celle du boson de Higgs en fonction de la masse du quark bottom et de celle du W. Cette procédure peut être répétée pour d'autres observables, on peut ainsi faire un ajustement entre les observables mesurées et celles prédites pour trouver les valeurs des paramètres du Modèle Standard les plus vraisemblables. C'est ce qui est fait pour obtenir la figure 1.10. Cette figure est réalisée à l'aide des corrections radiatives à des observables du Modèle Standard, dont le détail est décrit dans [4]. Dans cet histogramme, les masses du W et du top prédites à l'aide de l'ajustement, à partir des mesures réalisées à LEP1 et SLD, sont cerclées en rouge. Le cercle bleu correspond aux masses réellement mesurées à LEP2 et au Tevatron : les deux plages de valeurs sont bien compatibles. On a aussi représenté pour chaque point de cet

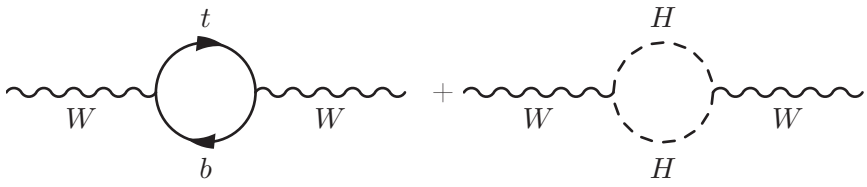


FIGURE 1.9 – "Self energie" des bosons W.

espace (m_t, m_W) la valeur de M_H la plus probable. On voit donc que les observations des masses du quark top et du W vont dans le sens d'un boson de Higgs léger.

L'écart entre les différentes observables utilisées et celles prévues par l'ajustement, est représenté sur la figure 1.11, et le $\chi^2 - \chi^2_{min}$ de cette ajustement en fonction de la masse du boson de Higgs est représenté sur la figure 1.12. On a 95% de chances d'avoir le $\Delta\chi^2$ inférieur à 2.7 ce qui correspond à un boson de Higgs d'une masse inférieure à 161GeV.

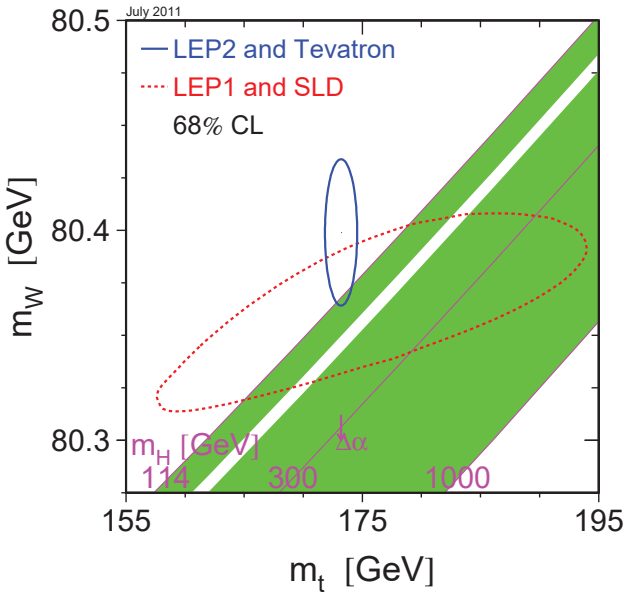


FIGURE 1.10 – Contraintes sur la masse du Higgs en fonction de la masse du top et de celle du W[4]

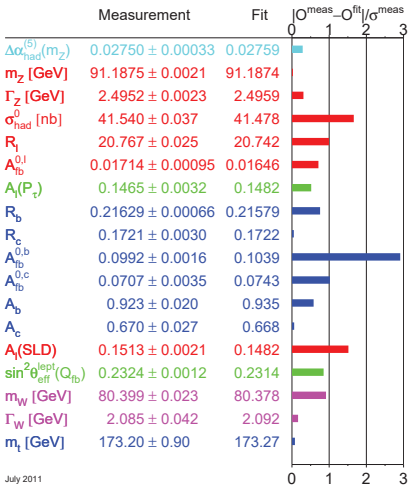


FIGURE 1.11 – Pour les observables utilisées dans l'ajustement du Modèle Standard, écart entre la valeur mesurée et celle prédite par l'ajustement[4]

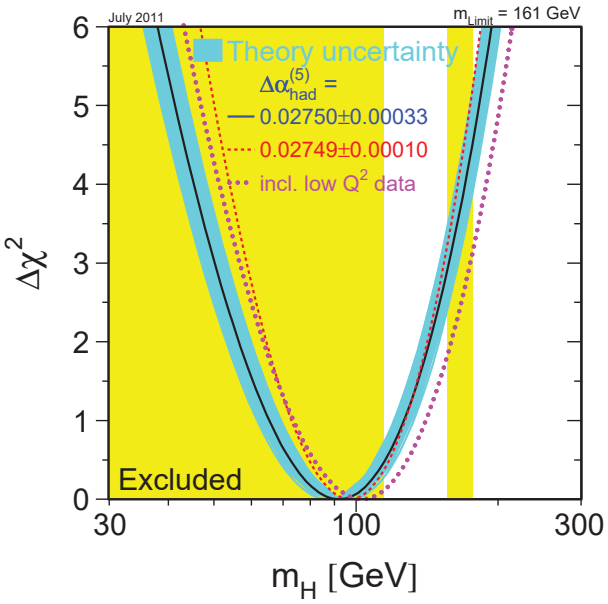


FIGURE 1.12 – $\chi^2 - \chi^2_{min}$ de l'ajustement du modèle standard en fonction de la masse du boson de Higgs[4]

1.2.3 La recherche du Boson de Higgs

La recherche du boson de Higgs consiste à rechercher les produits de la désintégration du boson de Higgs dans un canal donné, en espérant observer un excès d'événements par rapport au bruit de fond.

Les canaux utilisés sont les suivants :

- à haute masse du boson de Higgs il est possible de chercher sa désintégration en $t\bar{t}$.
- le canal $H \to ZZ$. Ce canal regroupe plusieurs états finaux. L'état le plus propre est celui où chacun des deux Z se désintègre en deux électrons ou deux muons. L'intérêt de cet état final est qu'il est possible de reconstruire très proprement les quatre particules. D'autres états finaux sont utilisables, comme les canaux, $H \to ZZ \to 2l2\tau$, $H \to ZZ \to 2l2\nu$ et $H \to ZZ \to 2l2jets$ (ici $l = \mu$ ou e). Lorsque la masse du boson de Higgs est inférieure à $2M_Z$, il devient peu probable que le boson de Higgs puisse se désintégrer en deux Z, le rapport d'embranchement du H en deux Z devient alors faible. Seul le canal $H \to ZZ \to 4l$ reste utilisable pour ces masses (son état final est bien reconstruit et le bruit de fond est faible).
- le canal $H \to WW$ est utilisé avec l'état final $H \to WW \to ll\nu\nu$ (avec ici encore $l = \mu$ ou e). Le rapport de branchement reste relativement grand en dessous de $2M_W$, ce canal est donc utilisé à basse et à haute masse du boson de Higgs. Bien que l'état final ne soit pas complètement reconstruit (les deux neutrinos échappent au détecteur) c'est le canal le plus performant à masse intermédiaire (autour de 160 GeV/c^2)
- le canal $H \to b\bar{b}$: ce canal présente le plus grand rapport de branchement pour les basses masses du boson de Higgs mais il est difficile de reconnaître dans les données, les jets issus d'un b. De plus le nombre d'événements dijet créés par des collisions de protons est très grand : il est donc difficile de distinguer le signal du bruit de fond. Pour remédier à cela, on utilise le mode de production du boson de Higgs associé à un boson vecteur.
- le canal $H \to \tau\tau$: l'inconvénient de ce canal est la difficulté de la reconstruction des τ. En effet, les τ n'est sont pas stables et se désintègrent soit en un $e + 2\nu$, $\mu + 2\nu$ ou en hadrons : on doit donc raisonner en tenant compte de l'énergie emportée par les neutrinos, qui n'est pas détectée.
- le canal $H \to \gamma\gamma$: à basse masse, c'est le canal qui donne l'état final le plus clair, en effet on peut reconstruire les deux photons et donc observer un pic sur la distribution de la masse invariante des deux photons. L'inconvénient de ce canal est le fait que le rapport d'embranchement est petit (de l'ordre de quelques pour mille), la quantité de signal attendu va donc être faible.

Le canal de désintégration de boson de Higgs en deux photons joue donc un rôle important dans la zone de masses du boson de Higgs qui n'est pas encore exclue par les expériences du LHC. Ce canal sera plus particulièrement étudié dans la suite de cette thèse. Nous verrons d'abord comment les photons sont détectés et reconstruits.

Une possibilité de mieux identifier les photons à l'aide d'un réseau de neurones sera ensuite étudiée et, enfin, nous verrons comment utiliser cette meilleure identification pour améliorer l'analyse cherchant le boson de Higgs en deux photons.

Chapitre 2

Le LHC et le détecteur CMS

Sommaire

2.1 Le LHC 21
2.1.1 Des collisions à une énergie jamais atteinte. 21
2.1.2 Description rapide du LHC. 22
2.1.3 Le faisceau du LHC 23
2.1.4 Les expériences installées sur l'anneau du LHC 28
2.2 Le détecteur CMS 28
2.2.1 Composition du détecteur 30
2.2.2 Le trajectographe 32
2.2.3 Le calorimètre électromagnétique ECAL. 32
2.2.4 Le calorimètre hadronique HCAL. 33
2.2.5 Le système de déclenchement. 35
2.3 Le calorimètre électromagnétique (ECAL) 36
2.3.1 Principe : 37
2.3.2 La géométrie du calorimètre électromagnétique. 39
2.3.3 L'électronique de ECAL 40

2.1 Le LHC

Le LHC est un collisionneur de particules construit par le CERN [1] dans la région de Genève, qui a été mis en service à la fin de l'année 2009.

2.1.1 Des collisions à une énergie jamais atteinte.

Le but d'un collisionneur de particules est de sonder les lois fondamentales de la physique ainsi que les constituants de la matière en produisant des collisions de particules. La caractéristique la plus importante d'un collisionneur est l'énergie dégagée par la collision. En effet, plus cette énergie est grande, plus il sera possible de produire des particules massives et de sonder la matière au plus petites échelles de distance.

Le LHC est le collisionneur le plus puissant jamais construit : il permet actuellement d'atteindre une énergie dans le centre de masse de 7 TeV et devrait atteindre

1. Le CERN (l'organisation européenne pour la recherche nucléaire) est une organisation fondée par des pays européens en 1954 afin de mutualiser les moyens de recherche en physique des particules

14 TeV à partir de 2014. Cette énergie de 7 TeV est suffisante pour produire le boson Higgs et elle pourrait permettre de découvrir la signature de la présence de physique au delà du Modèle Standard. Le LHC est un collisionneur circulaire d'environ 27 km de circonférence qui produit des collisions entre protons : il est appelé le Large Hadron Collider (en français, le grand collisionneur de hadrons).

Dans un accélérateur circulaire, il est possible d'accélérer les particules à chaque tour, on peut ainsi leur faire atteindre de grandes énergies. La limitation sur cette énergie est le rayonnement synchrotron : en effet, du fait de leur trajectoire circulaire, les particules subissent une accélération et vont donc émettre un rayonnement appelé rayonnement synchrotron. La quantité d'énergie perdue par ce rayonnement à chaque tour de l'accélérateur est : $\Delta E \propto \frac{E^4}{m^4 R}$. Lorsque l'énergie des particules augmente, l'énergie ΔE rayonnée à chaque tour finit par être égale à l'énergie que l'on peut fournir à la particule en l'accélérant : un accélérateur circulaire ne peux donc dépasser une certaine énergie.Comme la masse des particules utilisées et comme le rayon de l'accélérateur permettent de diminuer ΔE, on a donc intérêt à construire un accélérateur avec le plus grand rayon possible et d'utiliser les particules les plus massives possible. C'est pourquoi les collisionneurs circulaires utilisant des protons permettent d'atteindre des énergie supérieures à celles des collisionneurs électron/positron. Le choix d'accélérer des protons et la grande taille du LHC jouent donc un rôle important dans la grande énergie obtenue lors des collisions.

Une autre caractéristique du LHC est l'utilisation d'aimants supraconducteurs : compte tenu du rayon de courbure du LHC, le champ magnétique à atteindre pour dévier les particules, afin qu'elles restent dans l'accélérateur,est de 8.33 Tesla. Comme il n'est pas possible d'atteindre cette valeur avec des aimants conventionnels, les dipôles utilisés dans le LHC sont composés d'aimants supraconducteurs. Il est nécessaire de refroidir ces aimants à 1.9K (soit -271.2°C). Ces derniers sont refroidis en deux étapes, d'abord à 80 K à l'aide d'azote liquide puis à 1.9 K avec de l'hélium liquide.

2.1.2 Description rapide du LHC.

Le LHC est constitué de deux accélérateurs de particules qui accélèrent les protons dans deux sens opposés et se croisent en quatre points d'interaction où ont lieu les collisions. Le LHC n'est pas exactement circulaire, il est composé d'une alternance de huit arcs et de huit sections droites dans lesquelles se trouvent les expériences de physique ainsi que les cavités accélératrices et les dispositifs de nettoyage ou d'éjection du faisceau (cf figure 2.1). On appelle un octant du LHC la zone recouvrant une section droite et les deux demi-arcs contigües à celle-ci. Le LHC contient 1232 dipôles, 520 quadripôles, 2×1232 sextupôles et 1232 octupôles. Les aimants dipôlaires courbent la trajectoire des protons ; les quadripôles servent à focaliser le faisceau de particules, et enfin les sextupôles et octupôles servent à corriger le faisceau.

Le LHC n'est pas un accélérateur isolé : il est intégré au complexe d'accélérateurs du CERN. Les protons sont successivement accélérés dans le LINAC2, dans le

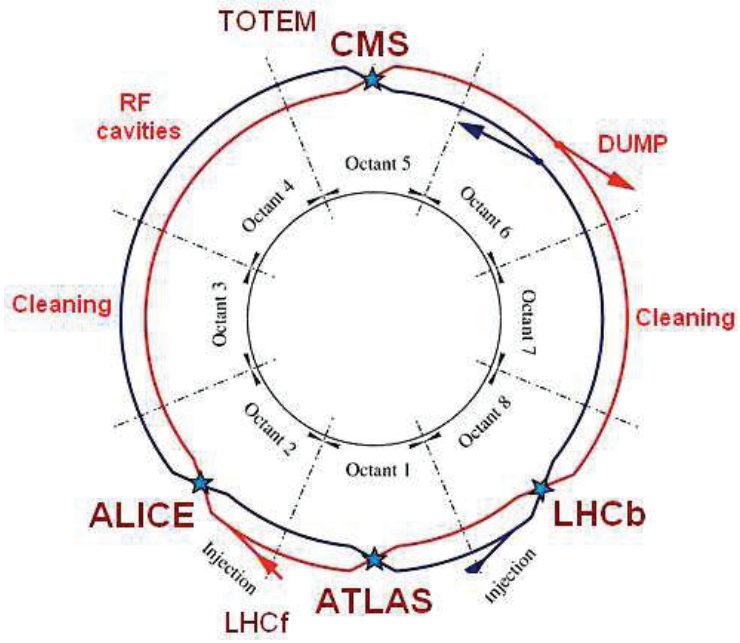


FIGURE 2.1 – Schéma représentant l'utilisation de chacun des secteurs des huit octants du LHC.

BOOSTER, le PS, le SPS et enfin sont injectés dans le LHC. L'utilisation de cette chaîne d'accélérateurs permet de moduler la structure du faisceau. Les photons injectés le sont à l'énergie du SPS, c'est à dire à 450 GeV puis accélérés à l'énergie voulue (7 TeV en 2011). Une fois les paramètres du faisceau optimisés, les collisions peuvent commencer ... Comme la qualité du faisceau se dégrade avec le temps, il est nécessaire de renouveler celui-ci : le faisceau est alors éjecté sur un bloc de graphite, qui absorbe son énergie (celle-ci est équivalente à l'énergie d'un TGV lancé à 150km/h [21]).

2.1.3 Le faisceau du LHC

Les protons constituant le faisceau du LHC sont regroupés en paquets ; chaque paquet contient environ 10^{11} protons de manière nominale. L'intervalle entre deux paquets est de 25 ns soit 7.5 mètres environ : on pourrait donc injecter sur les 27 km du LHC environ 3500 paquets. En réalité seulement 2808 paquets sont injectés, ils sont disposés en trains de paquets, un espace vide étant laissé entre les trains de paquets. Cet espace permet de laisser des temps morts sans collision pendant lesquels les expériences peuvent effectuer des séquences de calibration et mesurer le bruit de fond instrumental. L'ensemble des paquets de protons et d'espace vide du faisceau s'appelle une orbite. En 2011, l'espace entre 2 paquets de protons était de 50 ns et le nombre de paquets utilisés a augmenté progressivement jusqu'à 1380 (environ la moitié de la valeur prévue pour 25ns). Un exemple de disposition des

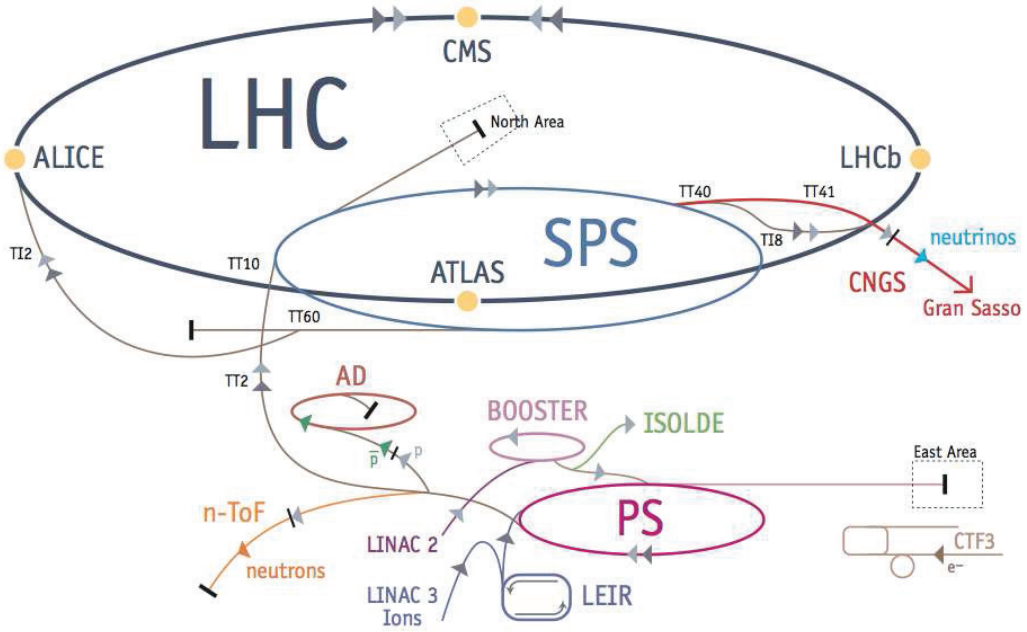


FIGURE 2.2 – Schéma représentant le complexe des accélérateurs du CERN

paquets est représenté dans la figure 2.3.

La luminosité instantanée se calcule, à chaque point d'interaction, à l'aide de la formule suivante :

$$\mathcal{L} = \frac{N^2 \nu_{orbite} N_b}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \tag{2.1}$$

avec le N le nombre de protons dans un paquet, ν_{orbite}le nombre de tours que fait le faisceau par seconde, N_b le nombre de paquets entrant en collision au point d'interaction et enfin σ_x et σ_y l'étalement du faisceau sur les directions x et y perpendiculaires à la direction du faisceau ($2\pi\sigma_x\sigma_y$ représente donc l'aire de la section du faisceau). Dans cette formule, l'influence de l'angle de croisement entre les faisceaux est négligée.

Tous les protons d'un même paquet ne suivent pas la même trajectoire. Par exemple, les protons à la périphérie d'un paquet ne "voient" pas le même champ magnétique qu'un proton au centre du paquet. Cet effet a pour conséquence que les tailles des paquets σ_x et σ_y oscillent entre une valeur minimale et maximale : les trajectoires de chacun des protons sont contenues dans l'enveloppe ainsi définie (cf figure 2.4). Pour avoir la plus grande luminosité instantanée possible, il est nécessaire de régler l'optique de l'accélérateur pour que la taille de faisceau soit minimale au niveau du point d'interaction. Ceci s'appelle le "squeeze" du faisceau, il est décrit par un paramètre β^*. La taille de la section du faisceau se calcule à partir de ce

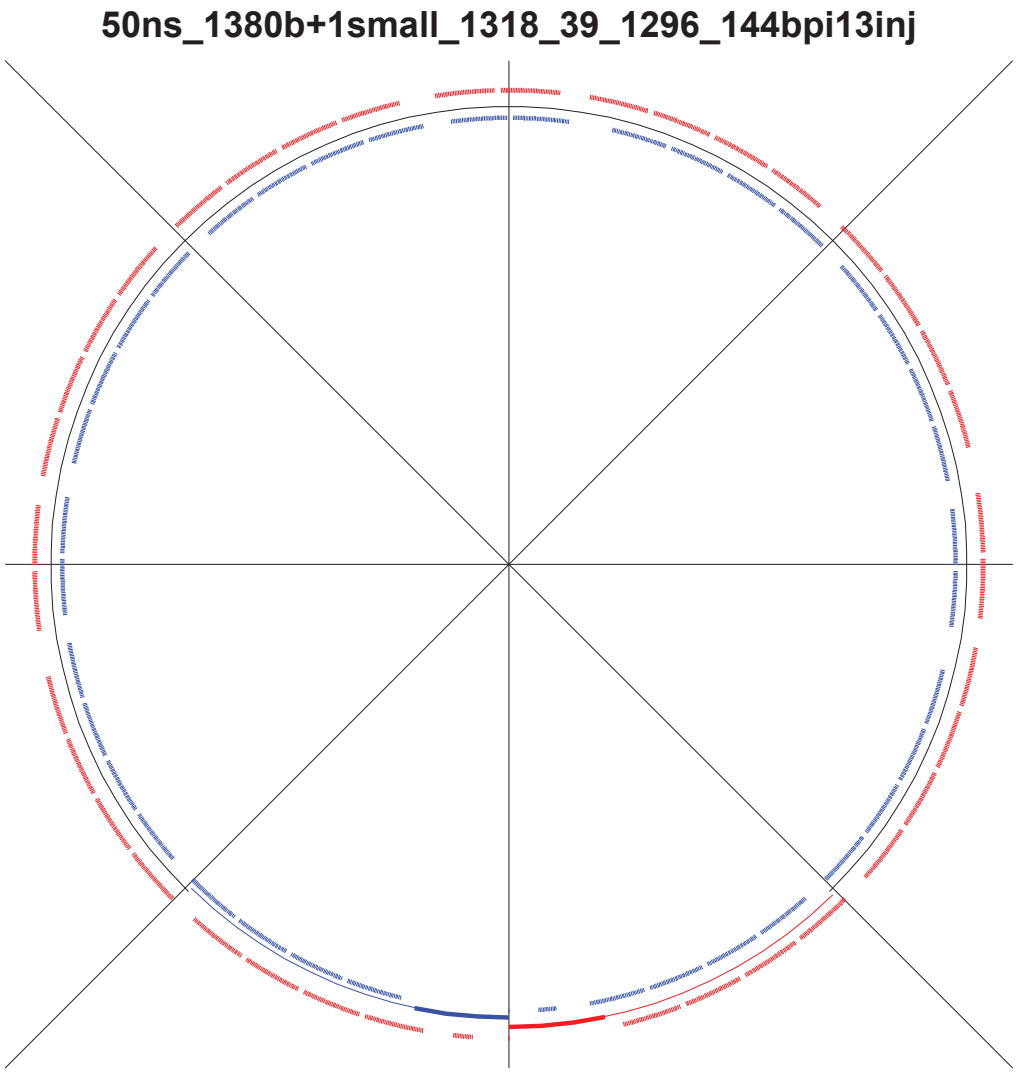


FIGURE 2.3 – Exemple de la disposition des paquets de protons pour une configuration de remplissage du LHC donnée (50ns_1380b+1small_1318_39_1296_144bpi13inj)

paramètre avec la formule :

$$\sigma_x \sigma_y = \beta^* \varepsilon \tag{2.2}$$

ε est l'émittance transverse, elle est reliée à l'émittance transverse normalisée ε_N à l'aide de la formule suivante : $\varepsilon = \varepsilon_N / \gamma$.

On peut donc réécrire la luminosité instantanée comme suit :

$$\mathcal{L} = \frac{N^2 \nu_{orbite} N_b}{4\pi \beta^* \varepsilon} \tag{2.3}$$

L'avantage de cette formule est que les paramètres β^* et ε_N font partie du réglage du faisceau : on peut donc calculer la luminosité instantanée à l'aide de cette formule et des réglages choisis.

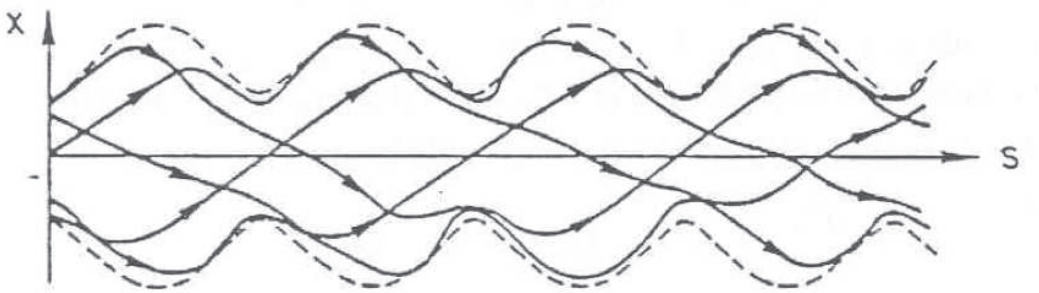


FIGURE 2.4 – Représentation de la taille du faisceau en fonction de la position du déplacement le long de l'accélateur

Par exemple, le remplissage du LHC numéro 2005 ("fill n°2005") avait les paramètres suivants :

- nombre de protons par paquets : $N = 1.6 \times 10^{11}$.
- nombre d'orbites par seconde : $\nu_{orbite} = 11245$ Hz.
- emittance normalisée $\varepsilon_N = 3\mu m$, comme l'énergie d'un proton est 3.5TeV on a $\gamma = 3500/0.938 = 3730$ ce qui donne $\varepsilon = 3.0 \times 10^{-7}$.

Au point 5, le point d'interaction où se trouve le détecteur CMS, on a :

- nombre de paquets entrant en collision $N_b = 1317$
- β^* du faisceau = 1.5 m.

On calcule donc

$$\mathcal{L} = \frac{\left(1.6 \times 10^{11}\right)^2 \times 11245 \times 1317}{4\pi \times 1.5 \times 3.0 \times 10^{-7}} = 1.05 \times 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$$

Cette valeur est comparable à luminosité instantanée moyenne de ce remplissage qui est autour de $1.1 \times 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$ (cf figure 2.5).

La formule décrite précédemment donne l'ordre de grandeur de la luminosité mais n'est pas précise. Chacune des expériences du LHC mesure donc la luminosité

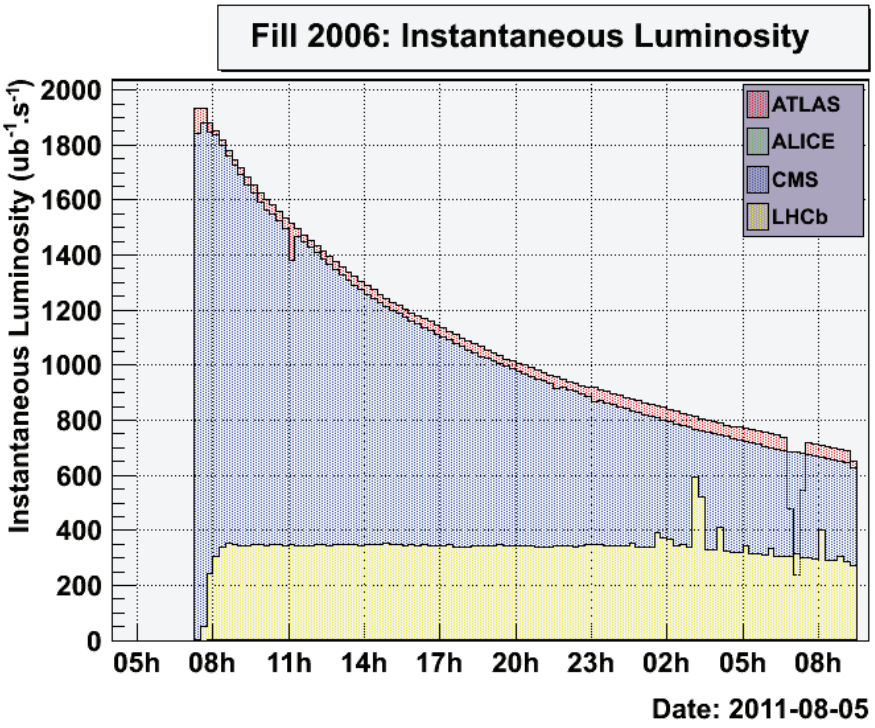


FIGURE 2.5 – Evolution en fonction du temps de la luminosité mesurée par les 4 expériences du LHC.

qui lui est délivrée. Ces mesures sont étalonnées à intervalle de temps régulier à l'aide de balayages de Van der Meer. Un balayage de Van der Meer est une méthode qui permet de mesurer la densité de proton selon x et y et donc de calculer directement les σ_x et σ_y de l'équation 2.1. Les autres paramètres de cette équation étant connus précisément, on en déduit alors la luminosité au point d'interaction étudié. L'expérience installée à ce point peut alors comparer cette mesure avec la sienne.

La luminosité nominale du LHC est $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$. Cette grande luminosité instantanée permet au LHC d'accumuler un grand volume de données qui peuvent ainsi être utilisée pour détecter des processus rares de nouvelle physique. Elle impose cependant de grande contraintes aux expériences :

- l'espace de 25ns entre deux paquets de protons signifie qu'il y aura en moyenne 40 millions de croisements de paquets chaque seconde. Comme aucune expérience ne peut enregistrer un nombre si important d'événements, celles-ci doivent être dotées de systèmes de déclenchement très performants, capables de décider de conserver ou non un événement en 25ns.
- la luminosité instantanée de $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ répartie sur 2800 paquets donne une luminosité intégrée sur un croisement de paquets de $\frac{10^{34}}{2800 \times 11245} \approx 3 \times 10^{26} cm^{-2}$. Comme la section efficace d'interaction entre deux protons est 71mb soit $71 \times 10^{-27} cm^2$, le nombre moyen d'interactions attendu à chaque croisement de paquets est $3 \times 10^{26} \times 71 \times 10^{-27} = 21$ interactions. Lorsqu'un événement est enregistré, le détecteur doit être capable de reconstruire l'interaction intéressante parmi une vingtaine d'autres interactions.
- une grande quantité de particules par unité de temps va traverser les détecteurs : ceux-ci doivent donc être résistants à la radioactivité et être suffisamment rapide pour distinguer les particules issues de deux collisions successives.

2.1.4 Les expériences installées sur l'anneau du LHC

Les faisceaux du LHC entrent en collision en quatre points : en chacun de ces points est installée une expérience de physique (cf figure 2.6). Les quatre expériences principales sont ALICE, ATLAS, LHCb et CMS. L'expérience ALICE est conçue pour étudier les collisions d'ions lourds que peut produire le LHC. LHCb étudie la violation de la symétrie CP à l'aide des mésons beaux. Les expériences ATLAS et CMS sont des expériences généralistes.

2.2 Le détecteur CMS

L'expérience CMS est l'une des deux expériences de physique généraliste installées sur le LHC. Dans le but de rechercher une nouvelle physique (dont on ne connaît pas encore les caractéristiques), elles couvrent le plus d'espace possible autour du point de collision ; elles tentent de détecter et de mesurer les caractéristiques du plus grand nombre possible de particules connues et les caractéristiques d'une

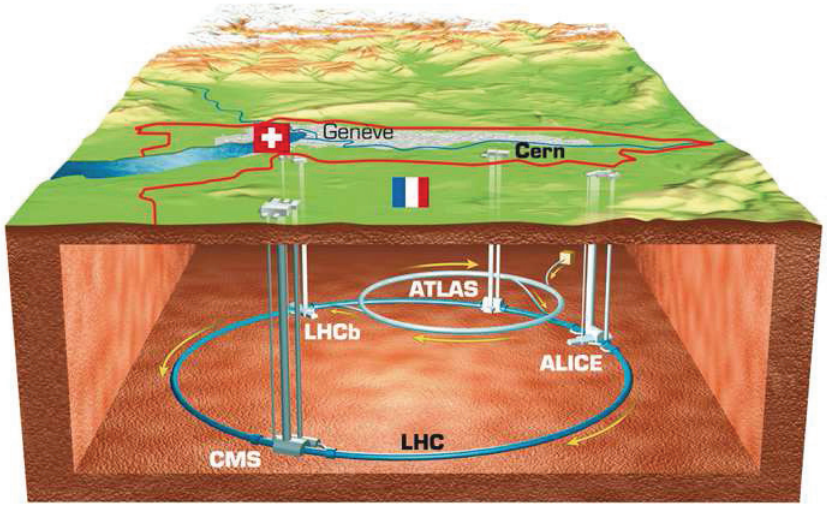


FIGURE 2.6 – Les LHC et les quatre expériences principales installées au points d'interaction du LHC.

variété d'états finaux la large possible afin de ne passer à côté d'aucune physique nouvelle..

Le détecteur est aussi conçu en tenant compte des contraires imposées par le LHC :

- le nombre important de collisions impose une réponse rapide du détecteur et un système de déclenchement performant pour sélectionner les événements utiles.
- le détecteur doit posséder une grande granularité afin de pouvoir séparer le grand nombre de particules produites à chaque collision, en particulier à cause de l'empilement.
- le détecteur et en particulier son électronique doit être conçu pour résister à la grande dose de radiations reçue pendant l'exploitation du LHC.

Système de coordonnées

Dans la suite de cette thèse, on utilisera un système de cordonnées dont l'origine est placée au centre de CMS. L'axe $\vec{z}$ de ce système est parallèle au faisceau et pointe vers le Jura, l'axe $\vec{x}$ pointe vers le centre du LHC et l'axe $\vec{y}$ est choisi afin d'avoir un repère direct (cf figure 2.7). On utilisera aussi très souvent les coordonnées sphériques. Celles-ci sont définies de la manière suivante : soit un vecteur $\vec{p}$, θ représente l'angle entre ce vecteur et la direction $\vec{z}$, il est appelé l'angle polaire. On appellera p_t la composante transverse de ce vecteur, c'est à dire sa projection dans le plan xy. ϕ s'appelle l'angle azimutal, c'est l'angle entre la direction de l'axe x et la projection du vecteur position dans le plan transverse. On utilise souvent à la place de l'angle

θ la pseudorapidité η avec $\eta = -ln(tan(\theta/2)$: cette grandeur est égale à la rapidité selon z pour les particules pseudorelativistes (c'est à dire si $pc \gg mc^2$).

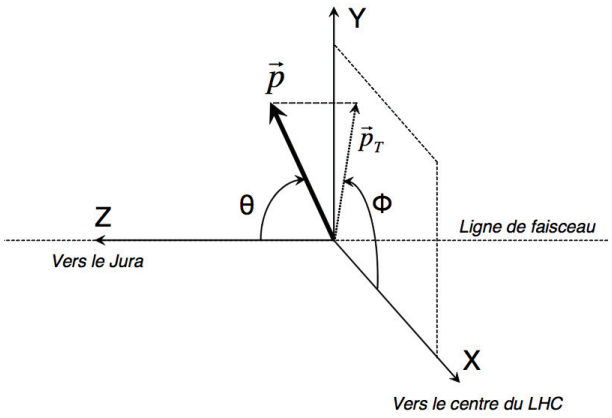


FIGURE 2.7 – Schéma du système de coordonnées utilisé dans le détecteur CMS

2.2.1 Composition du détecteur

CMS est composé de trois grandes parties :

- une partie cylindrique avec comme axe de révolution le faisceau du LHC, cette partie s'appelle le tonneau (barrel en anglais)
- deux bouchons (endcaps en anglais) qui ferment le cylindre.

Cette géométrie permet d'occuper un grand angle solide autour du point d'interaction, on la retrouve pour tous les sous détecteurs composant CMS.

Le détecteur CMS est composé d'un trajectographe et de deux calorimètres, l'un électromagnétique, l'autre hadronique, placés à l'intérieur d'un aimant solénoïde. A l'extérieur de l'aimant, est placé un dispositif en fer pour le retour de champ, intercalé avec des chambres à muons. Le nom du détecteur, "Compact Muon Solenoïd" a été choisi en référence à ces caractéristiques, il est représenté sur la figure 2.8.

2.2.1.1 L'aimant solénoïde

L'aimant de CMS est le plus grand aimant supraconducteur jamais construit : il mesure 12.9 mètres de long pour un diamètre de 5.9 mètres et produit un champ magnétique de 3.8 Tesla. Il est refroidi à 4.2 K grâce à de l'azote liquide. Sa grande taille lui permet de contenir le trajectographe, et les calorimètres, ce qui a pour intérêt de limiter la matière traversée par les particules avant que celles-ci soit mesurées dans ces sous-détecteurs. L'aimant est entouré d'un dispositif de retour de champ en fer qui est l'essentiel de la masse de CMS.

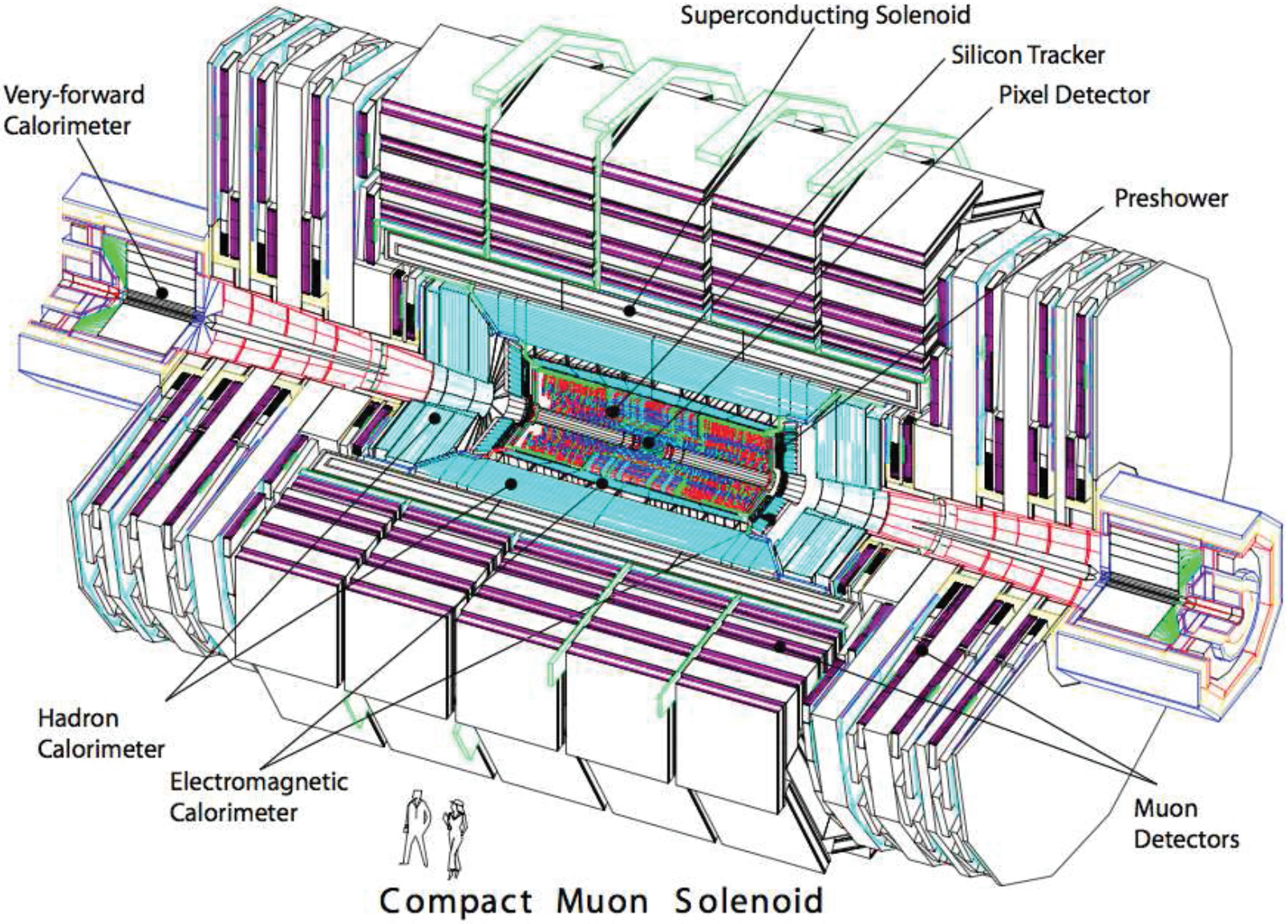


FIGURE 2.8 – Schéma du détecteur CMS

2.2.2 Le trajectographe

Son rôle est de détecter les traces des particules chargées et de mesurer leur impulsion. Il reconstruit les traces des particules avec une efficacité de plus de 99% pour les traces des muons et plus de 80 % pour les hadrons chargés d'impulsion transverse supérieure à 10 GeV/c [13, 15]. Il permet de mesurer l'impulsion transverse des traces grâce à leur courbure dans le champ magnétique. La résolution sur l'impulsion transverse d'une trace est de 1 à 2 % dans la partie centrale du détecteur ([2]).

Comme la densité de traces est d'autant plus grande que l'on s'approche du point d'interaction, la granularité du trajectographe estplus grande près du point d'interaction. Il donc est composé de trois parties (cf figure 2.9) :

- la partie la plus externe (TOB et TEC) est composée de pistes de silicium de 25cm $\times$ 180μm.
- la partie intermédiaire (TIB et TID) est composée de pistes de silicium de 10cm $\times$ 80μm.
- la partie la plus interne (le PIXEL) est composée de pixels de 100$\mu m\times$ 150μm

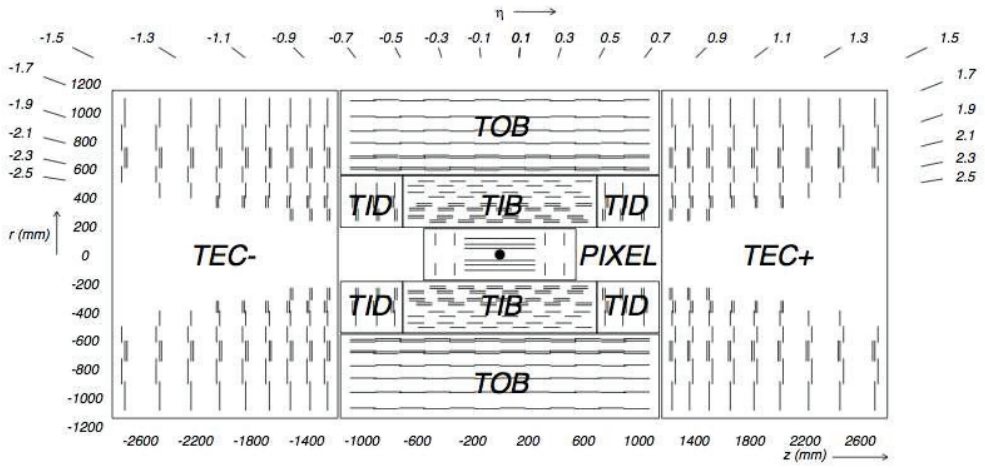


FIGURE 2.9 – Structure interne du trajectographe.

Une bonne reconstruction des traces et une bonne granularité permettent de reconstruire avec précision les vertex de l'interaction principale et ceux de l'empilement. Elles sont aussi utilisées pour reconnaître les jets issus de l'hadronisation d'un quark b, ou pour reconstruire les photons qui se convertissent dans le trajectographe.

2.2.3 Le calorimètre électromagnétique ECAL.

Il détecte les électrons et les photons et mesure leur énergie.

2.2.4 Le calorimètre hadronique HCAL.

Son rôle est de détecter les hadrons et de mesurer leur énergie. C'est un calorimètre à échantillonnage. Il est formé de trois parties (cf figure 2.10) :

- la première est composée de plaques absorbantes en laiton, entre lesquelles sont placées des tuiles de scintillateur. La lumière de scintillation est transportée par des fibre optiques jusqu'à des photodiodes. Cette partie est présente dans le tonneau (HB) et les bouchons (HE)
- une deuxième partie est composée d'un scintillateur placé derrière l'aimant de CMS qui est utilisé comme un absorbeur. Il permet de détecter la partie des gerbes qui a échappé à HB. Il permet de porter l'épaisseur du HCAL dans le tonneau à 10 longueurs d'interaction.
- à η entre 3 et 5, le HCAL est complété par le HF (Hadron Forward), qui est composé d'acier transpercé de fibres de quartz. Ici, l'acier joue le rôle d'absorbeur et le quartz joue le rôle de scintillateur. La proximité du HF du faisceau lui fait subir une grande irradiation, d'où le choix d'utiliser du quartz qui est plus résistant aux radiations que les scintillateurs en plastique. Le HF contient des fibres longues et des fibres courtes. Cette structure lui permet de distinguer l'énergie électromagnétique de l'énergie hadronique (en effet, les gerbes hadroniques et électromagnétiques dans l'acier n'ont pas la même longueur). Le HF permet aussi de mesurer la luminosité instantanée délivrée au point d'interaction de CMS.

La grande herméticité du HCAL (il couvre l'espace jusqu'à $|\eta| = 5$ permet de mesurer l'énergie transverse manquante.

2.2.4.1 Les chambres à muons.

Les muons font partie de l'état final de nombreux processus de physique qui sont recherché par CMS comme par exemple la désintégration du boson de Higgs en quatre leptons. C'est pourquoi un effort particulier a été porté sur la détection des muons et la résolution sur leur énergie. Pour cela, le détecteur CMS utilise un grand champ magnétique et mesure l'impulsion des muons à la fois dans le trajectographe et dans les chambres à muons. Ceci permet de contraindre la trajectoire des muons et donc d'augmenter leur résolution sur leur impulsion (cf figure 2.11).

Les chambres à muons sont intercalées avec le fer du retour de champ (cf figure 2.12). Ce sont des DT (Drift Tube) dans le tonneau, des CSC (Cathod Strip Chamber) dans les bouchons, les CSC étant plus résistantes au grand nombre de muons et de bruit de fond traversant les bouchons. Des RPC (Resistives Plate Chambers) sont aussi placées dans le tonneau et dans les bouchons. Leur résolution en position est inférieure à celle des DT et CSC, mais leur réponse rapide les rend utiles pour le système de déclenchement et donne une mesure des temps d'arrivée du muon indépendante de celle des DT et CSC, ce qui aide à assigner le bon croisement de faisceau au muon.

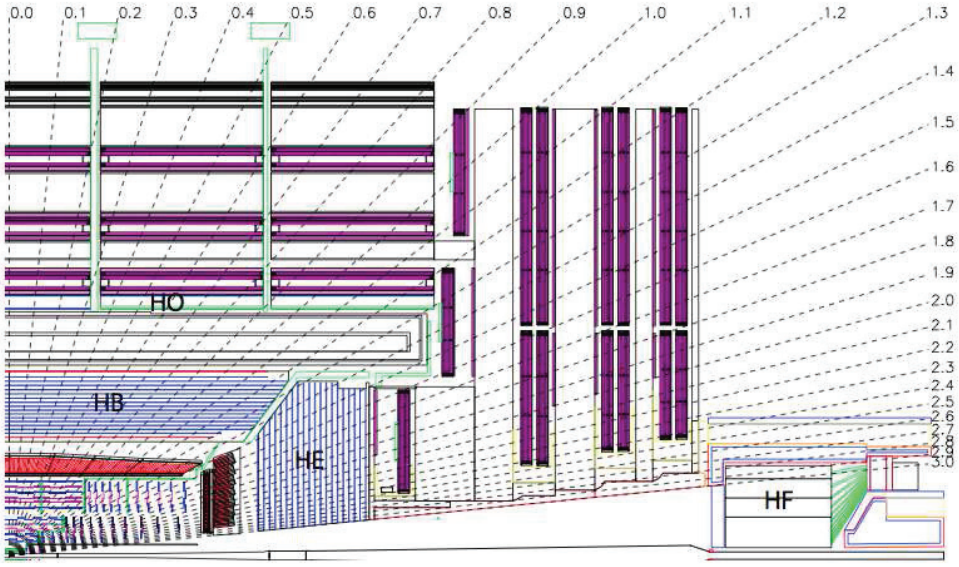


FIGURE 2.10 – Coupe longitudinale du détecteur CMS, permettant de situer les différentes parties du HCAL.

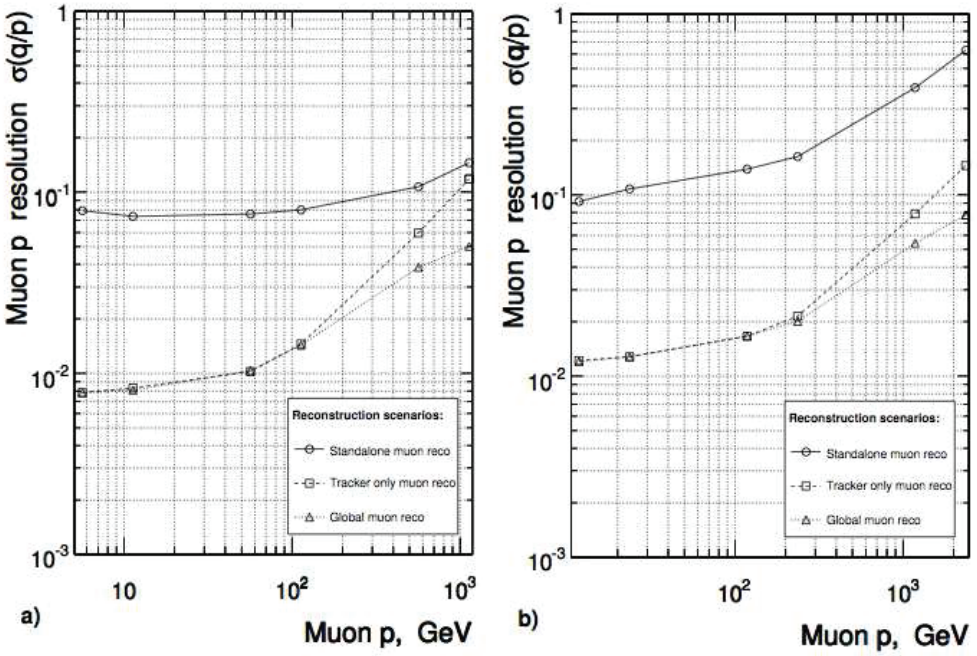


FIGURE 2.11 – Résolution sur l'impulsion des muons en fonction de leur impulsion, lorsqu'il sont reconstruits seulement à l'aide du trajectographe, seulement à l'aide des chambres à muons seul, et avec la combinaison des deux.

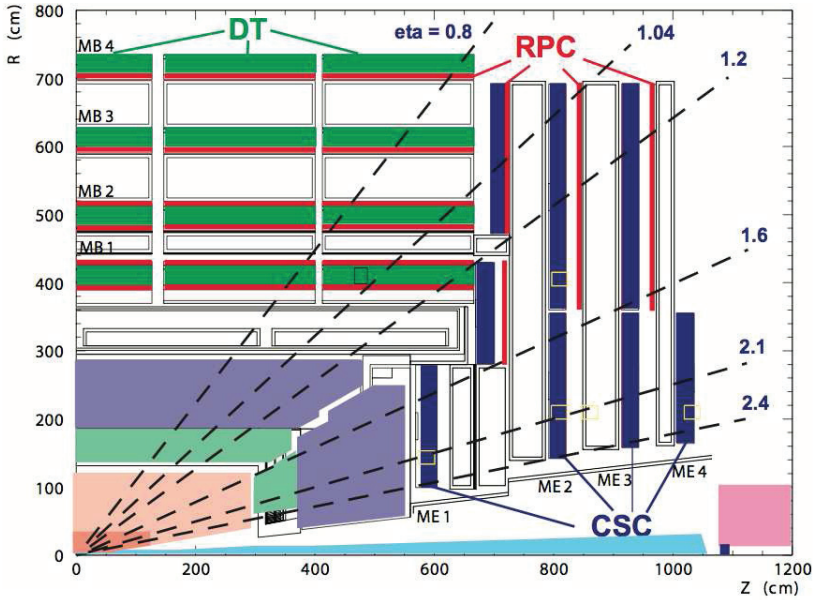


FIGURE 2.12 – Coupe transverse d'une partie du détecteur CMS qui montre la position des différentes chambres à muons dans le détecteur.

2.2.5 Le système de déclenchement.

Le système de déclenchement est un ensemble de cartes électroniques et de calculateurs. Son rôle est de distinguer les événements utiles pour les analyses de physique, des événements constitués par les interactions proton-proton périphériques. Il doit être capable de décider 40 millions de fois pas seconde si un événement doit être conservé ou non. Pour cela, il est composé de deux niveaux :

- **La sélection de niveau 1 (L1)**
  Contrairement aux interactions entre protons de basse énergie, les événements utiles vont produire des particules énergétiques dans des directions éloignées de celle du faisceau, ces événements sont donc caractérisés par un grand dépôt d'énergie transverse dans les calorimètres. La présence de muons est aussi caractéristique des événements utiles. Pour permettre une prise de décision rapide, des cartes électroniques spéciales calculent une information grossière à partir des calorimètres et des chambres à muons. Cette information est utilisée par un calculateur pour prendre la décision de garder ou non un événement. Le niveau 1 permet de passer d'un taux d'événements de 40MHz à un taux de 100 kHz.
- **La sélection de niveau supérieur (HLT)**
  Son rôle est de sélectionner les événements qui seront sauvegardés pour être analysés. Il est composé d'une ferme de calculateurs qui reconstruit les particules composant les événements. Cette reconstruction est voulue la plus proche

possible de celle qui est utilisée plus tard pour analyser les événements. Elle est cependant simplifiée : par exemple, seules les traces les plus énergétiques sont reconstruites, les algorithmes de reconstruction des traces consommant beaucoup de ressources donc de temps. Il regarde si un événement passe un certain nombre de chemins prédéfinis. Par exemple, cela peut être : "l'événement contient deux photons avec une impulsion traverse de 20 GeV/c" ou "l'événement contient un électron insolé d'impulsion transverse 40 GeV/c". L'ensemble des voies utilisés s'appelle le menu de système du déclenchement. Un événement est conservé s'il passe l'un de ces chemins.

2.3 Le calorimètre électromagnétique (ECAL)

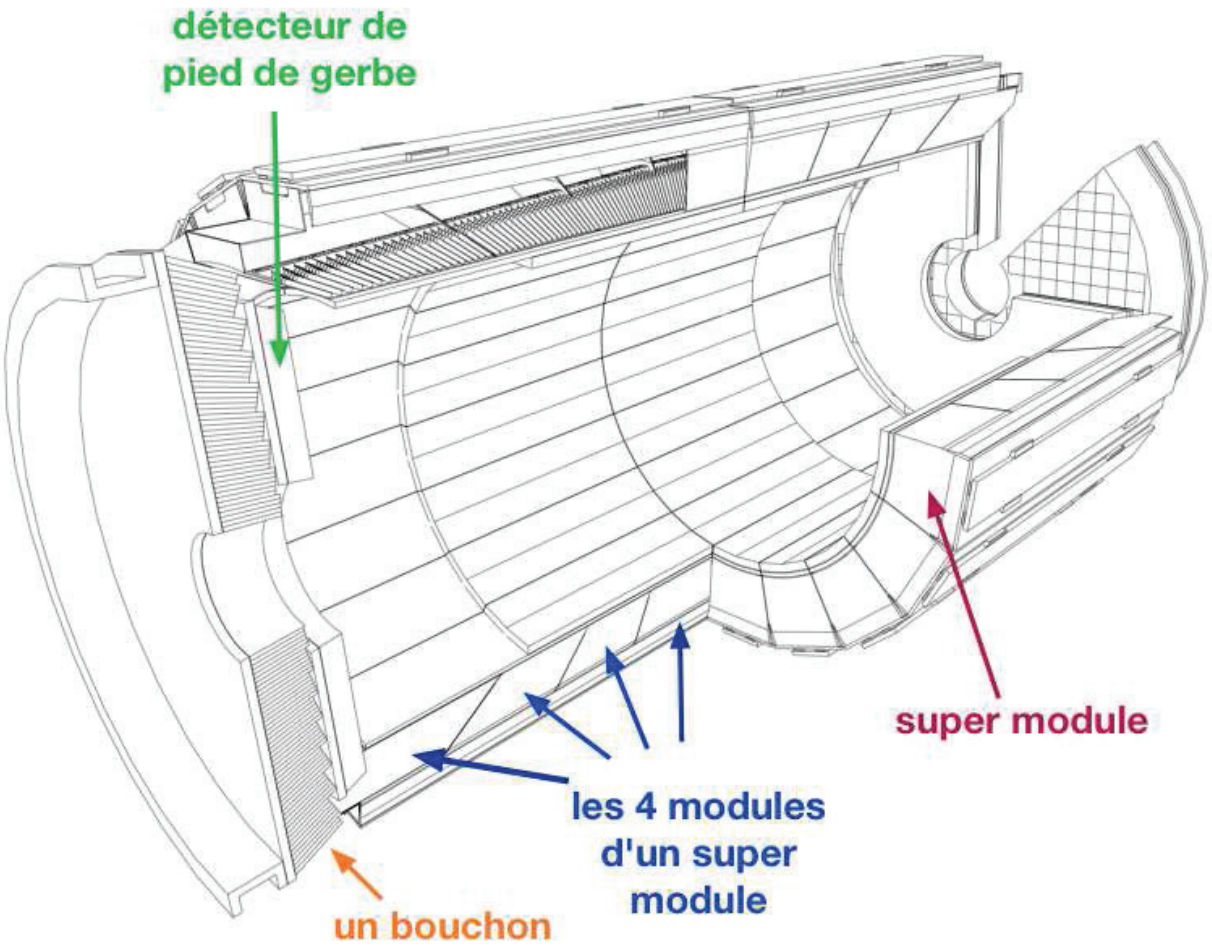


FIGURE 2.13 – Vue éclatée de ECAL

2.3.1 Principe :

Le calorimètre électromagnétique de CMS est composé de cristaux de tungstate de plomb ($PbWO_4$). C'est un calorimètre homogène car la gerbe se développe complètement dans le milieu sensible. Cette caractéristique permet d'obtenir une excellente résolution en énergie.

Lorqu'un photon ou un électron arrive dans un milieu dense, il interagit avec ce milieu : pour des photons de 10 MeV environ, leur interaction avec la matière se fait principalement par création de paire électron-positron (cf figure 2.15). Les électrons, quant à eux, interagissent principalement dans cette gamme d'énergie par l'émission d'un photon de bremsstrahlung (cf figure 2.14). Lorsqu'un électron arrive dans un matériau dense, il émet un photon par bremsstrahlung au bout d'un trajet d'une longueur moyenne X_0, où X_0 est la longueur d'interaction. Le photon peut ensuite se convertir en une paire électron/positron et ainsi de suite ... Le nombre de particules augmente donc exponentiellement à mesure du développement de la gerbe dans le matériau (ceci est schématisé sur la figure 2.16). L'énergie des particules de la gerbe diminue au fur et à mesure du développement ce celle-ci, elle finit par atteindre une énergie critique. Au dessous de cette énergie critique, les électrons vont interagir en entrant en collision avec les atomes et les molécules des matériaux, déposant ainsi leur énergie sous forme d'ionisation ou d'excitation thermique. Les photons perdent leur énergie par effets Compton et photoélectrique. Le développement de la gerbe va donc s'arrêter.

Le matériau utilisé pour construire le calorimètre électromagnétique est un cristal de tungstate de plomb ($PbWO_4$). Le réseau cristallin du tungstate de plomb absorbe l'énergie de la gerbe et la re-émet sous forme de lumière de scintillation. Ce matériau comporte plusieurs avantages :

- la longueur d'interaction X_0 des photons et des électrons dans ce cristal est égale à 0.89 cm. Ce petit X_0 permet au calorimètre d'être compact et donc de tenir dans l'aimant de CMS.
- son rayon de Molière est de 2.19 cm. Le rayon de Molière mesure la taille transverse de la gerbe. La petitesse du rayon de Molière permet de bien séparer les gerbes de particules proches.
- le temps d'émission de la lumière de scintillation est court (80 % de la lumière est émise en 25ns). Ceci permet au calorimètre de répondre suffisamment rapidement pour distinguer des événements séparés de 25ns comme le LHC en produit.

En contrepartie de ces avantages, le tungstate de plomb présente quelques inconvénients :

- sa scintillation dépend de la température (-2%/°C). Celle-ci doit donc être contrôlée avec précision.
- les radiations induisent des centres colorés réduisant la transparence des cristaux. Dans le calorimètre de CMS, cette transparence est contrôlée cristal par cristal à l'aide d'un système LASER.
- l'émission de lumière de scintillation est faible : 150 photons par MeV déposé.

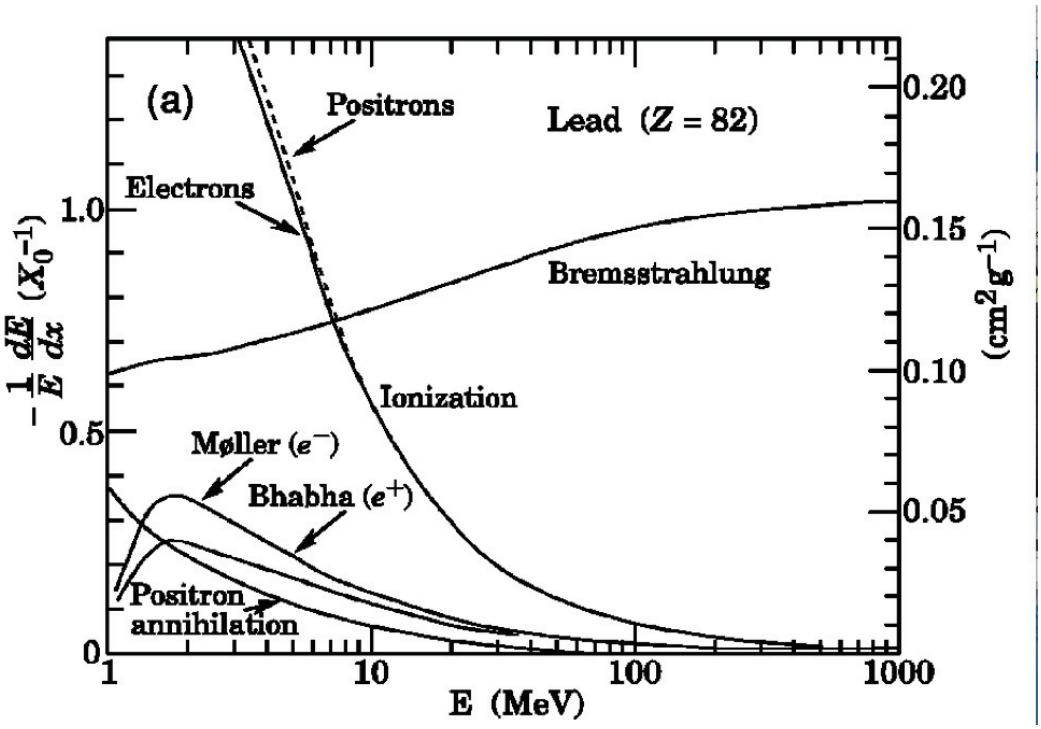


FIGURE 2.14 – Fraction de l'énergie perdue par différents modes d'interaction avec la matière pour des électrons et des positrons

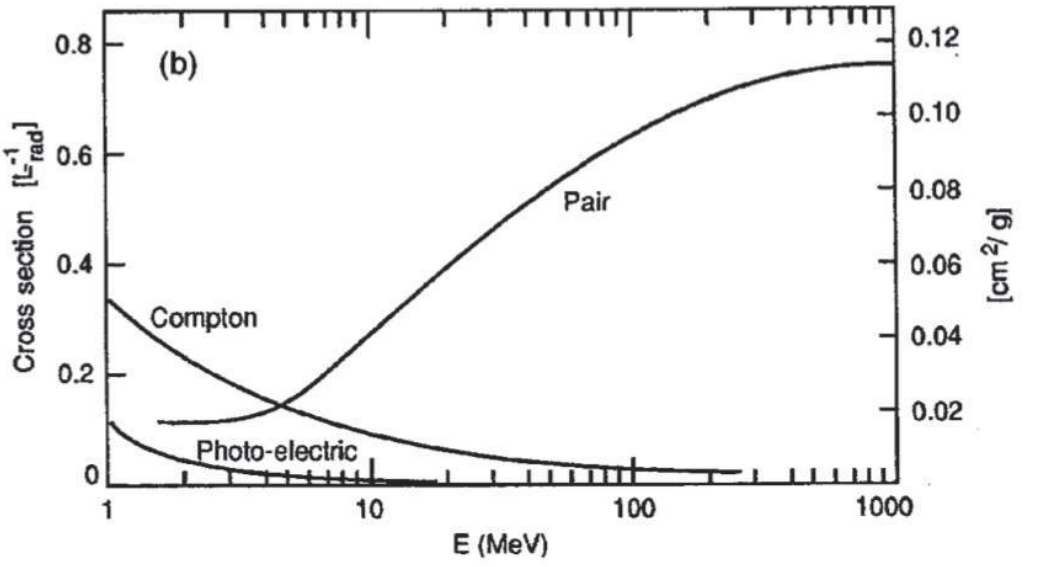


FIGURE 2.15 – Fraction de l'énergie perdue par différents modes d'interaction avec la matière pour des photons

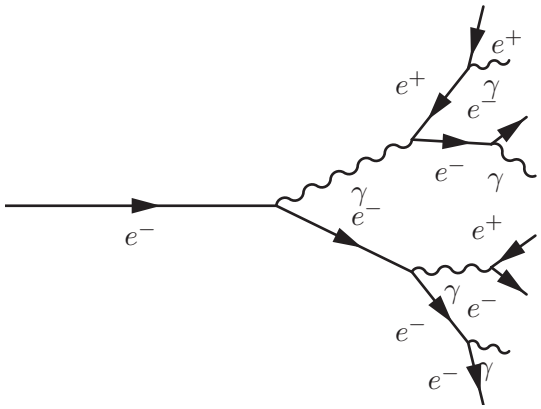


FIGURE 2.16 – Modèle simple du développement d'une gerbe électromagnétique

Les photodétecteurs doivent donc avoir un grand gain.

2.3.2 La géométrie du calorimètre électromagnétique.

2.3.2.1 Les cristaux utilisés.

Les cristaux de tungstate de plomb utilisés ont une forme de pyramide tronquée, leurs dimensions sont d'environ $2.2\times2.2cm^2$ pour la face avant et $2.6\times2.6cm^2$ pour la face arrière (du même ordre que le rayon de Molière) et leur longueur est de 23 cm (ce qui correspond à 25.8 X_0). Cette taille de cristal permet de connaître la position d'impact de la particule avec une bonne précision (et de distinguer deux particules proches) et permet aussi au cristal de contenir une grande partie de la gerbe (cf figure 2.17), réduisant ainsi l'incertitude stochastique sur l'énergie déposée dans le cristal.

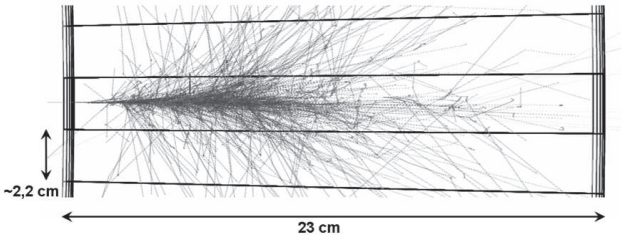


FIGURE 2.17 – Illustration de la gerbe électromagnétique d'un électron incident de 10 GeV

2.3.2.2 La disposition des cristaux

Les cristaux sont regroupé en "super-cristaux" qui contiennent 5x5 soit 25 cristaux.

Le tonneau de ECAL est composé de 36 supermodules, 18 dans chaque moitié du tonneau. Chaque supermodule contient 4 modules, le premier module (le plus central) contient 4x5 super-cristaux et les 3 autres contiennent 4x4 super-cristaux. Le tonneau de ECAL occupe l'intervalle de pseudorapidité $|\eta|$ entre 0 et 1.4 et il contient en tout 61200 cristaux. La figure 2.13 représente une vue en coupe longitudinale d'un supermodule.

Les bouchons de ECAL couvrent la région de l'espace $1.479 < \eta < 3.0$. Ils sont composés de deux moitiés (deux "dees") et contiennent 138 super-cristaux entiers et 18 super-cristaux partiels placés à la périphérie : chaque bouchon contient donc 3662 cristaux.

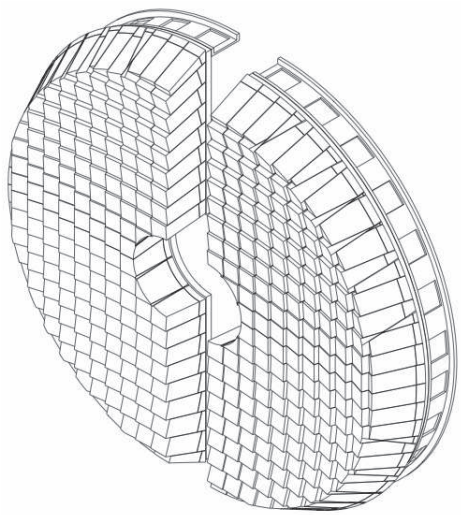


FIGURE 2.18 – Schéma représentant la disposition des super cristaux dans les bouchons

2.3.2.3 Le détecteur de pied de gerbe

Ce détecteur est placé à l'avant des deux bouchons du ECAL dans la région $1.653 < |\eta| < 2.6$. Il est composé de deux absorbeurs intercalés avec deux couches sensibles de silicium (cf figure 2.19). Son rôle son rôle principale est d'aider à la discrimination en photon et pions neutres. Sa fine granularité peut aussi aider déterminer précisément la position d'impact des photons.

2.3.3 L'électronique de ECAL

Les photodétecteurs utilisés sont des photodiodes à avalanche dans le tonneau (APD) et des phototriodes à vide (Vacuum Photo Triode, VPT) dans les bouchons. Le choix de ces photodétecteurs est motivé par leur grand gain. Le courant obtenu à la sortie du phodétecteur est transformé en tension grâce au MGPA (Multi Gain Pre Amplifier). Cette tension est numérisée par un convertisseur ADC (Analog to

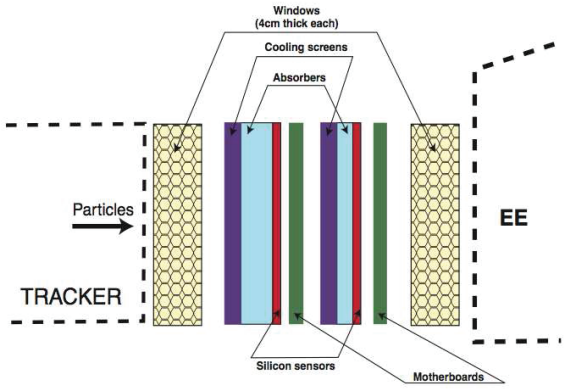


FIGURE 2.19 – Schéma de principe du détecteur de pied de gerbe.

Digital Converter) puis envoyée sous forme de lumière à une autre carte électronique appelée une carte FE (Front End electronic). L'ADC code le signal sur 12 bits ce qui correspond à 4096 canaux. Comme on prévoit de mesurer dans les bouchons une énergie entre 0 et 1.7 TeV, cela fait une granularité sur l'énergie du cristal de $1700/4096 \approx 0.5GeV$. Cette granularité n'est pas suffisante pour atteindre la résolution en énergie espérée dans ECAL. Le rôle du MGPA est d'appliquer un gain dépendant de l'énergie : ainsi dans le tonneau, il applique un gain de 12 si l'énergie est plus faible que 250 GeV, un gain de 6 si l'énergie est entre 250 et 500 GeV et enfin un gain de 1 pour les énergies plus grandes que 500 GeV [2] L'ensemble formé par le MGPA et l'ADC forment un carte VFE (Very Front End electronic). Il y en a une pour chaque cristal.

Toutes les 25ns, chaque carte VFE envoie la valeur quelle vient d'échantillonner à une carte électronique appelée carte FE (Forward Electronic). Une carte FE reçoit l'information de 25 cartes VFE, l'ensemble de ces 25 cartes s'appelle une "trigger tower" ou TT (dans le tonneau, cela correspond aux cartes des 25 cristaux d'un même super cristal). Le rôle la carte FE est :

- de sommer toute les 25 ns, l'énergie des 25 cristaux et d'envoyer cette information au système de déclenchement de niveau 1.
- de stocker les échantillons reçus des 25 cristaux jusqu'à ce que la décision du système de déclenchement de niveau 1 soit connue.
- si le système de déclenchement de niveau 1 décide de conserver l'événement et que la décision de conserver l'information du cristal est prise, la carte FE envoie l'échantillon correspondant à l'événement mais aussi les 3 échantillons précédents ainsi que les 6 suivants (soit 10 échantillons) au système d'acquisition des données. Cette information permettra ensuite de reconstruire l'énergie déposée dans le cristal (cf chapitre 3).

Lorsque la décision de conserver un événement est prise, il n'est pas possible de

2. En réalité, le MGPA applique toujours les 3 gains (donc a trois sorties) et c'est l'ADC qui numérise la sortie non saturée avec le gain le plus grand.

lire les échantillons correspondant à tous les cristaux. Si c'était le cas, la taille d'un événement serait trop importante. Un calculateur spécial, appelé le SRP (Selective Readout Processor) sélectionne les zones du ECAL à enregistrer. Il prend sa décision à l'aide de la somme de l'énergie dans les TT.

- si l'énergie d'une TT dépasse un certain seuil (HT sur la figure 2.20) alors la région contenue dans une matrice de 3x3 TT autour de celle-ci sera déclarée zone d'intérêt.
- si l'énergie d'une TT ne dépasse pas le seuil HT mais un seuil plus faible (LT sur la figure 2.20) alors seule cette TT sera déclarée zone d'intérêt.

L'ensemble des cristaux appartenant aux zones d'intérêt sont lus : lorsque un photon ou un électron atteint le calorimètre, toute l'information sur sa gerbe électromagnétique est donc conservée. Si un cristal n'appartient pas à une telle zone, la carte FE reconstruit son énergie de manière simplifiée et la compare à un seuil, le cristal est alors lu seulement si l'énergie dépasse ce seuil. Ce dernier est choisi pour être plus grand que le bruit électronique sur la mesure de l'énergie. On appelle ce dernier mode de lecture, la "zéro suppression" ou ZS.

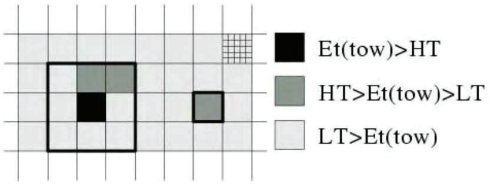


FIGURE 2.20 – Illustration de la définition des différents modes de lecture de ECAL

L'étape suivante consiste à convertir les informations brutes enregistrées dans le détecteur en particules : c'est la reconstruction. La reconstruction des photons est décrite dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

La mesure des photons à l'aide du Calorimètre Electromagnétique de CMS

Sommaire

3.1 La reconstruction de l'énergie 43
3.1.1 Le "reconstructed hit" ou "recHit" 43
3.1.2 Les corrections LASER 44
3.1.3 L'intercalibration. 46
3.1.4 La résolution sur l'énergie 48
3.2 Reconstruction des photons 49
3.2.1 Algorithmes de clusterisation 49
3.2.2 Reconstruction des conversions 51
3.2.3 L'objet photon 54
3.3 La simulation des photons 55
3.4 La validation des photons au démarrage du LHC 55
3.4.1 But et principe 55
3.4.2 Exemples d'effet de l'électronique 59
3.4.3 Exemple de réponse inattendue du détecteur 61
3.4.4 Comparaison entre données et simulations pour les "super-cluster" et les photons avec les données avec $\sqrt{s} = 7$ TeV . . 63
3.4.5 Mise en évidence et réparation d'un problème de simulation des gerbes électromagnétiques 65
3.4.6 Correction provisoire de certaines variables de forme des "super cluster" 67
3.5 Conclusion 71

3.1 La reconstruction de l'énergie

3.1.1 Le "reconstructed hit" ou "recHit"

La réponse de chaque cristal, pour un événement donné, est sauvegardée sous la forme de 10 échantillons (cf figure 3.13 à droite) : l'échantillon correspondant à l'instant du déclenchement est le 6ième échantillon. Le but de la reconstruction

du "recHit" est de transformer ces 10 échantillons en une information "physique", c'est à dire la valeur de l'énergie déposée dans le cristal et l'instant auquel elle a été déposée. La méthode utilisée pour reconstruire l'énergie du "recHit" est une méthode des poids.[33] En effet, l'énergie est proportionnelle à l'amplitude de la réponse du cristal (A sur la figure 3.1). La méthode des poids consiste à faire la somme pondérée des échantillons pour obtenir l'amplitude de la réponse soit :

$$\hat{A} = \sum_{i=1}^{N} W_i \times S_i$$

où S_i sont les échantillons en coups ADC et W_i les poids. Les poids W_i sont choisis de façon à minimiser le χ^2 suivant : $\chi^2 = \sum_{i,j}(S_i - G_i) \times \mathbf{C}^{-1}_{ij} \times (S_j - G_j)$ où G_i sont les valeurs aux temps t_i d'une fonction de réponse paramètrée par A, P, Tmax (cf figure 3.1) et $\mathbf{C}$ la matrice de covariance du bruit entre les échantillons [1]. Si les 10 échantillons sont lus en gain 12, alors la somme se fait sur les 3 premiers échantillons (0, 1, 2 sur la figure 3.13), qui correspondent au piédestal, puis du 5ièime au 9ième (4, 5, 6, 7, 8 figure 3.13). Si les gains 1 et 6 sont utilisés, ce n'est qu'à partir du 5ième échantillon : les 3 premiers sont alors toujours lus en gain 12. Il n'est donc pas possible de les intégrer directement dans la somme pondérée. On utilise alors seulement les échantillons du 5ième au 9ième pour trouver le maximum de la réponse, auquel on soustrait la valeur du piédestal stockée dans une base de donnée. Ces valeurs de piédestaux en gain 1 et 6 sont obtenues lors de run dédiés.

3.1.2 Les corrections LASER

Pendant l'exploitation du LHC à la luminosité prévue de $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$, les cristaux du calorimètre électromagnétique seront exposés à une dose de radiation allant de 0.18 Gy/h, pour les cristaux à faible η du tonneau, jusqu'à une dose de 15 Gy/h, pour les cristaux placés à grand η dans les bouchons. [2] Cette exposition aux radiations a pour effet une perte de transparence des cristaux. De ce fait, une moindre proportion de la lumière émise par la scintillation du cristal sera collectée par le photodétecteur. Cette perte de transparence est en moyenne de 1% dans le tonneau et 3% dans les bouchons pendant la prise de donnée de 2010 [3]. Cette perte de transparence croît avec la luminosité instantanée.Par ailleurs, les cristaux ont la capacité de récupérer : lorsque que le LHC est à l'arrêt (fin août sur la figure 3.2) ou pendant des périodes des faisceaux d'ions lourds de faible intensité (début novembre sur la figure 3.2) la transparence ré-augmente lentement. Chaque cristal a une résistance différente à l'irradiation et la dose reçue dépend de la position du cristal : on doit donc contrôler cette perte de transparence cristal par cristal. De plus, comme cette perte de transparence évolue avec le temps, il faut être capable de mesurer celle-ci à intervalles rapprochés. Pour cela, le calorimètre électromagnétique est équipé d'un système de suivi de la transparence. On injecte la lumière obtenue grâce à un

1. La forme de la fonction de réponse est obtenue avec un faisceau d'électrons de 120GeV en faisceau test.

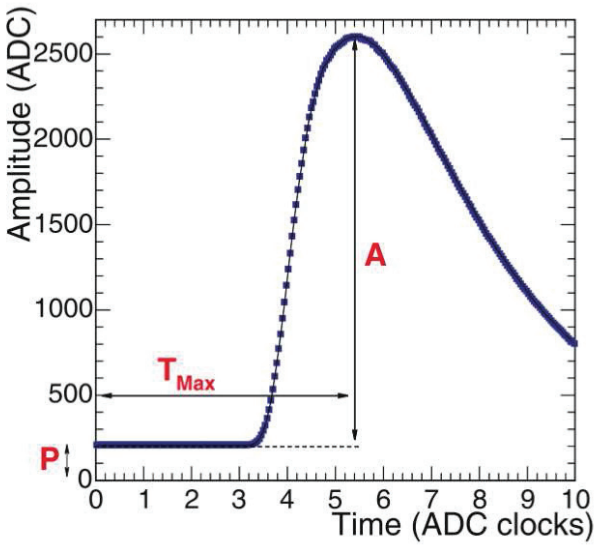


FIGURE 3.1 – Forme de la réponse de l'électronique lorsqu'une énergie est déposée dans le cristal. P représente la réponse au repos, A l'amplitude de la réponse et T_{Max} le temps du maximum de l'impulsion

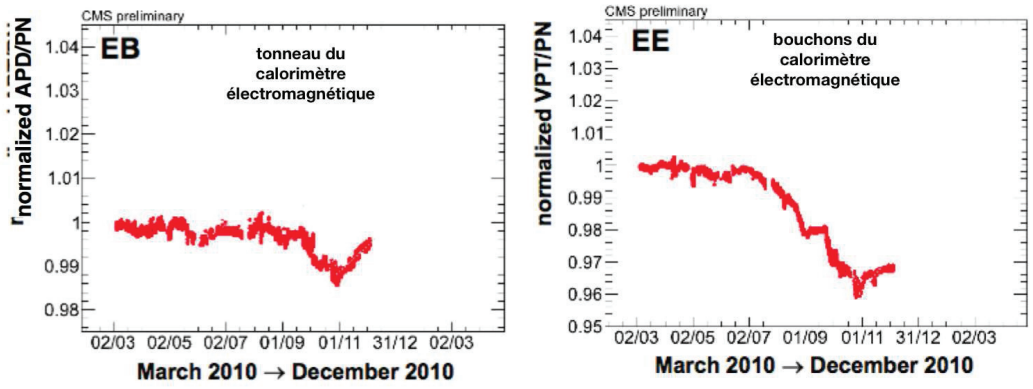


FIGURE 3.2 – Perte de transparence moyenne des cristaux en fonction du temps lors de la prise de donnée de 2010.

LASER successivement dans chaque cristal. La perte de transparence du cristal est mesurée par le rapport entre la lumière du LASER parvenant au photo-détecteur et celle injectée (mesurée par une diode PN). Le spectre de la lumière du LASER et son chemin parcouru dans le cristal ne sont pas les mêmes que pour la lumière émise par scintillation. La réponse à la lumière scintillée $S(t)$ n'est donc pas égale au rapport $R(t) = \frac{APD(t)}{PN(t)}$. Cependant, pour des atténuations suffisamment petites,

ces deux grandeurs sont reliées comme suit :

$$\frac{S(t)}{S(t_0)} = \left[\frac{R(t)}{R(t_0)}\right]^{\alpha}$$

La valeur de α a été mesurée en faisceau test, sa valeur est 1 ou 1.53 suivant le fabricant du cristal.[13]

3.1.3 L'intercalibration.

La nécessité de l'intercalibration vient du fait que chaque voie du calorimètre (un cristal plus son électronique de lecture) a une réponse sensiblement différente de celle des autres voies. En effet, l'émission de lumière et la réponse du photo-détecteur ne sont pas rigoureusement égales pour tous les cristaux. Cette non-uniformité de réponse des canaux participe au terme constant de la résolution du calorimètre électromagnétique, or, ce terme domine la résolution pour des photons de grande énergie. Il est donc important de mesurer cette non-uniformité et de la corriger en multipliant la réponse de chaque canal par une constante que l'on appelle une constante d'intercalibration. Un premier jeu de constantes d'intercalibration a tout d'abord été établi avant le montage du ECAL : on appelle ces valeurs les constantes de précalibration. Depuis le démarrage de la prise de données, une calibration "in-situ" a été effectuée pour atteindre la précision de 0.2% attendue sur l'intercalibration.

La précalibration est faite pour tous les canaux en mesurant en laboratoire l'émission de lumière du cristal et la réponse de l'électronique. Les "super-modules" du tonneau de ECAL ont tous été précalibrés à l'aide des muons cosmiques (sur un temps assez grand, les muons cosmiques doivent déposer la même énergie dans chaque canal, à un facteur géométrique près). Enfin, 9 "super-modules" du tonneau et 500 canaux des bouchons ont été précalibrés en faisceau test. Une dernière précalibration a eu lieu, après le démarrage du LHC, en utilisant les muons provenant de la collision du faisceau avec les collimateurs en amont de CMS. Au démarrage à 7 TeV du LHC, la précision de l'intercalibration était estimée dans le tonneau à 0.5% pour les canaux des 9 "super-modules" intercalibrés en faisceau test, et à une valeur entre 1.4% et 1.8% pour les autres. Dans les bouchons, la précision était estimée à 1% pour les cristaux calibrés en faisceau test et à 5% ailleurs (cf [11])

L'intercalibration "in-situ" permet d'obtenir une nouvelle constante c_i par laquelle on doit multiplier la constante de précalibration pour obtenir la constante d'intercalibration totale C_i^{Tot}. ($C_i^{Tot} = c_i^{precalib} \times c_i$) L'intercalibration "in-situ" s'effectue depuis le démarrage du LHC par deux méthodes :

- l'homogénéité par rapport à l'angle ϕ. Le principe de cette méthode est que, pour un nombre suffisamment grand d'événements de biais-minimum, la somme de l'énergie collectée par cristal doit être la même pour tous les cristaux situés sur le même anneau en η. La précision de cette intercalibration est obtenue en considérant les constantes d'intercalibration dans les 9 "super-modules" precalibrés en faisceau test. Comme la précision attendue sur les constantes de précalibration (0.5%) est très grande par rapport à celle

de la symétrie en ϕ, la précision sur l'intercalibration est juste la variance de la distribution des c_i des 9 "super-modules" : elle est comprise entre 1% et 2.5%, suivant la position du cristal selon η (figure 3.3 à gauche). Cette précision augmente avec le nombre d'événements mais elle finit par atteindre un plateau (cf figure 3.3 à droite)

- la calibration en utilisant la masse invariante des $\pi^0 \to \gamma\gamma$ et dans une moindre mesure des $\eta \to \gamma\gamma$. Il existe deux algorithmes itératifs. Le principe est le suivant : pour chaque cristal, on peut reconstruire la masse invariante des deux photons lorsqu'un des deux est centré sur le cristal. On modifie alors le coefficient d'intercalibration du cristal pour que la masse invariante soit centrée sur celle du π^0 (ou celle du η).[40] La précision de cette calibration est évaluée à 1.2%, à partir des 9 "super-modules" précalibrés, de la même manière que pour la symétrie en ϕ.

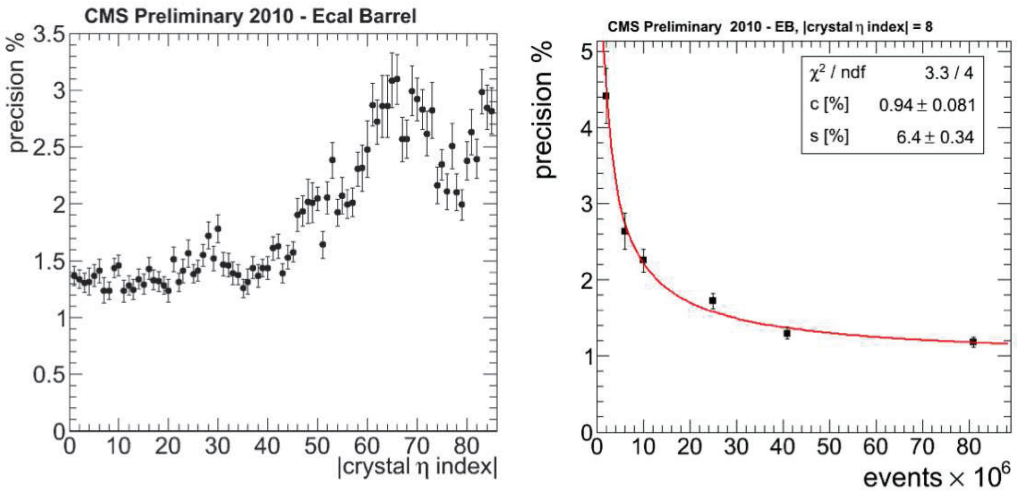


FIGURE 3.3 – Précision sur les constantes d'intercalibration obtenues en utilisant l'homogénéité en ϕ en fonction du η du cristal (gauche) et du nombre d'événements de biais minimum utilisés pour un anneau de η donné (droite)

Les deux méthodes sont utilisées indépendamment pour permettre la comparaison de leurs résultats.

Avec les données de 2011 (plusieurs fb^{-1}), les électrons issus des $W \to e\nu$ et de $Z \to ee$ sont utilisés poqeul leur tester l'intercalibration, à l'aide de la méthode E/p. Cette méthode consiste à utiliser le fait que les électrons issus de ces deux processus sont ultrarelativistes (donc E/p =1). Seuls les électrons sans Bremsstrahlung sont utilisés : la mesure de l'impulsion dans le trajectographe permet donc de connaître l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique. Les résonances $J/\psi \to ee$ et $Z \to ee$ permettent aussi de suivre l'échelle d'énergie du calorimètre.

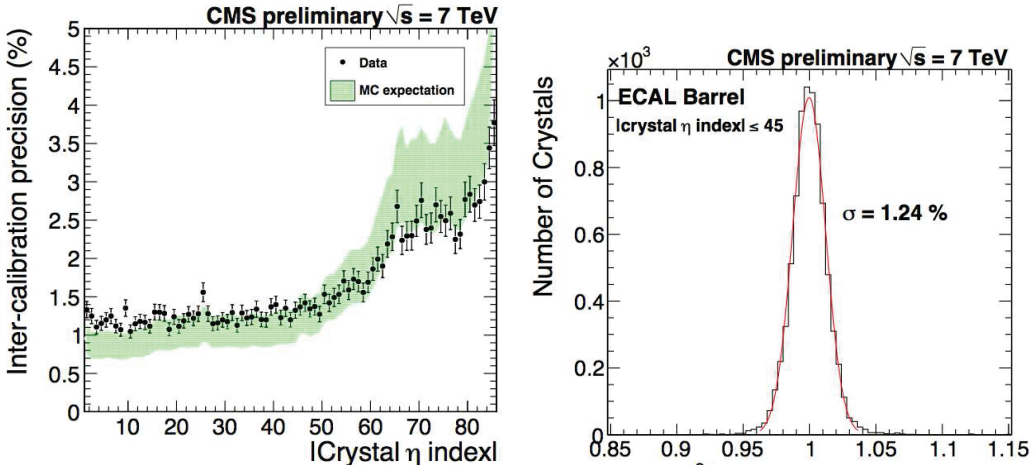


FIGURE 3.4 – Distribution des constantes d'intercalibration dans la région du ECAL composée par les 45 cristaux les plus centraux (à droite), Précision de l'intercalibration en fonction de η (à gauche)

3.1.4 La résolution sur l'énergie

L'expression utilisée pour paramétrer la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique est la suivante :

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

- S est le terme stochastique, il est issu des fluctuations latérales de la gerbe (il est donc plus grand pour une gerbe dont l'énergie est collectée par une matrice de 3x3 cristaux que pour une gerbe dont l'énergie est collectée par une matrice de 5x5 cristaux), la fluctuation du nombre de photons collectés par les photodétecteurs et dans les bouchons par la fluctuation de l'énergie déposée dans l'absorbeur du détecteur de pied de gerbe. Ce terme dépend de la manière de reconstruire l'énergie déposée.
- N est le terme dit de "bruit" de la résolution. Il est composé du bruit électronique, du bruit dû à la numérisation et de l'énergie déposée par l'empilement.
- C est le terme constant. Il provient de la non-uniformité de la récupération de lumière longitudinale, de la fuite de la gerbe à l'arrière du cristal et enfin à l'erreur sur l'intercalibration et la correction de transparence. C'est le terme qui contribue le plus à la résolution du ECAL pour les photons de grande énergie. C'est pour maintenir ce terme le plus faible possible qu'une grande précision sur l'intercalibration est demandée.

  Ces termes ont été mesurés en faisceau test, avec un faisceau d'électrons incidents d'impulsion entre 20 et 250 GeV/c et impactant le centre d'un cristal. L'énergie est alors reconstruite avec une matrice de 3x3 cristaux. On obtient alors : [13]

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{2.8\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus \frac{12\%}{E(GeV)} \oplus 0.3\%$$

3.2 Reconstruction des photons

3.2.1 Algorithmes de clusterisation

Les objets électromagnétiques (électrons/positrons, photons, jets contenant des photons et/ou des électrons) déposent leur énergie dans ECAL. Il est possible, principalement à cause de l'empilement (jusqu'à 20 collisions par croisements de faisceaux) que deux particules atteignent ECAL dans des zones très proches. Le rôle de la clusterisation est d'agglomérer le plus possible de l'énergie d'une particule, sans pour autant agglomérer l'énergie d'une particule proche. L'autre but de la clusterisation est d'agglomérer le plus possible de l'énergie avec le moins de cristaux possible. En effet, les cristaux avec peu d'énergie apportent plus de bruit que d'information, donc ils peuvent dégrader la résolution sur la valeur de l'énergie. La clusterisation est réalisée de deux niveaux :

- le premier est composé par les "basic cluster" : ils correspondent à un dépôt d'énergie dans ECAL. Il peuvent être, par exemple, le dépôt d'un photon non converti, chacun des photons de bremstrallung d'un électron, ou le dépôt de l'énergie de l'électron. Il y a deux algorithmes de clusterisation, l'un utilisé dans le tonneau de ECAL appelé "hybrid" et l'autre dans les bouchons appelé "multi5x5". Pour ces deux algorithmes, on commence par rechercher des cristaux germes (des cristaux avec une énergie dépassant une énergie seuil). On agglomère ensuite l'énergie autour des germes par ordre d'énergie décroissante. Les cristaux germes déjà agglomérés dans un basic-cluster sont supprimés de la liste des germes. L'algorithme "hybrid" (cf [25]) récupère l'énergie à l'aide de "dominos" de 1x5 cristaux orientés selon la direction η que l'on met côte à côte selon la direction ϕ tant qu'ils contiennent une énergie supérieure à un seuil (cf figure 3.5). L'algorithme "multi5x5" (cf [29]) agglomère les cristaux dans une matrice de 5x5 cristaux autour de la germe qui ne sont pas encore utilisés par un autre "basic cluster"(cf figure 3.6)
- le second est composé par les "super-clusters" : ils sont les regroupements des "basic cluster" appartenant à une même particule. Les "basic cluster" placés selon la même direction en ϕ et suffisamment proches entre eux sont agglomérés dans le même super cluster (cf figure 3.7). Ceci-ci permet d'avoir dans le "super cluster" d'un électron, le dépôt de l'électron lui même ainsi que les dépôts des photons de Bremsstrahlung, ou, dans le "super cluster" d'un photon converti, les dépôts d'énergie de l'électron et du positron issus de la conversion.

La position des "basic-cluster" est donnée par la formule suivante :

$$X_{BC} = \sum_{i \in cristaux-dans-le-BC} w_i \times X_i$$

avec

$$w_i = max\left(0, w_0 + t_0 \times log\left(\frac{E_i}{E_{BC}}\right)\right),$$

$X \in \{\phi, \eta\}$ [2] dans le tonneau et $X \in \{x, y\}$ dans les bouchons, $w_0 = 4.2$ et $t_0 = 7.5$ dans le tonneau, $t_0 = 3.1$ dans la partie des bouchons non couverte par le détecteur de pied de gerbes et $t_0 = 1.2$dans la partie des bouchons couverte par le détecteur de pieds de gerbes. Ces paramètres ont été optimisés en faisceau test (cf [51])

La position d'un "super-cluster" est donnée par la moyenne des positions des "basic-cluster" le composant, pondérée par leur énergie.

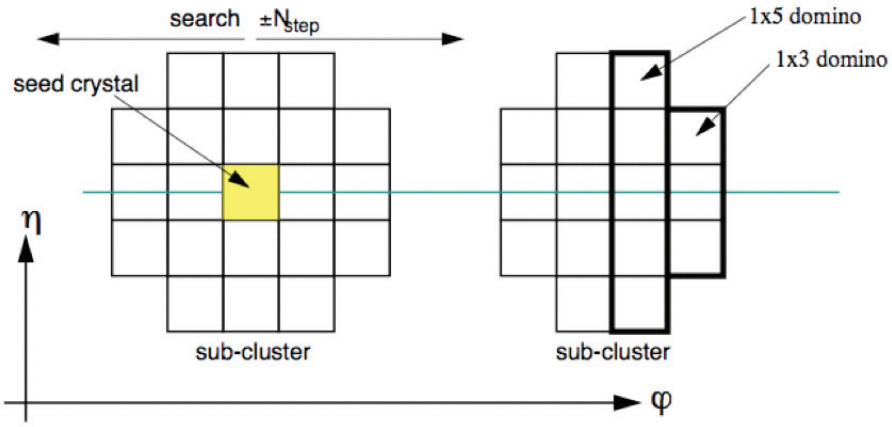


FIGURE 3.5 – Illustration de l'algorithme "hybrid" dans le tonneau, les dominos de 1x3 représentés ici ne sont actuellement pas exploités dans la reconstruction

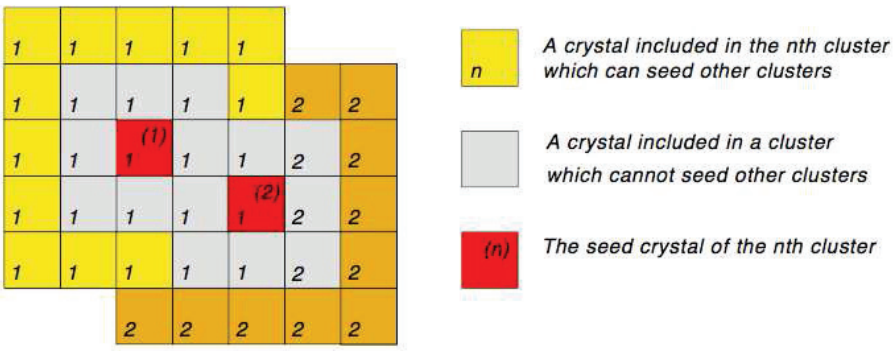


FIGURE 3.6 – Illustration d'un chevauchement entre deux "basic-cluster" dans les bouchons du ECAL

2. Ces positions sont corrigées du fait qui les cristaux ne pointent pas exactement vers le centre du détecteur

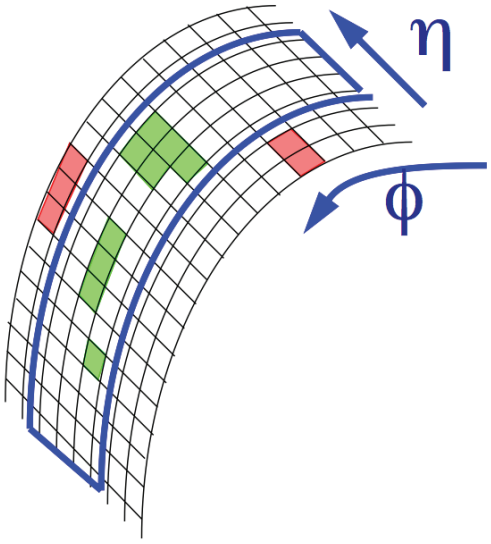


FIGURE 3.7 – L'algorithme qui crée les "super cluster" agglomère les "basic cluster" selon la direction ϕ

3.2.2 Reconstruction des conversions

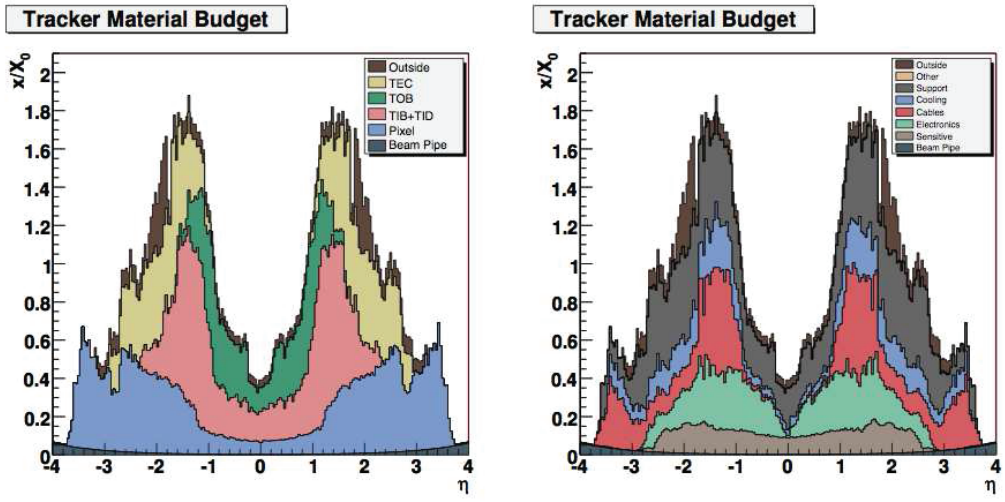


FIGURE 3.8 – Budget matériel du trajectographe, exprimé en longueurs de radiation, pour les différents sous-détecteurs (gauche) ou par contribution des différents matériaux (droite)

Malgré un effort pour réduire le budget matériel du trajectographe, celui-ci varie entre 0.4 et 1.8 longueur de radiation.(cf figure 3.8) Ceci implique qu'une impor-

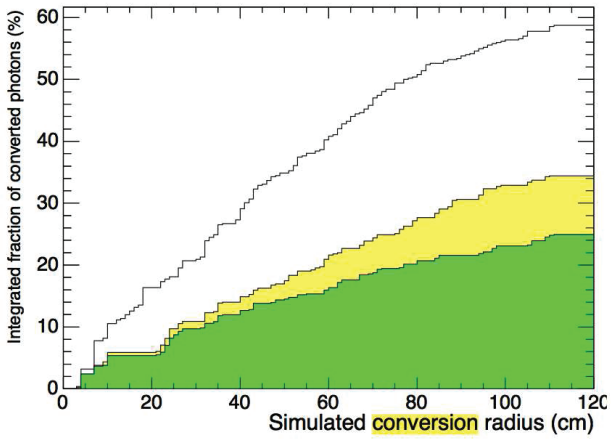


FIGURE 3.9 – Fraction des photons de $H \to \gamma\gamma$ convertis en fonction du rayon de conversion. Les trois histogrammes sont composés des photons dans une tranche de $\Delta\eta = 0.1$ autour de $|\eta| = 0.2$ (vert), $|\eta| = 0.7$ (jaune) et $|\eta| = 1.3$ (blanc)

tante part des photons va se convertir en une paire électron-positron (cf figure 3.9). Pour des photons issus de la désintégration d'un boson de Higgs d'une masse de $120 GeV/c^2$, la part de photons convertis est d'environ 44% (41% dans le tonneau et 55% dans les bouchons). 20% des photons convertissent dans la partie la plus interne du trajectographe (les premières couches du pixel), et 20% des conversions se produisent si tardivement ($R_{conversion} > 85$ cm dans le tonneau et $Z_{conversion} > 210$ cm dans les bouchons) que leur traces ne sont pas visibles.

La reconstruction des conversions présente plusieurs intérêts :

- La résolution sur l'énergie des photons convertis, reconstruite à l'aide d'ECAL est moins bonne que celle sur l'énergie des photons non convertis. Reconstruire les conversions peut donc aider à utiliser l'information apportée par le trajectographe sur l'impulsion pour améliorer cette résolution sur l'énergie des photons convertis.
- Dans les conditions de fort empilement de la prise de donnée du LHC, la connaissance du vertex de conversion permet de contraindre la position du vertex primaire (le vertex où a eu lieu l'interaction dure).
- Les traces du photon converti peuvent apporter de l'information supplémentaire pour différencier ces photons du bruit de fond formé essentielement par les pions neutres.
- Comme la probabilité d'une création de paires électron/positron est directement proportionnelle à la densité de la matière dans le trajectographe, les positions des vertex de conversion sont une information "in situ" sur la disposition de la matière du trajectographe. On appelle cela faire la radiographie du détecteur.

Les conversions sont reconstruites de deux manières :

1. A partir de ECAL (cf [44]). Un algorithme cherche des "hits" dans le trajectographe en surplomb des "Super-Cluster". Un algorithme de reconstruction de traces (utilisant le formalisme du "filtre de Kalman") tente alors de reconstruire une trace à partir de ces "hits" vers l'intérieur du trajectographe. Lorsque l'on ne peut plus prolonger la trace, l'algorithme revient au "super-cluster" et tente de refaire une autre trace : on obtient alors une liste de traces. Celles-ci sont appariées par couple de charges opposées. Le couple de charge opposée la plus grande est ensuite sélectionné pour être la germe d'une trace de l'intérieur vers l'extérieur. Les traces obtenues sont rajoutées à la collections de paires de traces. Pour chaque paire de trace, il est possible de calculer plusieurs grandeurs :
   - E/p, qui correspond au rapport de l'énergie déposée dans ECAL par l'impulsion des traces mesurée dans le trajectographe. Pour une conversion idéalement reconstruite ce rapport devrait être égal à 1.
   - $|cotan\theta|$ et $|\Delta\phi|$ qui mesurent l'angle entre les deux traces dans les plans transverses et longitudinaux. Le photon ayant une masse nulle, l'électron et le positron sont émis vers l'avant donc on doit avoir : $|cotan\theta| = 0$ et $|\Delta\phi| = 0$
   - χ^2 des deux traces. Ils mesurent la distance quadratique entre la trace et les "hits" qui la composent. Plus le χ^2 est proche de 1 et plus la qualité de la trace est grande.

   Ces variables sont utilisées en entrée dans une fonction de vraisemblance qui permet de sélectionner la paire de traces qui a la plus grande probabilité d'être la bonne.
2. A partir des traces reconstruites dans le trajectographe (cf [18]) : après nettoyage, les traces sont appariées par signe opposé, une coupure sur le paramètre d'impact permet de rejeter les traces passant par le vertex de l'interaction, enfin des coupures sur la distance d'approche entre les traces ainsi que sur $|cotan\theta|$ sont appliquées.

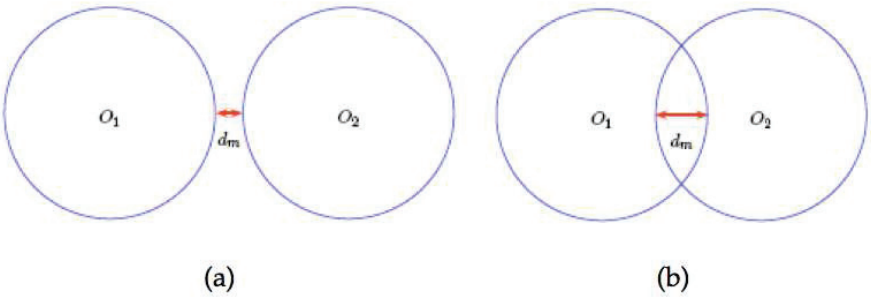


FIGURE 3.10 – Représentation de la distance minimale d'approche d_m. Celle-ci est donnée par $d_m = |d_{O_1O_2} - (R_2 - R_1)|$ où R_1 et R_2 sont les rayons de courbure des deux traces.

3.2.3 L'objet photon

Un objet photon n'est rien de plus qu'un "Super-Cluster" avec une énergie transverse supérieure à 10 GeV. Une variable, $R_9 = \frac{E_{3x3}}{E_{SuperCluster}}$ mesurant l'étalement du "Super-Cluster", est alors utilisé pour différencier photon converti et photon non converti. Si $R_9 < 0.94$ dans le tonneau (0.95 dans les bouchons), le photon est alors considéré comme converti, son énergie est alors celle de son "super-cluster" et sa direction est donnée par la droite passant par le vertex d'interaction et la position du "super-cluster". Dans le cas contraire, le photon est considéré comme non converti ; son énergie est celle déposée dans une matrice de 5x5 cristaux et sa direction est donnée par la droite passant par le vertex d'interaction et la position du "basic-cluster" germe du "super-cluster".

Cette définition d'un photon étant très large, cet objet n'est pas pur. Par exemple, les électrons sont a priori aussi reconstruits comme des photons. Pour les rejeter, une variable nommée "hasPixelSeed" est fournie. Cette variable indique si il y a un début de trace dans la partie interne du trajectographe (le pixel) qui pointe vers le "Super-Cluster". Si c'est le cas, ce photon est probablement un électron. Demander "hasPixelSeed" permet donc de rejeter les électrons, en revanche, cela peut rejeter les photons convertis précocement. Un jet qui contient des photons ou des électrons peut créer un "super-cluster" donc être reconstruit comme un photon. Pour rejeter ces jets, des variables d'isolation sont utilisées. En effet, les "vrais" photons sont isolés alors qu'un photon inclus dans un jet va se trouver au milieu de traces dans le trajectographe et d'énergie dans les calorimètres. Pour cela, 4 types d'isolation sont utilisées :

- l'isolation dans le ECAL, "isoECAL". L'énergie transverse déposée dans les cristaux dans un anneau de rayon compris entre un rayon R ($R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$) de 0.06 et un rayon de 0.4 autour de la direction du photon. Une bande de cristaux dans la direction ϕ est aussi exclue de cette anneau.
- l'isolation dans le HCAL, "isoHCAL". L'énergie transverse déposée dans HCAL dans un anneau de rayon R autour de la direction du photon compris entre 0.15 et 0.4.
- l'isolation dans le trajectographe. C'est la somme de l'impulsion transverse des traces compatibles avec le vertex de l'interaction, dans un anneau de de rayon R compris entre 0.04 et 0.4 autour de la direction du photon.
- H/E : C'est le rapport entre l'énergie transverse déposée dans HCAL dans un cône de rayon R = 0.15 autour de la direction du photon et l'énergie transverse du photon.

Il existe aussi des variables de forme du "super-cluster". Par exemple $\sigma_{i\eta i\eta}$ qui est le moment selon $\eta - \eta$ de la matrice de covariance par rapport à η et ϕ. Il se calcule de la façon suivante :

$$\sigma^2_{i\eta i\eta} = \frac{\sum_{i\in 5x5} w_i \left(i\eta_i - i\eta_{seed}\right)^2}{\sum_{i\in 5x5} w_i}, w_i = max\left(0, 4.7 + ln\frac{E_i}{E_{5x5}}\right)$$

où $i\eta$ représente l'index du cristal selon la direction η.

Une seule coupure est appliquée par défaut au photon reconstruit : il est demandé d'avoir $H/E < 0.5$. Cette coupure est très lâche et ne coupe donc pas de signal.

3.3 La simulation des photons

L'interaction des particules avec le détecteur est un phénomène complexe et dépendant de multiples paramètres. On est donc obligé d'avoir recours à une simulation numérique. Dans CMS, c'est la plateforme Geant4 qui est utilisée. A partir d'une description détaillée de la géométrie et de la composition du détecteur (cf figure 3.11), Geant4 simule l'interaction de la particule avec la matière du détecteur[23]. Dans le cas des photons, on simule aussi l'interaction des photons dans le trajectographe par création de paires électron/positron (autrement appelées conversions). Après la traversée du trajectographe, on a donc deux types de photons : les photons non-convertis, qui arrivent "intacts" au niveau du calorimètre électromagnétique, et les photons convertis, qui arrivent sous la forme d'un couple électron/positron (voire avec un ou plusieurs photons de bremsstrahlung).

Geant4 est aussi utilisé pour la simulation de la gerbe électromagnétique dans ECAL, on obtient ainsi la distribution d'énergie déposée par la gerbe dans le volume du cristal (cf figure 3.12). Les processus survenant ensuite sont simplifiés : on ne simule pas directement l'émission de la lumière, ni la propagation de la lumière de scintillation dans les cristaux ainsi que les processus mis en jeu dans le photo-détecteur [22]. On obtient finalement une courbe de réponse, correspondant au nombre de photo-électrons collectés en sortie du photodétecteur (cf figure 3.13 à gauche).

La dernière étape est la simulation de l'électronique de lecture. Cette fois encore, la simulation est simplifiée. Par exemple, pour le MGPA, la saturation des gains et le phénomène d'hystéresis ne sont pas complètement modélisés. En l'absence de signal, la sortie de l'ADC n'est pas nulle mais a une valeur : cette valeur est appelée le piédestal. Comme le signal que l'on veut mesurer est une variation par rapport à ce piédestal, une attention particulière a été observée pour la simulation du bruit électronique faisant fluctuer ce piédestal : sa valeur est directement mesurée dans le détecteur réel. Il est également possible de prendre en compte la corrélation entre les différents échantillons.

3.4 La validation des photons au démarrage du LHC

3.4.1 But et principe

Au moment du démarrage du LHC, il a été nécessaire de s'assurer non seulement du bon fonctionnement du détecteur, mais aussi de la compréhension des données enregistrées par celui-ci. Les simulations contiennent la connaissance que l'on a du détecteur et la compréhension que l'on a de l'interaction des particules avec celui-ci. Il est donc intéressant de comparer les simulations avec les données pour vérifier que

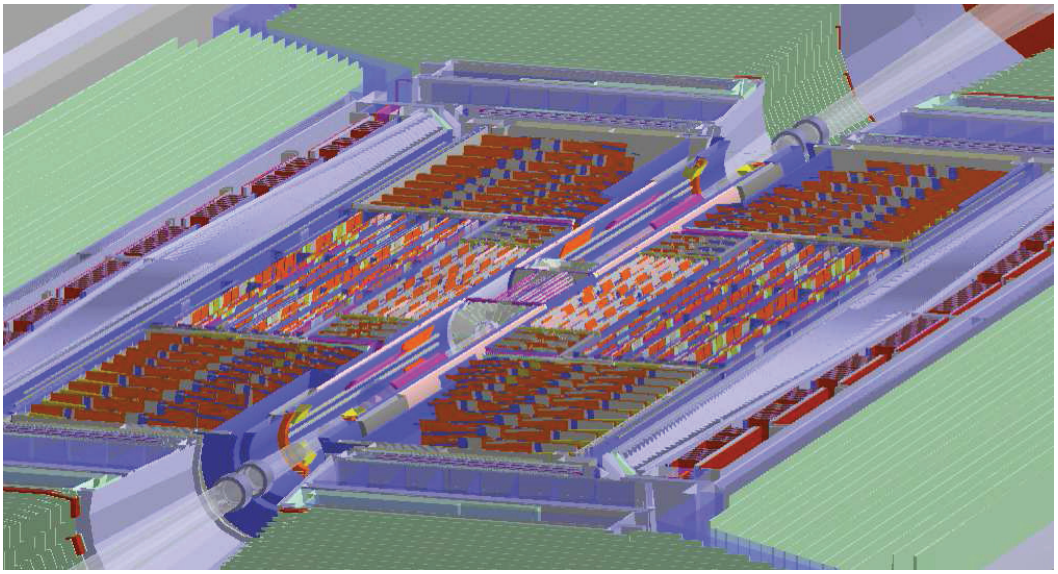


FIGURE 3.11 – Vue de la partie centrale du détecteur CMS telle qu'utilisée par la simulation. On reconnait le trajectographe (en rouge et orange), les cristaux du calorimètre électromagnétique en gris-bleu et, en vert, les absorbeurs en laiton du calorimètre hadronique

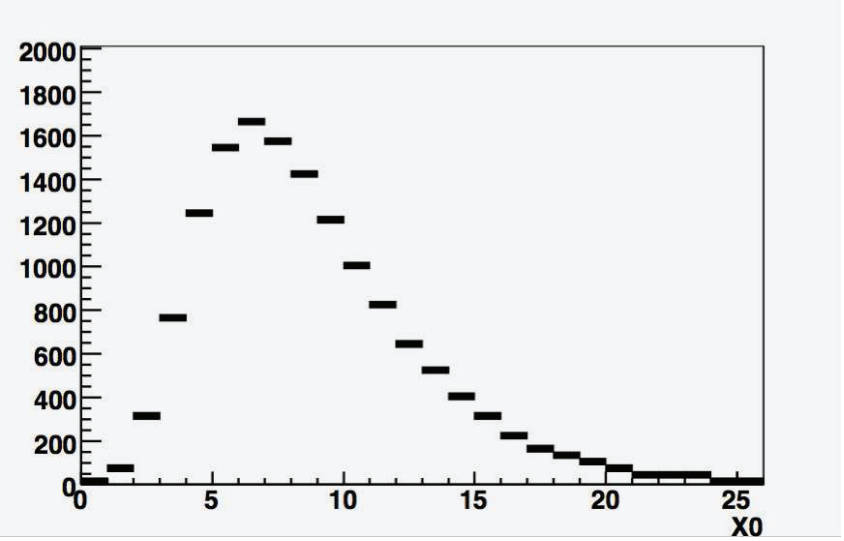


FIGURE 3.12 – Simulation du dépôt longitudinal d'énergie (en coups ADC) dans un cristal pour un électron de 30 GeV en incidence centrale. La profondeur est mesurée en longueur de radiation X_0

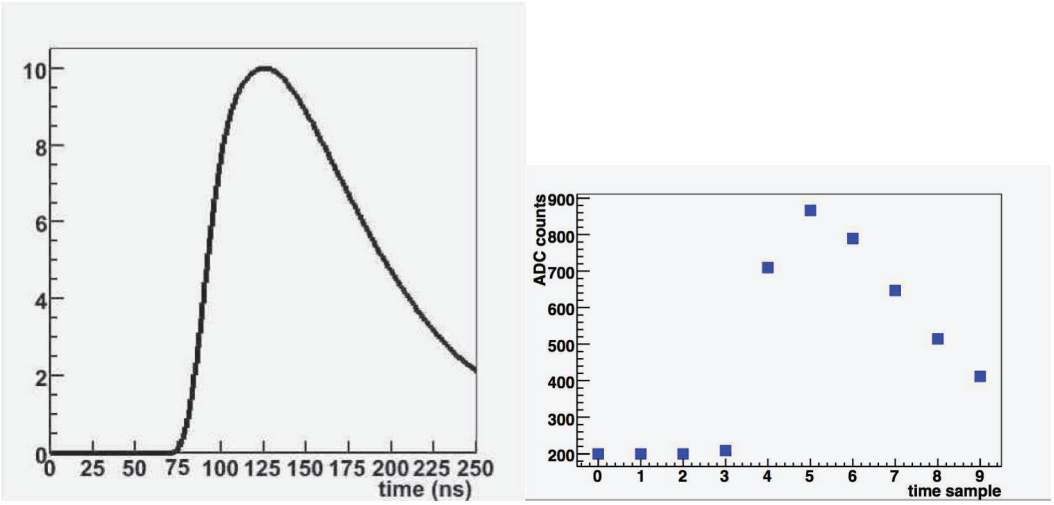


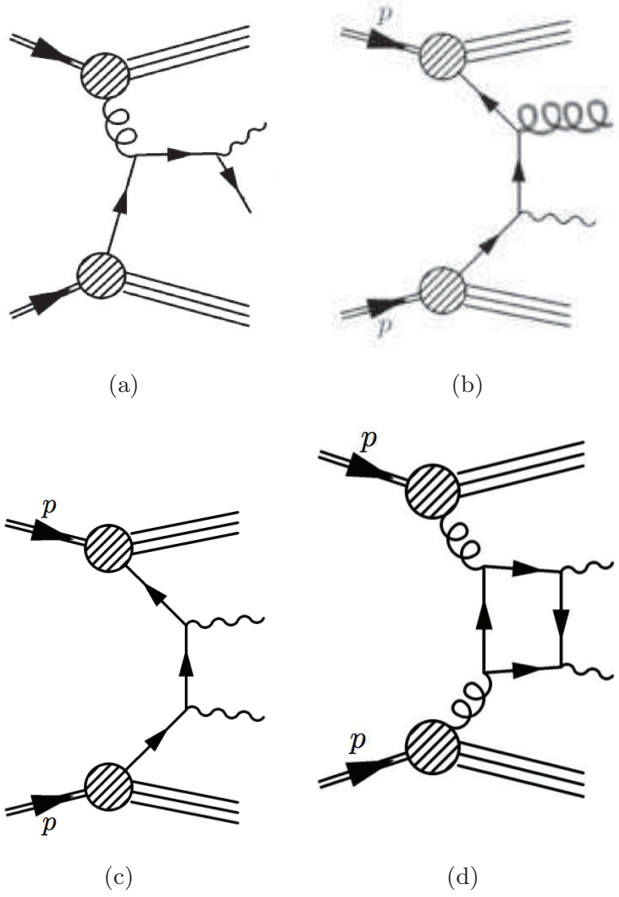
FIGURE 3.13 – A gauche : réponse simulée du photodétecteur en fonction du temps, A droite : réponse du photodétecteur après échantillonnage

cette connaissance et cette compréhension sont bonnes. Concrètement, pour éprouver la compréhension des photons et des objets du ECAL ("clusters", "recHits"), une comparaison de leurs variables caractéristiques entre données et simulations a été effectuée. Dans le cadre de mon travail de thèse, j'ai participé a cette validation, les histogrammes qui ne comportent pas de référence explicite sont donc issus de mon travail.

Pour étudier les objets de basse énergie, il est possible d'utiliser les simulations dites de "biais minimum" (minimum bias). Cette simulation contient tous les processus pouvant être mis en jeu lors qu'une collision entre deux protons. Les processus donnant des photons de p_t supérieurs à 20 GeV sont des processus dit "durs" qui ont une section efficace très inférieure à la section efficace proton-proton : ils représentent donc une proportion très petite des processus de "biais minimum". Si on s'intéresse à de tels photons, il sera donc plus efficace de ne simuler que les processus donnant ces photons et ceux donnant les jets et les électrons pouvant être confondus avec des photons.

Les processus donnant des photons durs sont générés à l'aide de programmes dits "générateurs" auquel il est est possible de demander la simulation d'un ou plusieurs processus que l'on veut étudier. Le générateur le plus courant est PYTHIA, il génère les particules directes (photons, quarks, gluons) et gère aussi l'hadronisation des quarks et des gluons en jets. Les processus nécessaires pour simuler la production directe de photons dans les données, sont les suivants :

- les processus "gamma+jet", (a) et b) sur la figure 3.14) ; ces diagrammes sont d'ordre $\alpha_{Strong} \times \alpha$.
- le processus "diphoton born", (c) sur la figure 3.14) ; l'ordre de ce diagramme est α^2.



(a) (b)

(c) (d)

FIGURE 3.14 – Diagramme de Feynman des processus contribuant à la production de photons directs dans les données

– le processus "diphoton box", (d) sur la figure 3.14) ; l'ordre de ce diagramme est $\alpha^2 \times \alpha^2_{Strong}$. Son amplitude est donc α^2_{Strong} fois plus petite que celle du diagramme "diphoton born". Néanmoins, comme aux énergies du LHC, l'impulsion est principalement portée par les gluons, ce diagramme n'est pas négligeable devant "diphoton born".

Les photons radiés par les quarks au états initiaux et finaux sont aussi considérés comme du signal.

D'autres processus sont utilisés pour simuler le bruit de fond au photons. Des échantillons contenant les diagrammes de QCD sont utilisés pour obtenir les jets qui seront susceptibles d'être identifiés comme des photons. Une autre composante moindre au bruit de fond des photons sont les électrons ; ils sont pris en compte en utilisant les processus $W \to e\nu$ et $Z \to ee$.

3.4.2 Exemples d'effet de l'électronique

Les exemples de cette partie on été réalisés avec les données du démarrage du LHC. Durant cette période, la luminosité instantanée étant très faible, le système de déclenchement enregistrait tous les événements de biais minimum : les échantillons de simulation utilisés sont donc aussi des processus de biais minimum. Pour illustrer, l'importance de la comparaison entre données et la simulation, on peut par exemple comparer l'énergie des "RecHits" appartenant aux bouchons entre données et simulations. Dans les premières prises de données, la forme de la distribution d'énergie de ces "recHits" n'était pas la même dans les données et dans la simulation du détecteur (cf figure 3.15 gauche). Ce désaccord s'explique par le fait que la valeur du bruit électronique n'était pas correcte dans les simulations. Il est possible de mesurer "in situ" cette valeur pour chaque cristal, ainsi que les corrélations entre les valeurs du bruit pour chacun des 10 échantillons qui forment un "RecHit", lors de runs particuliers [3]. Une amélioration à été proposée dans la figure 3.15 à droite. Pour réaliser cet histogramme, la simulation a été modifiée avec la valeur moyenne du bruit mesurée "in situ". On observe un bien meilleur accord entre les données et la simulation. Durant les productions de simulations suivantes, les corrélations entre les échantillons sont prises en compte. On pourrait aussi, pour une modélisation encore meilleure des données, utiliser la valeur de bruit mesurée cristal par cristal (ce qui permettrait de prendre en compte les cristaux particulièrement bruyants).

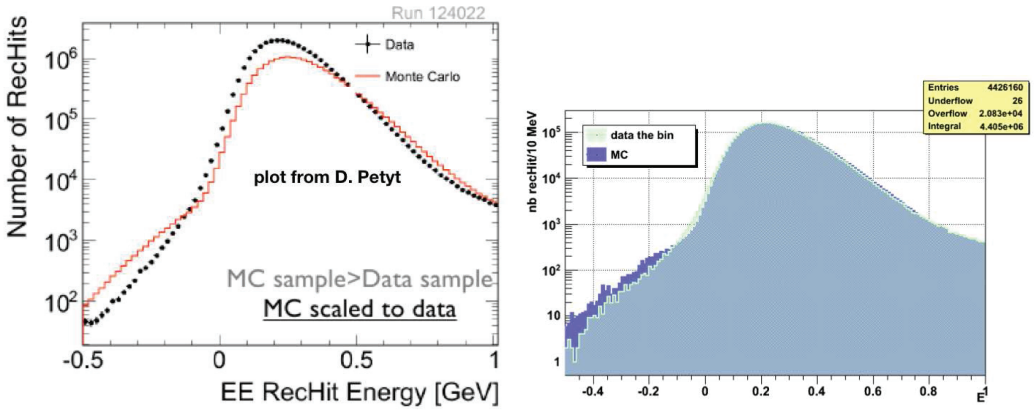


FIGURE 3.15 – Comparaison entre les données et la simulation de l'énergie des "recHits" dans les bouchons du ECAL avec un modèle du bruit électronique non optimal (gauche) et avec un modèle de bruit amélioré (droite).

Un autre exemple est la distribution du nombre de cristaux par "super-cluster" dans les bouchons. (cf figure 3.16) Cette distribution présente un fort désaccord entre données et simulations. Si l'on colore d'une manière différente les "super-cluster" dont les cristaux ont été lus en "zéro-suppression" et ceux lus en "Full Readout",

3. On se contente de forcer la lecture des cristaux pendant une période sans données. On enregistre alors seulement les piédestaux, donc la fluctuation constitue le bruit de l'électronique.

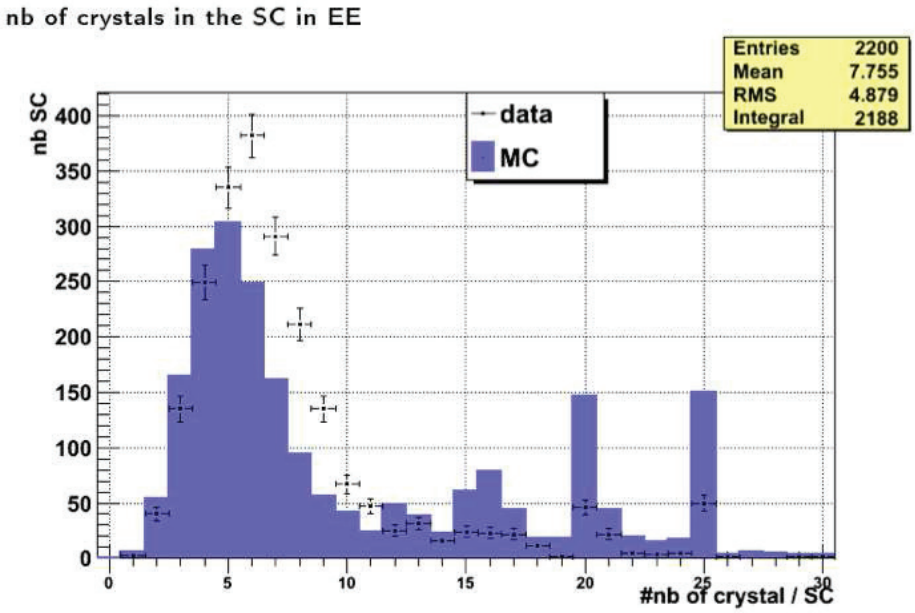


FIGURE 3.16 – Distribution du nombre de cristaux contenus dans un "super-cluster" dans les bouchons

on se rend compte que le désaccord est dû à une différence de proportion entre ces deux modes de lecture (et par exemple pas dû à un comportement différent de l'algorithme de clusterisation, cf figure 3.17). Cette différence de décision de l'électronique de lecture dans ces premières données est probablement due à l'alignement en temps qui n'était pas encore optimal. Une autre différence entre données et simulation est la différence du seuil de "zéro-suppression" (cf figure 3.18). Dans cette figure, l'énergie des "recHits" lus en "zéro-suppression" apparaît en bleu. On se rend compte que le maximum de cette distribution n'est pas au même endroit dans les données et dans la simulation. On ne voit pas une coupure nette de l'énergie à ce seuil car l'énergie utilisée dans cet histogramme est l'énergie "calibrée", c'est a dire, l'énergie à laquelle on a appliqué la correction de la perte de transparence et le coefficient d'intercalibration. . Pour tenter de contourner les deux problèmes cités précédemment, on peut forcer la lecture des cristaux en "zéro suppression" avec un seuil supérieur à celui utilisé dans les données et dans la simulation. On nivelle donc le problème de la différence des seuils dans les données et dans la simulation. Le fait de lire tous les cristaux en "zéro suppression" permet aussi d'effacer la différence de décision de l'électronique entre "zéro suppression" et "full readout". Le résultat se trouve sur la figure 3.19, l'accord entre données et simulation est correct mais pourrait encore être amélioré.

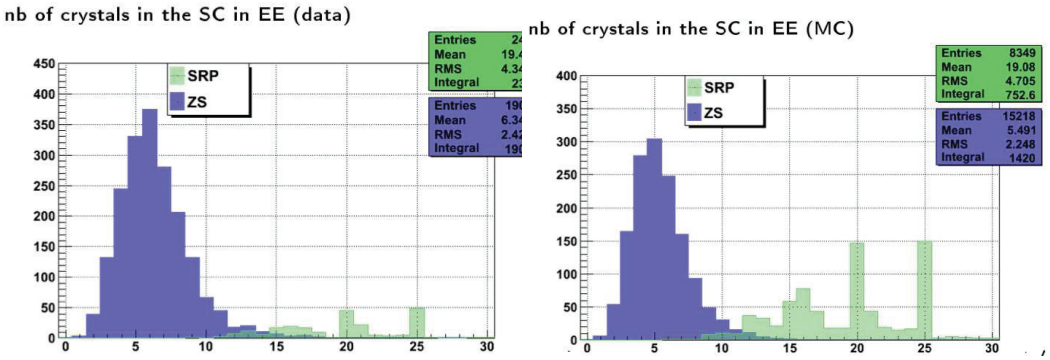


FIGURE 3.17 – Distribution du nombre de cristaux dans un "super-cluster" pour les 2 modes de lecture du ECAL ("Zero Suppression" et "Full ReadOut") dans les données (gauche) et dans les simulations (droite)

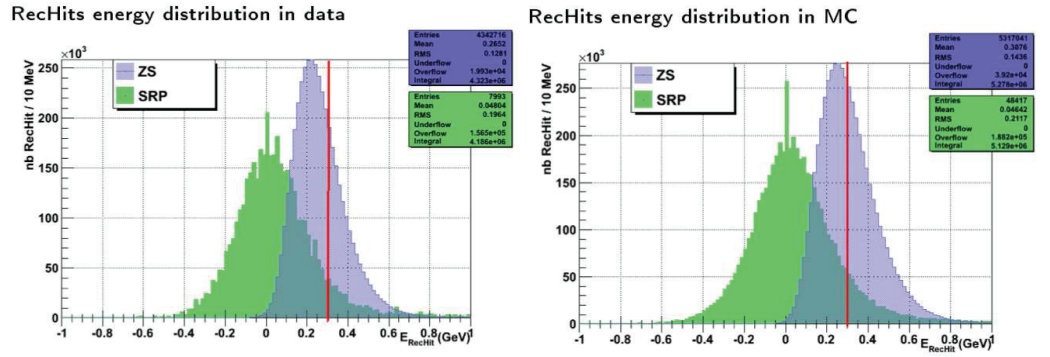


FIGURE 3.18 – Distribution de l'énergie des "recHits" dans les données, pour les "recHits" lu en "zéro suppression" et ceux lu "Full Readout"

3.4.3 Exemple de réponse inattendue du détecteur

Lors de l'étude des premières données du LHC, des photons "anormaux" ont été identifiés dans le tonneau de ECAL. Ils se caractérisaient par une très grande énergie (atteignant souvent la centaine de GeV voire le TeV dans certains cas) déposée dans un seul cristal. Une gerbe électromagnétique d'une telle énergie ne peut pas se développer dans un seul cristal : les soupçons se sont donc portés sur les photo-diodes à avalanche (APD), les photo-détecteurs utilisés dans le tonneau. Il semblerait que ce phénomène soit dû à une ionisation des APD, causée par des ions lourds et des protons produits au niveau du point d'interaction (cf [16]). Un travail a été effectué afin de caractériser ces dépôts. Par exemple, sur les histogrammes de la figure 3.20 on repère à gauche une population de "super cluster" avec un faible nombre de cristaux (<=5) dans les données et on se rend compte sur l'histogramme de droite

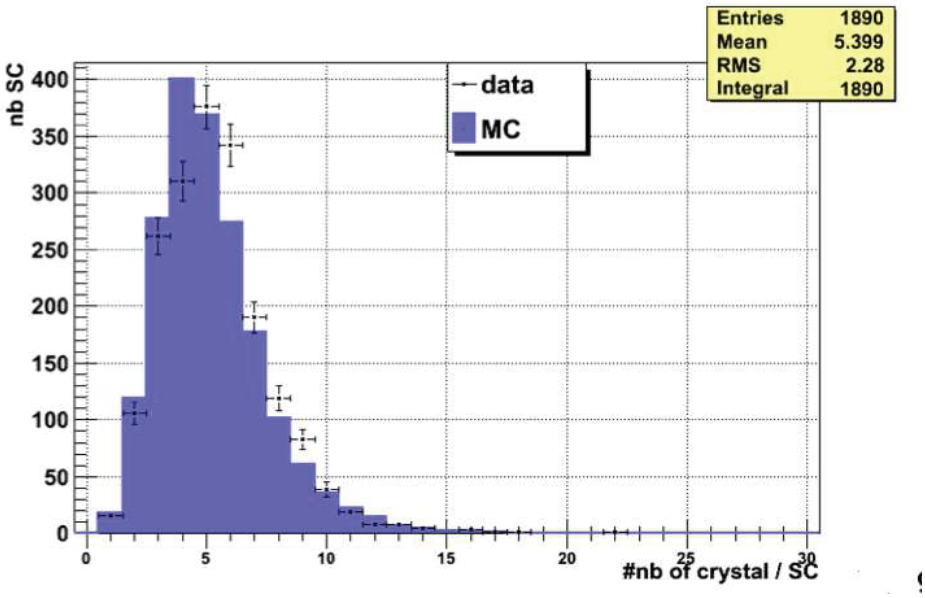


FIGURE 3.19 – Distribution du nombre de cristaux contenus dans un "super-cluster" dans les bouchons après lecture en mode "zéro suppression" forcée

que cette population a des valeurs de R_{19} [4] proche de 1. (ceci rejoint le fait que l'énergie est déposée dans un seul cristal).

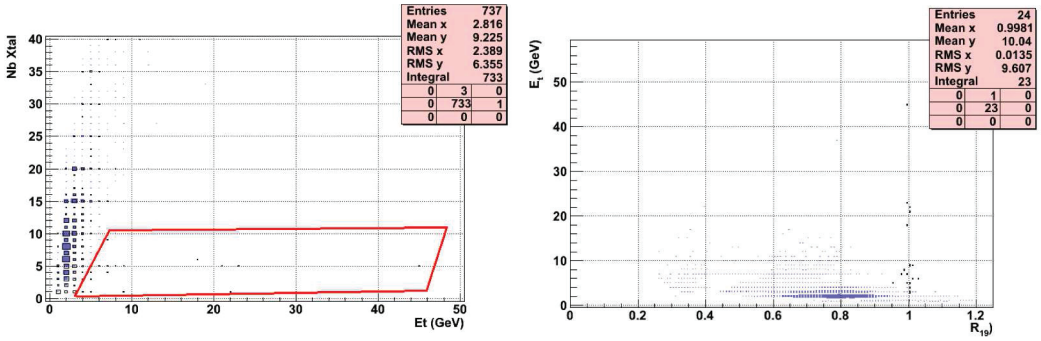


FIGURE 3.20 – Energie transverse des "Super Cluster" en fonction du nombre de cristaux dans le super cluster (à gauche) et en fonction de la variable R_{19} (à droite). Les données sont représentées par des rectangles noirs et la simulation avec des rectangles bleus. A droite, les seules données représentées sont les "super-cluster" anormaux identifiés par leur appartenance au cadre rouge de l'histogramme de gauche

Finalement, des coupures ont été construites pour sélectionner ces "super clus-

4. La variable R_{19} est définie par le rapport entre l'énergie déposée dans le cristal germe et l'énergie déposée dans une matrice de 3x3 cristaux

ter" anormaux. Une coupure sur la variable $1 - \frac{E4}{E1}$ est utilisée. E4 représente l'énergie déposée dans les quatre cristaux entourant le cristal, disposés en forme de croix suisse autour de celui-ci. Dans le cas d'un dépôt anormal, on a $E1 \gg E4$ donc $1 - \frac{E4}{E1} \approx 1$. Les dépôt anormaux ont aussi la particularité de n'être pas synchronisés avec l'horloge de CMS (en effet le temps de vol du proton ou de l'ion lourd qui en est à l'origine est plus long que celui d'un photon ou d'un électron), une coupure sur le temps d'arrivée reconstruit de l'énergie est donc aussi appliquée.

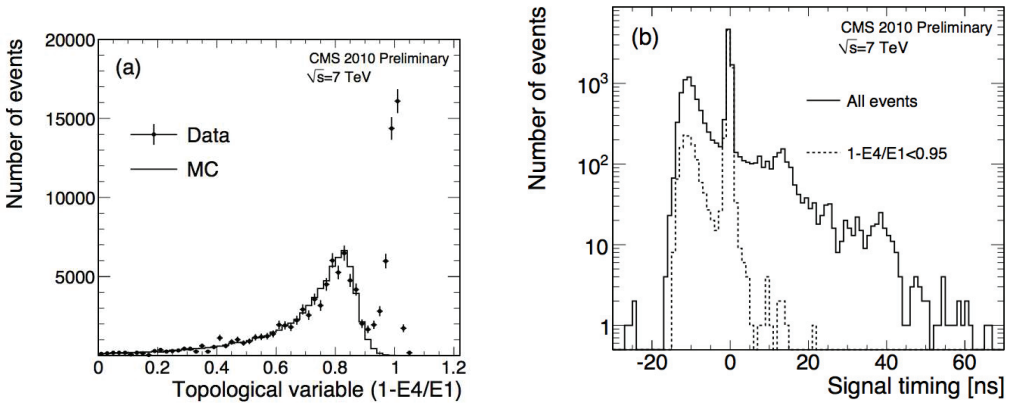


FIGURE 3.21 – Distribution de la variable $1 - \frac{E4}{E1}$ dans les données et dans la simulation pour des "super cluster" avec une énergie transverse supérieure à 3GeV (gauche). Distribution du décalage du temps du cristal germe du dépôt par rapport à l'horloge de CMS pour des "super-cluster" (droite).[16]

3.4.4 Comparaison entre données et simulations pour les "super-cluster" et les photons avec les données avec $\sqrt{s} = 7$ TeV

La somme de la compréhension des différences entre données et simulations permet finalement de faire des comparaisons pour des objets assez complexes comme les photons et les "super-clusters". Ces comparaisons ont été faites pour vérifier la bonne compréhension de ces objets avec les toutes premières données du LHC et présentées à la conférence ICHEP en 2010 ([12]), j'ai participé avec le groupe de Lyon à leur réalisation. Les événements ont été choisis comme passant le voix "HLT_Photon15_L1R" du système de déclenchement [5] . Les "super-cluster" sélectionnés ont une énergie transverse de 20 GeV et un $|\eta| < 2.5$ et ne se trouvant pas dans la zone $1.4442 < |\eta| < 1.566$ qui est la région de transition entre le tonneau et les bouchons. Les "super-cluster" anormaux définis précédemment sont rejetés et une coupure sur $H/E < 0.05$ est faite (cette coupure est implémentée dans les systèmes de déclenchement dans les simulations).

5. Cette voix de déclenchement demande un "super-cluster" avec une énergie transverse de 15 GeV

Le fait de chercher à comparer des photons et des "super-cluster" de haut p_t empêche l'utilisation des simulations de biais-minimum : comme il l'a été vu dans la sous-section 3.4.1, le biais-minimum ne contient pas assez de tels photons. La sélection demande des événements avec un photon : les échantillons utilisés sont donc "gamma+jet" (qui contient les processus a), b) et c) sur la figure 3.14) pour le signal et les processus de QCD et $W \to e\nu$ pour le bruit de fond [6]. Ces échantillons sont ajoutés avec des poids correspondant à leur section efficace.

On voit qu'il y a déjà un bon accord entre données et simulations (cf figures 3.22 et 3.23, sur ces figures, les "super cluster" dus a des vrais photons ont été représentés en vert et ceux issus d'autres particules en jaune).

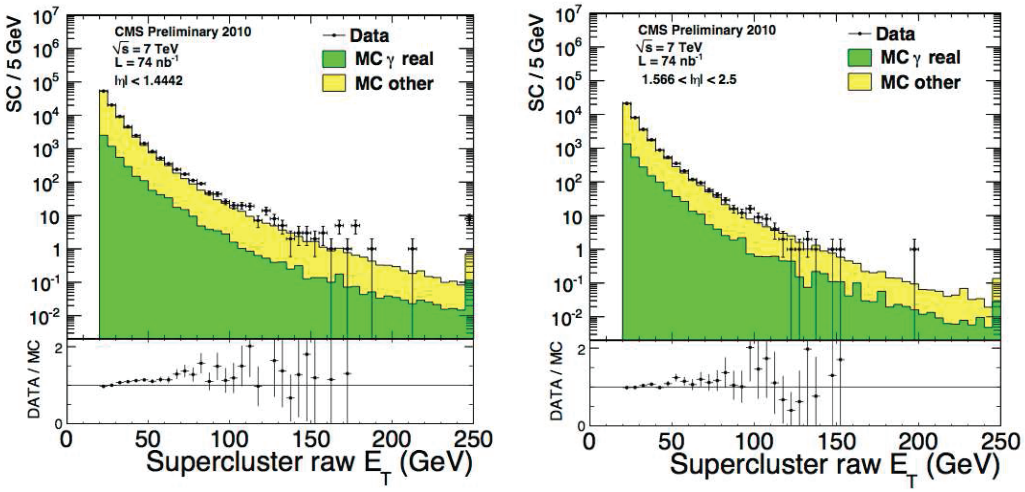


FIGURE 3.22 – Comparaison entre données et simulation de l'énergie transverse des "super cluster" sélectionnés dans le tonneau (à gauche) et les bouchons (à droite)[12]

Des comparaisons ont aussi été effectuées pour l'objet photon. Un grand nombre de particules qui donnent un "super cluster" ne sont pas des photons (les électrons et les jets contenant des particules électromagnétiques) comme le montre par exemple la figure 3.23. Une sélection a été faite pour avoir une plus grande proportion de photons dans les objets photons utilisés dans les histogrammes. Cette sélection comprend une coupure sur "hasPixelSeed" pour rejeter les électrons et des coupures d'isolation et sur la forme du "super cluster" pour rejeter les jets. (cf table 3.1). On remarque un bon accord entre données et simulations (cf figure 3.24.

6. La sélection ne demandant qu'un photon, il est possible de négliger le processus "diphoton box" devant les processus inclus dans "gamma+jet" ("diphoton born" pourrait aussi être négligé mais comme il est présent dans les échantillons "gamma+jet" il est conservé).De même le processus $Z \to ee$ est négligé devant $W \to e\nu$

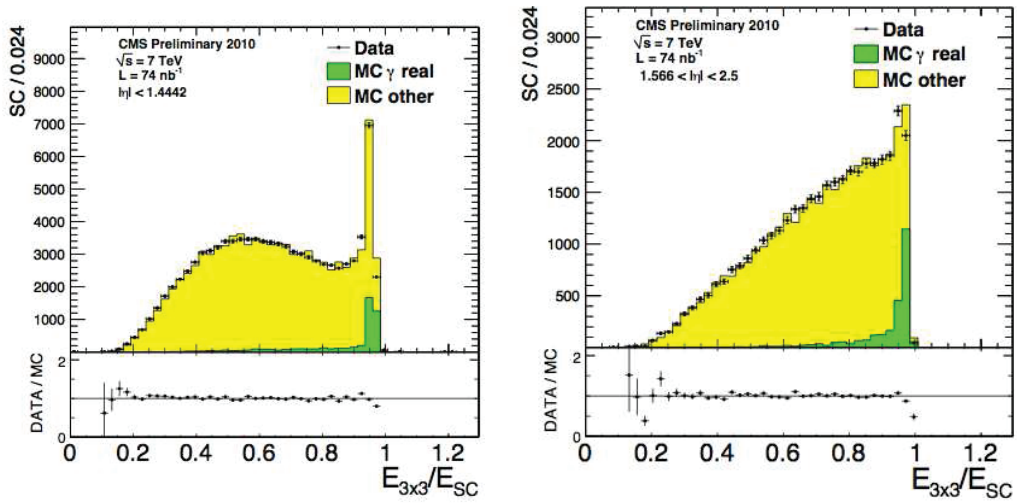


FIGURE 3.23 – Comparaison entre données et simulation de la variable R_9 des "super cluster" sélectionnés dans le tonneau (à gauche) et les bouchons (à droite)[12]

TABLE 3.1 – Coupures d'identification des photons

Variable	Valeur de la coupure
pixelSeed	non
Et	>30 GeV
isolation dans le trajectographe	<2.0 GeV
ECAL iso	< 4.2 GeV
HCAL iso	< 2.2 GeV
H/E	< 0.05
$\sigma_{i\eta i\eta}$	< 0.01 (tonneau) < 0.03 (bouchon)

3.4.5 Mise en évidence et réparation d'un problème de simulation des gerbes électromagnétiques

3.4.5.1 Principe de la comparaison entre données et simulation en 2011

A cause de l'importante luminosité instantanée en 2011, il n'a plus été possible de continuer à utiliser des voix de déclenchement demandant seulement un photon [7]. Les signatures de déclenchement les plus appropriées pour l'utilisation des photons ont donc été les signatures demandant deux photons dans l'événement. La signature utilisée par la suite, demande d'avoir deux photon dans l'événement, l'un avec un E_t > 26 GeV et l'autre avec un P_t > 18 GeV. Il est aussi appliqué un critère d'isolation

7. Sauf à demander un photon de grand P_t

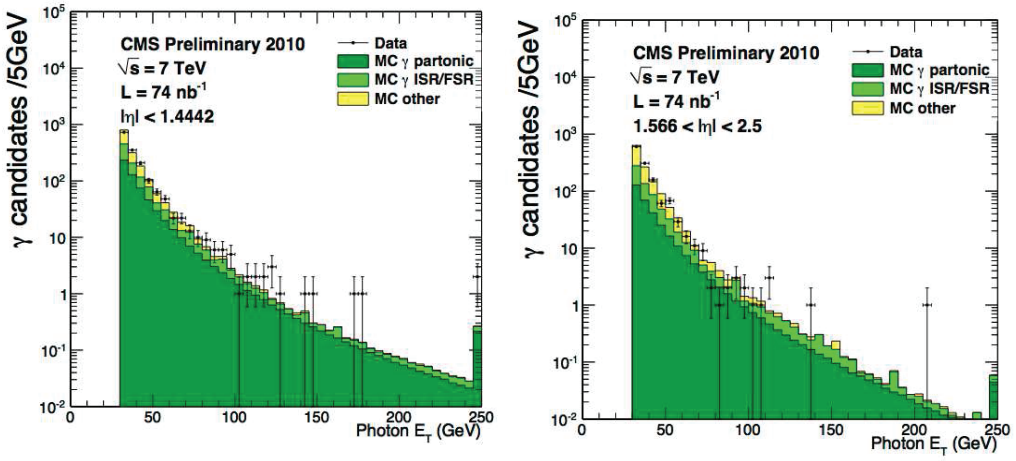


FIGURE 3.24 – Comparaisons entre données et simulations pour l'énergie des photons dans le tonneau (gauche) et dans les bouchons (à droite) [12]

ainsi qu'une coupure sur $\sigma_{i\eta i\eta}$ sur chacun des photons [8]

Comme cette fois le système de déclenchement demande deux photons par événement, les processus donnant deux photons dans l'état final ne sont plus négligés : les processus utilisés sont donc tous les processus de "gamma+jet" (y compris le "diphoton born") et "diphoton box". Les processus utilisés pour le bruit de fond sont les suivants : QCD, $W \to e\nu$ et $Z \to ee$. Une complication est que cet échantillon est enrichi. En effet, les jets sont produits copieusement par les processus de QCD alors que seulement une petite proportion d'entre eux va ressembler suffisamment aux photons pour être susceptible de survivre à la sélection d'identification. Pour économiser du temps de calcul (en effet la majeur partie du temps de calcul est consacrée à la simulation de l'interaction des particules avec le détecteur), des coupures sont appliquées au niveau du générateur, c'est à dire juste après la génération des particules (photons, particules constituants les jets) par PYTHIA. L'enrichissement consiste à sélectionner les événements où le jet est constitué de suffisamment peu de particules chargées (qui laisseront une trace dans le trajectographie et contribueront à l'isolation dans ce détecteur) et de hadrons (qui vont eux contribuer à l'isolation dans le calorimètre hadronique). Ces coupures sont conçues pour être suffisamment lâches par rapport aux sélections d'identification des photons pour être certain qu'un jet, qui resterait après la sélection d'identification, ne soit pas rejeté par la présélection, ce qui introduirait un biais dans l'estimation de la pureté après sélection. Il est aussi demandé au niveau générateur que la masse invariante du système composé du photon et du jet soit plus grande que 60 GeV/c^2 [9].

8. Le nom de la voix utilisée est du type "HLT_Photon26_CaloId*_Iso*_Photon18_CaloId*_Iso*_v*". Les * représentent une partie du nom de cette voix qui a changé durant la prise de donnée de 2011 au fur et a mesure de l'augmentation de la luminosité instantanée.

9. Cet échantillon est destiné à comprendre le bruit de fond de la désintégration du Boson de

Pour pouvoir comparer données et simulation, il est nécessaire de sélectionner des événements avec deux photons sur lesquels sont appliquées des coupures sur l'isolation et $\sigma_{i\eta i\eta}$ plus dures que celle du systèmes de déclenchement dans les données et que les coupures d'enrichissement dans les données. Ces coupures sont les suivantes :

isolation dans le trajectographe (cône de rayon = 0.3)	< 4.5
isolation dans ECAL (cône de rayon = 0.3)	< 4.5
isolation dans HCAL (cône de rayon = 0.3)	< 4.5
H / E	< 0.1
$\sigma_{i\eta i\eta}$	< 0.013 (dans les bouchons)
	< 0.034 (dans les bouchons)

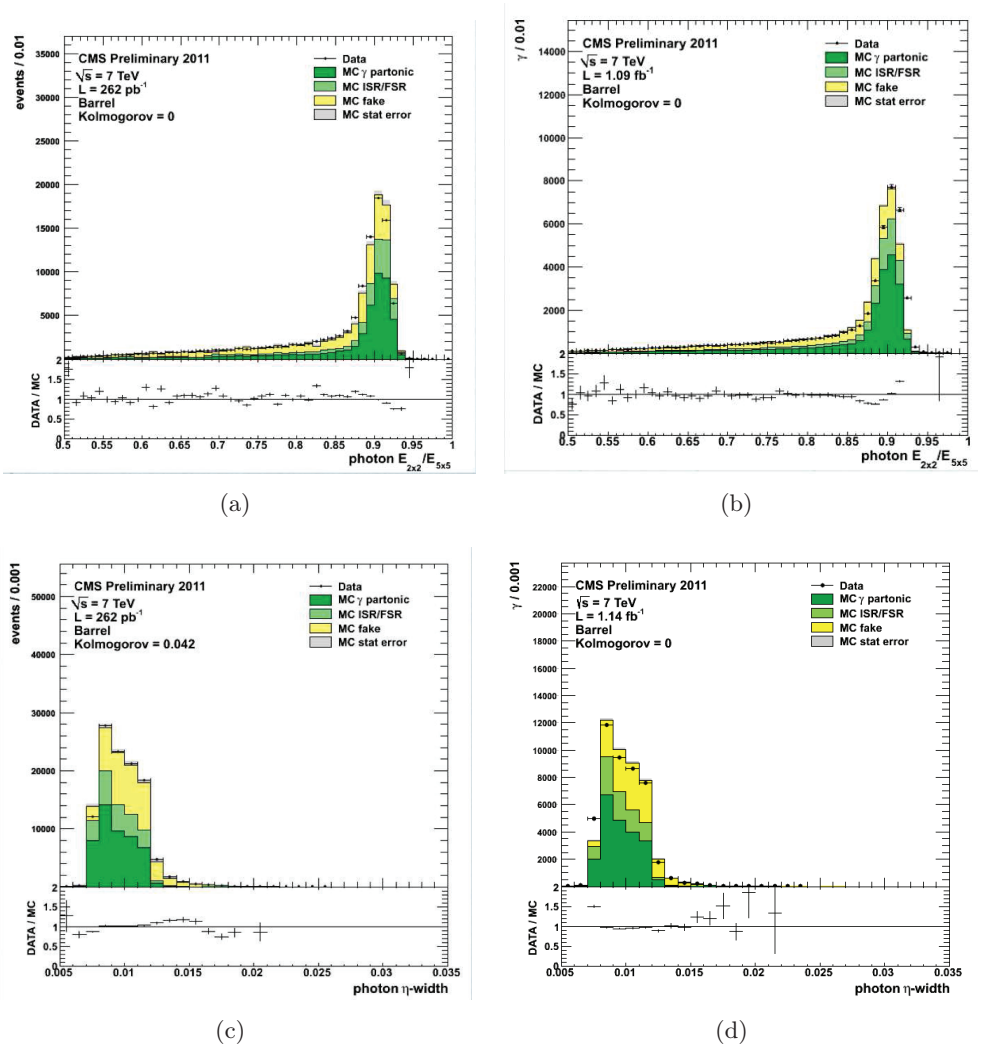
3.4.5.2 Désaccord entre données et simulation

Les simulations sont refaites au fur et à mesure de la prise de données pour prendre en compte l'état le plus récent de la connaissance du détecteur et de la version de CMSSW, le logiciel de reconstruction de CMS, utilisé pour la reconstruction des données. Lors de la production de simulations de juin 2011 (Summer 11 dans le jargon de CMS) il est apparu un désaccord entre données et simulation qui n'avait pas été observé avec les précédentes production de simulation (par exemple la précédente production nommée Spring 11). La figure 3.25 représente les comparaisons entre données et simulations pour la production de simulation "Spring11" (colonne de gauche) et "Summer11" (colonne de droite) : on se rend compte que l'accord entre données et simulation a significativement empiré en "Summer11". Ce désaccord peut être compris comme un changement des variables de forme du "super cluster" dans les simulations. Par exemple, si on compare la forme de $\eta - width$ et $\frac{E_{2x2}}{E_{5x5}}$ entre "Spring11" et "Summer11" pour des vrais photons produit par le processus "diphoton born", on note une différence de forme. Si on compare l'énergie collectée dans une matrice de talle 2×2 ou 5×5 cristaux (cf figure 3.27) on se rend compte que le dépôt de l'énergie semble plus étalé dans les simulations "Summer11" (cela se voit par exemple sur l'histogramme de $\eta - width$ dans la figure 3.26 qui est plus large dans les simulations "Summer11" que dans "Spring11"). Cela cause une perte d'énergie d'autant plus grande pour les petites matrices que les grandes, ce qui explique le décalage apparaissant sur la distribution de $\frac{E_{2x2}}{E_{5x5}}$.

3.4.6 Correction provisoire de certaines variables de forme des "super cluster"

Afin de pouvoir utiliser tout de même ces variables, une correction d'échelle a été développée. Cette correction n'est pas parfaite et ne fonctionne bien que pour les variables constituées par le rapport de deux énergies comme par exemple $\frac{E_{2\times2}}{E_{5\times5}}$

Higgs en deux photons. Comme le boson de Higgs du modèle standard à une masse supérieure à 100 GeV il est inutile de simuler le bruit de fond en dessous de cette valeur



(a) (b)

(c) (d)

FIGURE 3.25 – Comparaison entre données et simulation pour deux variables de forme du "super cluster" dans la production de simulation "Spring11" (colonne de gauche) et dans la production "Summer11" (colonne de droite).

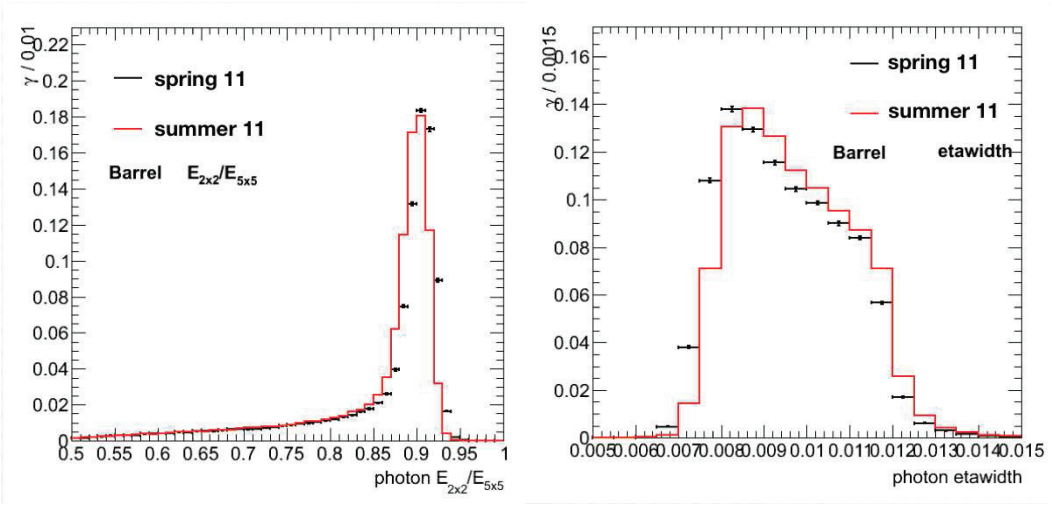


FIGURE 3.26 – Comparaison de la forme de $\eta - width$ et $\frac{E_{2x2}}{E_{5x5}}$ entre les simulations "Spring11" et "Summer11" pour des photons issus du processus "diphoton born".

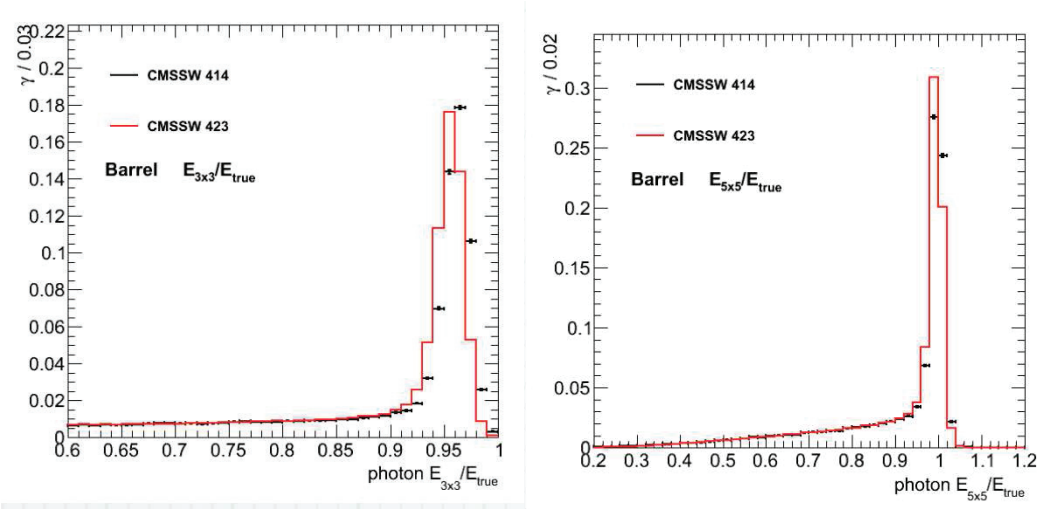


FIGURE 3.27 – Rapport entre l'énergie collectée dans une matrice de 3×3 cristaux (à gauche) et celle collectée dans une matrice de 5×5 cristaux (à droite) et l'énergie au niveau générateur, pour des photons issus du processus "diphoton born" entre la production "Spring11" et "Summer11".

et $R_9 = \frac{E_{3\times3}}{E_{SC}}$.

La méthode est la suivante : on multiplie la valeur dans "Summer11" de la variable que l'on veut corriger par un coefficient k. On calcule ensuite le "log likelihood" entre la distribution de cette variable (normalisée au nombre d'entrées dans "Spring11") dans "Summer11" et "Spring11". On choisit la valeur de k qui

correspond au maximum de ce "log likelihood".

Le "log likelihood" est défini de le manière suivante. Pour chacune des divisions i de l'histogramme on calcule $e^{-\lambda_i}\frac{\lambda_i^{d_i}}{d_i!}$ (avec λ_i la valeur pour "Spring11" et d_i la valeur pour "Summer11 dans la $i^{\text{ème}}$ division") : cette valeur est proportionnelle à la probabilité d'observer d_i dans la $i^{\text{ème}}$ division si la valeur attendue est λ_i. Le "log-likelihood" LL est défini comme suit

$$LL = \sum_{i \in divisions} log\left(e^{-\lambda_i}\frac{\lambda_i^{d_i}}{d_i!}\right)$$

Maximiser ce LL signifie donc maximiser la probabilité d'observer la distribution dans "Summer11" si la vraie distribution est celle de "Spring11" [10].

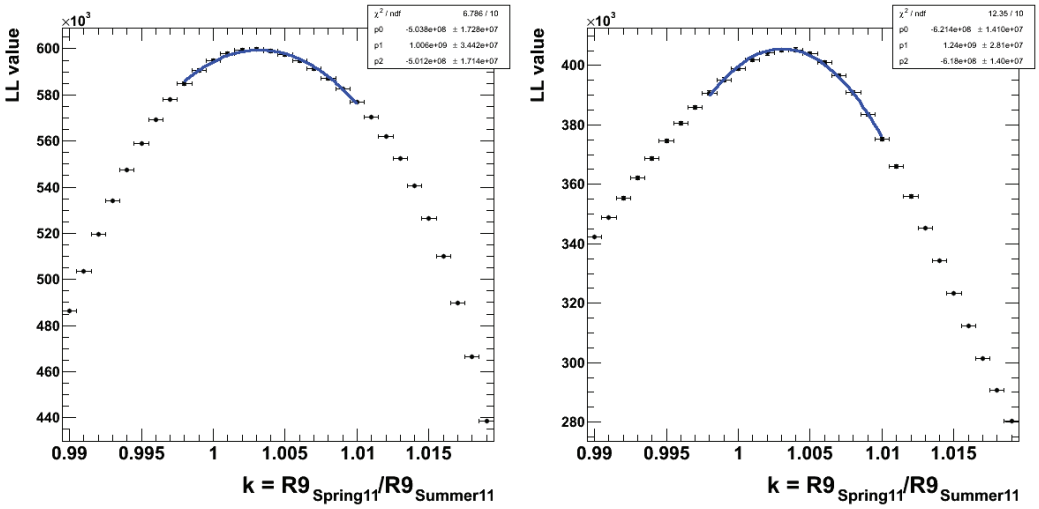


FIGURE 3.28 – Valeur du LL entre les distributions de R_9 dans "Summer11" et "Spring11" en fonction de k, à gauche dans le tonneau et à droite dans les bouchons.

La figure 3.28 représente la valeur de ce LL pour R_9. La valeur de k corrigeant le mieux la simulation "Summer11" est celle correspondant au maximum du LL sur cette courbe. Pour une estimation plus précise du maximum, celui-ci à été ajusté avec une parabole autour de celui-ci (la forme du LL n'est en réalité pas une parabole). On trouve pour la variable R_9, les valeurs de k suivantes : 1.0042 dans le tonneau et 1.0032 dans les bouchons. La figure 3.29 montre le résultat de cette correction, on voit que si l'accord entre les deux simulations est amélioré celui-ci n'est pas parfait : cette correction doit être donc considérée comme une réparation provisoire. Un coefficient peut aussi être appliqué pour corriger $\frac{E_{2\times2}}{E_{5\times5}}$, sa valeur est 1.00708 dans le tonneau et 1.008074 dans les bouchons. Cette démarche n'est pas utilisable pour les

10. On définit souvent le LL comme $-\sum_{i \in divisions} log\left(e^{-\lambda_i}\frac{\lambda_i^{d_i}}{d_i!}\right)$, dans ce cas il faudra minimiser le LL.

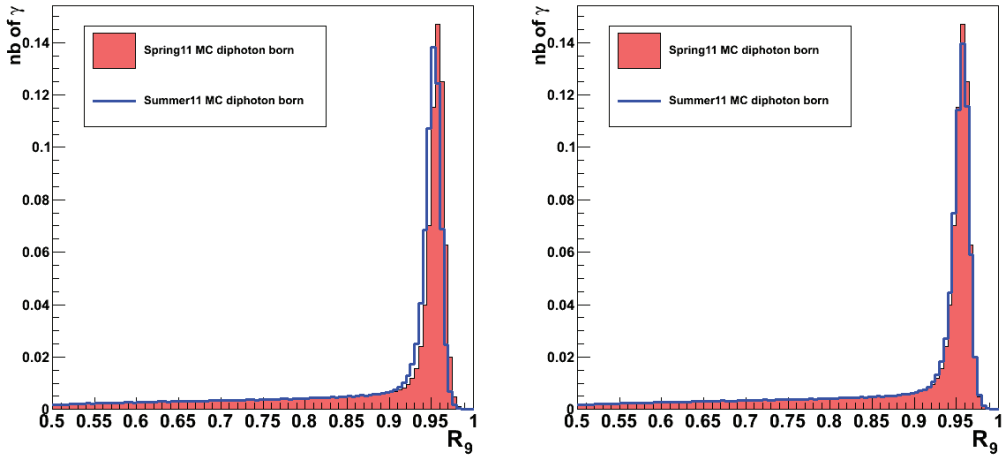


FIGURE 3.29 – Distribution de R_9 dans "Summer11" et "Spring11" avant (à gauche) et après (à droite) correction de l'échelle de la simulation "Summer11".

variables plus complexes comme $\eta - width$ car la forme même de cette variable est affectée. Cette correction a été utilisée pour la variable R_9 dans l'analyse $H \to \gamma\gamma$ de la fin de 2011.

3.5 Conclusion

Il a été vu dans ce chapitre, comment l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique est reconstruite en un photon. Le calorimètre électromagnétique et les différentes étapes de la reconstruction ont été optimisés pour permettre une bonne résolution sur l'énergie des photons. Lorsque que cela ne suffit pas, il est nécessaire d'appliquer des corrections à cette énergie.

Chapitre 4

Etude des corrections à l'énergie des photons

Sommaire

4.1 Introduction 73
4.1.1 Les biais de mesure et leur correction 73
4.1.2 Mesures à partir des données 74
4.2 Les corrections locales de contenances et de l'énergie perdue par les fentes 75
4.2.1 Principe : 75
4.2.2 Les deux jeux de corrections développées dans CMS 76
4.2.3 Comparaisons des corrections 80
4.3 Les corrections aux "super cluster" 83
4.3.1 Principe de la correction 83
4.3.2 Méthode de test de correction 83
4.3.3 Variation de l'échelle d'énergie pour des photons après f(brem) et $f(Et, \eta)$ 84
4.3.4 Effet des corrections sur la résolution 85
4.3.5 L'attribution de l'énergie des photons 87
4.4 Conclusion et perpectives : 92

4.1 Introduction

4.1.1 Les biais de mesure et leur correction

Le but du détecteur est la mesure des propriétés des photons utiles pour la physique (pour un photon principalement sa direction et son énergie) telle qu'elles étaient juste après l'interaction. Malheureusement cette mesure idéale est impossible :

- pendant le trajet à travers le trajectographe, environ la moitié des photons se convertissent. Dans le cas des conversions dite asymétriques, pour lesquelles une particule de la paire électron/position emporte la majeure partie de l'impulsion, il est possible que l'une des deux particules de la paire n'atteigne pas le calorimètre.

- tout l'énergie déposée dans le calorimètre n'est pas forcement agglomérée dans un cluster : par exemple des photons de Bremsstrahlung émis par les électrons/positrons d'un photon converti peuvent avoir une énergie inférieure au seuil nécessaire pour former un cluster ou ne pas avoir toute leur énergie collectée.
- le calorimètre n'est pas totalement homogène et possède une structure mécanique qui permet son maintien : il y a des espaces entre les différents "modules" d'un "super module", entre les différents "super modules", entre le tonneau et les bouchons mais aussi dans une moindre mesure entre les cristaux. Si un photon atteint le calorimètre près d'un tel espace, la partie de la gerbe électromagnétique s'y développant ne sera pas détectée.

Le but des corrections de l'énergie est de prendre en compte ces effets afin d'obtenir, à partir de l'énergie reconstruite, une énergie corrigée la plus proche possible de l'énergie réelle du photon.

On peut diviser ces corrections en deux parties : une partie constante, appliquée à tous les photons que l'on appelle "l'échelle d'énergie" et une partie variable suivant les photons qui va donner lieu aux fonctions de corrections.

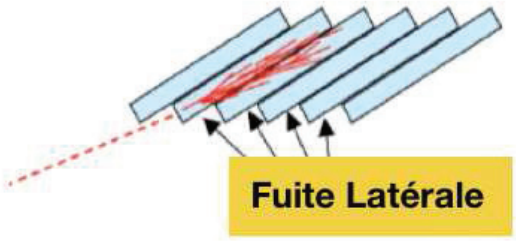


FIGURE 4.1 – Illustration de la fuite latérale d'énergie pour les photons atteignant le calorimètre électromagnétique à grand η

La première des corrections appliquées est la correction $f(\eta)$: elle corrige la fuite d'énergie due à l'inclinaison des cristaux dans le tonneau (cf figure 4.1. Cette correction a été établie à l'aide de simulations mais a été vérifiée avec les données du faisceau test. Elle s'applique à l'énergie de tous les photons du tonneau, que se soit au niveau de l'énergie du "super-cluster" ou d'une matrice 5x5.

4.1.2 Mesures à partir des données

La mesure de l'échelle d'énergie et de la résolution des photons peut se faire à l'aide des désintégrations radiatives du Z en deux muons. ($Z \to \mu\mu\gamma$). Une sélection a été développé pour sélectionner de tels événements dans les données avec une pureté supérieure à 99.2 % [27]. La masse du Z est connue avec une très bonne précision (2.1 MeV) ([30]). La mesure de l'impulsion des muons se fait à partir de la

courbure de leur trace mesurée à l'aide du trajectographe et des chambres à muons : cette mesure est absolue avec une bonne résolution (de l'ordre de 1.5 GeV).[43] Il est donc possible de reconstruire la masse invariante $M_{\mu\mu\gamma}$ et de la comparer à la valeur de la masse du Z : si celle-ci est différente on l'attribuera cette différence au fait que l'échelle d'énergie des photons n'est pas égale à l'unité.

On peut définir un estimateur k :

$$k = \frac{m_Z^2 - m_{\mu\mu}^2}{m_{\mu\mu\gamma}^2 - m_{\mu\mu}^2}$$

l'écart entre 1 et le maximum de la distribution de k représente l'écart entre l'inverse de l'échelle d'énergie et 1. La distribution de cet écart (noté s) est représenté sur la figure 4.2.

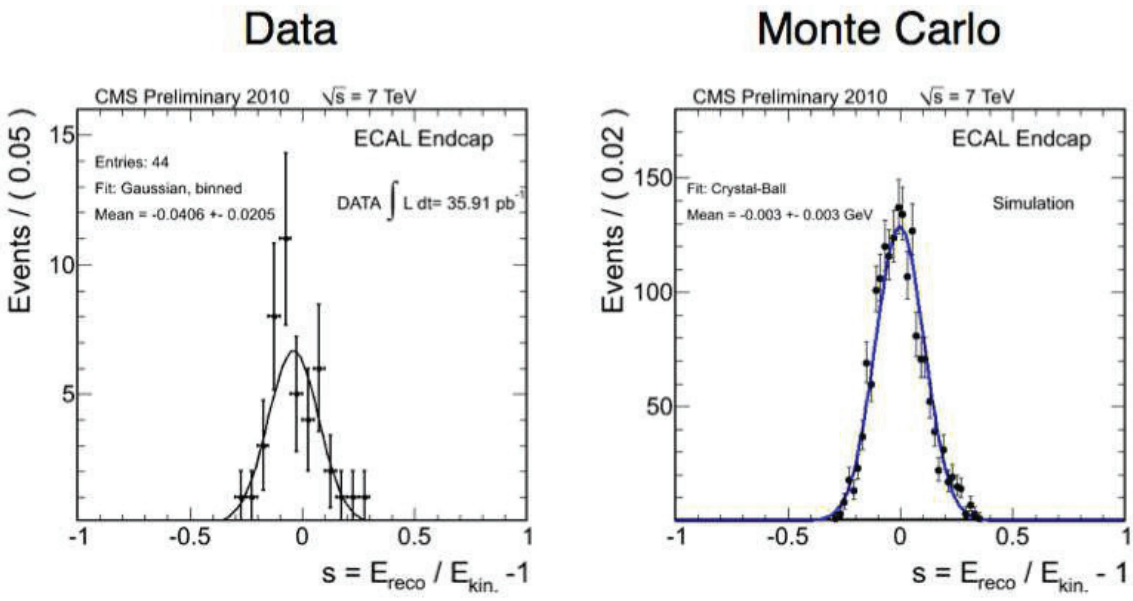


FIGURE 4.2 – Valeur de s = k - 1 dans les données et dans les simulations[3]

4.2 Les corrections locales de contenances et de l'énergie perdue par les fentes

4.2.1 Principe :

Lorsqu'un photon non-converti atteint le calorimètre, son énergie est agglomérée dans une matrice de 5x5 cristaux. Cette matrice contient 97% de l'énergie du photon : les 3% restant sont dus à la partie de la gerbe hors de la matrice 5x5 et à celle perdue dans l'espace entre les cristaux. Pour corriger cela, un facteur 1/0.97 est par défaut appliqué à l'énergie au niveau des cristaux [1]. Cette valeur est atteinte pour

1. Il est inclus dans la constante qui transforme les nombres de coups ADC en GeV

des photons arrivant au centre d'un cristal. Lorsque que ce n'est pas le cas, la fuite d'énergie par les bords de la matrice 5x5, ainsi que dans les espaces inter-cristaux sera plus importante, dépendant de la position d'impact du photon dans le cristal central. Le rôle de la correction locale de contenance est de corriger cet effet. Il est a noter que le même raisonnement peut être conduit pour des matrices de tailles différentes (3x3, 7x7 etc ...). Dans la suite nous nous concentrons sur les matrices 5x5.

Si le point d'impact du photon est à moins de deux rangées de cristaux d'une fente, celle-ci va traverser la matrice 5x5. L'énergie de la partie de la gerbe se développant dans la fente ne sera pas comptée dans l'énergie de la matrice 5x5. Cette perte est corrigée par une correction spécifique pour les fentes.

Ces deux corrections sont souvent regroupées car elles ont un point commun : elle dépendent de la position d'impact du photon dans le cristal.

4.2.2 Les deux jeux de corrections développées dans CMS

Le but de cette section est de comparer deux jeux de corrections pour ces effets :

- l'un développé à partir de simulations et vérifiée en faisceau test : la méthode dite "ln(E2/E1)" (cf [42])
- l'autre calculée à partir de simulations : la méthode dite "*BCposition*" (cf [52])

Les deux méthodes de correction sont basées sur l'évaluation de la position du point d'impact du photon dans le cristal à partir de la distribution des énergies dans les cristaux adjacents.

4.2.2.1 La méthode dite "$ln\left(\frac{E_2}{E_1}\right)$"

Considérons la façon de calculer le point d'impact selon η. Une matrice 3x3 est construite autour du cristal de plus haute énergie. On compare l'énergie (W2) déposée dans le cristal au rang de η inférieur, à l'énergie (W1) déposée dans le cristal au rang de η supérieur.

- Si W2 $<$ W1, cela signifie que le point d'impact est dans la partie avec un η inférieur au η du centre du cristal central (cf figure 4.3 a)). Dans ce cas on agglomère dans E2 l'énergie de la matrice 1x3 contenant le cristal d'énergie W2 et dans E1 l'énergie de la matrice 2x3 contenant le cristal d'énergie W1.
- Si W2$>$W1, cela signifie que le point d'impact est dans la partie avec un η supérieur au η du centre du cristal central (cas b de la figure 4.3). Dans ce cas on ajoute dans E2 l'énergie de la matrice 2x3 contenant le cristal d'énergie W2 et dans E1 l'énergie de la matrice 1x3 contenant le cristal d'énergie W1. La valeur de $ln\left(\frac{E_2}{E_1}\right)$ est corrélée à la position d'impact selon η dans le cristal. La même méthode est utilisée pour la position d'impact selon ϕ.

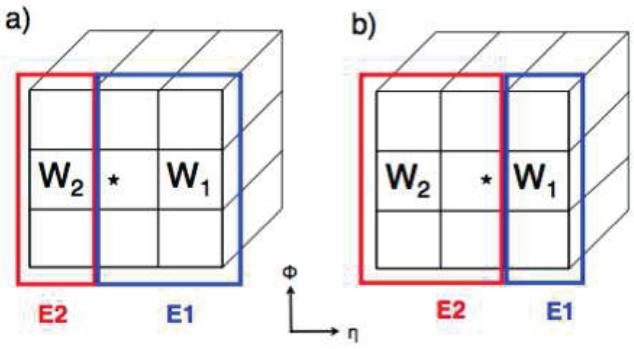


FIGURE 4.3 – Définition des énergies E1 et E2 utilisées dans la méthode $ln\left(\frac{E_2}{E_1}\right)$

A l'époque à laquelle ces corrections ont été calculées, la correction $f(\eta)$ n'était pas encore utilisée. Ces corrections sont donc calculées après une correction équivalente à $f(\eta)$ appelée $f_{umbrella}(\eta)$. Celle-ci a le même rôle que $f(\eta)$.

Les fonctions de correction locales sont appliquées à des photons incidents dans un cristal à plus de deux rangées d'une fente. Elles sont obtenues par simulation [41] : On simule des photons, d'une énergie donnée, venant du centre du détecteur. On regarde ensuite l'énergie récoltée dans une matrice de la taille voulue (3x3, 5x5, 7x7 ...) en fonction de log(E2/E1). Il ne reste ensuite plus qu'a ajuster cette énergie par une fonction analytique pour obtenir la fonction de correction (figure 4.4).

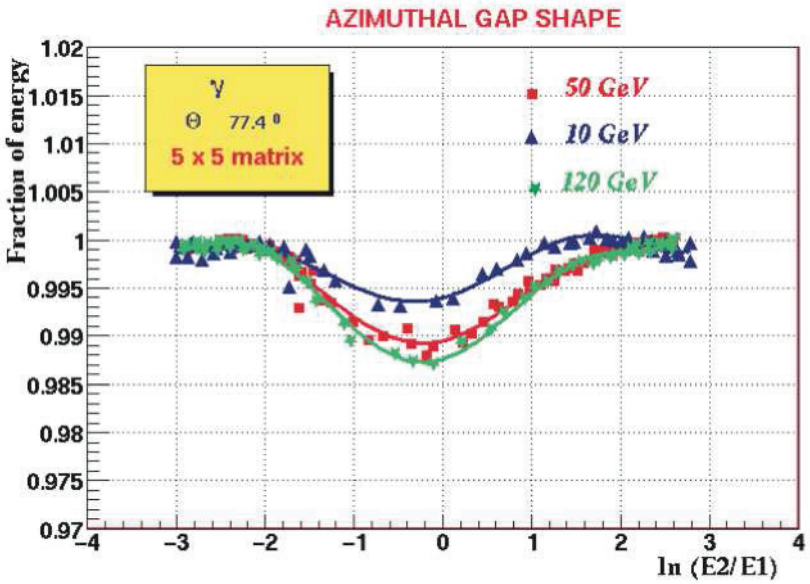


FIGURE 4.4 – Energie normalisée, à l'énergie de la particule incidente, reconstruite dans une matrice de 5x5 cristaux des électrons incidents de différentes énergies

La même méthode est utilisée pour les corrections aux fentes. La seule différence avec la méthode décrite précédemment est que, cette fois-ci, on se place dans un cristal près d'une fente. Dans le cas de l'énergie reconstruite dans une matrice 5x5, il y a deux types de corrections pour les fentes : celles pour les photons arrivant dans un cristal sur la rangée au bord de la fente ("crack correction") et celles pour les photons arrivant dans un cristal à deux rangées du bord ("pre-crack correction") La figure 4.5 représente la fraction de l'énergie en fonction de ϕ au bord de d'une fente (en rouge), à un cristal de la fente (en vert) et loin de la fente (bleu). La figure 4.6 représente quant à elle la variation de la fraction de l'énergie reconstruite en fonction de $ln\left(\frac{E_2}{E_1}\right)$.

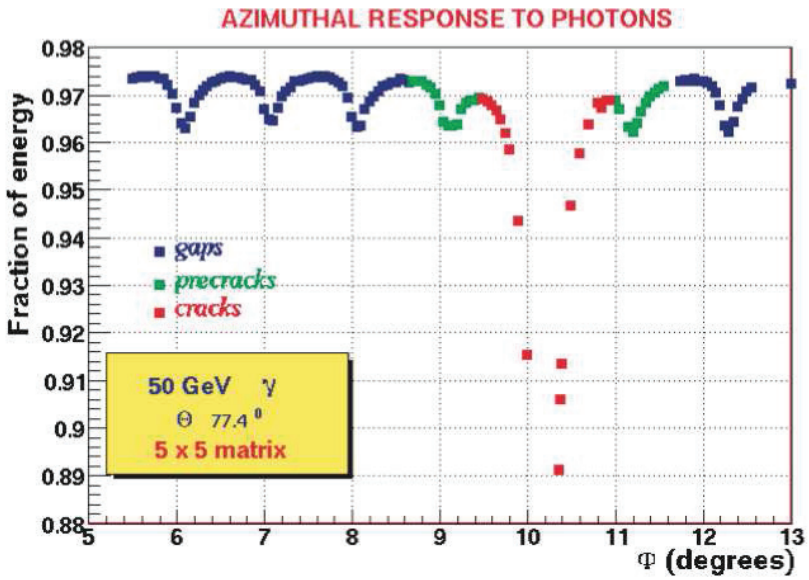


FIGURE 4.5 – Energie normalisée reconstruite dans une matrice 5x5 de cristaux en fonction de ϕ

Ces corrections ont été vérifiées en faisceau test [42] : On expose un super-module du tonneau à un faisceau d'électrons d'énergie donnée, en l'orientant de manière à ce que les électrons aient la même direction que s'ils venaient du point d'interaction. On regarde alors l'énergie dans des matrices de cristaux (3x3, 5x5 ...) en fonction de log(E2/E1). On vérifie alors que les points obtenus correspondent à la fonction de correction calculée grâce aux simulations (cf. figure 4.7). En faisceau test il n'y a pas de champ magnétique ce qui permet d'assimiler les électrons à des photons (ces deux particules ayant des gerbes électromagnétiques similaires). Il est cependant à noter qu'en présence d'un champ magnétique de 3.8T, comme c'est le cas dans le détecteur, la géométrie du calorimètre électromagnétique peut changer (ce qui modifie la taille des fentes) ainsi que la forme de la gerbe électromagnétique (principalement dans la direction ϕ mais cet effet est considéré comme du deuxième ordre).

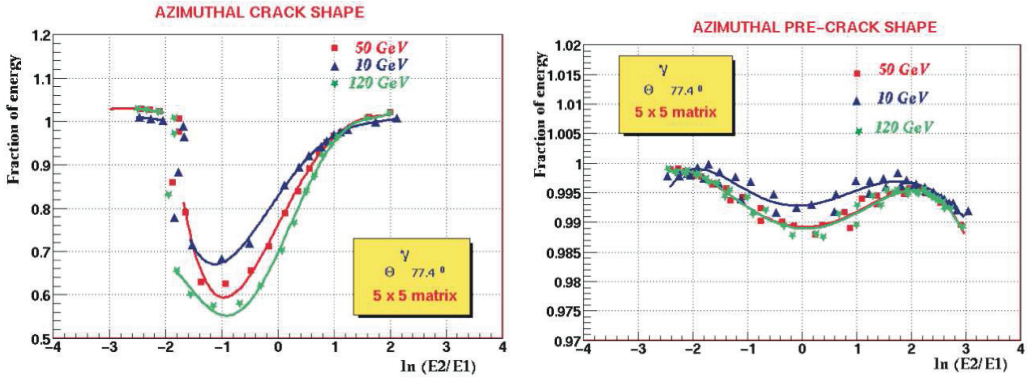


FIGURE 4.6 – Energie normalisée reconstruite dans une matrice de 5x5 cristaux pour un photon arrivant sur un cristal au bord d'une fente en ϕ (gauche) ou à une rangée de la fente (droite)

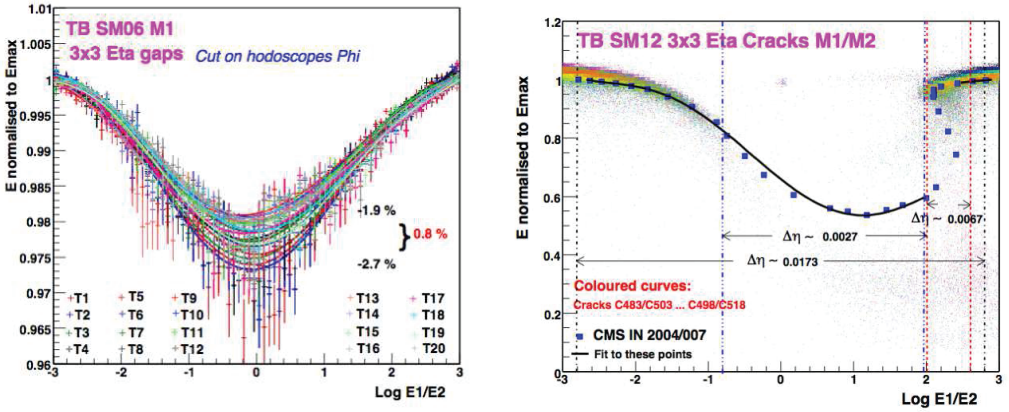


FIGURE 4.7 – Dépendance de l'énergie reconstruite dans une matrice 3x3 en fonction de Log E1/E2 pour un faisceau d'électrons de 120 GeV arrivant à plus de deux rangées d'une fente (gauche) ou sur le bord d'une fente (droite)

Il existe plusieurs variantes de cette correction : on peut par exemple appliquer des corrections aux fentes différentes selon chaque fente d'un même "super module". Les jeux de corrections testés par la suite proposent les mêmes corrections pour toutes les fentes selon η et les mêmes pour toutes les fentes selon ϕ

4.2.2.2 La correction "BC position"

Cette correction est très similaire à la correction décrite précédemment. Les différences sont les suivantes [52] :

- ces corrections sont paramètrées par l'écart entre le centre du cristal dans

lequel se trouve le maximum de la gerbe et la position du photon : on définit ainsi un $X_{cristal}$ et un $Y_{cristal}$ (respectivement selon les directions η et ϕ).

- on n'utilise des corrections pour les fentes que pour les photons incidents sur un cristal au bord d'une fente. (il n'y a pas de correction "precrack"). Par contre la correction n'est pas la même des deux cotés de la fente.
- cette correction est calculée à partir de photons simulés.

4.2.3 Comparaisons des corrections

Pour valider ces deux jeux de corrections, 500000 photons d'énergie transverse entre 30 et 70 GeV on été simulés dans le tonneau de CMS. Le choix de la gamme d'énergie transverse est motivé par le fait que cette gamme d'énergie correspond à celle des photons provenant de la désintégration d'un boson de Higgs d'une masse de $120 GeV/c^2$. La correction "BC position" étant déjà implémentée dans le logiciel de reconstruction (CMSSW) celle-ci a été transposée au niveau d'un analyseur. La correction "log(E2/E1)" n'étant pas à ce moment là dans CMSSW, il a été nécessaire de l'implémenter au niveau de l'analyseur.

La première étape est de s'assurer de l'implémentation des corrections au niveau de l'analyseur. Le fonctions de corrections étant reprises telles quelles, il est surtout important de s'assurer que les paramètres d'entrée ($X_{cristal}$,$Y_{cristal}$ pour la méthode "BC position" et $\left(ln\left(\frac{E_2}{E_1}\right)\right)_\eta$, $\left(ln\left(\frac{E_2}{E_1}\right)\right)_\phi$ pour la méthode "log(E2/E1)") sont correctement calculées. Une façon de contrôler cela est de regarder la position calculée en fonction de la position d'impact simulée.(cf figure 4.8 et 4.9).

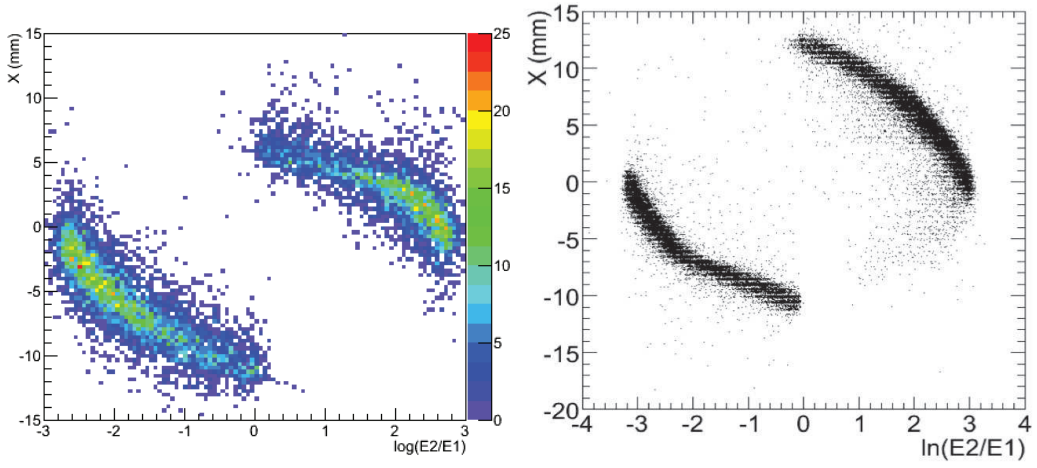


FIGURE 4.8 – Position d'impact dans le cristal selon la direction η en fonction de log(E2/E1) pour des photons simulés (gauche) ou pour des électrons du faisceau test (droite) incidents sur un cristal non voisin d'une fente

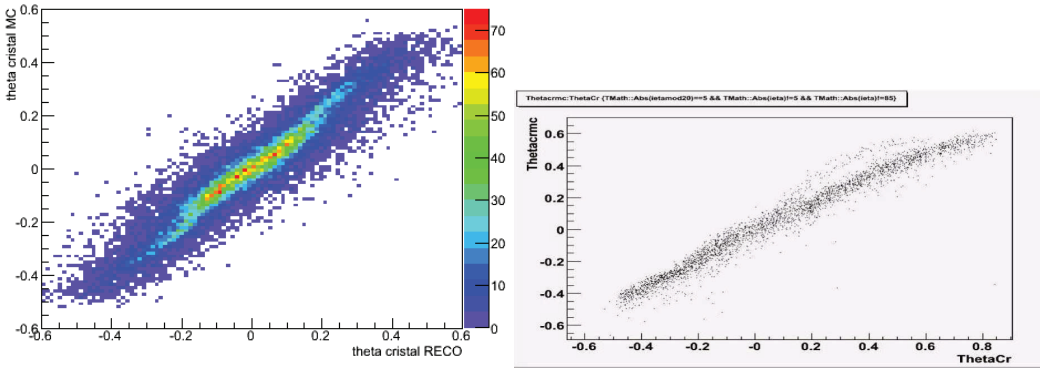


FIGURE 4.9 – Position d'impact dans le cristal selon la direction η en fonction de la position reconstruite pour des photons simulés(gauche) ou pour des électrons du faisceau test (droite) incidents sur un cristal non voisin d'une fente

Le test consiste à appliquer une à une les corrections et à regarder la distribution $\frac{E_{\text{corrigée}}}{E_{vraie}}$. Cette distribution s'ajuste par une distribution dite de "Crystal-Ball" [32]. Afin de connaître la résolution après corrections, plusieurs estimateurs sont utilisés :

- le σ de la partie gaussienne de la "crystall-ball". Il dépend de la qualité de l'ajustement.
- par analogie avec la définition du σ de la distribution gaussienne, on peut regarder la distance entre le maximum et les deux points de la distribution d'ordonnées $\frac{Max}{\sqrt{2}}$. La distribution de "Crystall-Ball n'étant pas symétrique on obtient deux valeurs : σ_L à gauche et σ_R à droite (cf figure 4.10 à gauche).
- le dernier estimateur, noté "σ_{eff}" est aussi construit par analogie avec la distribution gaussienne : on prend comme σ_{eff} la demi-largeur pour laquelle l'aire autour de la valeur maximale corresponds à 68.27 % de l'aire de la distribution (cela correspond à σ pour une gaussienne)(cf figure 4.10 à droite). Nous privilégierons cet estimateur par la suite car c'est celui qui a le plus grand sens physique (il signifie que l'on connaît l'énergie de 2/3 des photons à moins de σ_{eff} près) et il accorde peu de valeur au queues des distributions.

Les résultatsobtenus sont présentés dans la table 4.1. Les estimateurs donnent des résultats différents. Les corrections rendent la distribution de $\frac{E_{corrige}}{E_{vraie}}$ de moins en moins compatible avec une "crystal-ball" rendant les ajustements difficiles. On remarque aussi que les corrections rendent σ_L et σ_R de plus en plus différents à mesure des étapes de correction. Ainsi la correction "BC position" rend σ_R de plus en plus grand par rapport à σ_L : elle a donc tendance à sur-corriger les photons. La correction log(E2/E2) a le même effet utilisée avec fumbrella et l'effet inverse utilisée avec $f(\eta)$. Ce résultat illustre le fait que les corrections ne sont pas indépendantes les unes des autres : il est important de les appliquer dans les mêmes conditions que celles pour lesquelles elles ont été optimisées. Enfin, la méthode donnant les meilleurs

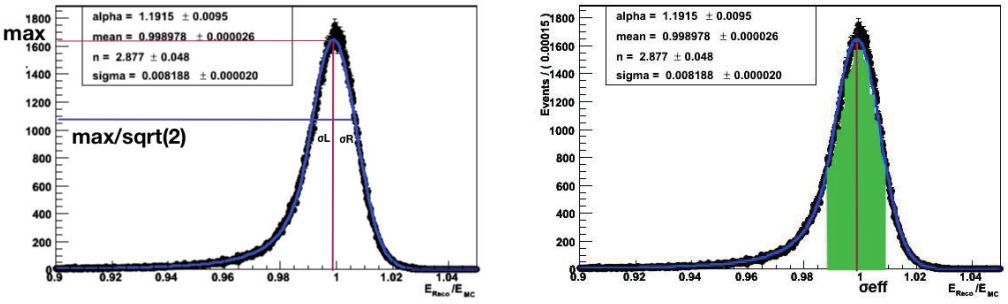


FIGURE 4.10 – Définition de σ_L, σ_R (gauche) et de σ_{eff} (droite)

TABLE 4.1 – Valeurs de la résolution pour les différentes corrections étudiées

	σ ajustement $(\pm 1 \times 10^{-5})$	σ_{eff} $(\pm 5 \times 10^{-5})$	σ_{Right} $(\pm(5 \times 10^{-5})$	σ_{Left} $(\pm 5 \times 10^{-5})$
sans correction	8.36e-03	0.0102	0.0075	0.00765
avec fumbrella	8.13e-03	0.01005	0.00750	0.00750
avec fumbrella xlogE2/E1Eta	8.07e-03	0.00975	0.00750	0.00675
avec fumbrella x logE2/E1Phi	8.35e-03	0.00960	0.00630	0.00780
avec fumbrella x logE2/E1All	8.23e-03	0.00930	0.00900	0.00510
avec f(eta)	8.18e-03	0.01005	0.00780	0.00705
avec feta x logE2/E1Eta	8.09e-03	0.00975	0.00630	0.00795
avec feta x logE2/E1Phi	8.42e-03	0.00945	0.00615	0.00765
avec feta x logE2/E1All	8.27e-03	0.00930	0.00555	0.00870
avec f(eta) x SCpositionEta	7.90e-03	0.00960	0.00645	0.00795
avec f(eta) x SCpositionPhi	7.95e-03	0.00945	0.00720	0.00630
avec f(eta) x SCpositionAll	7.63e-03	0.00870	0.00750	0.00570

résultats est la méthode "BC position" : elle améliore la résolution (mesurée à l'aide de σ_{eff}) de 14.7 % alors que la méthode "log(E2/E1)" ne l'améliore que de 8.8 %

La correction "SC position" est implémentée dans le logiciel de reconstruction de CMS mais n'est pas utilisée pour des photons non convertis. En revanche, depuis une version récente de ce logiciel (42X), la partie de cette correction pour les fentes est appliquée à l'objet "Basic Cluster", pour les photons convertis ($R_9 < 0.93$) et pour les électrons. Bien que les "basic cluster" ne sont pas des matrices 5x5 de cristaux, il a été montré que l'utilisation des corrections optimisées pour les photons convertis améliorent tout de même la résolution.

4.3 Les corrections aux "super cluster"

4.3.1 Principe de la correction

Des corrections sont appliquées à l'objet Super Cluster. Ces corrections sont conçues pour corriger l'énergie des électrons. Elles sont au nombre de trois [29] :

- $f(\eta)$: cette correction à déjà été introduite précédemment, elle corrige la fuite latérale d'énergie due à l'inclinaison des cristaux.
- f(brem) : cette correction compense l'énergie perdue par l'électron par bremsstrahlung non agglomérée dans un basic cluster. Cette correction est paramètrée par $brem = \frac{\sigma_\phi}{\sigma_\eta}$ avec $\sigma_\eta = \sqrt{\Sigma_i \frac{E_i}{E_{SC}}(\eta_i - \eta_{SC})^2 (i = RH \in SC)}$ [2] et $\sigma_\phi = \sqrt{\Sigma_i \frac{E_i}{E_{SC}}(\phi_i - \phi_{SC})^2 (i = RH \in SC)}$. σ_ϕ croît avec le bremsstrahlung. Lorsque l'énergie du Super Cluster augmente σ_ϕ et σ_η augmentent : diviser par σ_η permet donc à brem d'être peu sensible à l'énergie du Super Cluster.
- $f(\eta, E_t)$: cette correction résiduelle prend en compte la non linéarité de la distribution de la quantité de matière en amount du calorimètre et la dépendance en énergie transverse.

Ces trois corrections ont été optimisées pour des électrons simulés. Comme vu précédemment, du fait de la similarité des gerbes électromagnétiques du photon et de l'électron, la correction $f(\eta)$ est valide indépendamment pour des photons et des électrons. Ce n'est *a priori* pas le cas des corrections f(brem) et $f(\eta, E_t)$, qui dépendent de l'interaction de la particule avec la matière du trajectographe : elles sont donc potentiellement différentes pour photon et électron. Comme brem mesure l'étalement du Super Cluster selon la direction ϕ, une grande valeur de brem signifie une conversion précoce, donc un photon qui a plus interagi avec le détecteur : une fonction de correction prenant pour paramètre f(brem) semble donc justifiée pour corriger l'énergie des photons. La correction résiduelle (E_t, η) semble être plus *ad hoc* : l'interaction entre un photon converti et le détecteur peut-être à priori différente de celle d'un électron (par exemple avec la perte d'une partie de l'énergie lors d'une conversion asymétrique). Néanmoins, il semble pertinent d'utiliser une fonction paramètrée par η et E_t. Le but de mon travail a donc été de regarder l'effet de ces corrections sur l'échelle d'énergie et la résolution des photons.

4.3.2 Méthode de test de correction

La méthode utilisée est très semblable à celle employée pour l'obtention des fonctions de correction. Environ un million de photons a été simulé, sans événement sous jacent avec CMSSW_3_1_0_pre11 avec une distribution en η plate et une distribution en E_t plate entre 0 et 150 GeV.

A titre d'exemple, pour étudier la dépendance en brem de l'énergie corrigée par $f(\eta)$ x f(brem), la méthode suivante est utilisée :

- on divise la population de photons en catégories de brem de population égale

2. RH =Rec Hit

- on ajuste pour chaque catégorie la distribution $\frac{E_{RECO}}{E_{MC}}$ par une fonction de "crystall-ball".
- on représente sur un histogramme la position du pic, obtenue grâce à l'ajustement.
- la fonction obtenue doit être plate : en effet une distribution en fonction de "brem" qui ne serait pas plate induirait une grande largeur de la "Crystal-Ball" lorsque que l'on ajoute ensemble toutes les catégories en "brem".

Le raisonnement peut être reconduit pour n'importe quelle variable autre que brem à laquelle on s'intéresse.

4.3.3 Variation de l'échelle d'énergie pour des photons après f(brem) et $f(Et, \eta)$

Dans le cas des photons dans le tonneau, l'échelle d'énergie des "Super Clusters" en fonction de brem et de R_9 reste à moins de 1% de l'unité, comme le montre la figure 4.11 (ce n'est pas le cas des "super cluster" avec $R_9 > 0.95$, mais pour ces valeurs, l'énergie du photon n'est pas celle du "super cluster", mais plutôt celle d'une matrice de 5x5 cristaux). Dans les bouchons, l'échelle d'énergie des "super cluster" en fonction de "brem" semble avoir un comportement plus complexe mais reste néanmoins à moins de 1% de l'unité. En revanche, en fonction de R_9, l'énergie est systématiquement sous corrigée d'un facteur pouvant atteindre 2%.

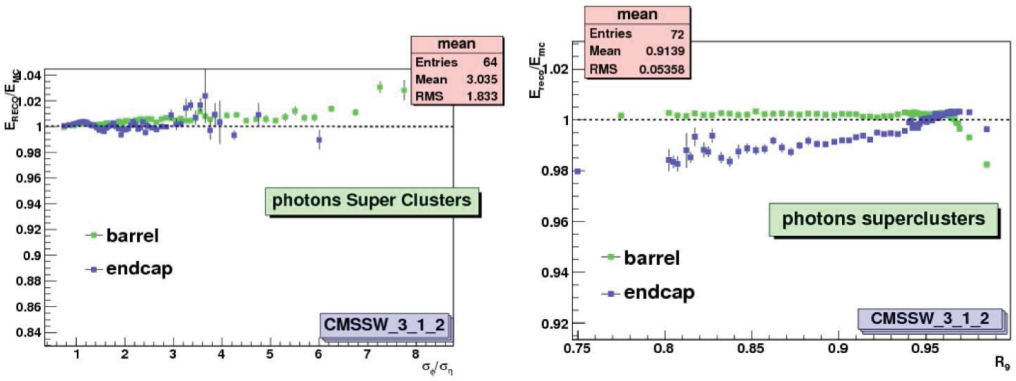


FIGURE 4.11 – Variation de $\frac{E_{RECO}}{E_{MC}}$ en fonction de la variable brem (gauche) et de la R_9 (droite) après la correction f(brem) (et $f(\eta)$ dans le cas du tonneau)

L'effet de la correction $f(E_t, \eta)$ est plus contrasté (cf figure 4.12) : cette correction sur-corrige clairement les photons du tonneau (jusqu'à 3% de sur-correction) alors que dans les bouchons elle replace l'échelle d'énergie des Super Cluster à moins de 1% de 1.

Pour des photons avec $R_9 > 0.93$ [3], l'énergie n'est pas reconstruite avec un Super Cluster mais avec une matrice de 5x5 cristaux. Il est donc intéressant de regarder,

3. Dans les versions de CMSSW_3_1_2, la valeur seuil à partir de laquelle l'énergie des photons

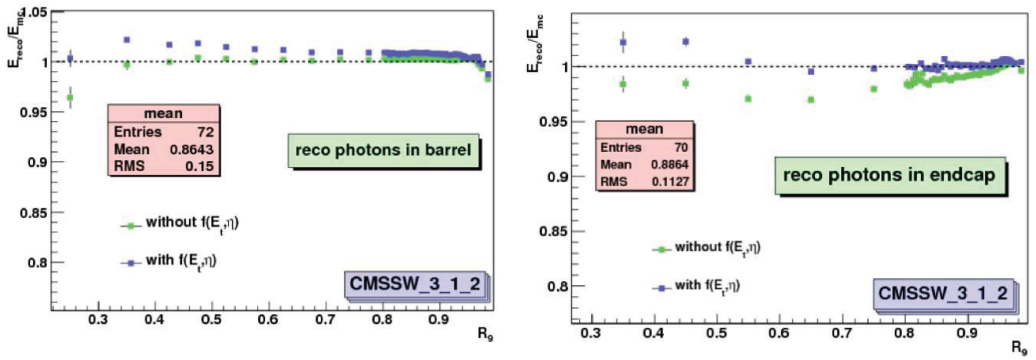


FIGURE 4.12 – Effet de la correction $f(E_t, \eta)$ sur $\frac{E_{RECO}}{E_{MC}}$ en fonction de la variable R_9

non plus la variation de l'énergie du "Super Cluster" en fonction de R_9, mais celle de l'énergie du photon (cf figure 4.13. On observe une importante discontinuité (2% dans le tonneau et 3% dans endcap). Pour des photons avec $R_9 = 0.93$, la fonction f(brem) est égale à un : le fait qu'elle ne soit pas utilisée pour corriger l'énergie de la matrice 5x5 n'explique donc pas la discontinuité (cf figure 4.14 à gauche). En revanche, la différence relative entre l'énergie non corrigée du "super cluster" et celle de la matrice 5x5 est de 2% (cf figure 4.14 à droite). La figure 4.15 à droite montre qu'une matrice de 5x5 cristaux n'agglomère pas la totalité de l'énergie des photons convertis alors que ceux-ci sont encore une grosse proportion des photons entre $R_9 = 0.93$ et $R_9 = 0.95$: la différence provient donc du fait que le 5x5 n'agglomère pas la totalité de l'énergie des photons convertis présents dans la zone $0.93 < R_9 < 0.95$.

Il existe plusieurs manières de remédier à ce problème : l'un d'elle, la plus simple, est de remonter le seuil en R_9 ; une autre pourrait être d'utiliser dans la zone $0.93 < R_9 < 0.95$ l'information sur la conversion du photon que donne la reconstruction (cf figure 4.16). Pour ne pas faire dépendre une propriété aussi basique du photon qu'est son énergie d'un algorithme de reconstruction raffiné, c'est la première possibilité qui a été choisie.

4.3.4 Effet des corrections sur la résolution

Le but de cette partie est de comparer la performance en terme de résolution des différentes manières de reconstruire l'énergie pour les photons convertis (ici la reconnaissance des conversions se fait à l'aide de la vérité Monte Carlo). La résolution obtenue avec l'énergie du "Super Cluster" (et les corrections successives) est comparée à celle de l'énergie d'une matrice 5x5. La résolution est obtenue par l'ajustement de la distribution $\frac{E_{RECO}}{E_{MC}}$ par une fonction de "Crystal-Ball". Après certaines

est reconstruite par une matrice de 5x5 cristaux était 0.93, cette valeur a ensuite été changée (à partir des version 35X) en 0.94 dans les tonneau et 0.95 dans les bouchons.

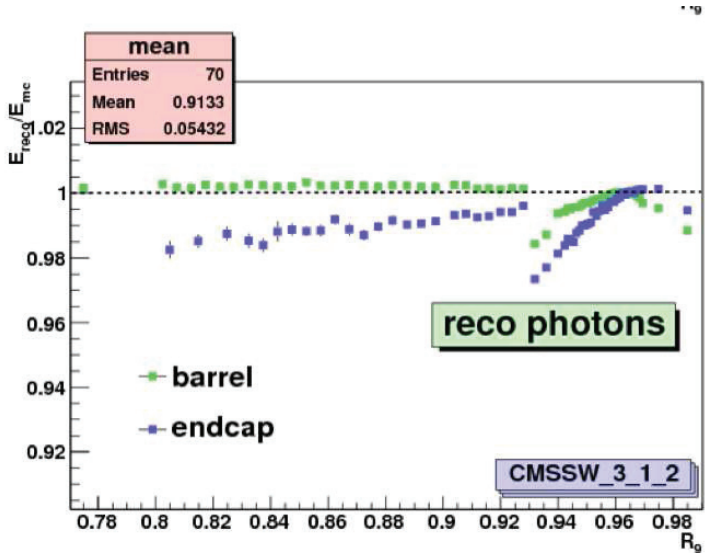


FIGURE 4.13 – Variation de $\frac{E_\gamma}{E_{MC}}$ en fonction de la variable R_9 après la correction f(brem)

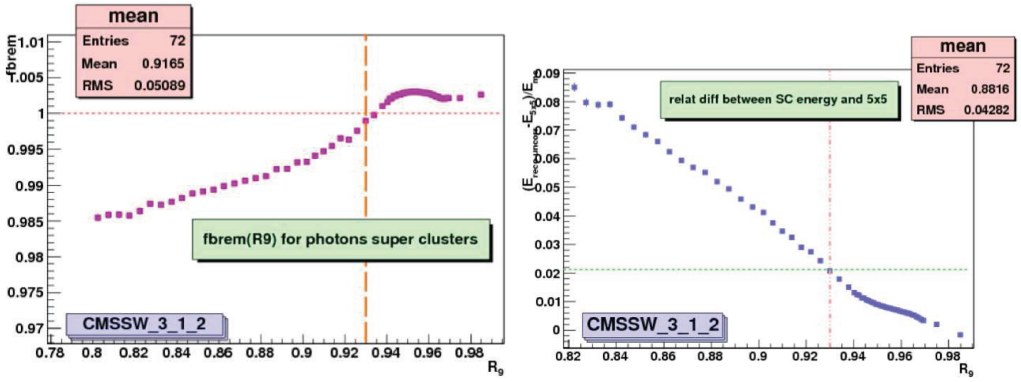


FIGURE 4.14 – Valeur de la correction fbrem en fonction de R_9 (gauche) et différence entre l'énergie du Super Cluster non corrigée et celle reconstruite dans une matrice de 5x5 cristaux (droite) pour des photons dans le tonneau de CMS

corrections (en particulier $f(E_t, \eta)$) la distribution $\frac{E_{RECO}}{E_{MC}}$ n'a plus la forme d'une fonction de "Crystal-Ball" : l'estimation de la résolution à partir de l'ajustement peut donc donner un résultat biaisé (cf figure 4.17 et 4.18). Il eut été plus judicieux de considérer le σ_{eff}. Les résultats sont consignés dans la table 4.2, ils montrent que

- la correction f(brem) améliore la résolution
- en revanche la correction $f(E_t, \eta)$ détériore la résolution.

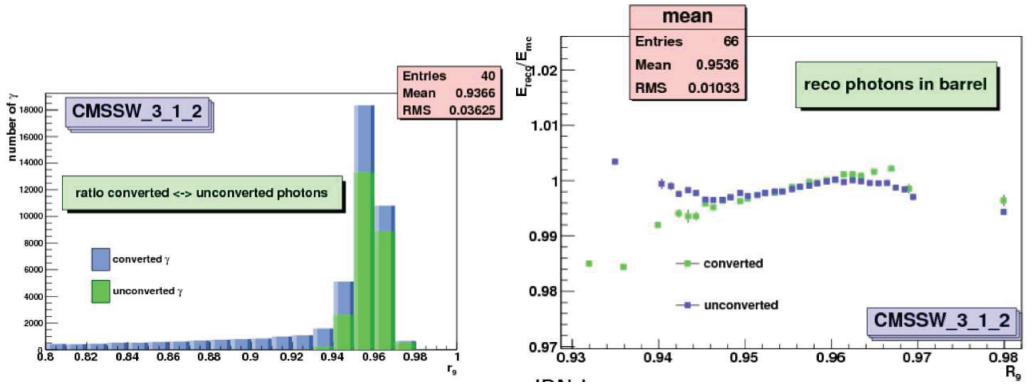


FIGURE 4.15 – Gauche : Proportion de photons convertis en fonction de R_9 (le binning en R_9 est de 0.1) ; Droite : Performance de l'agglomération de l'énergie dans une matrice 5x5 en fonction de R_9 pour des photons convertis et non convertis

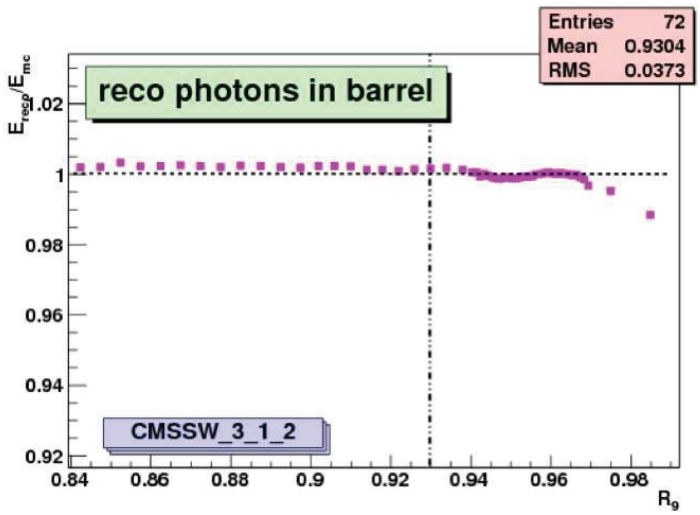


FIGURE 4.16 – $\frac{E_\gamma}{E_{MC}}$ du photon en fonction de R_9 dans le cas ou l'énergie du photon est celle du Super Cluster corrigé pour $R_9 < 0.93$ et pour les photons reconstruits comme converti avec $R_9 < 0.95$, celle de la matrice 5x5 pour $R_9 > 0.95$ et les photons reconstruits comme non convertis avec $R_9 > 0.93$.

4.3.5 L'attribution de l'énergie des photons

Du point de vue de la résolution, on a intérêt à agglomérer l'énergie des photons non convertis dans une matrice 5x5 et celle des photons convertis dans un Super Cluster : Il est donc important de savoir distinguer les photons convertis des non convertis lors de l'attribution de l'énergie du photon. Le critère utilisé par la reconstruction est un seuil en R_9. Les photons au dessous de ce seuil sont considérés comme convertis et ont donc l'énergie de leur "Super Cluster" ; les photons au dessus

TABLE 4.2 – Résolution sur l'énergie des photons convertis, après différentes fonctions de correction

	Résolution en GeV	
	tonneau	bouchons
Energie brute (E_{RAW})	0.391 ± 0.004	0.405 ± 0.003
$E_{RAW} \times f(\eta)$	0.386 ± 0.004	$\times$
$E_{RAW} \times f(\eta) \times f(brem)$	0.743 ± 0.006	0.623 ± 0.004
$E_{RAW} \times f(\eta) \times f(brem) \times f(\eta, E_t)$	1.097 ± 0.008	0.874 ± 0.004
E_{5x5}	0.147 ± 0.002	0.192 ± 0.002
$E_{5x5} \times f(\eta)$	0.140 ± 0.025	$\times$

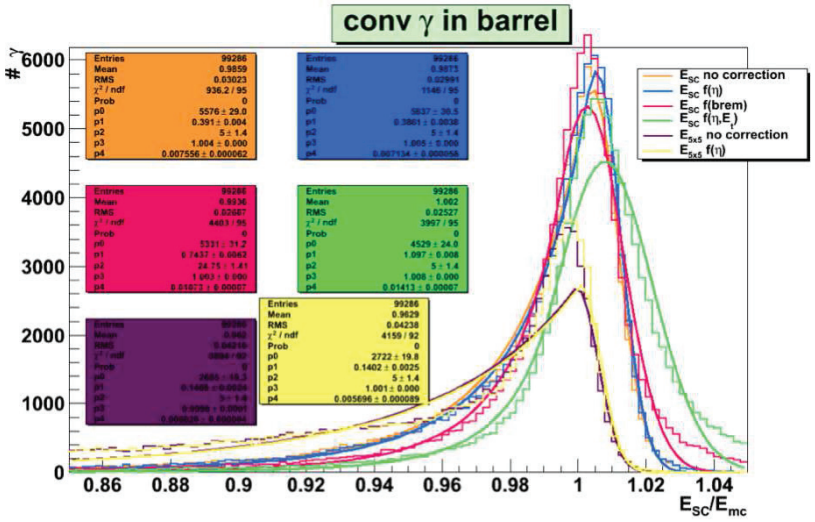


FIGURE 4.17 – distribution $\frac{E_{RECO}}{E_{MC}}$ pour des photons convertis dans le tonneau. Il est à noter que les corrections sont appliquées dans l'ordre pour lequel elle ont été optimisées : c'est à dire que $E_{SC} f(\eta, E_t)$ signifie que les corrections $f(\eta) \times f(brem) \times f(\eta, E_t)$ ont été apportés à l'énergie du super-cluster

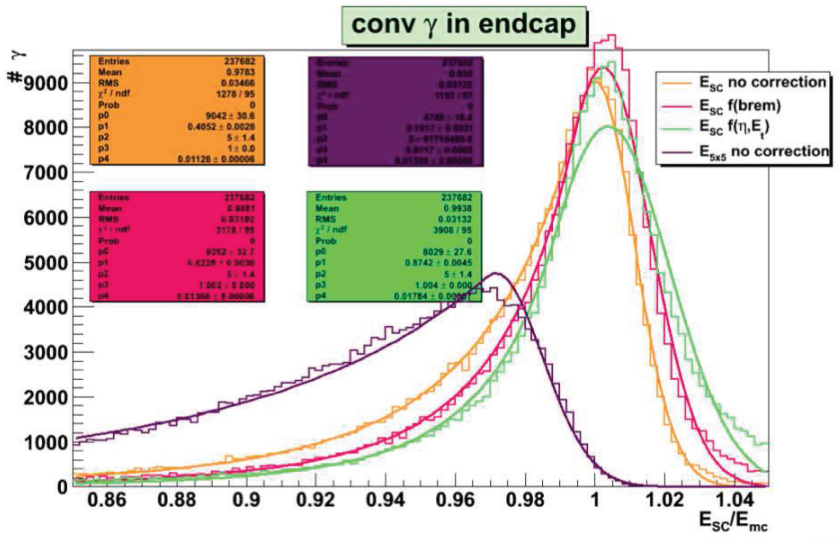


FIGURE 4.18 – distribution $\frac{E_{RECO}}{E_{MC}}$ pour des photons convertis dans les bouchons. Il est à noter que les corrections sont appliquées dans l'ordre pour lequelles elle ont été optimisées : c'est à dire que $E_{SC}f(\eta, E_t)$ signifie que les corrections $f(brem) \times f(\eta, E_t)$ ont été apportés à l'énergie du super-cluster

de ce seuil sont considérés comme non convertis, et ont donc l'énergie de la matrice 5x5. Au moment de cette étude, il y avait un seuil unique pour le tonneau et les bouchons placé à 0.93. Cette valeur était trop faible et causait une discontinuité de $\frac{E_{RECO}}{E_{MC}}$ en fonction de R_9 au passage du seuil.

Comme vu précédemment, l'utilisation de la reconstruction des conversions pourrait remédier à ce problème. Nous allons néanmoins étudier ici une autre possibilité qui est d'augmenter le seuil en R_9. La figure 4.13 montre que la valeur du seuil doit être plus grande dans les bouchons que dans le tonneau. Plusieurs possibilités de coupures ont été testées (cf figures 4.19 et 4.20), les critères de sélection des conversion testés sont les suivants :

- $R_9 = 0.94$ dans le tonneau et 0.95 dans les bouchons "1 set of chris".
- $R_9 = 0.95$ dans le tonneau et 0.96 dans les bouchons "2 set of chris".
- $R_9 = 0.96$ dans le tonneau et 0.98 dans les bouchons "set of Susan".
- Les conversions sont identifiées grâce à la vérité Monte Carlo "check of Hugues 1"
- Les conversions sont identifiées grâce à la reconstruction "check of Hugues 2"

Les résultats obtenus sont reportés dans la table 4.3, la résolution est obtenues à partir d'un ajustement à l'aide d'une distribution de "Crystal-Ball".

Les différentes coupures en R_9 testées donnent des résultats équivalents. Comme les ajustements ne sont pas bons ($\chi^2/ndf \approx 200$) il est difficile de se fier aux σ obtenus. On constate cependant que la séparation photons convertis des non convertis, que se soit à partir de la vérité Monte-Carlo ou de la reconstruction, n'améliore pas

TABLE 4.3 – Résolution obtenue dans le tonneau et dans les bouchons pour différents critères d'isolation.

Critère d'identification des conversions	Résolution en GeV	
	tonneau	bouchons
$R_9 < 0.93(EB), R_9 < 0.93(EB)$	0.800 ± 0.005	0.607 ± 0.007
$R_9 < 0.94(EB), R_9 < 0.95(EB)$	0.918 ± 0.025	0.642 ± 0.007
$R_9 < 0.95(EB), R_9 < 0.96(EB)$	0.829 ± 0.006	0.653 ± 0.007
$R_9 < 0.96(EB), R_9 < 0.98(EB)$	0.790 ± 0.006	0.714 ± 0.010
vérité dans la simulation	0.800 ± 0.007	0.674 ± 0.008
reconstruction comme converti	5.39 ± 1.05	0.678 ± 0.008

la résolution. Ce résultat peut-être expliqué à l'aide de la figure 4.21, en effet, les photons qui ce sont convertis tardivement (avec un rayon de conversion supérieur à 70 cm) peuvent être reconstruits avec une matrice de 5x5 cristaux. Cela s'explique par le fait que l'électron et le positron produits par la conversion n'ont pas le temps de beaucoup se séparer et atteignent le calorimètre en des points très rapprochés.

Le meilleur résultat obtenu dans le tonneau est obtenu avec une coupure à 0.95 (courbe "2 set of Chris") et avec une coupure à 0.95 and les bouchons (courbe "1 set of Chris"). Cependant, pour tenir compte de la possible amélioration de la résolution dans le tonneau grâce aux corrections locales et celles des fentes, les coupures du "1 set of Chris" ont été choisies soit respectivement : $R_9 = 0.94$ dans le tonneau et $R_9 = 0.95$ dans les bouchons.

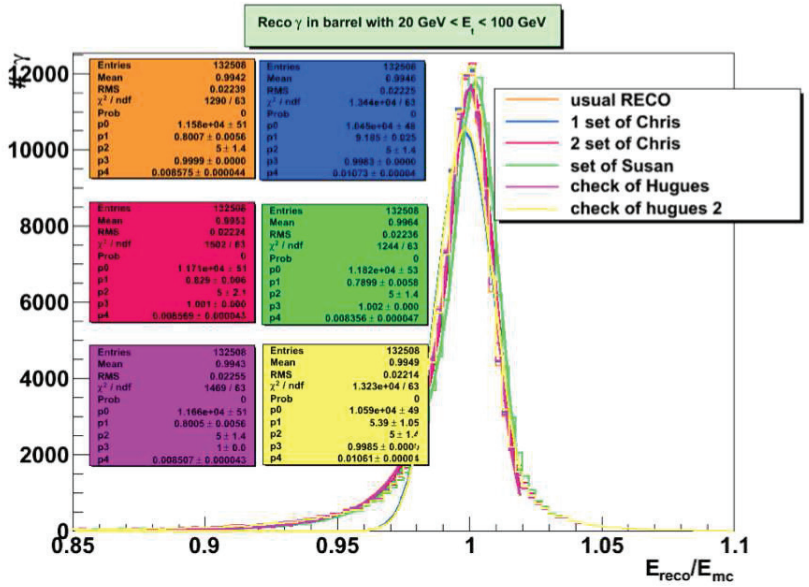


FIGURE 4.19 – Distributions de $\frac{E_\gamma}{E_{MC}}$ pour des photons dans le tonneau pour lesquels différents seuils en R_9 ont été utilisés

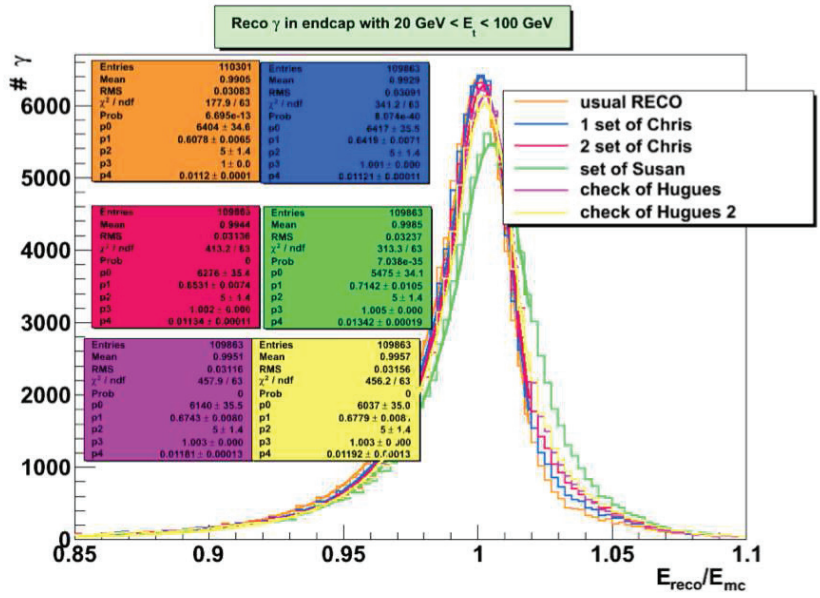


FIGURE 4.20 – Distributions de $\frac{E_\gamma}{E_{MC}}$ pour des photons dans les bouchons pour lesquels différents seuils en R_9 ont été utilisés

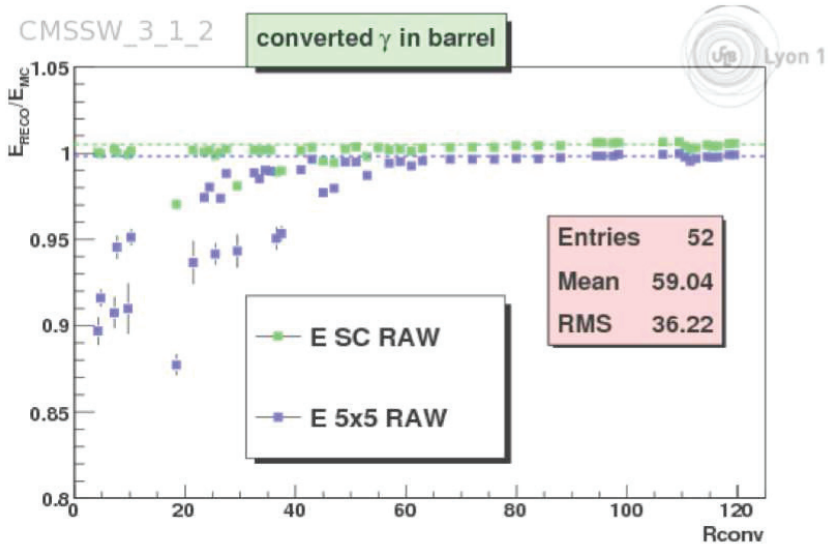


FIGURE 4.21 – Variation de $\frac{E_{RECO}}{E_{MC}}$ en fonction du rayon de conversion pour une énergie reconstruite dans un Super Cluster ou une matrice de 5x5 cristaux. La courbe en pointillés correspond à la valeur obtenue pour des photons non convertis (les conversions sont ici identifiées grâce à la vérité Monte-Carlo)

4.4 Conclusion et perpectives :

Ce travail à été effectué au cours de l'année 2009, à partir de simulations seulement. Il est une première approche des enjeux et des difficultés de la corrections des photons. Au démarrage du LHC, le gain de ces corrections était considéré comme négligeable devant le gain apporté par une bonne calibration du détecteur. Maintenant qu'il a été accumulé suffisamment de statistique pour avoir une calibration précise du détecteur, les corrections en énergie sont devenues le facteur limitant de la résolution en énergie. Des travaux sont donc en cours, principalement pour calculer des fonctions de correction dédiées au photons avec la même paramétrisation que celle des électrons ou avec une nouvelle paramétrisation dédiée. Une autre importante évolution est la possibilité de tester les corrections dans les données : pour les électrons, la méthode $\frac{E}{p}$ (le rapport entre l'énergie mesurée dans le calorimètre électromagnétique et l'impulsion mesurée à partir du trajectographe) ainsi que la reconstruction des événements $Z \to ee$ permettent de contrôler l'amélioration qu'apporte les corrections. Pour les photons, la statistique d'événements $Z \to \mu\mu\gamma$ accumulée (≈ 4.6 événement par pb^{-1} soit environ 10000 pour $2.15 fb^{-1}$) permet de vérifier les corrections appliquées aux photons.

Chapitre 5

Discrimination entre photon et π^0 à l'aide d'un réseau de neurones

Sommaire

5.1 Les jets comme bruit de fond réductible 93
5.1.1 Les photons dans les données 93
5.1.2 Les jets contenant des π^0 94
5.1.3 Principe de la discrimination entre photon et π^0 96
5.2 Utilisation des variables de forme du "super-cluster" pour la discrimination entre photon et π^0 97
5.2.1 Utilisation des variables de forme du "super cluster" 97
5.2.2 Présentation du réseau de neurones 99
5.2.3 L'entraînement du réseau de neurones 107
5.2.4 Choix des variables d'entrée 110
5.2.5 Performances 111
5.3 Fiabilité de l'utilisation du réseau de neurones 113
5.3.1 Accord entre données et simulations 113
5.3.2 Dépendance de l'entrainement 117
5.3.3 Efficacité en fonction de η et E_t 118
5.3.4 Classification des variables 122

5.1 Les jets comme bruit de fond réductible

5.1.1 Les photons dans les données

Les photons peuvent être la signature de processus que l'on veut rechercher dans les données. Par exemple, le canal de désintégration en deux photons du Boson de Higgs, est le canal le plus prometteur pour la découverte du boson de Higgs du modèle standard, si la masse de celui-ci est inférieure à 130 GeV/c^2. D'autres particules, créees par de la nouvelle physique, comme par exemple le graviton de Randall-Sundrum, se désintègrent aussi en deux photons. (cf [20]). Des photons peuvent aussi être produits dans les données par des processus du Modèle Standard mettant en jeux les intéractions fortes ou faibles. Il y a deux contributions à la production des photons : la contribution dite directe, où le photon est directement produit par un couplage avec un parton de l'interaction dure, et la contribution dite

de fragmentation, où le photon est issu de la fragmentation colinéaire d'un parton de l'état final (typiquement un quark ou un gluon). La séparation entre ces deux contributions est arbitraire et seule leur somme est une observable physique : par exemple, un photon de bremsstrahlung émis par un quark peut être vu, suivant l'échelle d'énergie à laquelle on se place, comme un photon de fragmentation ou comme un photon direct mais issu d'un calcul à un ordre supérieur (Next to Leading Order). Il est aussi à noter que si les photons de la contribution directe sont parfaitement isolés, ce n'est pas le cas des photons issus de la fragmentation (qui restent accompagnés du parton qui a fragmenté). (cf [34])

5.1.2 Les jets contenant des π^0

Les π^0 constituent le premier bruit de fond aux photons. En effet, 98% des π^0 se désintègrent en deux photons (cf [30]). Lors de la désintégration d'un π^0, l'angle α entre les deux photons est le suivant :

$$sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) = \frac{M_{\pi^0}^2}{4E_1E_2}$$

avec M_{π^0} la masse du π^0 (soit 135 MeV environ) et E_1 et E_2 l'énergie des deux photons. Prenons l'exemple d'un π^0se désintégrant en 2 photons de 25 GeV chacun, on aura $sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) = \frac{0.135^2}{25\times25}$ soit $\alpha = 0.62^\circ$. Le temps de vol du π^0 étant de 8.4×10^{-17} secondes, il a le temps de parcourir environ 9.2μm avant de se désintégrer (si on suppose sa vitesse proche de c) : le π^0 se désintègre donc au niveau du vertex de l'interaction et la distance de vol des deux photons avant d'atteindre ECAL ne dépend ainsi que de leur cordonnée η (cf figure 5.1). Cette distance varie entre 130 cm si $\eta = 0$ et plus de 300 cm pour un photon atteignant ECAL dans les bouchons. On a donc

$$\delta = 2 \times L(\eta) \times tan\left(\frac{\alpha(\gamma\gamma)}{2}\right)$$

où $L(\eta)$ est la distance parcourue par les deux photons et $\alpha(\gamma\gamma)$ l'angle entre les deux photons. Prenons, par exemple, $\alpha = 0.62^\circ$: on a alors δ=1.4 cm si $\eta = 0$ et δ=3.25 cm au niveau des bouchons. La taille d'un cristal du ECAL étant d'environ 2 cm, on se rend compte que dans une grande proportion des cas, on reconstruira au lieu de deux photons de 25 GeV, un seul photon de 25+25 = 50 GeV. Un π^0 boosté de 50 GeV est alors confondu avec un photon de 50 GeV. Ces π_0 boostés ne sont pas produit seuls, ils sont le résultat de l'hadronisation d'un quark ou d'un gluon en un jet. C'est pourquoi ces π_0 sont rarement aussi bien isolés que des photons. Néanmoins, de part la copieuse production de jets au LHC, ces jets riches en π^0 sont la première source de bruit de fond aux vrais photons. Pour les analyses de physique utilisant des photons, ces jets constitueront la majorité du bruit de fond appelé bruit de fond "réductible", car il est possible de lutter contre ce bruit de fond en améliorant la reconstruction et la sélection des photons.

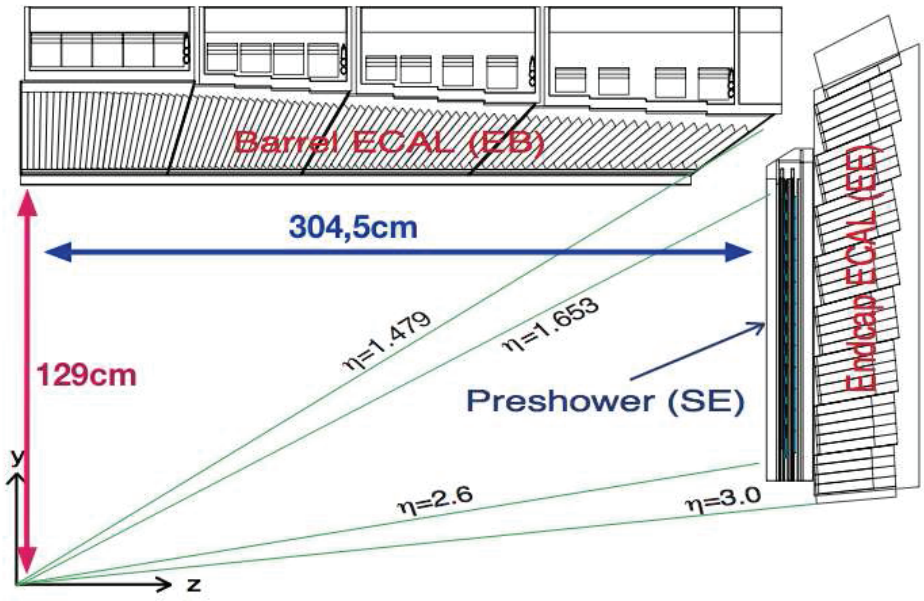


FIGURE 5.1 – La distance parcourue par les deux photons issus d'un π^0 dépend de la pseudorapidité η de celui-ci.

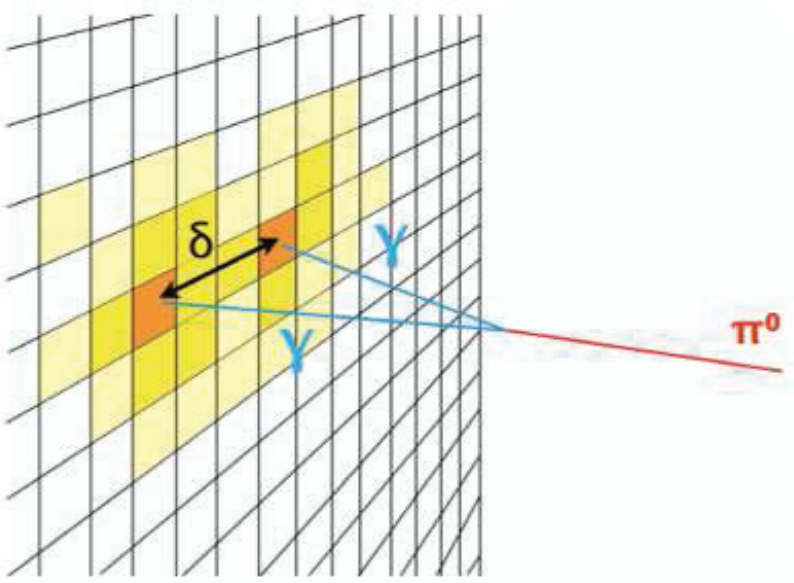


FIGURE 5.2 – Les deux photons issus de la désintégration du π^0 arrivent au niveau de ECAL avec une distance δ

5.1.3 Principe de la discrimination entre photon et π^0

Même dans le cas où l'énergie des deux photons issus du π^0 est agglomérée dans le même "super cluster", l'écart δ entre les deux photons résulte en une différence de forme par rapport au "super cluster" d'un vrai photon (cf figure 5.3). Il semble donc que l'utilisation de variables de formes du "super cluster" pourrait aider à la discrimination entre photon et π^0. Pour aider à cette discrimination, un détecteur dit de "pied de gerbe" a été installé en avant des bouchons du ECAL. Il est composé de couches d'absorbeur dans lesquelles deux couches de silicium on été incorporées. Ce détecteur a une granularité de l'ordre du millimètre et permet de voir le début de la gerbe électromagnétique se développer ce qui aide à distinguer un photon d'un π^0 (cf figure 5.4). L'information donnée par le détecteur de pied de gerbe peut donc être utilisée pour discriminer les photons des π^0.

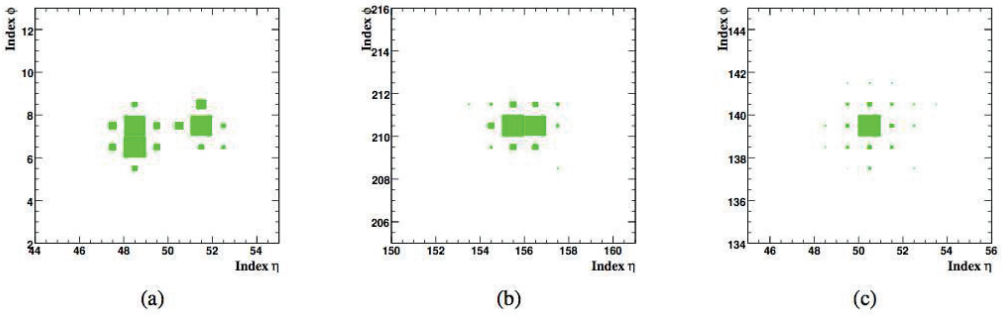


FIGURE 5.3 – Distribution de l'énergie déposée par les deux photons d'un π^0, avec a) $\delta = 6$ cm, b) $\delta = 2$ cm et c) $\delta = 0.5$ cm, obtenue pour des π_0 simulés entre 30 et 70 GeV [24]

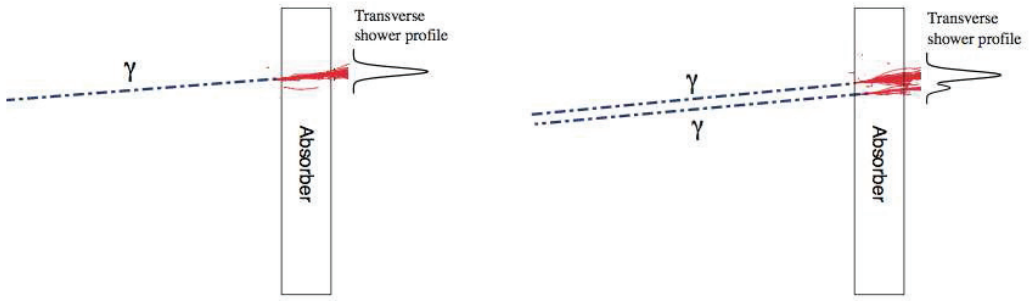


FIGURE 5.4 – Profil transverse d'une gerbe électromagnétique due à un photon (gauche) ou aux deux photons d'un π^0 dans l'absorbeur du détecteur de pied de gerbe [45]

Comme ceci a été vu dans le chapitre 3, une grande proportion des photons se

convertit. La conversion d'un photon a aussi pour effet d'étaler son "super cluster". L'enjeu de la réjection des π^0 est de faire la distinction entre l'étalement du "super cluster" dû à un π^0 et celui dû à une conversion tardive. La principale différence est l'orientation de l'étalement : l'étalement dû à une conversion va être selon la direction ϕ (la paire électron/positron voit sa trajectoire courbée par le champ magnétique) alors que l'étalement dû à la désintégration d'un π^0 n'a pas de direction privilégiée. La plupart des sélections pour l'identification des photons (comme par exemple EGM006 LOOSE définie dans le chapitre 3 à la section 4) utilisent une coupure sur la variable $\sigma_{i\eta i\eta}$: cette variable mesurant l'étalement du "super-cluster" selon η, elle n'est donc pas sensibles aux conversions.

5.2 Utilisation des variables de forme du "super-cluster" pour la discrimination entre photon et π^0

5.2.1 Utilisation des variables de forme du "super cluster"

Des variables de forme de "super cluster" ont donc été conçues pour exploiter la différence entre la forme des "super cluster" des photons et ceux des π^0. La réjection des π^0 étant un enjeu majeur pour le programme de physique de CMS (en particulier pour la recherche du Boson de Higgs dans le canal Higgs en deux photons), de nombreuses variables ont été étudiées. Il en sera présenté seulement quelques unes dans la suite de cette section. Certaines variables mesurent simplement un étalement du "super cluster". C'est par exemple le cas des variables présentées dans la figure 5.5. Ici chacune des variables est représentée dans un histogramme pour des photons et pour des jets sélectionnés dans la simulation. La sélection appliquée pour l'identification des photons est EGM006 Loose (détaillée dans la section 3.4.4, p64). Chacune des trois variables est le rapport entre l'énergie agglomérée dans une matrice de cristaux de taille donnée et l'énergie agglomérée dans un groupe de cristaux plus grand (matrice ou "cluster"). Ces variables mesurent donc la façon dont l'énergie est étalée.

Un autre type de variables de forme mesure l'étalement du "super cluster" selon les directions η et ϕ. C'est par exemple le cas de η-width et ϕ-width. Leur définition est la suivante :

$$\eta - width = \sqrt{\sum_{i \in \text{cristaux du SC}} \frac{E_i}{E_{SC}} \left(\eta_i - \eta_{SC}\right)^2}$$

et

$$\phi - width = \sqrt{\sum_{i \in \text{cristaux du SC}} \frac{E_i}{E_{SC}} \left(\phi_i - \phi_{SC}\right)^2}$$

η-width et ϕ-width ne sont rien autre que des moments pondérés par l'énergie. Comme il l'a été vu dans le chapitre 4, leur rapport est utilisé pour calculer une correction à l'énergie du "super cluster". Il est aussi possible de calculer des moments

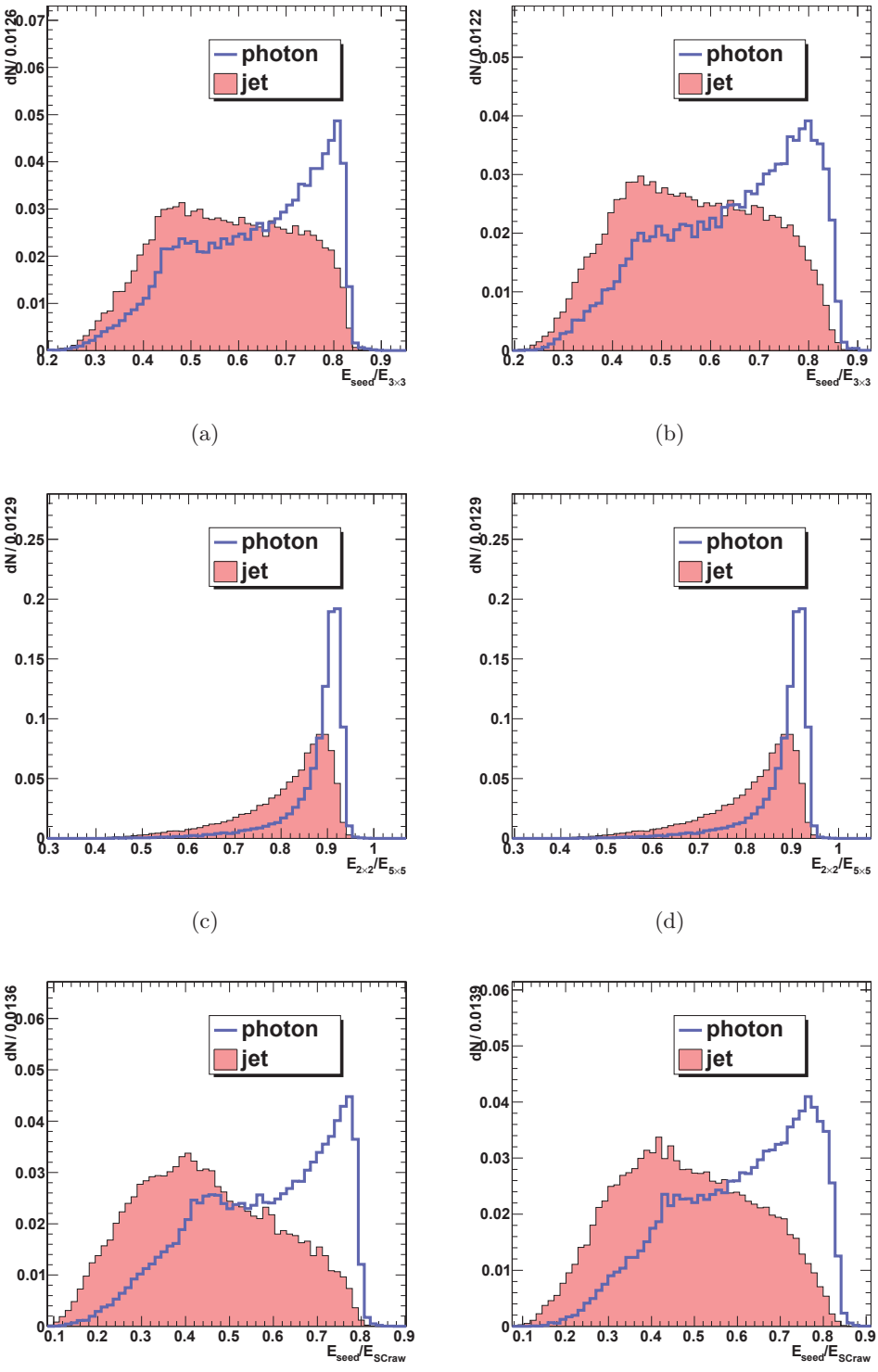


FIGURE 5.5 – Comparaison des variables de formes des "super cluster" pour des photons et des jets

similaires par rapport à ϕ et η mais en appliquant les poids utilisés pour le calcul de la position des "basic cluster". On a alors :

$$\sigma^2_{XY} = \frac{\sum_{i\in 5x5} w_i \left(X_i - Y_{seed}\right) \times \left(Y_i - X_{seed}\right)}{\sum_{i\in 5x5} w_i}, w_i = max\left(0, 4.7 + ln\frac{E_i}{E_{5x5}}\right)$$

avec $(X, Y) = \{\eta, \phi\}^2$. Ce qui donne 3 moments différents $\sigma_{\eta\eta}$, $\sigma_{\eta\phi}$ et $\sigma_{\phi\phi}$ [1] (cf table 5.7). Ces moments peuvent être présentés dans la matrice de covariance suivante :

$$\begin{pmatrix} \sigma^2_{\eta\eta} & \sigma^2_{\eta\phi} \\ \sigma^2_{\eta\phi} & \sigma^2_{\phi\phi} \end{pmatrix}$$

Il est possible de calculer les valeurs propres de cette matrice :

$$\lambda^{\pm} = \frac{\sigma^2_{\eta\eta} + \sigma^2_{\phi\phi} \pm \sqrt{\left(\sigma^2_{\eta\eta} - \sigma^2_{\phi\phi}\right) + 4\sigma^2_{\eta\phi}}}{2}$$

Si l'on assimile le "super cluster" à une ellipse, ces deux valeurs propres peuvent être vues comme l'étalement du "super cluster" selon l'axe majeur et l'axe mineur de cette ellipse (cf figure 5.6). Leur rapport $\frac{\lambda^-}{\lambda^+}$ est représenté dans la première ligne de la figure 5.8. Ces variables ont été développées dans [37] dans le but de discriminer γ et π^0. Il est aussi possible de s'intéresser à $\frac{\lambda^-}{\sigma^2_{\eta\eta}}$ qui est sensible à l'orientation du "super cluster".

Il existe de nombreuses autres variables de forme du "super-cluster". Par exemple les variables de type LAT (Lateral Moment), qui utilisent encore une autre façon de calculer les moments d'ordre 2, et les variables de type Zernike qui sont les coefficients de la projection du "super cluster" sur une base de polynômes. Des exemples de telles variables sont donnés dans la figure 5.10. Une définition plus précise de ces variables peut-être trouvée dans [24].

5.2.2 Présentation du réseau de neurones

La plupart des variables présentées dans la section précédente sont discriminantes mais aucune ne l'est assez pour être utilisée avec une coupure seulement. Il semble donc que construire une nouvelle variable discriminante à partir de plusieurs variables de forme soit plus performant. Il existe plusieurs façon de faire cela. Ici il a été choisi de combiner ces variables à l'aide d'un réseau de neurones.

Un réseaux de neurones est un outil prenant en entrée un nombre donné de variables afin de construire une variable de sortie qui sera discriminante entre les deux populations que l'on veut départager (ici photons et π^0). Le réseau de neurone est composé d'un arrangement de neurones simulés. Chaque neurone simulé prend en entrée un certain nombre de valeurs, qui sont, soit une des variables d'entrée, soit la sortie d'un autre neurone. Ces entrées sont combinées avec des poids spécifiques

1. La différence entre $\sigma_{i\eta i\eta}$ et $\sigma_{\eta\eta}$ est que le premier utilise l'index en η du cristal alors que le second utilise la coordonnée η du cristal.

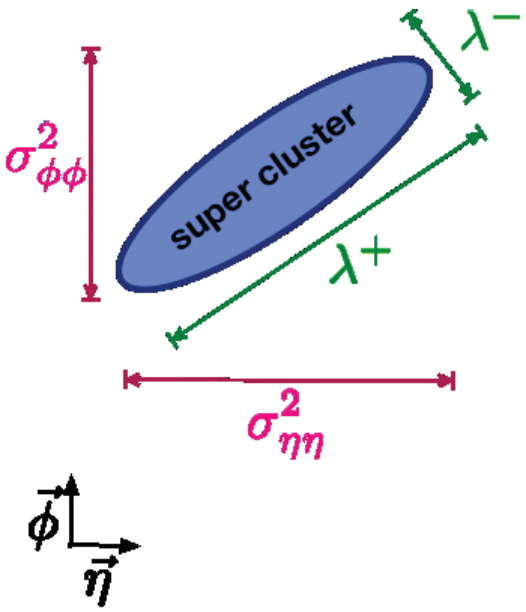
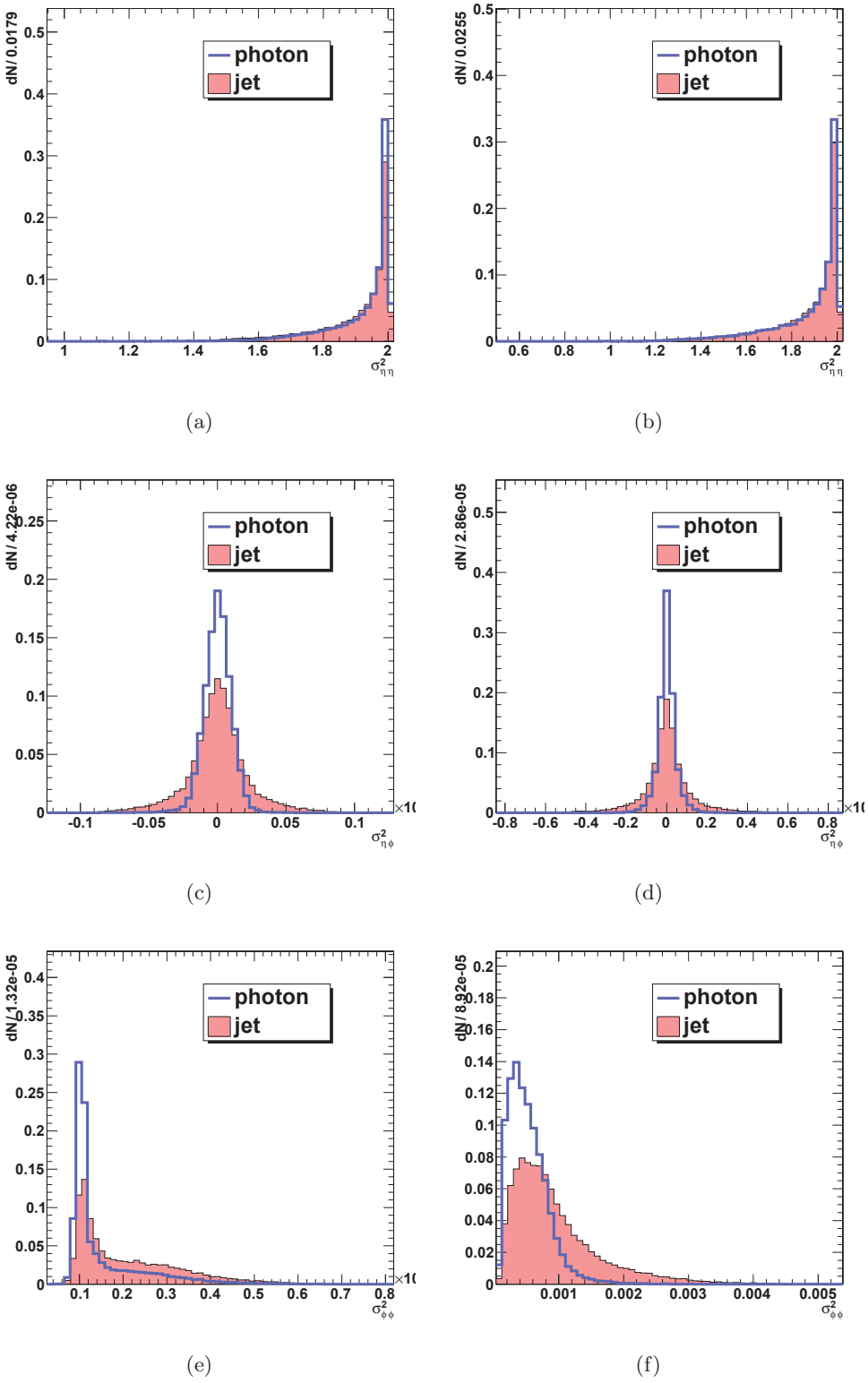


FIGURE 5.6 – Interprétation géométrique des valeurs propres de la matrice de covariance λ^+ et λ^-

à l'aide d'une fonction de transfert donnée (l'utilisateur à la liberté de choisir cette fonction) qui calcule une valeur de sortie. Pour des raisons pratiques, ces neurones sont souvent organisés en couches. La figure 5.11 contient un exemple d'arrangement des neurones. Les poids d'entrée des neurones sont optimisés de manière à rendre la sortie la plus discriminante possible.

Cette optimisation s'appelle l'entraînement du réseau de neurones. Pour simplifier l'explication, on considérera que l'on veut utiliser le réseau de neurones pour distinguer une population de signal (les vrais photons) d'une population de bruit de fond (les jets de π^0). Concrètement, si la valeur de la sortie est comprise entre 0 et 1 [2], l'entrainement va optimiser les poids à l'entrée de chacun des neurones pour que la sortie soit proche de 1 pour du signal et 0 pour du bruit de fond. Il existe plusieurs méthodes pour mener à bien cet entrainement. Celle utilisée par la suite est la "rétro-propagation du gradient". Cette méthode se fait par répétitions successives du processus suivant : on doit fournir au réseau de neurones un échantillon de signal et un autre de bruit de fond ; appelons $(x_0, x_1, ..., x_N)$ les N individus composant ces échantillons. Si le réseau de neurone était parfait, on aurait sa sortie $\hat{y}(x_i) = 1$ si x_i appartient au signal et $\hat{y}(x_i) = 0$ si x_i appartient au bruit de fond. On peut sommer quadratiquement l'écart entre la sortie de réseau de neurones et la sortie idéale pour chaque individu de l'entraînement (soit $y_{NN}(x_i) - \hat{y}(x_i)$). Soit E cette

2. ce sera le cas avec le réseau de neurone que l'on va utiliser, le choix de la plage de valeur de la sortie de réseau de neurone n'ayant aucune importance



(a) (b)

(c) (d)

(e) (f)

FIGURE 5.7 – Comparaison de variables de formes des "super cluster" pour des photons et des jets. Dans le tonneau (gauche) et les bouchons (droite)

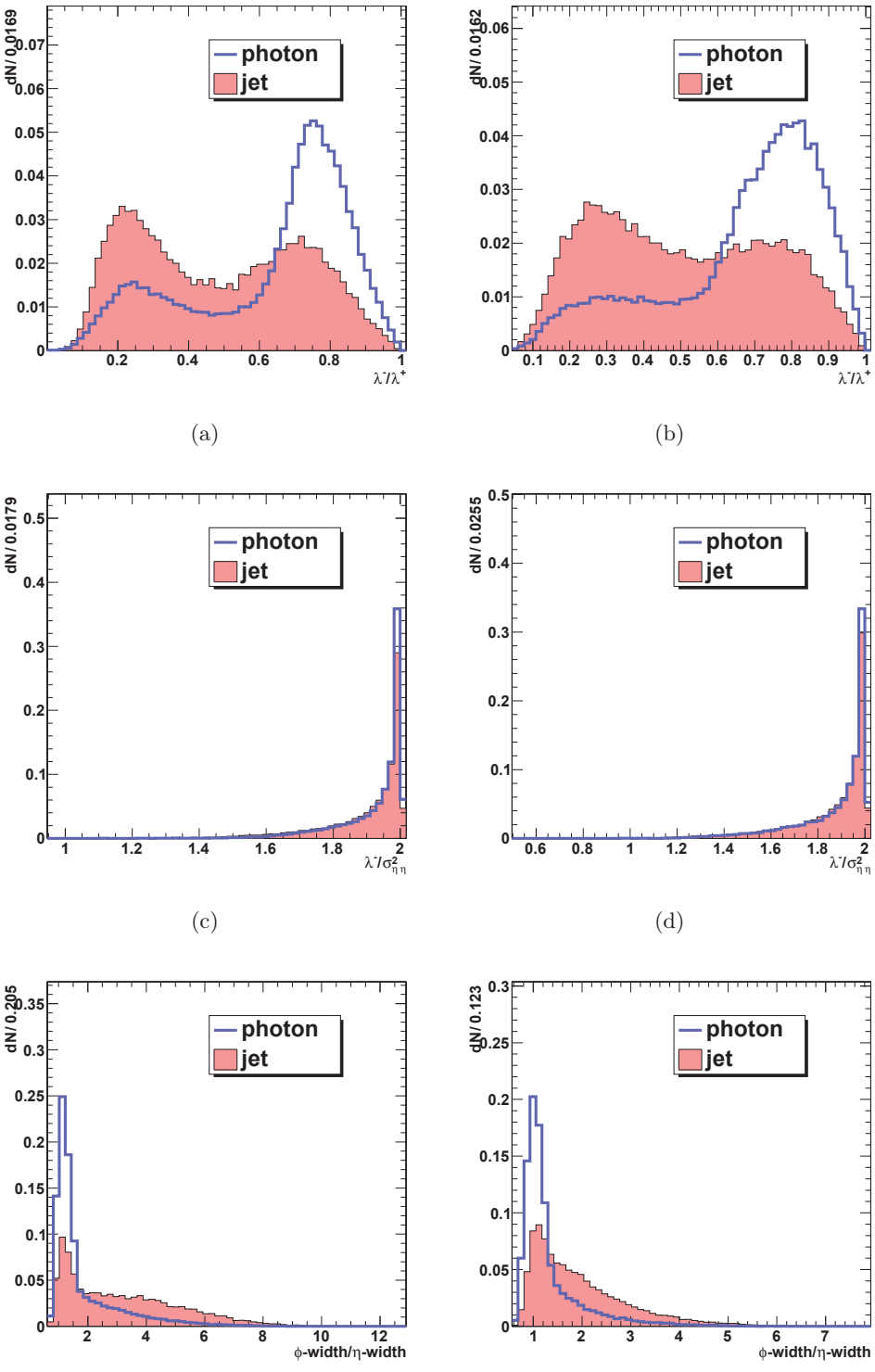


FIGURE 5.8 – Comparaison de variables de formes des "super cluster" pour des photons et des jets. Dans le tonneau (gauche) et les bouchons (droite)

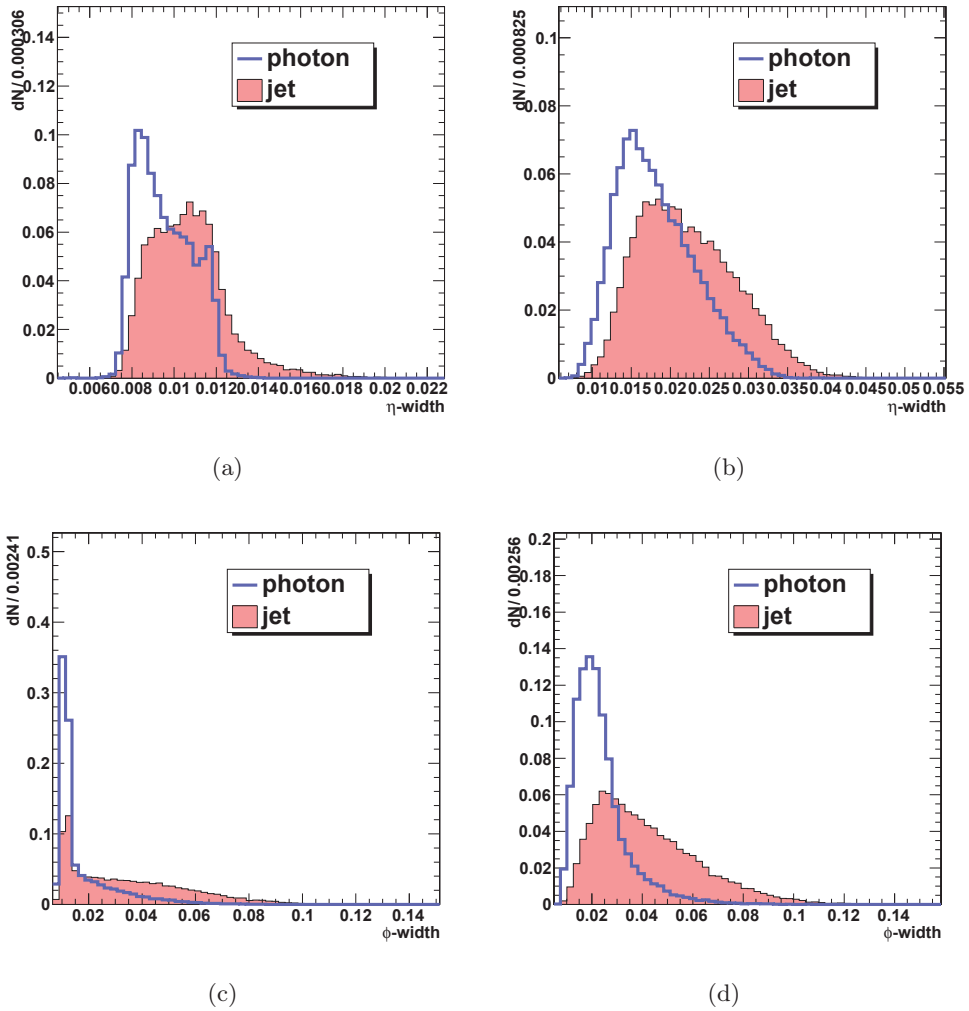


FIGURE 5.9 – Comparaison de variables de formes des "super cluster" pour des photons et des jets. Dans le tonneau (gauche) et les bouchons (droite)

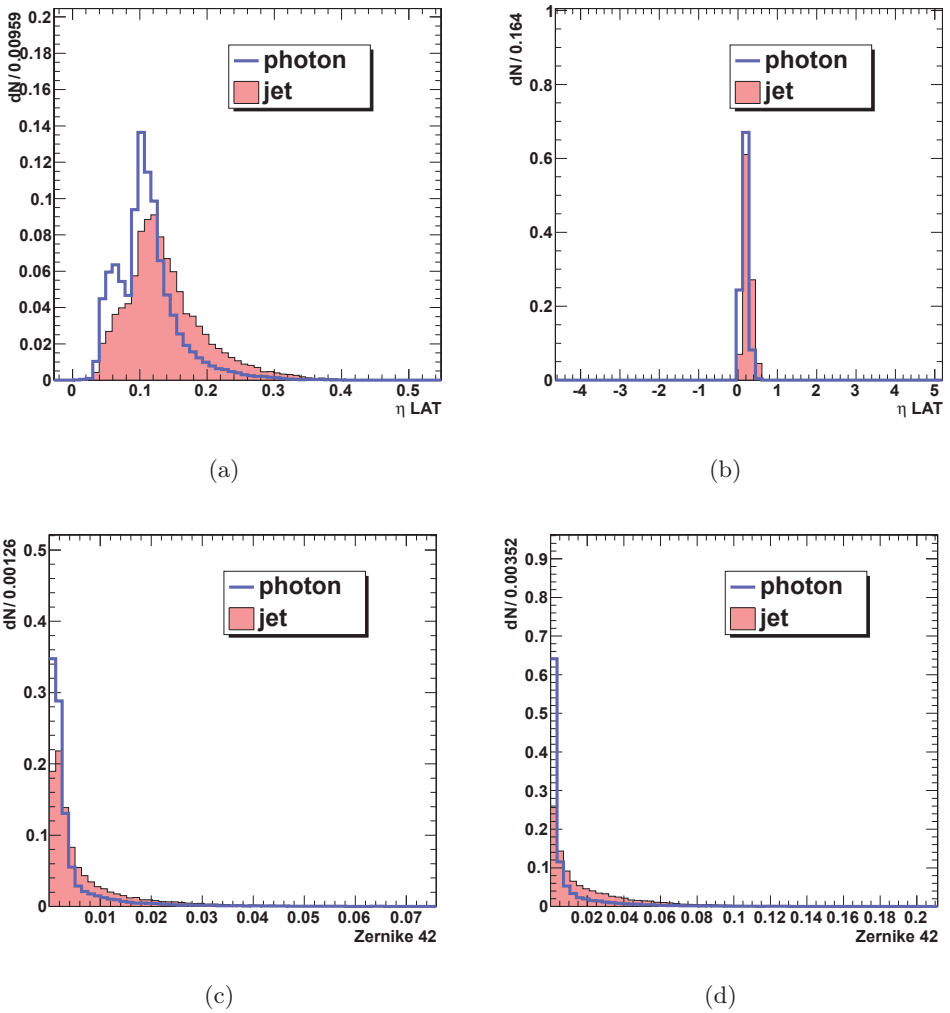


FIGURE 5.10 – Comparaison de variables de formes des "super cluster" pour des photons et des jets. Dans le tonneau (gauche) et les bouchons (droite)

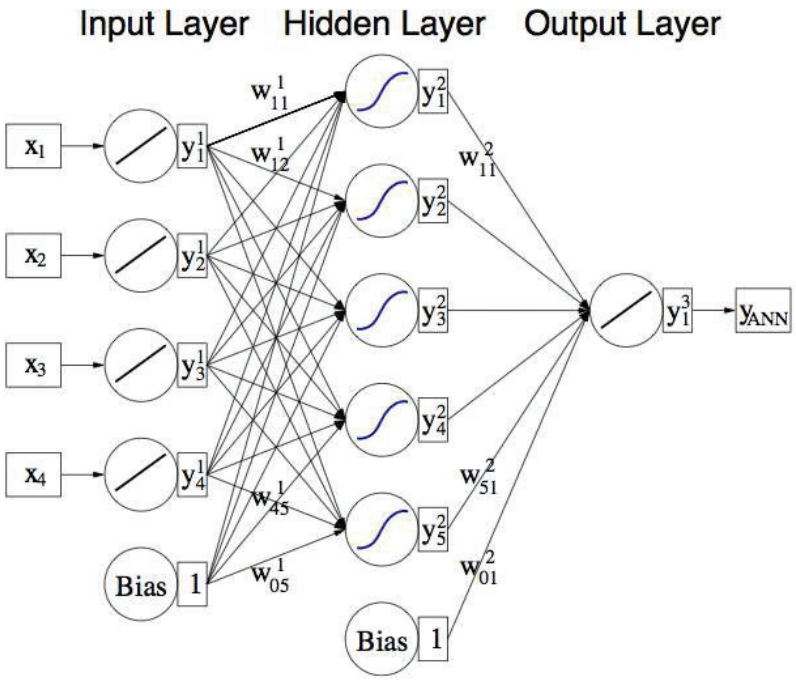


FIGURE 5.11 – Exemple de l'organisation d'un réseau de neurones. Il est composé de quatres neurones d'entrée, d'une couche interne de 5 neurones qui sont combinés dans la sortie par le neurone y_1^3

distance, on a

$$E(x_0, x_1, ..., x_N|\mathbf{w}) = \sum_{i=0}^{N} \frac{1}{2} \left(y_{NN}(x_i) - \hat{y}(x_i)\right)^2$$

On veut donc trouver des poids $\mathbf{w}$ qui minimisent E. Si on se représente E comme une hypersurface paramétrée par les poids $\mathbf{w}$, l'exercice consiste à trouver le point d'altitude minimale de la surface. Ceci peut se résoudre numériquement en suivant la direction du gradient calculée par rapport aux poids $\vec{\nabla}_{\mathbf{w}} E$. On trouve les nouveaux poids $\mathbf{w}^{\rho+1}$ à partir des précédents $\mathbf{w}^{\rho}$ comme suit :

$$\mathbf{w}^{\rho+1} = \mathbf{w}^{\rho} - \eta \vec{\nabla}_{\mathbf{w}} E$$

avec $\eta > 0$; η est choisi par l'utilisateur, il est appelé le "taux d'entraînement". Cette procédure est répétée itérativement, un nombre de fois choisi par l'utilisateur (il est intelligent de s'assurer que le minimum de E à bien été atteint). A la fin de l'entraînement la sortie ressemble à celle présentée sur la figure 5.12.

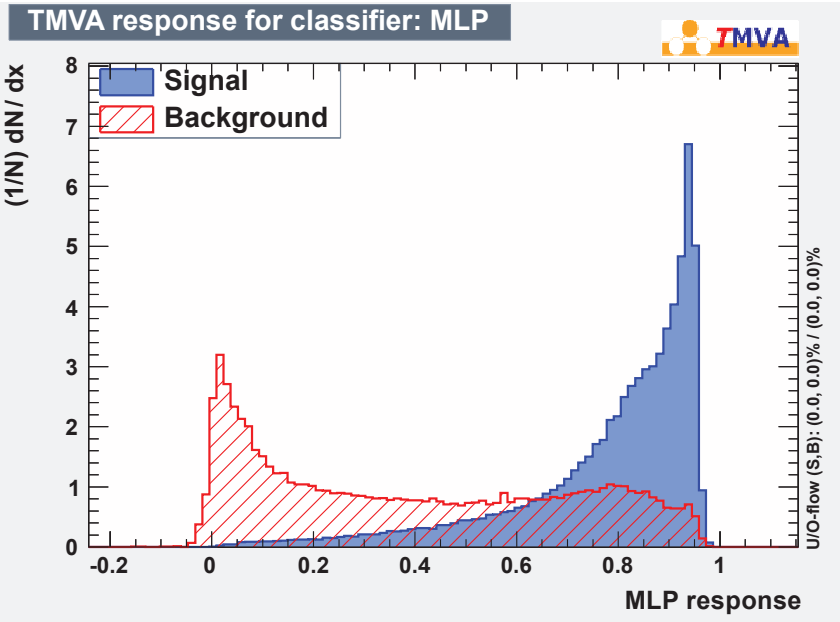


FIGURE 5.12 – Exemple de sortie du réseau du neurones. La sortie est piquée vers 1 pour le signal et à 0 pour le bruit de fond

Un danger de l'entraînement d'un réseau de neurones est la possibilité de sur-entraînement. En effet, en particulier si les échantillons utilisés ont une population faible, il est possible que le réseau de neurones ne soit pas entraîné à différencier signal et bruit de fond mais à différencier **le** signal et **le** bruit de fond avec lesquels il a été entraîné (les échantillons d'entraînement sont représentatifs du signal et du bruit de fond aux fluctuations statistiques près). Pour éviter cela, les événements de

signal et de bruit de fond dont on dispose sont divisés en deux parties : une première partie sert à l'entraînement à proprement parler et l'autre partie sert à vérifier qu'il n'y a pas de surentraînement. Cette dernière est appelée l'échantillon de test. Pour vérifier qu'il n'y a pas de surentraînement, on s'assure que les sorties du réseau de neurones pour les échantillons d'entraînement et de test sont bien les mêmes (cf figure 5.13)

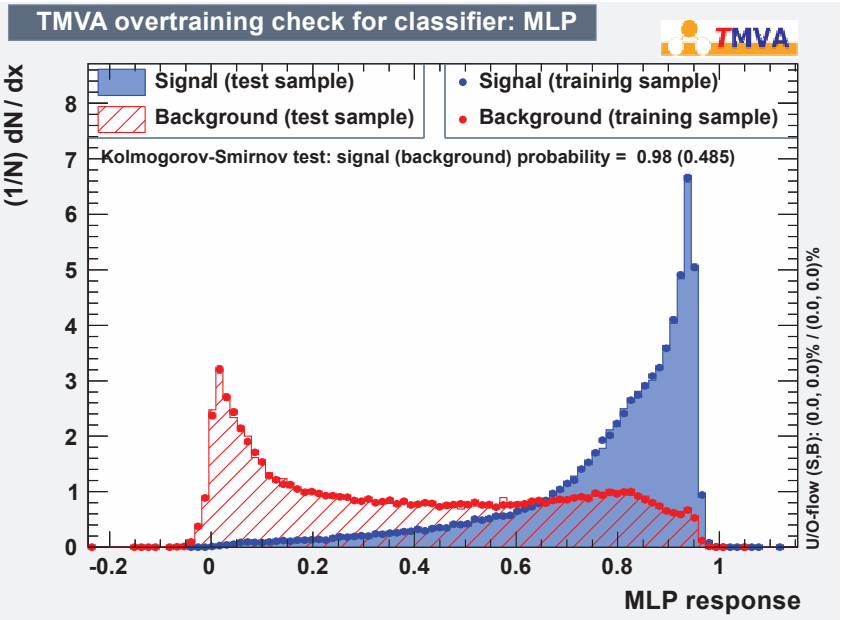


FIGURE 5.13 – Sortie du réseau de neurones pour le signal et le bruit de fond. Les sorties pour l'échantillon d'entraînement et celui de test sont superposés : leur forme est identique, il n'y a donc pas de surentraînement ici.

5.2.3 L'entraînement du réseau de neurones

La sélection usuelle, pour les analyses de CMS utilisant les photons, étant EGM006, il a été choisi de travailler avec celle-ci en amont. Cela signifie que l'entraînement et les performances du réseau de neurones seront évalués après cette sélection. L'entraînement est réalisé en utilisant des simulations. L'échantillon de simulation utilisé pour le signal est l'échantillon "Gamma-Jet" produit avec le générateur d'événements appelé "PYTHIA" [3]. Cet échantillon contient les processus donnant un jet et un photon ou deux photons dans l'état final. Cet échantillon est enrichi par des coupures au niveau générateur. Seuls les vrais photons directs sont choisis pour l'entrainement, les jets de cet échantillon ne sont pas utilisés. L'échan-

3. Le nom exact de cet échantillon est le suivant : /GJet_Pt-20_doubleEMEnriched_TuneZ2_7TeV-pythia6/Summer11-PU_S4_START42_V11-v1/AODSIM

tillon utilisé pour le bruit de fond est de la QCD doublement enrichie [4] et généré grâce à PYTHIA : de la même manière que précédemment cet échantillon est enrichi au niveau générateur, on ne garde que les événements qui contiennent deux jets suffisamment semblables aux photons pour être un bruit de fond gênant après sélection.

Le réseau de neurones choisi est un "MLP" fourni par TMVA [5] : Multi Layer Perceptron. C'est le réseau de neurones recommandé par les auteurs de TMVA. La fonction de transfert sélectionnée pour les neurones est la tangente hyperbolique. Les neurones sont disposés en 3 couches avec un neurone de plus que le nombre de variables sur la couche central. Le théorème de Weierstrass assure que le réseau peut apprendre toutes les corrélations entre les variables d'entrées, pour peu que l'on mette suffisamment de neurones dans la couche cachée. (La seule limitation étant pratique car temps d'entraînement augmente aussi avec le nombre de neurones). Néanmoins, il est possible de réduire le nombre de neurones et d'améliorer la stabilité en utilisant plusieurs couches cachées [5]. Il a donc été choisi, si on appelle N le nombre de variable d'entrée, de prendre deux couches, la première de N+1 neurones et la seconde de N neurones. Ceci est illustré dans la figure 5.14. Le taux d'apprentissage η est laissé à la valeur de défaut (0.02) et le nombre de cycles de l'apprentissage est fixé à 600. La figure 5.15 montre la valeur de l'estimateur $E(x_0, x_1, ..., x_N|\mathbf{w})$ en fonction du nombre de cycles : on se rend compte qu'à partir de 400, l'estimateur se stabilise à une valeur autour de 0.14, on peut donc considérer que l'entraînement est bien terminé. (600 permet de laisser une marge).

Un autre paramètre influençant l'entraînement du réseau de neurones est la statistique des échantillons d'entrainement. En effet, lorsque l'on utilise la méthode de "rétropropagation du gradient", les poids sont choisis pour minimiser $E(x_0, x_1, ..., x_N|\mathbf{w})$ qui s'interprète comme la distance entre un réseau de neurones parfait et le réseau de neurones en cours d'entraînement. Si on utilise un échantillon avec beaucoup plus de signal que de bruit de fond, l'entraînement va privilégier la ressemblance entre la forme de la sortie du réseau de neurones pour le signal et un pic à 1 (cf figure 5.16 à gauche). Si, au contraire, on utilise plus de bruit de fond que de signal, c'est la forme du bruit de fond qui va être privilégiée (cf figure 5.16 à droite). Il a donc été choisi de prendre des échantillons de signal et de bruit de fond de même statistique, pour obtenir une sortie de la forme représentée sur la figure 5.12. Pour ces trois types d'entraînement, les performances du réseau de neurones restent néanmoins les mêmes. Le choix d'une statistique équivalente pour les échantillons de signal et ceux de bruit de fond est donc plutôt motivé par la stabilité du réseau de neurone. Ainsi, si on utilise par exemple plus de signal que de bruit de fond (cf figure 5.16 à gauche) on voit qu'une petite variation de la valeur d'une coupure sur la sortie du réseau de neurones peut beaucoup modifier l'efficacité de

4. /QCD_Pt-30to40_doubleEMEnriched_TuneZ2_7TeV-pythia6/Summer11-PU_S3_START42_V11-v2/AODSIM et /QCD_Pt-40_doubleEMEnriched_TuneZ2_7TeV-pythia6/Summer11-PU_S3_START42_V11-v2/AODSIM

5. Toolkit for MultiVariates Analysis, c'est en ensemble de classes pour effectuer des analyses à plusieurs variables fourni pour ROOT

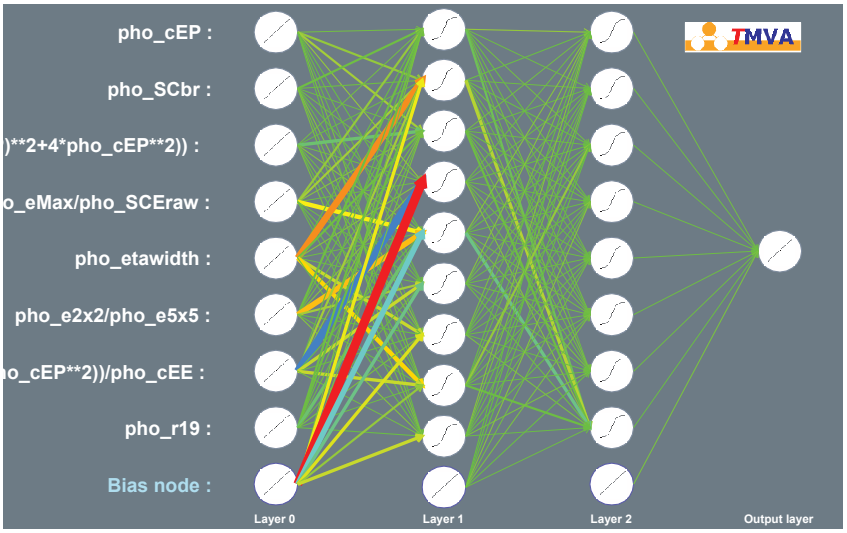


FIGURE 5.14 – Illustration de l'architecture du réseau de neurones choisie c'est à dire deux couches. Ici comme le nombre de variables d'entrées est 8, il y a 9 neurones dans la première couche cachée et 8 neurones dans la seconde.

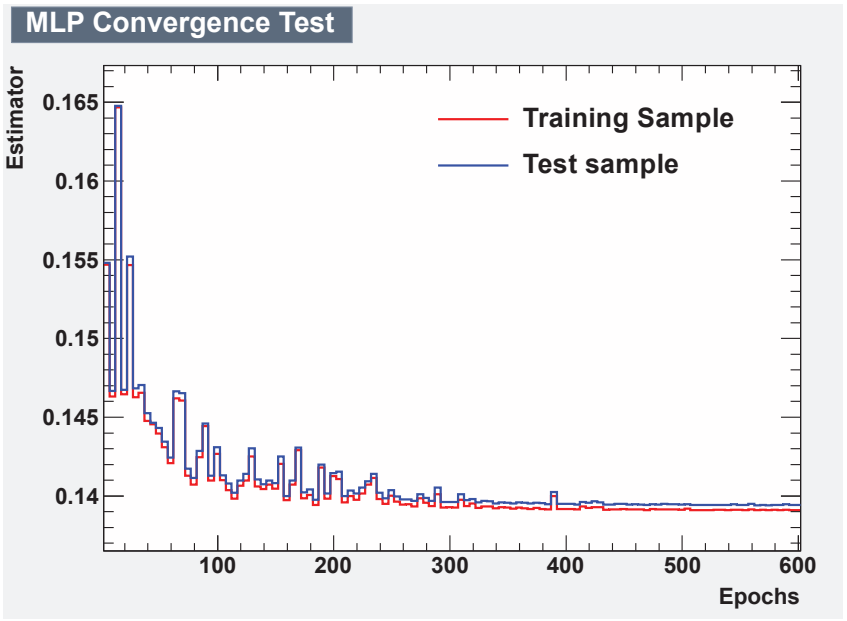


FIGURE 5.15 – Valeur de l'estimateur $E(x_0, x_1, ..., x_N|\mathbf{w})$ en fonction des cycles (Epochs).

cette coupure sur le signal.

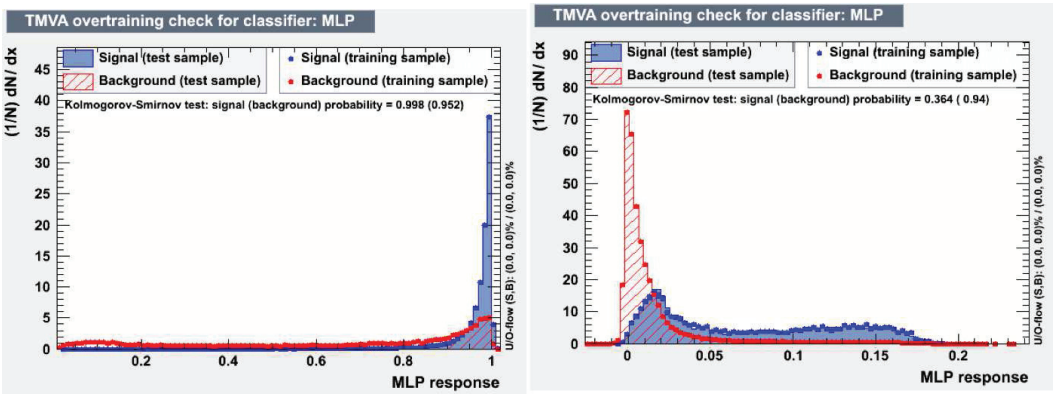


FIGURE 5.16 – Sortie du réseau de neurones pour un entraînement avec 100 fois plus de signal que de bruit de fond (gauche) et pour un entraînement avec 100 fois plus de bruit de fond que de signal (droite)

5.2.4 Choix des variables d'entrée

C'est le choix des variables qui est crucial pour la performance du réseau de neurones. Des études antérieures [9] avaient conduit à utiliser 3 variables de forme du cluster : R_9, $\sigma^2_{\phi\phi}$ et $\eta - width$. Ce choix permettait d'obtenir une réjection du bruit de fond d'environ 50 %tout en gardant une efficacité sur le signal de 90%. On a donc une bonne performance avec un réseau de neurones simple, utilisant seulement 3 variables de forme du "super cluster" qui étaient déjà bien comprises lors du démarrage du LHC. Au même moment, le groupe CMS de Pékin travaillait sur un réseau de neurones avec une meilleure performance (plus de 70% de réjection du bruit de fond tout en gardant 90% du signal), mais en utilisant une vingtaine de variables. Ce nombre élevé de variables rendait la compréhension du réseau de neurones difficile, d'autant plus que certaines d'entre elles présentaient un désaccord entre données et simulation. Il a été donc choisi de travailler conjointement à l'obtention d'un réseau de neurones qui pourrait avoir de bonnes performances tout en utilisant un nombre de variables d'entrée relativement petit ($<$10), avec un bon accord entre données et simulation.

Il est difficile de prévoir quelles variables d'entrée donneront la meilleure performance : en effet, le réseau de neurones exploitant aussi les corrélations entre variables, il est possible que deux variables médiocrement discriminantes prises individuellement, puissent le devenir lorsqu'elles sont combinées dans le réseau de neurones. Si une corrélation entre deux variables peut être utile pour le réseau de neurones, on peut au contraire considérer que deux variables trop fortement corrélées vont apporter la même information. Le principe maître du choix des variables est donc d'apporter le plus d'information possible sur la gerbe, c'est à dire de choisir

des variables décrivant son étalement en ϕ et en η, sa taille, sa direction etc ... De nombreuses combinaisons de variables ont été testées et la meilleure a été retenue. C'est une combinaison des 8 variables suivantes :

1. $\frac{E_{germe}}{E_{3\times3}}$,
2. $\frac{E_{2x2}}{E_{5x5}}$,
3. $\frac{E_{germe}}{E_{SCnoncorrige}}$
4. $\sigma^2_{\phi\eta}$,
5. $\eta - width$,
6. $\frac{\lambda^-}{\lambda^+}$,
7. $\frac{\lambda^-}{\sigma^2_{\eta\eta}}$ et
8. "brem" $= \frac{\phi - width}{\eta - width}$.

Les corrélations entre ces 8 variables sont représentées sur la figure 5.17. On se rend compte que $\frac{E_{germe}}{E_{3\times3}}$ et $\frac{E_{germe}}{E_{SCnoncorrige}}$ sont très corrélées. Ce n'est pas très étonnant puisque elles semblent mesurer deux choses très proches. Néanmoins, enlever l'une ou l'autre de ces deux variables d'entrée fait perdre quelques % de réjection du bruit de fond. Sur la figure 5.18, on peut voir que si les deux variables sont corrélées, la corrélation semble ne pas être la même pour le signal et le bruit de fond.

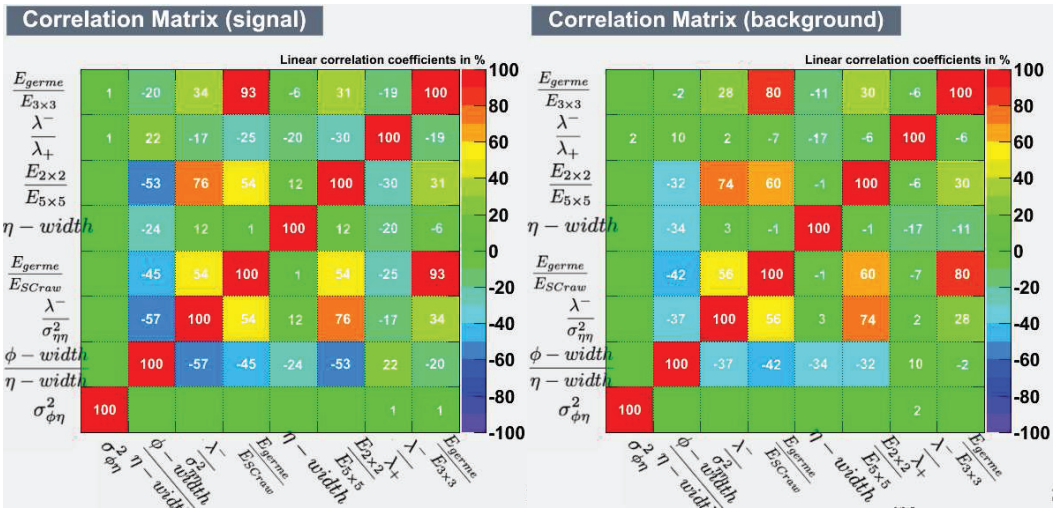


FIGURE 5.17 – Matrices de corrélations entre les 8 variables d'entrée choisies dans l'échantillon de signal (à gauche) et de bruit de fond (à droite)

5.2.5 Performances

Les performances du réseau de neurones sont évaluées à l'aide d'une courbe représentant la réjection du bruit de fond en fonction de l'efficacité sur le signal.

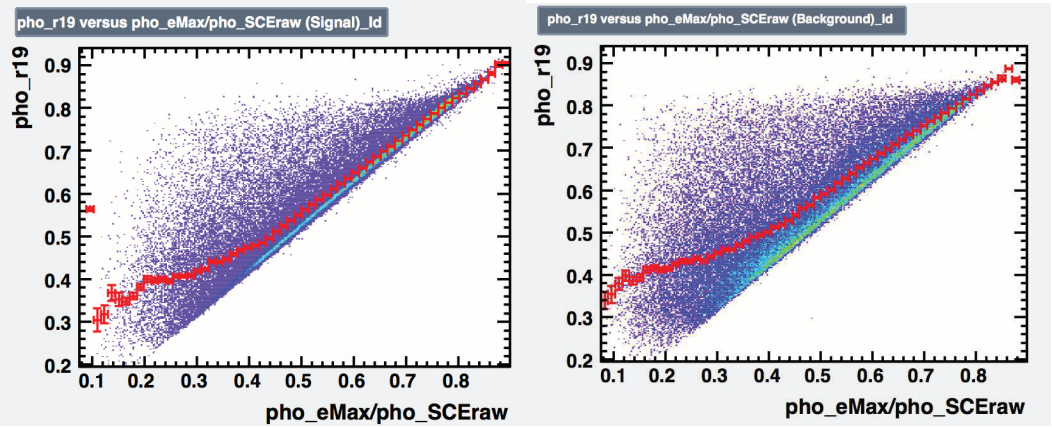


FIGURE 5.18 – Dispersion de la variable $\frac{E_{germe}}{E_{3\times3}}$ en fonction de $\frac{E_{germe}}{E_{SCnoncorrige}}$ dans l'échantillon de signal (gauche) et de bruit de fond (droite)

Cette courbe s'obtient en calculant ces deux grandeurs pour chaque coupure sur la sortie du réseau de neurones possible. Le but est d'obtenir la meilleure réjection du bruit de fond à efficacité sur le signal constante. Pour permettre une comparaison plus facile, il est souvent pris comme référence la réjection du bruit de fond pour une efficacité de 90% sur le signal. Le résultat pour le réseau de neurones utilisant les 8 variables choisies est une réjection d'environ 70% du bruit de fond pour une efficacité sur le signal de 90% (cf figure 5.19).

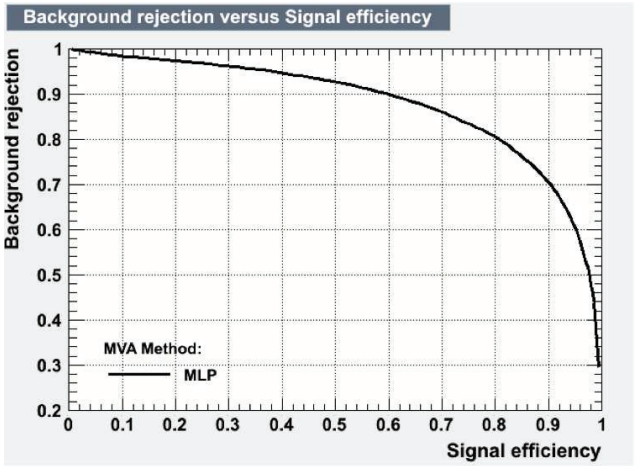


FIGURE 5.19 – Courbe représentant la réjection du bruit de fond en fonction de l'efficacité sur le signal, pour différentes valeurs de coupures sur la sortie du réseau de neurones.

On peut comparer les performances du réseau de neurones avec par exemple un arbre de décision "boosté" (Boosted Decision Tree ou BDT) ou avec des coupures

séquentielles sur les huit variables d'entrées (cf figure 5.20) : le réseau de neurones permet d'obtenir les meilleures performances. [6]

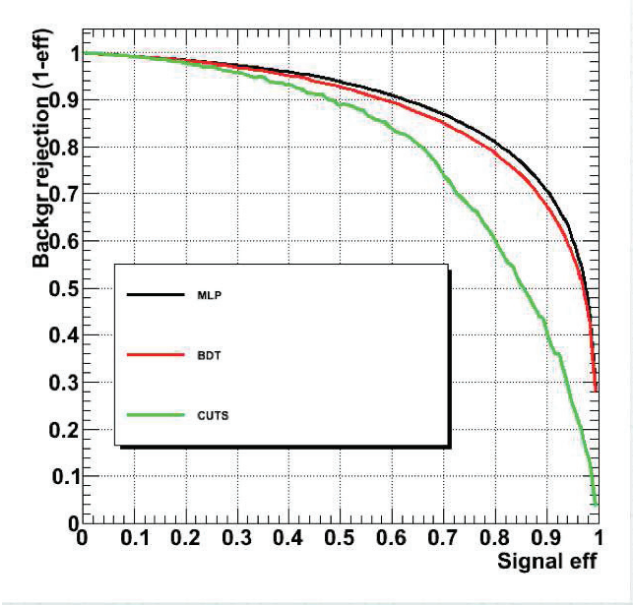


FIGURE 5.20 – Courbe de performances pour le réseau de neurones, pour un BDT utilisant les mêmes 8 variables d'entrées et pour des coupures séquentielles sur ces huit variables

5.3 Fiabilité de l'utilisation du réseau de neurones

5.3.1 Accord entre données et simulations

Les variables entrées du réseau neurone présentent un bon accord entre données et simulation. Néanmoins, à cause du problème de simulation des gerbes électromagnétiques apparu dans la version 4.94 de Geant, cet accord n'est pas parfait (cf figures 5.21 c), 5.22, b) c) et d)). Grâce à la correction de l'échelle de $\frac{E_{2x2}}{E_{5x5}}$ (cf chapitre 3 section 3.4.6, l'accord entre données et simulation de cette variable est bon, ce qui permet un bon accord entre données et simulation pour la sortie du réseau de neurones (cf figure 5.23 e) et f)). Avant cette "réparation" de la simulation l'accord entre données et simulation était mauvais (cf figure 5.24). Il est aussi à noter que l'accord entre données et simulation n'est pas très bon dans les bouchons vers 0 (cf figure 5.23 f)). Cet effet était déjà observé antérieurement au problème de simulation des variables de forme du "super cluster", il est peut-être dû à un biais de l'enrichissement de la simulation du bruit de fond.

6. Il faut bien sûr relativiser ces résultats car le choix des huit variables a été optimisé pour le réseau de neurones : rien de prouve qu'il n'est pas possible d'obtenir un meilleur résultat avec un BDT utilisant d'autres variables.

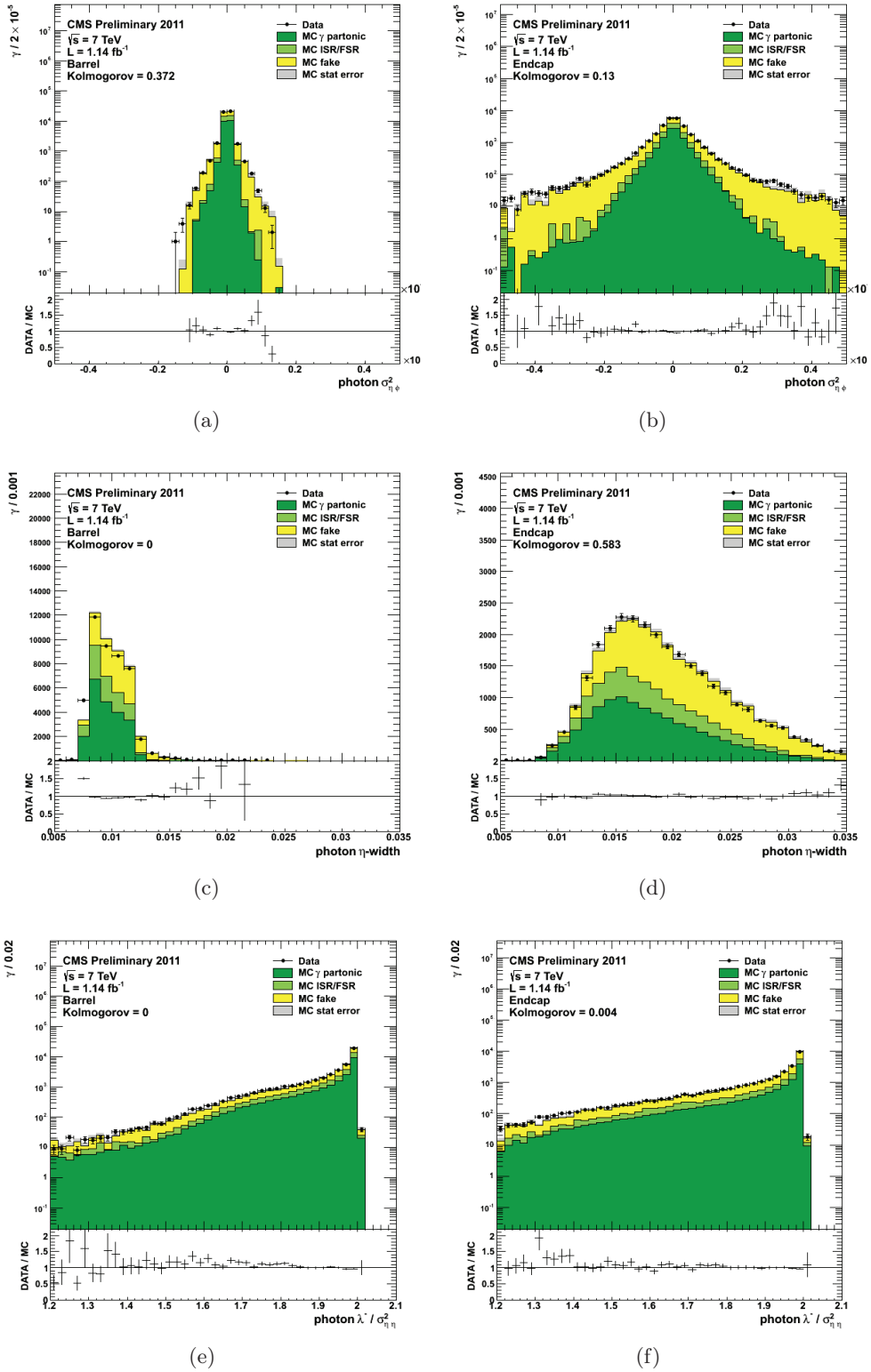


FIGURE 5.21 – Comparaisons entre données et simulation pour trois des 8 variables d'entrées du réseau de neurones dans le tonneau (colonne de gauche) et dans les bouchons. (colonne de droite)

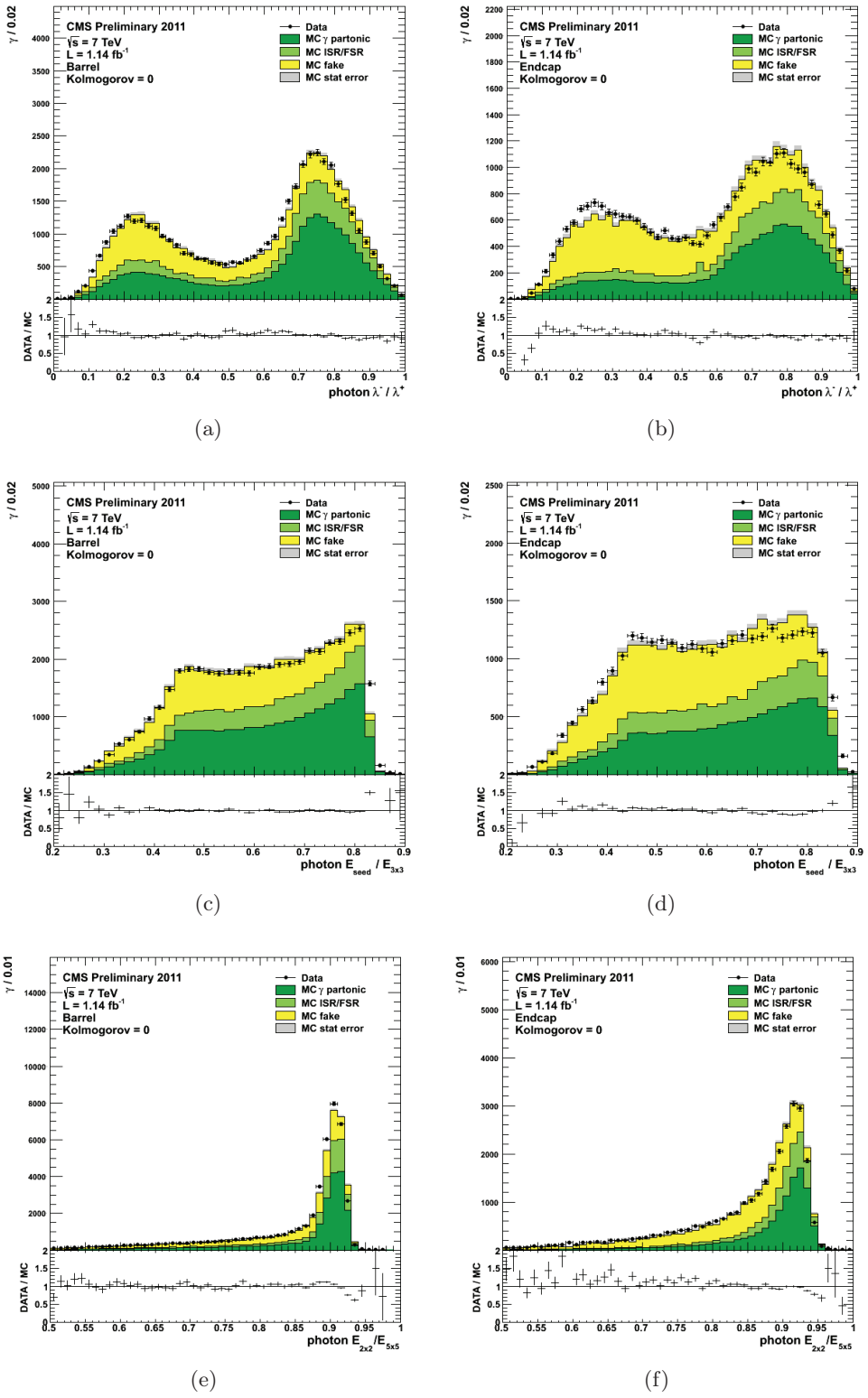


FIGURE 5.22 – Comparaisons entre données et simulation pour trois des 8 variables d'entrées du réseau de neurones dans le tonneau (colonne de gauche) et dans les bouchons. (colonne de droite)

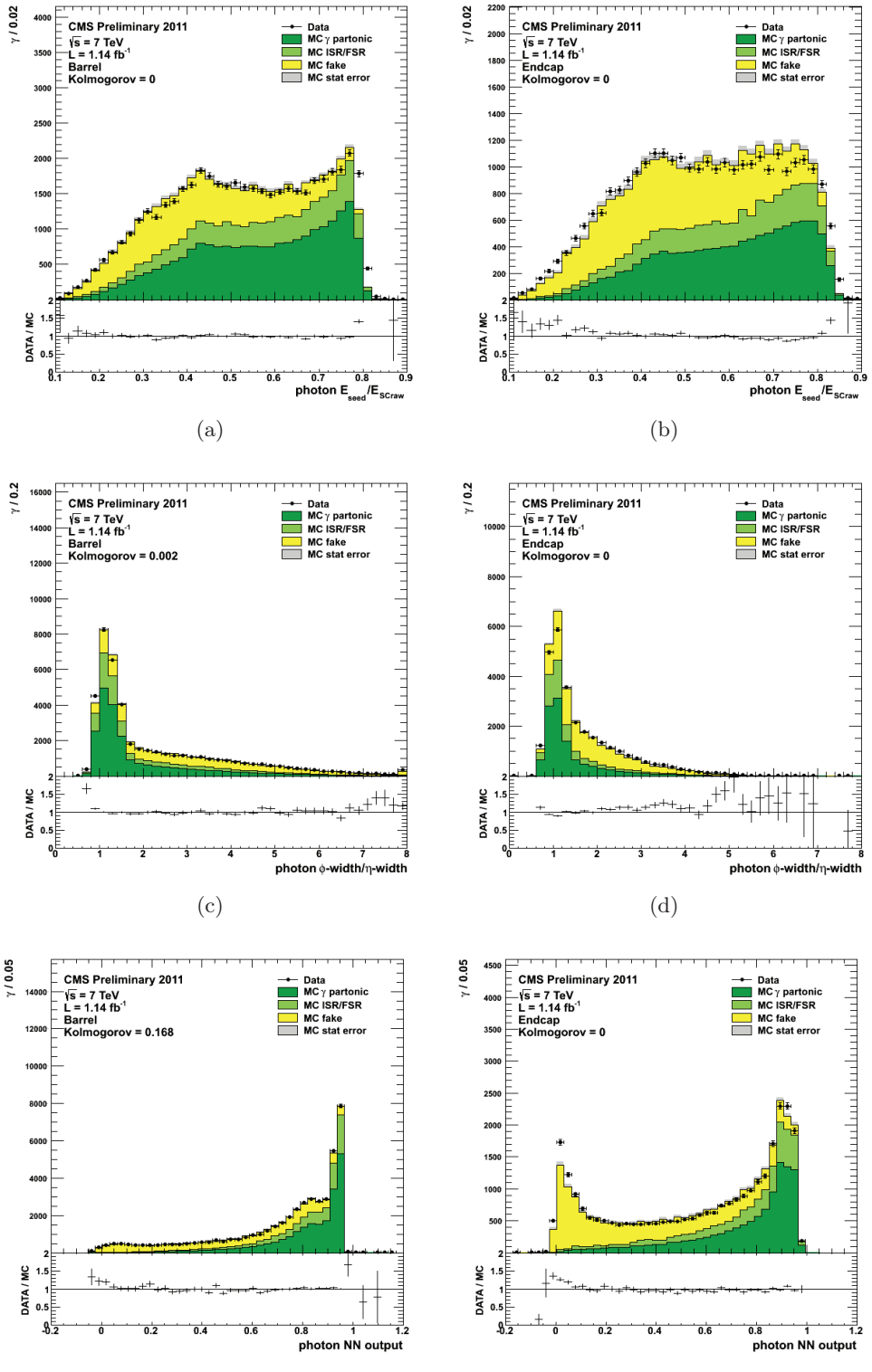


FIGURE 5.23 – Comparaisons entre données et simulation pour deux des 8 variables d'entrées du réseau de neurones (a), b), c) et d)) ainsi que pour la sortie du réseau de neurones (e) et f)).

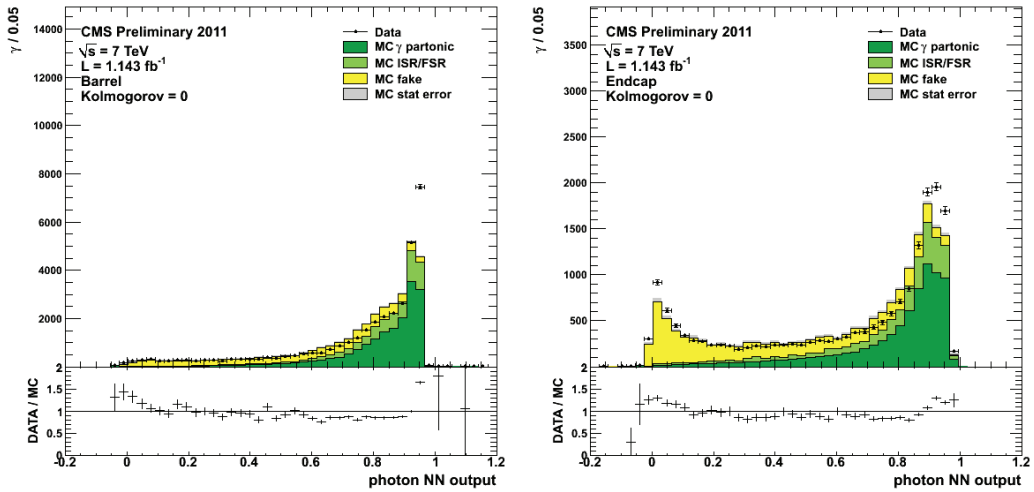


FIGURE 5.24 – Comparaisons entre données et simulation de la sortie du réseau de neurones dans le tonneau (gauche) et les bouchons (droite) avant correction de l'échelle de $\frac{E_{2x2}}{E_{5x5}}$

5.3.2 Dépendance de l'entrainement

5.3.2.1 Importance des échantillons d'entraînement

Comme il l'a été vu dans la partie précédente, le réseau de neurones est entraîné à partir d'échantillons de signal et de bruit de fond simulés. Ainsi, pour le signal, le réseau de neurones est entraîné avec un échantillon de processus "gamma+jet" (un photon et un jet dans l'état final). Cependant, il est aussi possible d'entraîner le réseau de neurones avec un échantillon d'événements "gamma-gamma" (qui ont deux photons dans l'état final). Il n'y a, a priori, pas de raison pour que les variables de forme du "super-cluster" soient différentes pour deux photons qui ne sont pas produis par le même processus : c'est l'intérêt de l'utilisation de telles variables. Cependant, comme changer le processus de production du photon peut changer les variables cinématiques de celui-ci (la distribution en E_t et en η), on peut s'attendre à ce que cela change les distributions des variables de forme du "super-cluster" car celles-ci ne sont pas totalement indépendantes des variables cinématiques.

Les figures 5.26 montrent les distributions de E_t et de η pour les différents échantillons de photons de signal et de bruit de fond disponibles (le bruit de fond étant les jets passant les coupures d'identification des photons). Chacune de ces distributions ne représente qu'une composante des photons dans les données (les vrais photons dans les données sont issus de la somme des processus donnant un photon ou plus dans l'état final, cette somme étant pondérée par la section efficace de chaque processus). De plus, les coupures effectuées au niveau générateur, sur la masse invariante des deux photons dans certains échantillons, biaisent les distributions de E_t et η pour ces échantillons.

Ainsi, le choix d'utiliser l'échantillon des photons de "gamma+jet" enrichi comme signal peut paraître contestable : ainsi,a cause de la coupure à 60 GeV/c^2 sur la masse invariante du photon et du jet, la distribution en P_t décroît à partir de 53 GeV/c (cf figure 5.26 à gauche) alors qu'elle devrait augmenter exponentiellement à bas P_t. Le choix d'utiliser cet échantillon comme signal est motivé par le fait que cette coupure au niveau générateur lui donne une distribution en P_t plus proche de celle des photons issus de la désintégration du boson de Higgs en deux photons (comme on le voit sur la figure 5.26 à gauche). L'échantillon de bruit de fond choisi est la QCD double enrichie (en rose sur la figure 5.26 à gauche et en rouge à droite).

Les variables de forme du "super cluster" ont donc été comparées dans tous les échantillons (cf figure 5.25) : ll n'y a pas de grosse différence de forme entre les variables d'entrée dans les différents échantillons de signal et ceux de bruit de fond. Une manière plus sûre de tester l'indépendance de l'entraînement par rapport aux échantillons est de réaliser l'entraînement avec un autre échantillon et de comparer le résultat avec celui de l'entraînement habituel. C'est par exemple ce qui a été fait pour obtenir les courbes de la figure 5.27 : on voit sur cette figure que les performances du réseau de neurones restent sensiblement les mêmes pour les deux échantillons de bruit de fond testés pour l'entraînement. La figure 5.28 montre la stabilité des performances pour deux échantillons de signal d'entraînement différents.

5.3.2.2 Utilisation de catégories

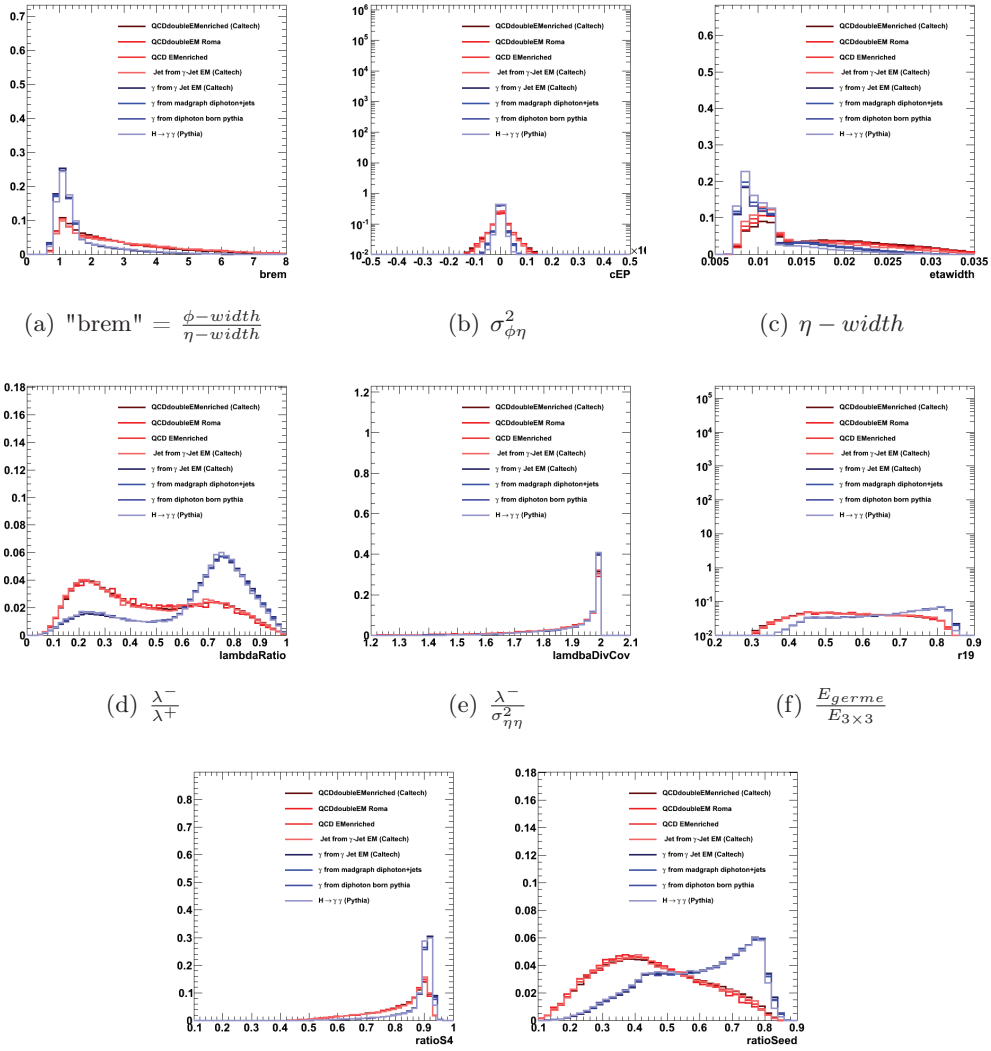
Comme le montrent les histogrammes dans les figures 5.7, 5.8, 5.9 et 5.10, certaines variables de forme des "super-cluster" ont des distributions différentes dans le tonneau et dans les bouchons. Il est donc légitime de s'interroger sur la possibilité d'entrainer séparément le réseau de neurones dans le tonneau et dans les bouchons. Pour vérifier cela, deux entraînement séparés, l'un dans le tonneau et l'autre dans les bouchons ont été effectués. La figure 5.29 à gauche montre la comparaison de la performance dans le tonneau de l'entraînement dans le tonneau seulement avec l'entrainement dans le tonneau et les bouchons alors que la figure 5.29 à droite montre la même chose mais dans les bouchons : on voit qu'un entrainement séparé entre bouchons et tonneau ne donne pas de gain en performances significatif.

La même étude a été réalisée avec des photons convertis et des photons non convertis et a montré qu'une séparation d'entre ces deux types de photons n'était pas nécessaire.

5.3.3 Efficacité en fonction de η et E_t

L'efficacité de la sélection en fonction de E_t et η a été évaluée pour 3 "points de travail" ("working points") :

- l'un conserve 90% du signal et rejette 70% du bruit de fond ; c'est le "working point 1" sur la figure 5.30.
- l'autre rejette 90 % du bruit de fond et conserve 60% du signal ; c'est le "working point 2" sur la figure 5.30.



(a) "brem" $= \frac{\phi - width}{\eta - width}$ (b) $\sigma^2_{\phi\eta}$ (c) $\eta - width$

(d) $\frac{\lambda^-}{\lambda^+}$ (e) $\frac{\lambda^-}{\sigma^2_{\eta\eta}}$ (f) $\frac{E_{germe}}{E_{3\times3}}$

(g) $\frac{E_{2x2}}{E_{5x5}}$ (h) $\frac{E_{germe}}{E_{SCnoncorrige}}$

FIGURE 5.25 – Variables d'entrées du réseau de neurones pour différents échantillons de signal (en bleu) et bruit de fond (en rouge).

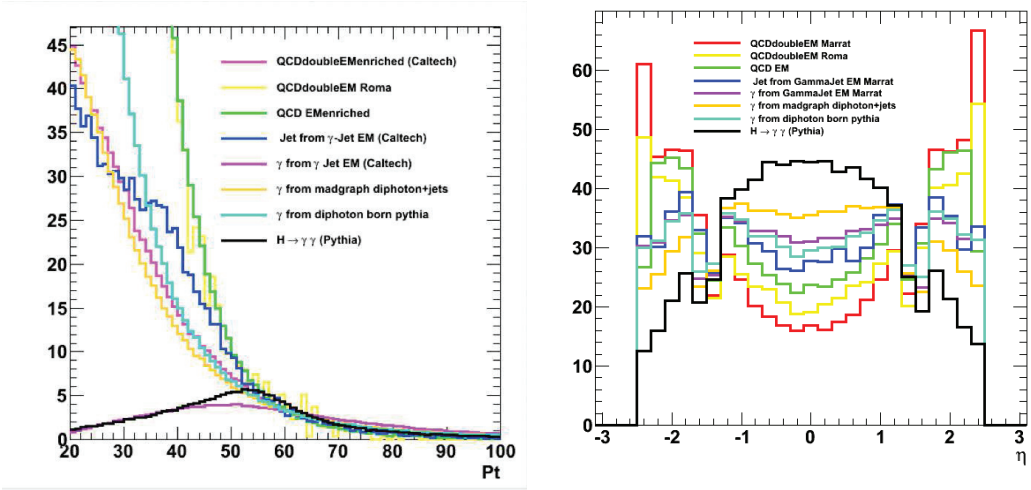


FIGURE 5.26 – Distribution de l'impulsion transverse (P_t) et de la pseudo-rapidité (η) des photons du signal et des photons du bruit fond (jets passant les coupures d'identification des photons) pour les différents échantillons de simulation disponibles.

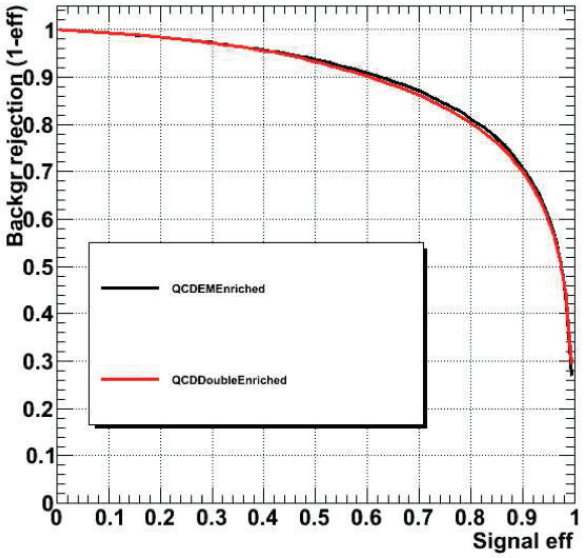


FIGURE 5.27 – Courbes de performance du réseau de neurones, évaluées sur les échantillons de signal et de bruit de fond habituels, mais avec un entraînement utilisant comme bruit de fond la QCD doublement enrichie en rouge et avec un entraînement avec un autre échantillon de QCD (QCD simplement enrichie) en noir.

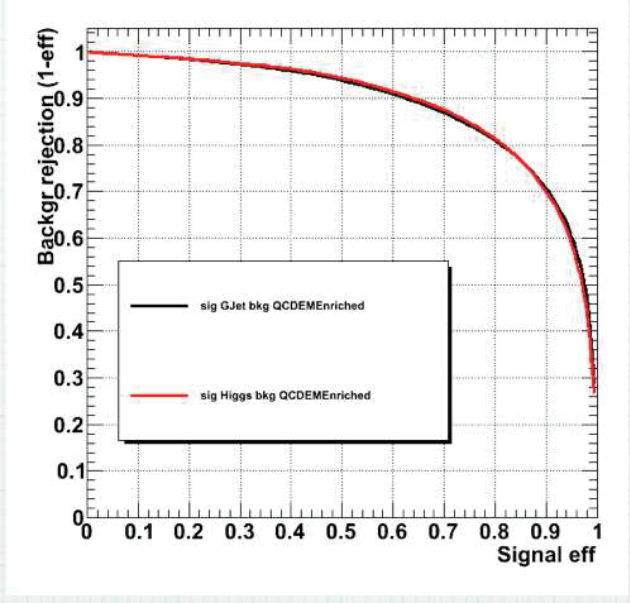


FIGURE 5.28 – Courbes de performance du réseau de neurones, évaluées sur les échantillons de signal et de bruit de fond habituels, mais avec un entraînement utilisant comme signal des photons provenant d'un échantillon de "gamma+jet" en noir et de la désintégration d'un boson de Higgs de 120 GeV/c^2 en rouge

- le dernier conserve 80% du signal et rejette 80% du bruit de fond ; c'est le "working point 3" sur la figure 5.30.

Il est possible de contrôler à partir des données ces efficacités à l'aide des photons issus des événements $Z \to \mu\mu\gamma$. Ce contrôle présente plusieurs difficultés :

- le photon étant radié par l'un des deux muons, il est proche de celui-ci : il est donc nécessaire de ne pas compter l'énergie du muon dans les énergies d'isolation. Pour obtenir les efficacités présentées dans la figure 5.31, la trace du muon a été enlevée de l'isolation dans le trajectographe, par contre, le muon dépose une énergie non négligeable dans le calorimètre hadronique : un travail est en cours pour enlever correctement cette énergie.

- la deuxième difficulté est aussi liée au fait que le photon est radié par l'un des muons : la distribution en p_t des photons s'effondre rapidement lorsqu'on s'intéresse à des photons avec un p_t supérieur à 20 GeV/c. On est donc confronté à une grande incertitude statistique. Ceci ne ne voit pas sur la figure 5.31 à gauche où les barres erreur semblent sous évaluées.

Le résultat de la figure 5.31 est compatible, aux erreurs près à celui évalué à l'aide des simulations pour le "working point" 1 dans la figure 5.30.

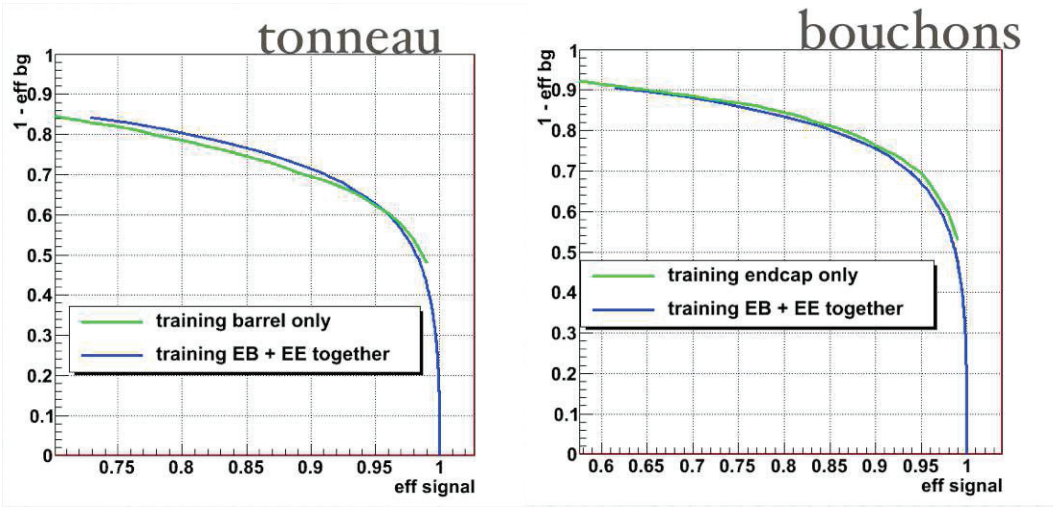


FIGURE 5.29 – A gauche : Comparaison de la performance dans le tonneau d'un entrainement dans le tonneau seulement avec un entrainement dans le tonneau et les bouchons. A droite : Comparaison de la performance dans les bouchons d'un entrainement dans le tonneau seulement avec un entrainement dans le tonneau et les bouchons.

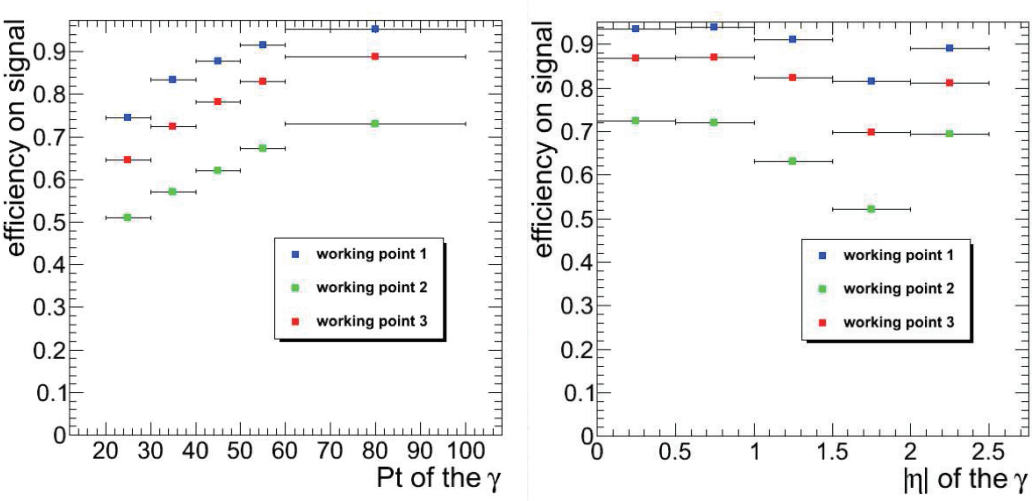


FIGURE 5.30 – Efficacité sur le signal en fonction du P_t (gauche) et du η (droite) du photon

5.3.4 Classification des variables

Il peut être intéressant de connaître l'importance des variables d'entrées sur la performance. Pour cela, la méthode utilisée est la suivante : à partir du réseau de neurones à 8 variables d'entrées, on enlève tour à tour chacune des variables. La

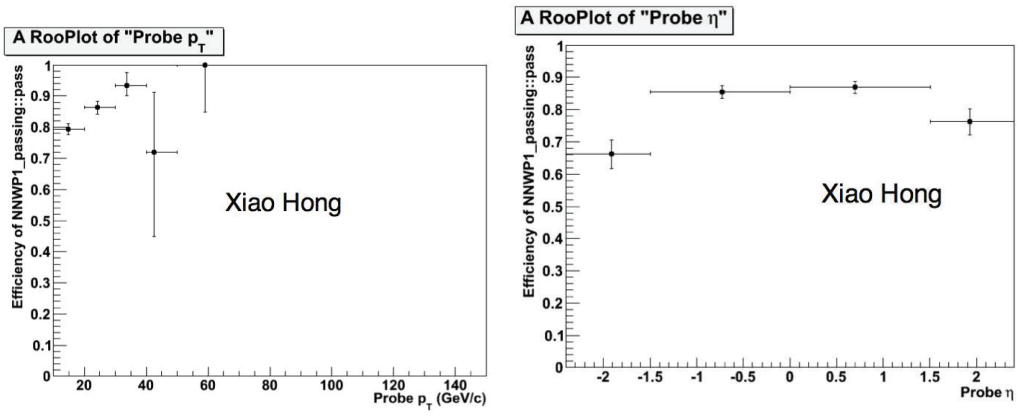
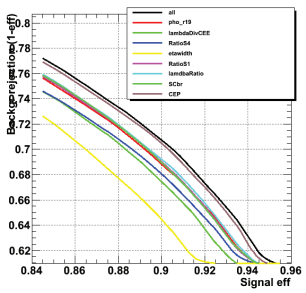


FIGURE 5.31 – Efficacité de la coupure sur la sortie du réseau de neurones correspondant au point de travail 1 sur le signal évaluée par "Tag And Probe" avec des photons issus d'événements $Z \to \mu\mu\gamma$ en fonction de leur P_t (gauche) et de leur η (droite).

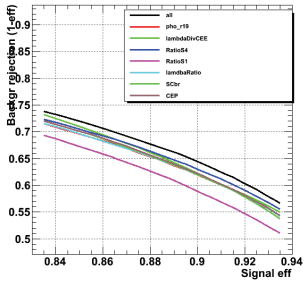
variable la plus importante est celle dont la perte diminue le plus la performance du réseau de neurones. On procède de la même manière pour trouver la plus importante des sept variables restantes et ainsi de suite... La figure 5.32 (a) nous apprend donc que la variable la plus importante est $\eta - width$, la figure 5.32 (b) nous apprend que la seconde variable est $\frac{E_{germe}}{E_{SCnoncorrige}}$. On obtient donc le classement suivant :

1 $\eta - width$
2 $\frac{E_{germe}}{E_{SCnoncorrige}}$
3 "brem" $= \frac{\phi - width}{\eta - width}$
4 $\frac{E_{2x2}}{E_{5x5}}$
5 $\frac{\lambda^-}{\sigma^2_{\eta\eta}}$
6 $\sigma^2_{\phi\eta}$
7 $\frac{\lambda^-}{\lambda^+}$
8 $\frac{E_{germe}}{E_{3\times3}}$

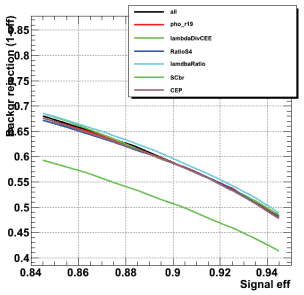
L'objet des deux chapitres suivants sera d'étudier la possibilité d'utiliser ce réseau de neurones pour mesurer la section efficace $\gamma\gamma + X$ et aussi d'étudier la possibilité d'améliorer l'analyse pour la recherche de boson de Higgs en deux photons à l'aide d'une coupure sur sa sortie.



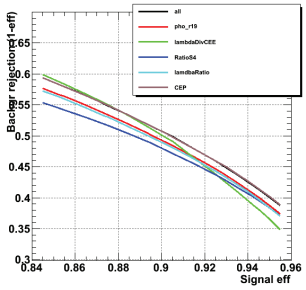
(a) étape 1



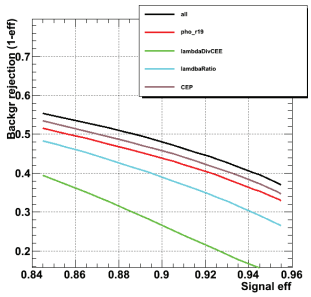
(b) étape 2



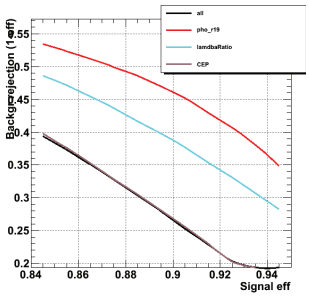
(c) étape 3



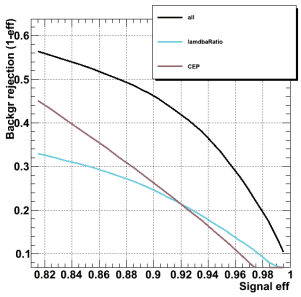
(d) étape 4



(e) étape 5



(f) étape 6



(g) étape 7

FIGURE 5.32 – Courbe d'efficacité pour les différentes étapes du classement de l'importance du réseau de neurones

Chapitre 6

Préparations pour la mesure de la section efficace $\gamma\gamma + X$

Sommaire

6.1 Utilisation de la sortie du réseau de neurones pour la mesure de la section efficace $\gamma\gamma$ + X 126
6.1.1 Principe de la mesure 126
6.1.2 Sélection utilisée 127
6.1.3 Mesure du nombre d'événements 131
6.1.4 Erreur systématique de la méthode 138
6.2 Etude du système de déclenchement 140
6.2.1 Isolation calculée dans le système de déclenchement. 140
6.2.2 Estimation des taux du système de déclenchement en 2011. . 142

Introduction

La présence de deux photons énergétiques dans un événement peut être la signature du boson de Higgs du Modèle Standard, mais aussi celle de la présence de nouvelle physique (par exemple, le graviton de Randall-Sundrum, se désintègre en deux photons (cf [20])). Cependant, des processus du Modèle Standard produisent aussi deux photons dans l'état final : on appelle ce bruit de fond le bruit de fond irréductible car on ne peut pas le combattre en améliorant l'identification des photons. La détection d'un signal va donc passer par une estimation et une compréhension de ce bruit de fond.

Les processus contribuant à ce bruit de fond sont les processus diphoton, born et box, mais aussi les processus gamma+jet et jet+jet lorsqu'un ou plusieurs photons est radié dans l'état final ou initial ou lorsqu'un jet se fragmente. Plusieurs formalismes théoriques basés sur la chromodynamique perturbative permettent de décrire ces processus : les approches de factorisation, colinéaires ([7]) ou selon k_T,([49]) ainsi que la technique de re-sommation des gluons mous ([6]). La mesure de la section efficace des processus diphoton permet donc aussi de tester la validité de ces formalismes.

L'objet de la première partie de ce chapitre est d'envisager la façon de mesurer cette section efficace dans les données à l'aide de la sortie du réseau de neurones. Ce travail a été réalisé avec les $36pb^{-1}$ de données du LHC enregistrées en 2010.

6.1 Utilisation de la sortie du réseau de neurones pour la mesure de la section efficace $\gamma\gamma$ + X

6.1.1 Principe de la mesure

Le principe de cette mesure est simple : on choisit une sélection et on compte le nombre d'événements de signal obtenus après la sélection. On a alors :

$$\sigma_{\gamma\gamma}^{\text{Vdétecteur}} = \frac{N_{\gamma\gamma}^{\text{Vdétecteur}}}{\varepsilon_{\gamma\gamma} \times \mathcal{L}}$$

avec $\mathcal{L}$ la luminosité intégrée des données utilisées et $\varepsilon_{\gamma\gamma}$ le produit de l'efficacité du système de déclenchement, de la reconstruction du système diphoton et de la sélection. Le détecteur n'occupant pas tout l'espace autour du point d'interaction, on ne mesure comme cela que la section efficace des processus diphoton où les deux photons sont dans la zone de l'espace couverte par le détecteur. Ici on prend comme Vdétecteur la zone du détecteur avec $|\eta| < 2.5$ car on considère que les photons sont bien reconstruits jusqu'à cette valeur de η.

Pour tester notre compréhension des processus $\gamma\gamma$, on s'intéresse aussi à la cinématique de ces processus, c'est à dire à la façon dont la section efficace varie en fonction de grandeurs cinématiques. Pour un système diphoton ces variables sont par exemple :

- $M_{\gamma\gamma}$, la masse invariante du système diphoton.
- $q_{T,\gamma\gamma}$, l'impulsion transverse de la paire diphoton
- $\Delta\phi$ l'angle azimutal entre les deux photons dans le référentiel du laboratoire.
- $|cos\theta^*| = \left|tanh\frac{\Delta y\gamma\gamma}{2}\right|$ avec $\Delta y\gamma\gamma$ la différence de rapidité entre les deux photons.

Pour tenir compte de cette variation, on définit une section efficace différentielle comme suit :

$$\frac{d\sigma_{\gamma\gamma}^{|\eta|<2.5}}{dX}(X) = \frac{N_{\gamma\gamma}^{|\eta|<2.5,U}(X_i)}{\varepsilon_{\gamma\gamma} \times \mathcal{L} \times \Delta X_i}$$

avec X la grandeur cinématique étudiée et ΔX_i la largeur de la $i_{\text{ième}}$ division de cet intervalle. On utilise dans cette formule $N_{\gamma\gamma}^{|\eta|<2.5,U}(X_i)$ qui n'est pas exactement le nombre d'événements diphoton $N_{\gamma\gamma}^{|\eta|<2.5}(X_i)$ mesuré dans la $i_{\text{ième}}$ division. Illustrons cela avec des catégories en $M_{\gamma\gamma}$: le $M_{\gamma\gamma}^{RECO}$ reconstruit est différent de la vraie masse $M_{\gamma\gamma}^{TRUE}$, on a donc des photons qui devraient être dans la division i qui se retrouvent dans les divisions $i-1$ et $i+1$. De la même manière, des photons venant des divisions $i-1$ et $i+1$ se retrouvent dans la catégorie i. On calcule alors $N_{\gamma\gamma}^{|\eta|<2.5,U}(X_i)$ qui correspond au nombre de photons réellement mesuré avec la formule

$$N_{\gamma\gamma}^{|\eta|<2.5,U}(X_i) = \sum_j \left(U^{-1}\right)_{ij} \times N_{\gamma\gamma}^{|\eta|<2.5}(X_i)$$

La matrice U_{ij} représente la probabilité d'un événement diphoton de la catégorie i de migrer à cause de la reconstruction dans la catégorie j. Cette matrice

est souvent établie à l'aide de la simulation en utilisant l'information au niveau du générateur. Pour simplifier, dans ce chapitre, cet effet sera négligé : on aura donc $N_{\gamma\gamma}^{|\eta|<2.5,U}(X_i) = N_{\gamma\gamma}^{|\eta|<2.5}(X_i)$.

6.1.2 Sélection utilisée

6.1.2.1 Sélection des événements

Durant la prise de données de 2010, l'augmentation progressive de la luminosité instantanée a imposé un changement continu du système de déclenchement de CMS. On peut diviser cette prise de données en plusieurs périodes :

- durant la première, la faible luminosité instantanée permettait d'avoir un chemin demandant deux photons reconstruits, avec une énergie transverse de 15 GeV, dans l'événement.
- avec l'augmentation de la luminosité instantanée, ce seuil a été remonté à 17 GeV
- dans la dernière période de 2010, la luminosité atteignant $2 \times 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$, le nombre d'événements avec deux photons avec $E_t > 17$ GeV devenant trop important, un critère d'isolation est appliqué à l'un des deux photons.

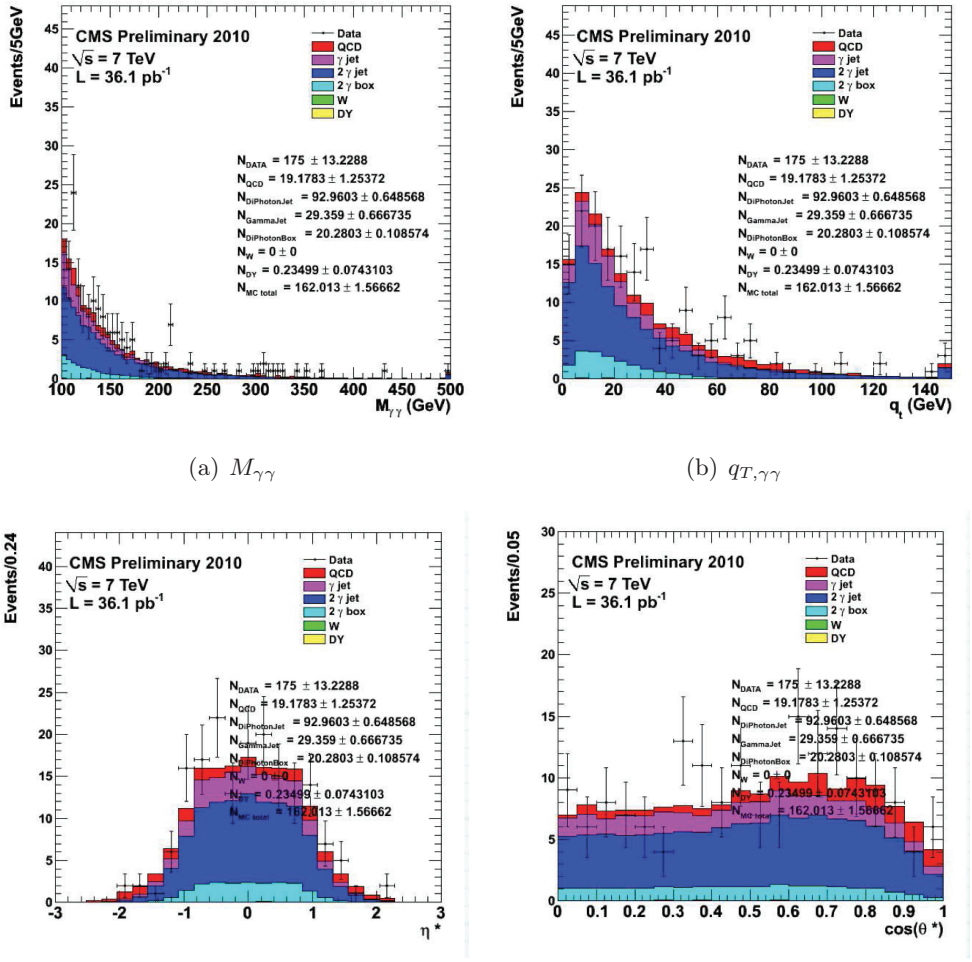
Les événements utilisés dans cette analyse sont ceux passant au moins l'un des 3 chemins précédents. Les coupures sur les deux photons sont choisies à 21GeV et 20 GeV. Ces coupures sont suffisamment au dessus de celles du système de déclenchement pour s'assurer d'être sur le plateau de celui-ci (c'est à dire un endroit où l'efficacité est constante et proche de 1). Le choix de coupures asymétriques (la coupure n'est pas la même pour les deux photons) est là pour faciliter la comparaison avec la théorie : en effet, un choix de coupures symétriques sur E_t rend les calculs théoriques à ordre fixe, sensibles à des divergences infrarouges.

6.1.2.2 Identification des photons

La sélection d'identification des photons est EGM-loose 006 (EGM dans la suite). Cette sélection utilise les variables d'isolation décrites dans la section 3.2.3. Les valeurs des coupures sont rappelées dans la table 6.1, elles sont identiques pour les deux photons. L'accord entre données et simulation est bon après la sélection comme le montre la figure 6.1 pour certaines grandeurs cinématiques.

6.1.2.3 Efficacité des coupures

L'efficacité des coupures sur le signal peut se mesurer à partir des données à l'aide d'une méthode appelée "Tag and Probe". Cette méthode consiste à utiliser les électrons issus de la désintégration d'un Z : elle peut donc être utilisée pour tester toutes les coupures où le comportement d'un électron peut être considéré comme proche du comportement d'un photon. On va donc s'en servir pour déterminer l'efficacité des coupures d'isolation et de celle sur $\sigma_{i\eta i\eta}$.



(a) $M_{\gamma\gamma}$ (b) $q_{T,\gamma\gamma}$

(c) $\eta^* = \eta^2 - \eta^1$ (d) $|cos\theta^*|$

FIGURE 6.1 – Comparaisons entre données et simulations après la sélection EGM et des coupures sur l'impulsion transverse des photons à 40 GeV et 35 GeV

TABLE 6.1 – Coupures d'identification des photons

Variable	Valeur de la coupure
pixelSeed	non
isolation dans le trajectographe	<2.0 GeV
ECAL iso	< 4.2 GeV
HCAL iso	< 2.2 GeV
H/E	< 0.05
$\sigma_{i\eta i\eta}$	< 0.01 (tonneau) < 0.03 (bouchon)

Le principe du "Tag and Probe" est le suivant : on sélectionne les événements ayant deux objets électromagnétiques reconstruits dans ECAL (deux "super cluster") et au moins l'un deux passant des coupures d'identifications serrées (ce qui signifie que la probabilité pour que cet objet soit un électron est grande). L'intérêt de la méthode est qu'alors, si on reconstruit la masse invariante du système de deux "super cluster" M_{SC1SC2} et que l'on se place près de la résonance du Z ($M \approx 90 GeV/c^2$) la probabilité que le second "super cluster" soit aussi un électron est grande, sans que l'on ait imposé aucune coupure à ce "super cluster". Ce dernier "super cluster" va pouvoir être utilisé pour mesurer l'efficacité de la sélection que l'on veut étudier.

La sélection appliquée ici pour identifier le tag est la sélection d'identification des électrons appelée "CIC tight". Cette sélection a une efficacité sur le signal d'environ 80 % (cf figure 6.2) et consiste en des coupures sur :

- l'accord entre la trace de l'électron et le dépôt dans ECAL : $\Delta\phi$, $\Delta\eta$ (distance selon η et ϕ entre l'impact de la trace dans ECAL et la position du "super cluster") et le rapport entre l'énergie reconstruite dans le "basic cluster" germe du "super cluster" et l'impulsion de la trace à l'arrivée dans ECAL.
- H/E
- $\sigma_{i\eta i\eta}$
- le paramètre d'impact de la trace par rapport au vertex primaire
- le nombre de "hits" manquants au début de la trace, dcot et dist (pour la réjection des conversions)
- les isolations : dans le trajectographe, dans ECAL et HCAL

On va utiliser la méthode "Tag and Probe" à l'aide d'un ajustement : on sélectionne donc tous les événements avec deux "super cluster" avec $E_t > 20$ GeV dont l'un passe la sélection "CIC tight". On représente ensuite la distribution M_{SC1SC2} des événements dont le probe passe les coupures EGM et celle des événements dont le probe ne passe pas EGM [1]. La résonance du Z apparait dans ces deux histogrammes (cf figure 6.3). On détermine le nombre d'événements $Z \to ee$ dans chacun de ces

1. Il est à noter que les événements dans lesquels les deux objets passent la sélection du tag sont doublement utilisés : chacun des deux objets est utilisé tour à tour comme tag puis comme probe.

histogrammes l'ajustant par la somme d'une distribution de "Breit-Wigner" convoluée avec une distribution de "Crystal-Ball" et d'une exponentielle décroissante. La norme de la première distribution est le nombre d'événements $Z \to ee$ et celle de la seconde le nombre d'événements de bruit de fond. Soit N_p le nombre d'événements $Z \to ee$ de la distribution où le probe passe la sélection et N_f le nombre dans la distribution où le probe est rejeté par la sélection, l'efficacité de la sélection est le rapport $\frac{N_p}{N_p+N_f}$.

Les résultats de l'efficacité de la sélection EGM (mis à part hasPixelSeed qui rejette les électrons) sont dans la table 6.2. Ces résultats peuvent être comparés avec ceux obtenus dans la note AN 2010/292 ([50]) qui teste l'efficacité de la sélection EGM avec les mêmes données (cf table 6.3). Les résultats obtenus sont significativement inférieurs à ceux donnés dans la note AN2010/292. Lors de tests croisés avec les groupes de Pékin et de Saclay, le même comportement a été observé. Des tests détaillés, coupure par coupure ont montré que la coupure donnant une efficacité différente est celle sur l'isolation dans le trajectographe. Cette différence peut s'expliquer par le fait que la sélection pour le tag utilisée ici est "CIC tight" alors que la note et les autres groupes utilisent "CIC super tight". Cette dépendance du résultat en fonction du choix du tag peut paraître étrange : en réalité, comme les deux électrons (le tag et le probe) sont issus de la désintégration d'un même Z, leur paramètre d'impact va être le même. La coupure sur le tag impose donc une coupure indirecte sur le probe. Comme une coupure est imposée sur le paramètre d'impact des traces utilisées pour calculer l'isolation dans le trajectographe, la valeur de cette isolation est modifiée pour le probe.

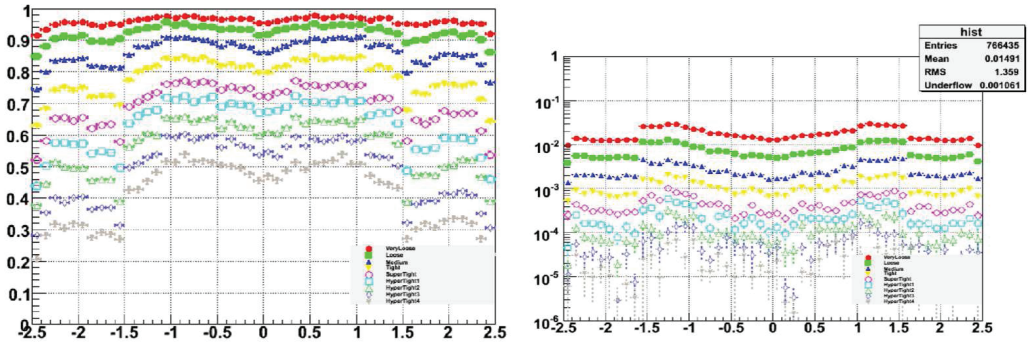


FIGURE 6.2 – Efficacité (à gauche) et taux de faux (à droite) en fonction de η pour les différentes sélections d'identification des électrons. (extraits de https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SWGuideCategoryBasedElectronID)

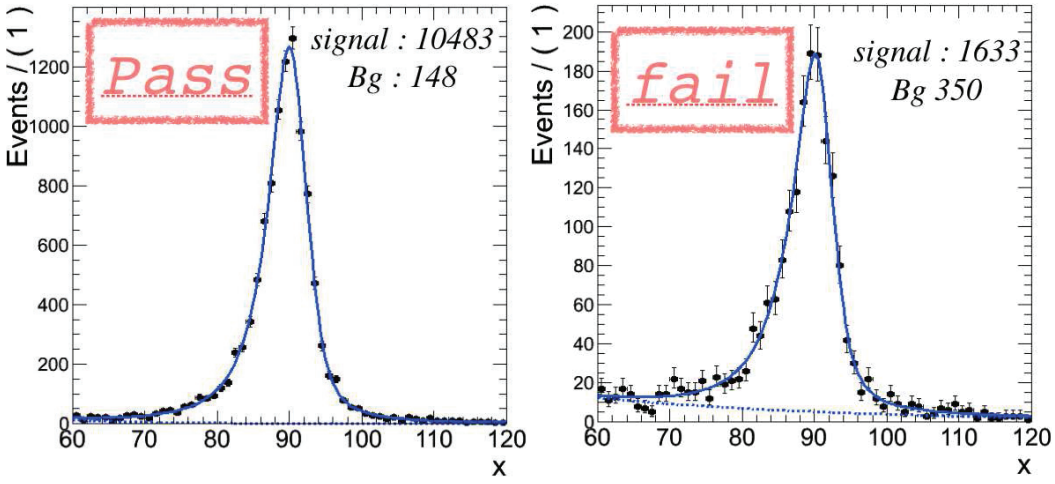


FIGURE 6.3 – Masse invariante des deux "super cluster" lorsque le probe passe la sélection EGM (à gauche) et ne passe pas EGM (à droite)

TABLE 6.2 – Efficacité de la sélection EGM évaluée par "Tag and Probe" avec des électrons.

	Tonneau de ECAL	bouchons de ECAL
$20 < E_t < 35GeV$	79.13 % ± 1.82 %	87.92 % ± 1.82 %
$35 < E_t < 45GeV$	86.52 % ± 1.51 %	91.84 % ± 2.67 %
$45 < E_t$	87.75 % ± 1.85 %	93.12 % ± 3.43 %
$20 < E_t$	85.61 % ± 1.12 %	88.60 % ± 1.75 %

6.1.3 Mesure du nombre d'événements

6.1.3.1 Principe

Les événements passant la sélection EGM ne sont pas tous des événements diphoton. La sélection a enrichi les données en vrais événements diphoton mais a aussi laissé passer des événements dijets et gamma+jet. Pour mesurer la section efficace $\gamma\gamma$ on veut connaître le nombre d'événements diphoton. Il existe plusieurs méthodes pour atteindre ce but : La méthode proposée ici est une méthode dite de "template", on va utiliser la forme de la sortie du réseau de neurones pour le signal (événements diphoton) et pour le bruit de fond (dijet et gamma+jet) et on va ajuster les données

TABLE 6.3 – Comparaison de l'efficacité de la sélection EGM mesurée ici avec celle mesurée dans la note AN 2010/292

	mesuré ici	note AN 2010/292
tonneau de ECAL	85.61 % ± 1.12 %	88.41 % ± 0.89 %
bouchons de ECAL	88.60 % ± 1.75 %	91.59 % ± 1.75 %

obtenues par ces deux distributions pour connaître la quantité de signal et celle de bruit de fond.

Le version du réseau de neurones utilisée ici est la version simplifiée utilisant seulement comme variables d'entrée $\eta - width$, R_9 et $\sigma^2_{\phi\phi}$. Comme on utilise des événements diphoton, on a deux valeurs de la sortie du réseau de neurones (une par photon), on va alors utiliser le minimum des deux sorties (on appellera cette variable minNN), celle-ci présente un bon accord entre les données et les simulations (cf figure 6.4).

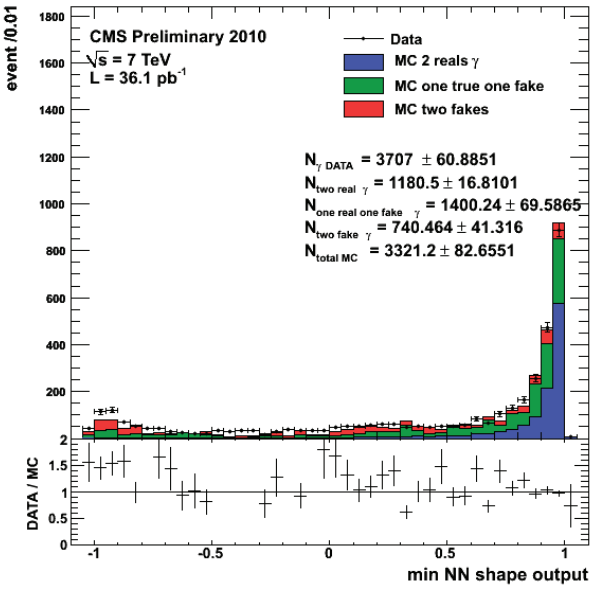


FIGURE 6.4 – Valeur du minimum de la sortie du réseau de neurones pour les deux photons

La forme de minNN pour le signal est obtenue à l'aide de la simulation et celle pour le bruit de fond est obtenue à l'aide d'une méthode dite de "side band".

6.1.3.2 Obtention de la forme du bruit de fond par une méthode de "side band".

Le principe est d'utiliser dans les données les événements passant la sélection d'identification sauf une coupure sur une variable. Pour cette variable, on demande une plage de valeurs où le bruit de fond est majoritaire sur le signal, mais suffisamment proche de la zone du signal pour que le bruit de fond dans cette zone soit semblable à celui dans la zone du signal. La figure 6.5 à gauche illustre le principe d'une "side band" selon l'isolation dans le trajectographe.

La variable choisie pour construire la "side band" est l'isolation dans le trajectographe (trackerIso). Le choix de cette variable est motivé par le fait que c'est logiquement l'isolation la plus décorrélée du dépôt d'énergie dans ECAL donc de la

sortie du réseau de neurones. Comme on travaille avec des événements avec deux photons, on doit construire une "side band" en deux dimensions. La définition retenue est la suivante : un événement est dans la "side band" si au moins l'un des deux photons se trouve dans la "side band" à 1 dimension (cf figure 6.5 à droite). Les limites choisies pour la "side band" sont 2 et 5 GeV, un événement est donc dans la "side band" si l'un des deux photons a son trackerIso entre 2 et 5 GeV. La figure 6.6 montre que les données de la "side band" semblent bien reproduire le bruit de fond dans la zone du signal.

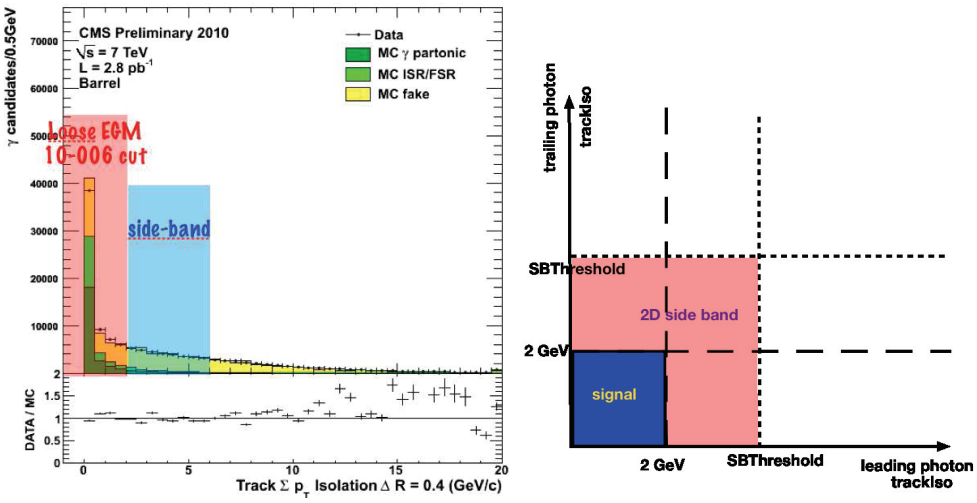


FIGURE 6.5 – Illustration du principe méthode de la "side band" en 1 dimension (à gauche) et en deux dimensions (à droite)

6.1.3.3 Application à la mesure de la section efficace en fonction de $M_{\gamma\gamma}$.

L'ensemble des événements diphoton est décomposé selon $M_{\gamma\gamma}$ en 9 divisions de statistique équivalente, de 30 à 40 GeV, de 40 à 45 GeV, de 45 à 55 GeV, de 55 à 65 GeV, de 65 à 80 GeV, de 80 à 100 GeV, de 100 à 140 GeV, de 140 à 200 GeV et enfin plus de 200 GeV. A cause de la faible statistique disponible, il n'est pas possible de faire une "side band" dans chacune des catégories de $M_{\gamma\gamma}$, on utilise donc une "side band" globale et on vérifie que cette side band est compatible,dans la limite de la statistique, avec la "side band" dans chacune des catégories (cf figure 6.7).

Les données obtenues après la sélection sont ajustées par les formes du signal et du bruit de fond à l'aide d'une fonction de vraissemblance étendue : le terme "étendue" signifie que ce n'est pas la proportion entre le signal et le bruit de fond que l'on ajuste (un paramètre libre) mais bien la quantité de signal et de bruit de fond (2 paramètres libres). Le figure 6.8 présente le résultat global et la figure 6.9 présente ces ajustements dans chaque catégorie en $M_{\gamma\gamma}$. On trouve que le nombre d'événements diphoton dans les données est 1337 ± 78, ce nombre en fonction de

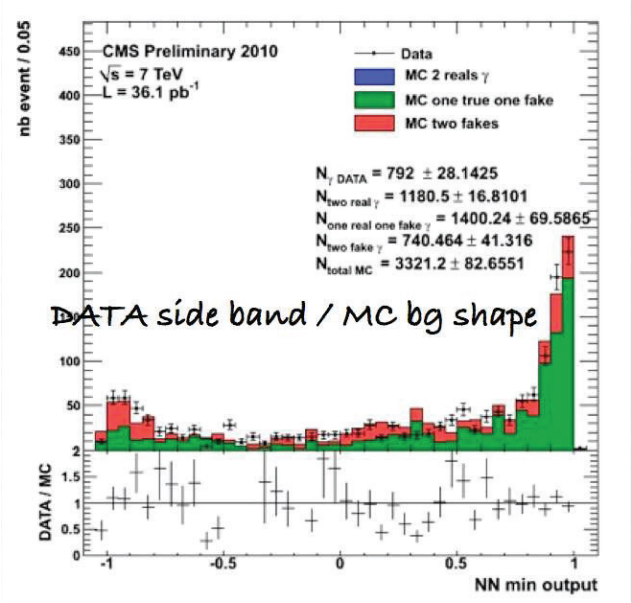


FIGURE 6.6 – Comparaison entre les données de la "side band" et le bruit de fond dans la zone du signal.

$M_{\gamma\gamma}$ est représenté dans la figure 6.10.

6.1.3.4 Résultat en terme de section efficace

Pour convertir le nombre d'événements en terme de section efficace, on doit connaitre on doit diviser ce nombre par l'efficacité de la sélection. Comme les simulations montrent que les photons arrivent pour moitié dans le tonneau et pour moitié dans les bouchons, on va prendre pour efficacité moyenne sur un photon la valeur (85.61+88.41)/2 soit 87%. On calcule, en utilisant les simulations, que l'efficacité de la coupure sur hasPixelSeed est 92.3%. On trouve donc

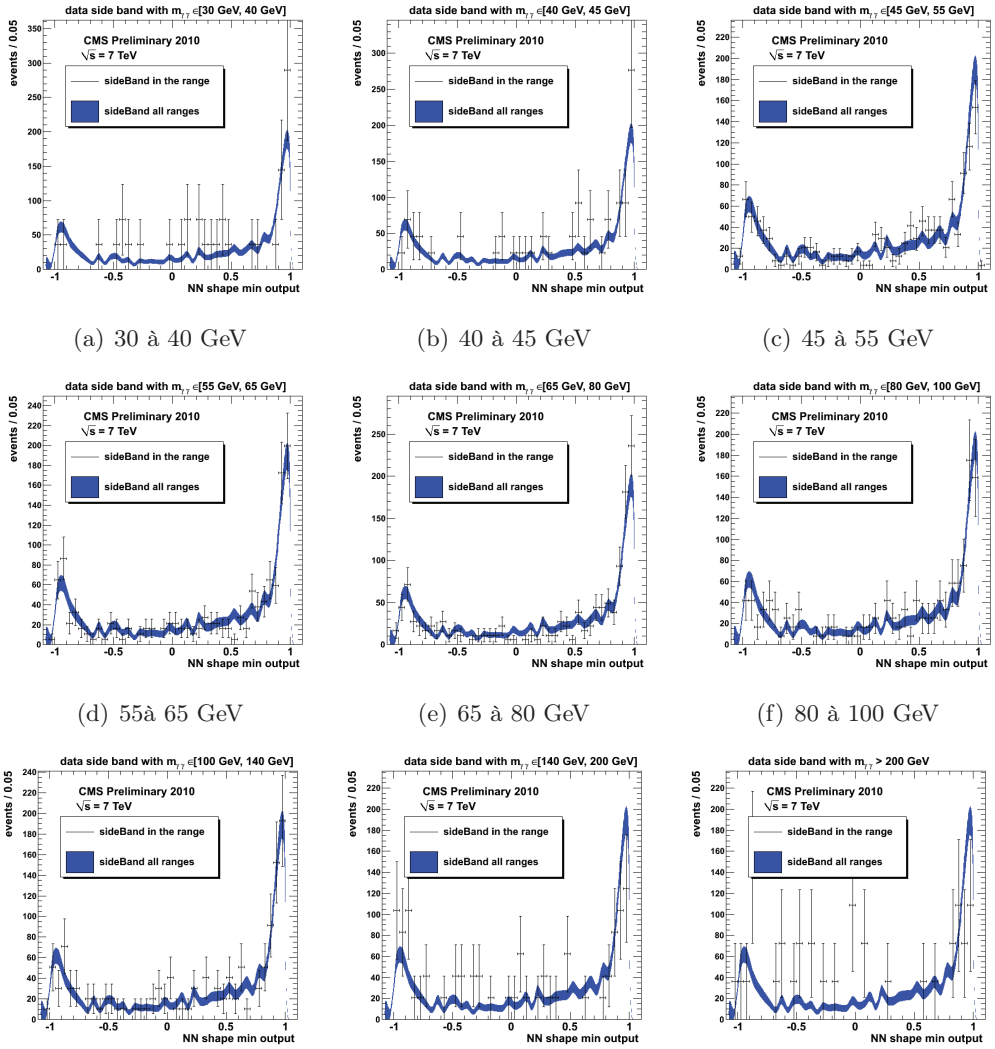
$$\varepsilon_{\gamma\gamma} = \varepsilon_\gamma \times \varepsilon_\gamma = (0.87 \times 0.923)^2 = 0.644$$

Le nombre total d'événements diphoton dans les données étant 1337 ± 78 on peut calculer la section efficace diphoton totale :

$$\sigma_{\gamma\gamma}^{|\eta|<2.5} = \frac{1337}{0.644 \times 36.134} = 57.4 \pm 3.4 pb$$

On remarque que malgré l'estimation grossière de l'efficacité, ce résultat a le même ordre de grandeur que celui présenté dans l'analyse de [10] [2]. La figure 6.10 à droite est réalisée en utilisant cette même efficacité $\varepsilon_{\gamma\gamma}$. On a supposé que $\varepsilon_{\gamma\gamma}$ est le même pour toutes les catégories de $M_{\gamma\gamma}$ ce qui n'est pas a priori vrai.

2. Il est à noter que les coupures sur l'impulsion transverse des photons utilisées dans cette analyse sont différentes : 23 et 20 GeV au lieu de 21 et 20 GeV.



(a) 30 à 40 GeV (b) 40 à 45 GeV (c) 45 à 55 GeV

(d) 55à 65 GeV (e) 65 à 80 GeV (f) 80 à 100 GeV

(g) 100 à 140 GeV (h) 140 à 200 GeV (i) plus de 200 GeV

FIGURE 6.7 – Comparaison entre la "side band" globale et la side band dans la catégorie.

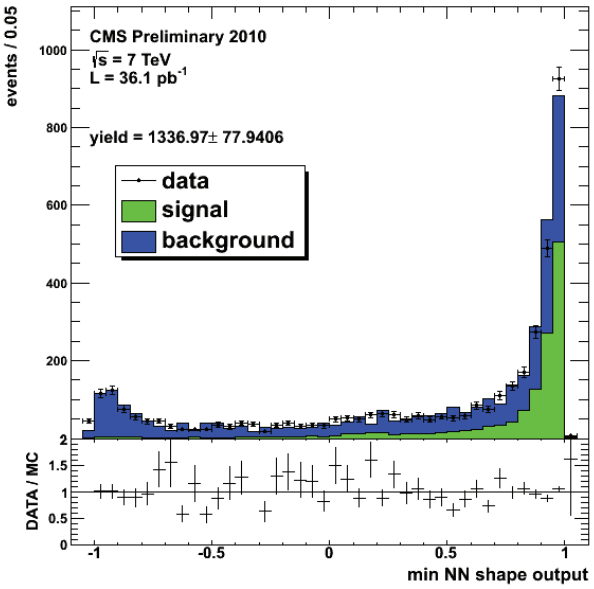


FIGURE 6.8 – Résultat de l'ajustement des données par les distributions du signal et du bruit de fond

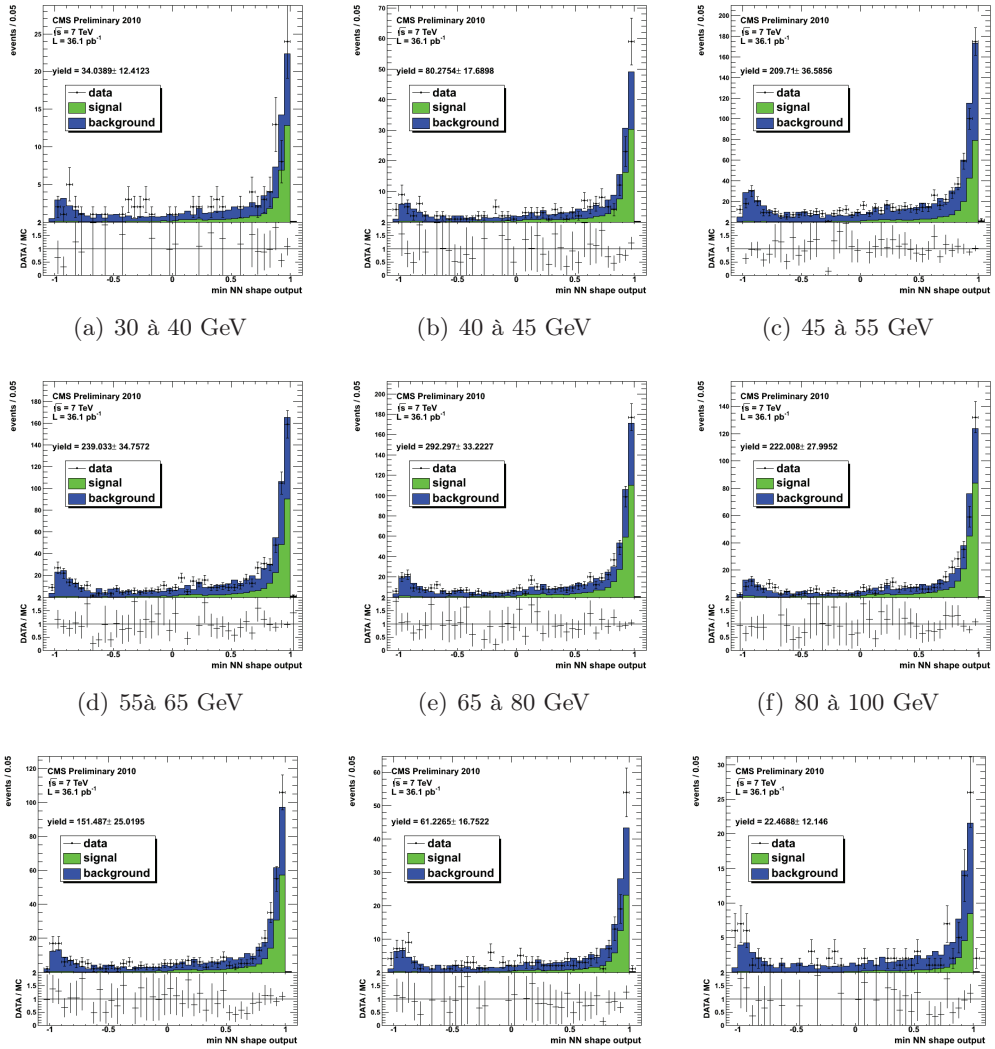
Il semble difficile d'accéder à cet $\varepsilon_{\gamma\gamma}(M_{\gamma\gamma i})$ à partir des données. En effet, la méthode "Tag and Probe" permet d'obtenir l'efficacité de la sélection d'un photon en fonction de E_t et η (ou d'autres variables), or, chaque catégorie en $M_{\gamma\gamma}$ contient une distribution particulière des E_t et η des deux photons. On peut donc difficilement prévoir la valeur de $\varepsilon_{\gamma\gamma}(M_{\gamma\gamma i})$ sans simulation. La méthode utilisée dans l'analyse décrite dans [10] calcule l'efficacité de la manière suivante :

$$\varepsilon_{\gamma\gamma}(M_{\gamma\gamma i}) = \frac{N^{sim}_{reco}(M_{\gamma\gamma i})}{N^{sim}_{gen}(M_{\gamma\gamma i})} \times \frac{\varepsilon^{data}_{\gamma\gamma}}{\varepsilon^{sim}_{\gamma\gamma}}$$

avec

- $N^{sim}_{reco}(M_{\gamma\gamma i})$ le nombre d'événements dans la division i et dans l'acceptance, passant la sélection dans la simulation.
- $N^{sim}_{gen}(M_{\gamma\gamma i})$ le nombre d'événements dans la division i et dans l'acceptance, au niveau générateur.
- $\varepsilon^{data}_{\gamma\gamma}$ l'efficacité de la sélection mesurée dans les données
- $\varepsilon^{sim}_{\gamma\gamma}$ l'efficacité de la sélection mesurée dans la simulation en utilisant la même méthode que dans les données.

Les efficacités $\varepsilon^{data}_{\gamma\gamma}$ et $\varepsilon^{sim}_{\gamma\gamma}$ sont prises égales au carré de l'efficacité sur un photon. La première partie $\frac{N^{sim}_{reco}(M_{\gamma\gamma i})}{N^{sim}_{gen}(M_{\gamma\gamma i})}$ de cette formule correspond au produit des efficacités du système de déclenchement, de la reconstruction et de la sélection à partir de la simulation. La seconde partie en $\frac{\varepsilon^{data}_{\gamma\gamma}}{\varepsilon^{sim}_{\gamma\gamma}}$ vient corriger cette première efficacité du rapport entre les données et la simulation.



(a) 30 à 40 GeV (b) 40 à 45 GeV (c) 45 à 55 GeV

(d) 55à 65 GeV (e) 65 à 80 GeV (f) 80 à 100 GeV

(g) 100 à 140 GeV (h) 140 à 200 GeV (i) plus de 200 GeV

FIGURE 6.9 – Ajustement des données de chaque catégorie en $M_{\gamma\gamma}$ par la distribution du signal et celle du bruit de fond.

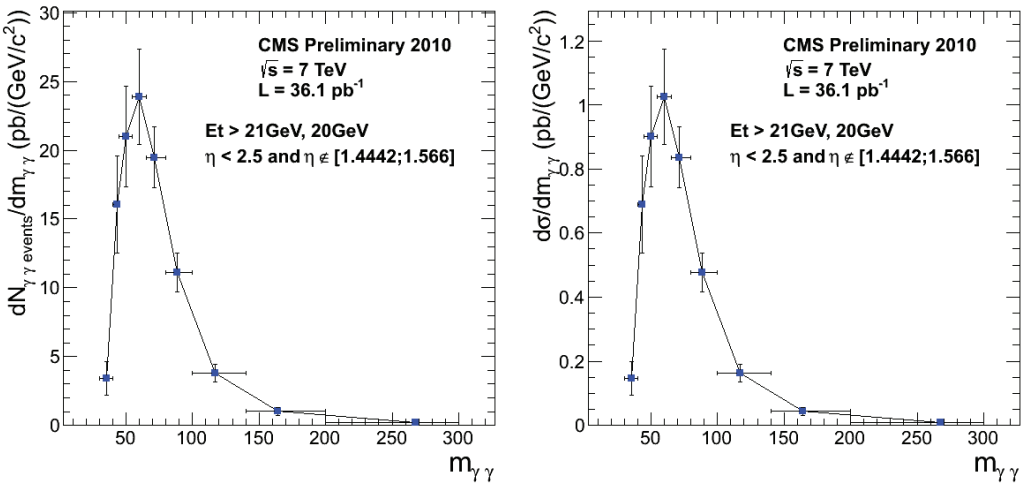


FIGURE 6.10 – Nombre d'événements (gauche) et section efficace (droite) en fonction de $M_{\gamma\gamma}$.

6.1.4 Erreur systématique de la méthode

Plusieurs sources vont contribuer à l'erreur systématique sur la section efficace mesurée :

- l'échelle d'énergie des photons peut modifier l'acceptance des coupures sur l'énergie des photons.
- l'échelle d'énergie des photons peut aussi causer des migrations entre les divisions.
- l'erreur systématique sur le $\varepsilon\gamma\gamma$ dans chaque division.
- l'erreur sur la luminosité.
- l'erreur sur les distributions du signal et du bruit de fond utilisées pour déterminer le nombre d'événements de signal dans chaque division.

On va s'intéresser à cette dernière source d'erreur systématique car c'est l'erreur systématique qui est spécifique à la méthode étudiée ici. Pour déterminer l'incertitude systématique sur la forme du signal, il est possible d'utiliser les photons issus des événements $Z \to \mu\mu\gamma$: on peut établir la différence entre la sortie du réseau de neurones dans les données et la simulation pour ces événements, puis, refaire le calcul du nombre d'événements en faisant fluctuer la distribution du signal avec des fluctuations de l'ordre de cette différence. Grâce au bon accord entre données et simulation pour la sortie du réseau de neurones dans les événements $Z \to \mu\mu\gamma$, on s'attend à ce que cette erreur soit petite.

La principale contribution à l'erreur systématique provient de la forme du bruit de fond. Une première façon d'évaluer cette erreur est de regarder la variation du résultat pour différents choix de "side-band" (cf figure 6.11) : on a des variations du résultat allant de 9% à 50 % pour les différentes "side band" testées. De plus, on

ne sait pas quel est l'intervalle pertinent pour choisir les différentes limites de "side band". Les deux contributions à l'erreur sur la forme du bruit de fond à partir de la "side band" sont les suivantes :

- la "side band" est contaminée par du signal : on peut évaluer l'effet de cette contamination à l'aide de la simulation en utilisant la "vraie" forme du bruit à laquelle on rajoute la sortie du réseau de neurones pour les événements contaminant la "side band". Cette contamination conduit à une sous-évaluation de la pureté de 8 % environ.
- la forme du bruit de fond dans la "side band" n'est pas la même que dans la zone du signal : on peut évaluer cet effet à l'aide de la simulation en utilisant comme forme du bruit de fond la forme du bruit de fond dans la side band (sans la contamination pas le signal). Cette différence de forme conduit à une surévaluation de la pureté de 15 % environ.

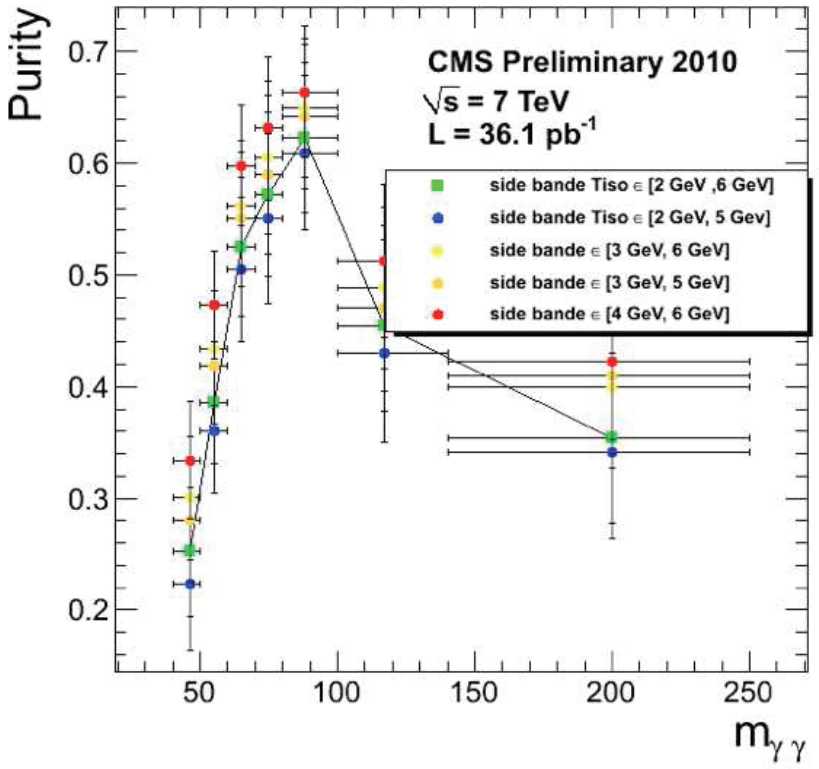


FIGURE 6.11 – Pureté en fonction de $M_{\gamma\gamma}$ pour différents choix de "side band"

L'erreur systématique induite par l'utilisation de la "side band" semble donc importante, cette erreur est de loin l'erreur dominante dans cette analyse, elle doit donc être réduite. Un manière de réduire cette erreur serait de trouver une autre "side band" moins contaminée par du signal et avec une forme de bruit de fond plus proche de celle de la zone du signal. Une autre façon de procéder pourrait être de

garder la même définition de la "side band" mais de l'utiliser différemment. Dans ce qui vient d'être décrit on faisait l'hypothèse : "la side band ne contient que du bruit de fond et ce bruit de fond a la même forme que celui dans la zone du signal". Comme cette hypothèse est assez fausse (la "side band" est contaminée par du signal et le bruit de fond n'a pas la même forme dans la "side band" et dans la zone du signal), cela conduit à une grande erreur systématique. Pour tenter de réduire cette erreur, on pourrait calculer une fonction de transfert à l'aide des simulations, qui relierait la forme de la sortie de réseau de neurones pour le bruit de fond dans la zone du signal à la forme dans la "side band". On pourrait aussi décontaminer la "side band" en utilisant le nombre d'événements la contaminant donné par la simulation, et en soustrayant la forme de la sortie du réseau à la forme obtenue avec la "side band" dans les données. L'erreur systématique viendrait alors :

- de l'erreur sur le nombre d'événements de contamination : cette erreur pourrait être évaluée, par exemple, à l'aide de la différence de forme de l'isolation dans le trajectographe dans les données et la simulation, pour les photons issus des $Z \to \mu\mu\gamma$.
- de l'erreur sur la forme simulée du réseau de neurones pour le signal dans la "side band" : cette erreur peut aussi être évaluée à l'aide des photons issus des $Z \to \mu\mu\gamma$.
- de l'erreur sur la fonction de transfert évaluée avec la simulation. Cette erreur peut par exemple être évaluée en sélectionnant du bruit de fond (par exemple en demandant une trace pointant vers le "super cluster") et en comparant pour ces événements la fonction de transfert obtenue dans les données et celle obtenue dans la simulation.

Le problème de cette méthode en 2010 était le manque de statistique dans la simulation qui ne permettait pas l'utilisation d'une fonction de transfert.

Des analyses avec les données de 2011 sont actuellement en cours, pour étudier la faisabilité de ces différentes pistes et ainsi réduire l'incertitude systématique de la mesure.

6.2 Etude du système de déclenchement

L'augmentation de la luminosité instantanée prévue en 2011 a contraint l'utilisation de déclenchements imposant des critères d'isolation sur les photons. Ces critères d'isolation sont choisis afin d'enlever le moins de signal possible mais peuvent avoir comme conséquence de réduire la taille d'une probable "side band", rendant impossible son utilisation.

6.2.1 Isolation calculée dans le système de déclenchement.

Le voix de déclenchement qu'il sera possible d'utiliser est la voix appelée "HLT_Photon26_CaloIdL_IsoVL_Photon18_CaloIdL_IsoVL_v*". Un événement passe cette voix avec succès s'il contient deux photons, avec des impulsions transverses supérieures à 26 et 18 GeV et survit aux critères CaloIdL et IsoVL. Le critère IsoVL

consiste en des coupures sur les isolations dans le trajectographe, dans ECAL et dans HCAL. Ces isolations sont calculées dans des cônes de taille dR = 0.3. Bien qu'elles soient conçues pour être proches des isolations calculées dans la reconstruction, des différences persistent. C'est en particulier le cas de l'isolation dans le trajectographe : comme le système de déclenchement a peu de temps pour prendre la décision de conserver ou non un événement et que l'algorithme de reconstruction des traces prend beaucoup de temps, seules les traces d'impulsion transverse supérieure à 1 GeV/c sont reconstruites. L'isolation dans le trajectographe au niveau du système de déclenchement ne prend donc en compte que les traces avec un P_t>1 GeV/c alors que l'isolation de la reconstruction ne coupe pas sur le P_t de la trace. Les coupures sur le paramètre d'impact des traces sont aussi différentes. La table 6.4 compare le calcul des différentes isolations. Le critère CaloIdL représente des coupures sur $\sigma_{i\eta i\eta}$ et H/E calculées au niveau du système de déclenchement. Au début de 2011, plusieurs jeux de coupures sur l'isolation et le "CaloId" étaient prévus. Ces jeux de coupures sont présentés dans les tables 6.5 et 6.6. Dans ces tables, les coupures sont classées des plus larges ("VeryLoose") aux plus serrés ("VeryTight"), le but étant de resserrer les coupures au fur et à mesure de l'augmentation de la luminosité instantanée.

Pour étudier l'effet de l'isolation au niveau du système de déclenchement sur l'isolation reconstruite, il est nécessaire d'être capable de comparer ces deux isolations. Le problème est que l'isolation au niveau du système de déclenchement n'est pas sauvegardée dans un événement. Le méthode utilisée est de prendre un run de données brutes (non reconstruites mais avec toute l'information nécessaire pour reconstruire un événement) et de re-exécuter le système de déclenchement sur ce run après l'avoir modifié afin que les énergies d'isolation soient enregistrées avec les événements reconstruits. Le run utilisé est le run 148952 de données, enregistré à l'automne 2010 lorsque que le critère de déclenchement demandait simplement deux photons de plus de 17 GeV sans critère d'isolation. On peut alors étudier l'effet des jeux de coupure au niveau du système de déclenchement sur l'isolation dans le trajectographe. Pour se mettre dans une situation comparable à l'analyse, on applique la sélection EGM aux photons avec $E_t > 20GeV$, mis à part la coupure sur l'isolation dans le trajectographe. La figure 6.12 représente l'effet des coupures au niveau de l'isolation dans le trajectographe dans le tonneau (à gauche) et les bouchons (à droite). On peut conclure à partir de ces histogrammes que la "side band", même si elle est affectée par l'isolation au niveau du système de déclenchement, sera utilisable pour les trois jeux de coupures testées. On remarque que l'efficacité sur les événements passant EGM ne va pas être 1. (On ne connait a priori pas grâce à cet histogramme l'efficacité sur le signal car on représente ici des vrais photons et du bruit de fond).

La figure 6.13 représente les énergies d'isolation dans la reconstruction en fonction de l'énergie d'isolation au niveau du système de déclenchement. Ces histogrammes peuvent être utiles pour choisir une présélection plus dure que la sélection imposée par le système de déclenchement. Ceci peut être intéressant pour comparer les données et la simulation car la simulation du système de déclenchement n'est

pas toujours à jour par rapport aux données.

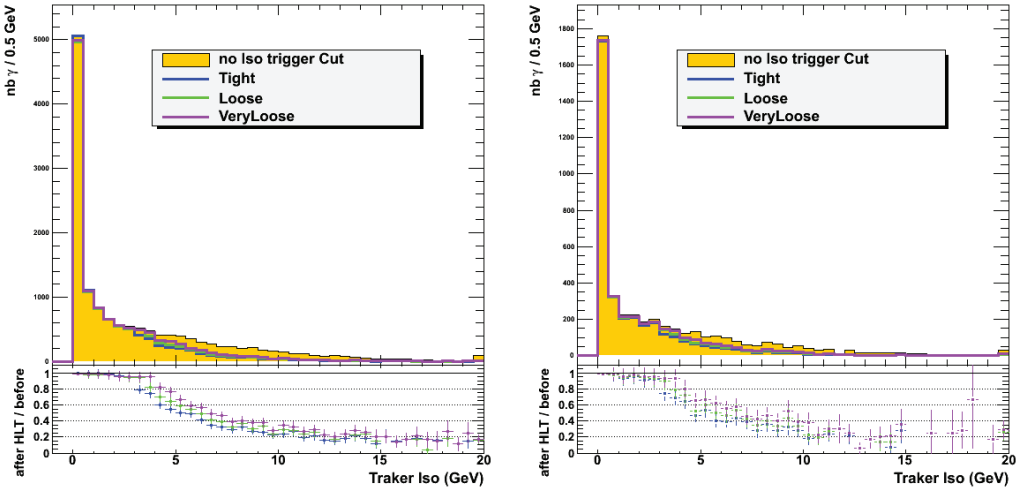


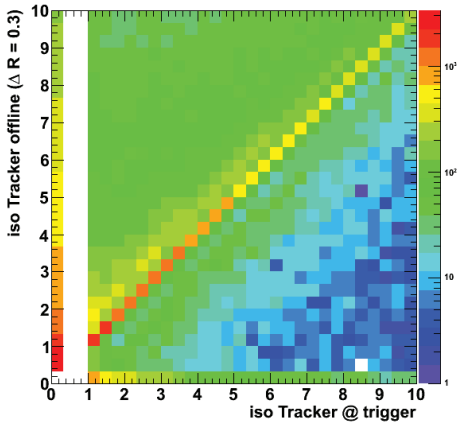
FIGURE 6.12 – Effet des différents jeux d'isolation au niveau du système de déclenchement après la sélection EGM sauf la coupure sur l'isolation dans le trajectographe dans le tonneau (à gauche) et dans les bouchons (à droite) du ECAL.

6.2.2 Estimation des taux du système de déclenchement en 2011.

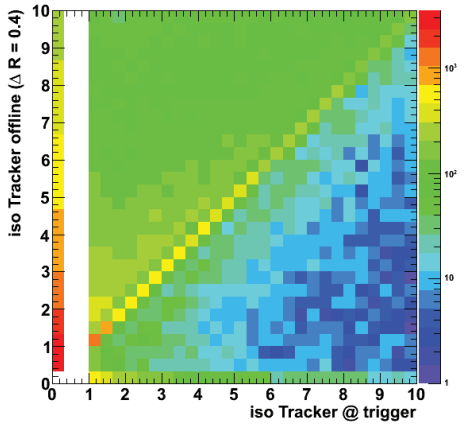
Les coupures sur les photons au niveau du système de déclenchement sont 26 et 18 GeV. Cela signifie que les coupures utilisées pour la mesure de la section efficace diphoton en 2010 devront être changées en 2011. Cela peut être un problème, car cela ne rendrait pas la mesure de 2011 comparable avec celle de 2010 ainsi qu'avec les mesures effectuées au Tevatron (D0 utilise par exemple 21 et 20 GeV). L'argument pour utiliser de telles coupures en énergie au niveau du système de déclenchement est que des coupures en E_t trop petite donneraient un taux de déclenchement de la voix diphoton trop grand. Il est donc intéressant de regarder les taux des voix diphoton pour des coupures en E_t plus faible que 26 GeV.

Il est possible d'estimer le taux d'une voix du système de déclenchement à partir des données. Un code spécial appelé "openHLT" est prévu dans CMS pour cela. Le principe est le suivant :

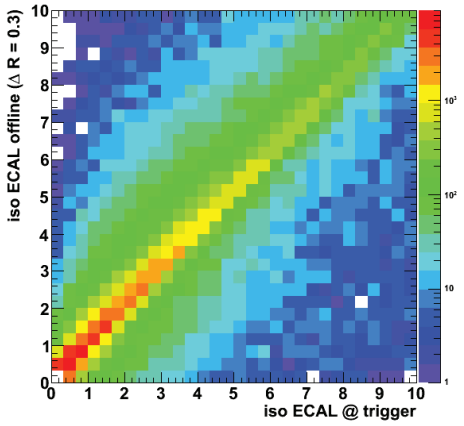
- soit un run enregistré avec une luminosité instantanée de $2 \times 10^{32} s^{-1} cm^{-2}$ avec un taux de déclenchement de la voix "deux photons de 17 GeV" de 100 Hz.
- supposons que 10 % des événements de ce run qui passent "deux photons de 17 GeV" aient un photon de 26 GeV et un autre de 18 GeV : on en déduit alors que le taux d'une voix "un photon de 26 GeV et un autre 18 GeV" serait de 10 Hz
- à une luminosité de $10^{33} s^{-1} cm^{-2}$, le taux serait 5 fois plus grand soit 50 Hz.



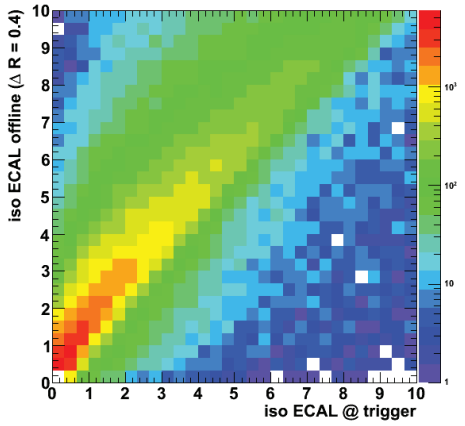
(a) isolation dans le trajectographe (dR=0.3)



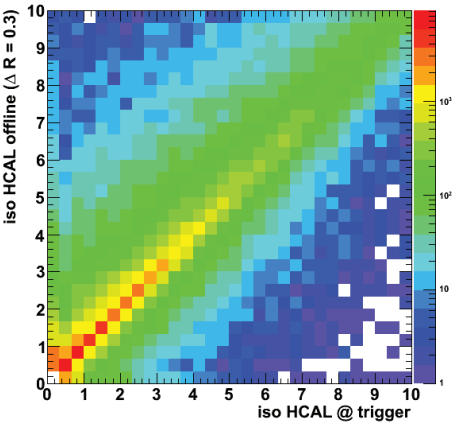
(b) isolation dans le trajectographe (dR=0.4)



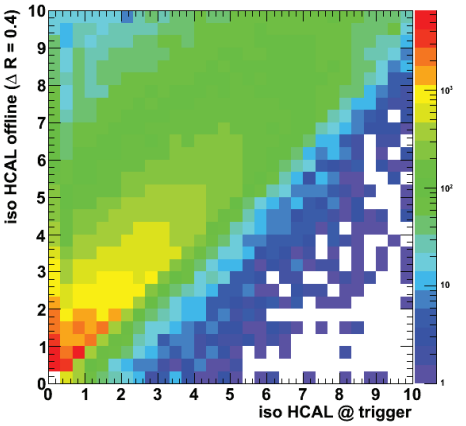
(c) isolation dans le ECAL (dR=0.3)



(d) isolation dans le ECAL (dR=0.4)



(e) isolation dans le HCAL (dR=0.3)



(f) isolation dans le HCAL (dR=0.4)

FIGURE 6.13 – Comparaison entre les énergies d'isolation au niveau du système de déclenchement et au niveau de la reconstruction

TABLE 6.4 – Comparaison entre le calcul des isolations au niveau de la reconstruction (RECO) et dans le système de déclenchement de haut niveau (HLT)

isolation dans le trajectographe		
	RECO	HLT
Pt min des traces	0 GeV/c	1.0 GeV.c
cône interne	0.06	0.06
bande d'exclusion selon ϕ	0.015	0.03
distance entre le vertex de la trace et le vertex primaire	0.2	×
projection du paramètre d'impact dans le plan transverse	0.1	×
taille du cône	0.3 ou 0.4	0.3
isolation dans ECAL		
	RECO	HLT
min E des cristaux utilisés	0.08 GeV (EB) 0 GeV (EE)	0.08 GeV 0 GeV (EE)
min Et des cristaux utilisés	0 GeV 0.1 GeV	0 GeV 0.1 GeV
cône interne	3 cristaux	3 cristaux
bande d'exclusion selon ϕ	1.5 cristaux	3 cristaux
taille du cône	0.3 ou 0.4	0.3
isolation dans HCAL		
	RECO	HLT
seuil en énergie	0.7 GeV (EB) 0.8 GeV (EE)	0.7 GeV (EB) 0.8 GeV (EE)
cône interne	0.15	0.16
taille du cône	0.3 ou 0.4	0.29
H/E		
	RECO	HLT
seuil en énergie(pour H)	0.7 GeV (EB) 0.8 GeV (EE)	0.7 GeV (EB) 0.8 GeV (EE)
taille du cône	0.15	0.14

TABLE 6.5 – Jeux de coupure d'isolation prévus pour la prise de données de 2011.

	Very Loose	**Loose**	**Tight**
Isolation traces	$4.0 \times 0.002E_t$	$5.5 \times 0.012E_t$	$5.0 \times 0.012E_t$
Isolation ECAL	$6.0 \times 0.012E_t$	$3.5 \times 0.005E_t$	$3.0 \times 0.005E_t$
Isolation HCAL	$4.0 \times 0.005E_t$	$3.5 \times 0.002E_t$	$3.0 \times 0.002E_t$

TABLE 6.6 – Jeux de coupure sur la forme du "super cluster" prévus pour la prise de données de 2011.

	Very Loose	**Loose**	**Tight**	**Very Tight**
H/E	0.15 EB, 0.1 EE	0.15 EB, 0.1 EE	0.1 EB, 0.075 EE	0.05 EB, 0.05 EE
$\sigma_{i\eta i\eta}$	0.024 EB, 0.040 EE	0.014 EB, 0.035 EE	0.011 EB, 0.031 EE	0.011 EB, 0.031 EE

Pour permettre de tels calculs des fichiers ROOT (appelés fichier TDM) contenant toute les variables calculées au niveau du système de déclenchement sont générés pour certains gros runs : on peut donc créer toute sortes de critères en coupant sur ces variables et connaître leur efficacité (à la condition près que les critères testés soient plus restrictifs que les critères existants dans le run).

Le raisonnement décrit précédemment est simplifié : dans la réalité la luminosité instantanée n'est pas constante durant un run mais décroît avec le temps. Pour déterminer la luminosité instantanée moyenne, on calcule la luminosité intégrée sur le run et on divise par le nombre de "lumisection" multiplié par 23.3 (une lumisection est un découpage d'un run qui correspond à environ 23.3 secondes).

La table 6.7 contient les taux d'une voix diphoton avec, soit un, soit les deux photons isolés, et avec différentes coupures sur l'énergie transverse du photon le plus énergétique. Un taux acceptable pour une telle voix est de moins de 10 % environ [3]. On voit donc que, à une luminosité instantanée de $5e32cm^{-2}s^{-1}$, il serait possible de descendre la coupure sur le photon le plus énergétique jusqu'à 18GeV à condition de demander deux photons isolés. En revanche, à $2e33cm^{-2}s^{-1}$, même avec une coupure à 26 GeV, le taux de déclenchement est trop grand : il est donc nécessaire de rajouter d'autre critères sur les photons. Dans les faits, la sélection CaloID Loose a été utilisée pour réduire le taux de cette voix.

Il est aussi à noter que la méthode qui vient d'être présentée pour estimer le taux de déclenchement, néglige totalement l'effet de l'empilement. La première difficulté est que l'empilement n'évolue pas proportionnellement avec la luminosité instantanée mais dépend des conditions du faisceaux (lorsqu'on rajoute des paquets de protons dans le LHC il n'augmente pas, à l'inverse il augmente lorsque le faisceau est focalisé ou que son intensité est augmentée). Il est donc a priori difficile d'estimer l'empilement, car on ne sait pas à l'avance les choix qui seront fais par les responsables du LHC. L'effet de l'empilement peut être aussi difficile à prévoir : sur une voix de déclenchement avec deux photons isolés, on s'attendrait à ce qu'il diminue l'isolation et donc le taux de cette voix. Comme ces valeurs de luminosité instantanée ont été effectivement atteintes en 2011, on peut comparer le taux de la voix de déclenchement "un photon de 26 GeV, l'autre de 18 GeV les deux passant IsoVL" prédit avec celui effectivement observé. Par exemple le run 172485, a été enregistré avec une luminosité instantanée de $1.5e33cm^{-2}.s^{-1}$ environ. Durant ce run le taux de cette voix était de 8.86 Hz alors que d'après les estimations de la table 6.7, on s'attendait à $1.5 \times 8.14 = 12.21Hz$. La différence entre le taux prévu et celui observé semble compatible avec l'effet attendu de l'empilement.

Pendant la prise de données de 2011, les critères de déclenchement mis en place pour la recherche du boson de Higgs en deux photons (avec un photon de 26GeV et l'autre de 18 GeV) étaient utilisables pour la mesure de la section efficace diphoton (au prix de coupures sur l'énergie transverse des photons plus grandes). Les menus du système de déclenchement pour l'année 2012, actuellement en cours de discus-

3. Le taux total d'événements pouvant être enregistrés, reconstruits et utilisés pour la physique est d'environ 350Hz. Les voix de déclenchement utilisées pour les analyses de physique doivent se partager ce nombre.

TABLE 6.7 – Taux de déclenchement de chemin de déclenchement diphoton, lorsque l'un ou les deux photons sont isolés avec le critère isoVL , pour différentes coupures en E_t sur le photon le plus énergétique et à différentes luminosités intégrées.

	Taux de déclenchement en Hz					
	$L_{inst} = 5e32cm^{-2}s^{-1}$		$L_{inst} = 1e33cm^{-2}s^{-1}$		$L_{inst} = 2e33cm^{-2}s^{-1}$	
E_t max	iso sur 1 γ	iso sur 2 γ	iso sur 1 γ	iso sur 2 γ	iso sur 1 γ	iso sur 2 γ
18	26,52	7,09	53,04	14,18	106,08	28,36
19	24,51	6,98	49,02	13,96	98,04	27,92
20	22,48	6,65	44,96	13,3	89,92	26,6
21	20,64	6,24	41,28	12,48	82,56	24,96
22	18,86	5,78	37,72	11,56	75,44	23,12
23	17,29	5,35	34,58	10,7	69,16	21,4
24	15,74	4,86	31,48	9,72	62,96	19,44
25	14,36	4,46	28,72	8,92	57,44	17,84
26	13,11	4,07	26,22	8,14	52,44	16,28

sion, prévoient d'ajouter une coupure sur $M_{\gamma\gamma}$ aux voix de déclenchement utilisés pour le Higgs. Il est donc nécessaire d'envisager la possibilité de créer des voix de déclenchement dédiées à la mesure de la section efficace diphoton.

Chapitre 7

Amélioration de la sélection pour l'analyse Higgs en deux photons

Sommaire

7.1 Enjeux de l'analyse $H \to \gamma\gamma$ 147
7.1.1 Introduction 147
7.1.2 L'identification du vertex primaire 148
7.1.3 La résolution sur l'énergie des photons 151
7.2 Amélioration de la selection d'identification des photons . . 154
7.2.1 La sélection utilisée 155
7.2.2 Utilisation d'une coupure sur le réseau de neurones après sélection 159
7.2.3 Réoptimisation de la sélection avec une coupure sur le réseau de neurones 173
7.3 Analyse statistique 183
7.3.1 Modèle du signal 183
7.3.2 Modèle du bruit de fond 185
7.3.3 Limites obtenues 185
7.3.4 Erreurs systématiques 188
Bibliographie 195

7.1 Enjeux de l'analyse $H \to \gamma\gamma$

7.1.1 Introduction

En résumé, l'analyse permettant de découvrir le boson de Higgs via sa désintégration en deux photons consiste à appliquer une sélection d'identification des photons, puis à considérer le spectre de masse invariante des événements diphotons présents dans les données et à attendre l'apparition d'une résonance : cette résonance sera candidate à être la résonance d'un boson de Higgs. Cependant, la faible section efficace de production du boson de Higgs (de l'ordre de $20pb^{-1}$ à 120 GeV/c^2) et surtout le très petit rapport d'embranchement du canal de désintégrations en deux photons vient compliquer cette analyse : en effet, dans un fb^{-1} de données, le nombre de désintégration d'un boson de Higgs en deux photons attendues s'élève à environ à

$1000 \times 20 \times 0.002 = 40$ (sans compter l'acceptance du détecteur et l'efficacité de reconstruction et sélection des photons).

La figure 7.1 représente le spectre de masse invariante obtenue par l'analyse du Technical Design Report (TDR) de CMS en 2006. On remarque dans cet histogramme, que même après une sélection, le bruit de fond reste très copieux par rapport au signal. Le bruit de fond peut être séparé en deux composantes :

- le bruit de fond irréductible, composé par les processus donnant deux photons dans l'état final ($\gamma\gamma$ born , $\gamma\gamma$ box et γ + jet avec deux photons "prompt" sur la figure 7.1)
- le bruit de fond réductible, composé par les objets reconstruits par erreur comme des photons : les électrons dans une faible mesure et surtout les jets contenant des π^0.

Le but de l'analyse est de faire ressortir le plus possible le signal par rapport au bruit de fond (ce qui permet sa mise en évidence avec le moins de données possible) : cette capacité est mesurée par la significance du signal. Pour cela, on peut jouer sur 3 choses :

- la largeur de désintégration du boson de Higgs dans le domaine de masses comprises entre 100 et 150 GeV/c^2 est très faible (de l'ordre de quelques MeV cf figure [ref de la figure dans le chapitre 2]), cette largeur dans le spectre de masse invariante est donc complètement dominée par la résolution sur $M_{\gamma\gamma}$: améliorer cette résolution contribue à grandir la significance.
- améliorer l'identification des photons afin d'avoir le moins possible de bruit de fond réductible dans le spectre.
- il est aussi possible de trouver des variables cinématiques autres que $M_{\gamma\gamma}$ qui ont une forme différente entre le signal et le bruit de fond irréductible. On peut tirer parti de cette différence de forme pour améliorer l'analyse.

7.1.2 L'identification du vertex primaire

Le contrôle de la résolution sur la résonance dans le spectre $M_{\gamma\gamma}$ passe par une bonne résolution sur l'énergie des photons mais aussi sur leur direction. A cause de la grande luminosité instantanée, 10 vertex sont présents en moyenne à chaque croisement de faisceau, et sont étalés sur 6 cm : c'est ce qu'on appelle l'empilement. Attribuer à la paire de photons un mauvais vertex primaire peut donc engendrer une erreur sur l'angle entre les deux photons et donc sur $M_{\gamma\gamma}$. En effet, une erreur sur la position du vertex primaire plus grande que 1 cm donne une erreur sur $M_{\gamma\gamma}$ qui n'est pas négligeable devant l'erreur issue de la résolution de ECAL (cf [36]).

Comme le photon est neutre, il ne laisse pas de trace : il est donc difficile de trouver le vertex dont il provient. Il est néanmoins possible de trouver celui qui a la plus grande probabilité d'être le bon vertex à l'aide des variables suivantes :

- $\Sigma\vec{p}_T^{\,2}$; c'est la somme de l'impulsion transverse des traces reconstruites pour un vertex donné, cette grandeur est logiquement plus grande pour le vertex où a eu lieu l'interaction dure donnant la paire de photons que pour un vertex d'empilement (cf figure 7.2 (a)).

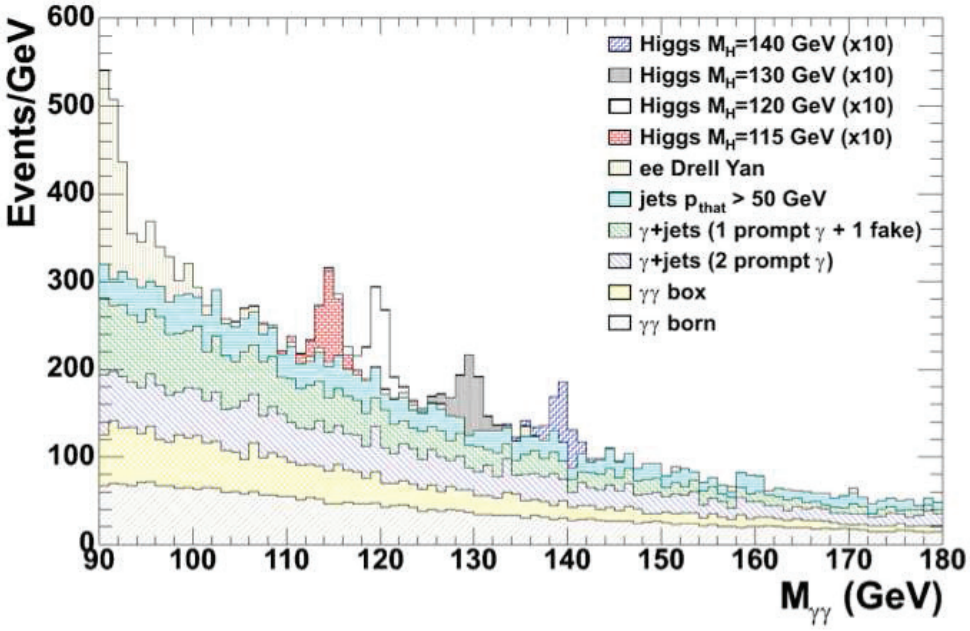
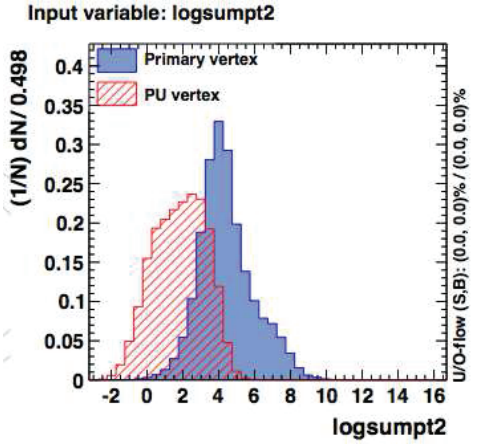


FIGURE 7.1 – Spectre de masse des événements diphotons après l'analyse du TDR [14]

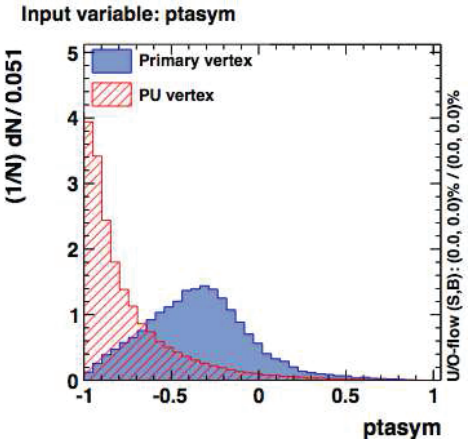
- $pt - asymetry = (\sum p_T - p_T^{\gamma\gamma})/(\sum p_T + p_T^{\gamma\gamma})$. Pour le vertex primaire, à cause de la conservation de l'impulsion dans le plan transverse, on s'attend à avoir pt-asymetry proche de 0. Au contraire, pour un vertex d'empilement, la conservation de l'impulsion transverse donnera $\sum p_T \to 0$ donc $pt - asymetry \to -1$ (cf figure 7.2 (b)).
- $pt - balance = -\sum \left(\vec{p}_T . \frac{\vec{p}_T^{\gamma\gamma}}{|\vec{p}_T^{\gamma\gamma}|} \right)$; c'est la somme du produit scalaire dans le plan transverse de l'impulsion des traces avec celle du système diphoton. Pour le vertex primaire, à cause de la convervation de l'impulsion dans le plan transverse, la direction moyenne des traces doit contrebalancer celle du système diphoton ce qui donnera une valeur de pt-balance non nulle. Au contraire, pour un vertex d'empilement, l'impulsion des traces et celle du diphoton sont décorrélées, pt-balance prend donc la valeur de $|\sum p_T|$ soit 0 grâce à la conservation de l'impulsion (cf figure 7.2 (c)).

Dans le cas d'un photon converti, il est possible de trouver la position du vertex primaire, soit en extrapolant les traces de conversions, soit en utilisant son alignement avec le vertex de conversion et la position du "super-cluster" (cf figure 7.3). Les performances relatives de ces deux méthodes dépendent de la position du vertex de conversion : c'est donc cette position qui va déterminer, événement par événement la méthode utilisée.

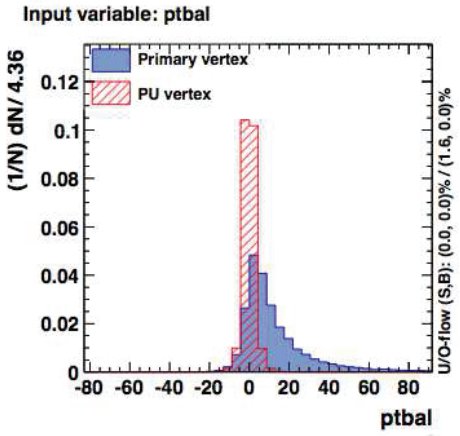
Un arbre de décision boosté, (BDT) est construit pour trouver le meilleur candi-



(a) $log(\Sigma p_T^2)$



(b) $pt - asymetry = (\sum p_T - p_T^{\gamma\gamma})/(\sum p_T + p_T^{\gamma\gamma})$



(c) $-\sum \left(\vec{p}_T \cdot \frac{\vec{p}_T^{\gamma\gamma}}{|\vec{p}_T^{\gamma\gamma}|} \right)$

FIGURE 7.2 – Les 3 variables discriminantes utilisées pour l'identification du vertex primaire [36]

dat vertex primaire à l'aide des 3 variables décrites précédemment. Si l'un des deux photons est converti, la variable suivante est calculée :

$$pull_{conversion} = |z_{vertex} - z_{conv}| / \sigma_{conv}$$

où z_{vertex} est la position du vertex considéré, z_{conv} est la position estimée grâce aux informations de conversion et σ_{conv} la résolution estimée sur cette position. Cette méthode est utilisée pour l'analyse officielle de décembre 2011 de CMS, elle est décrite dans [17] et avec plus de détails dans la note CMS [35].

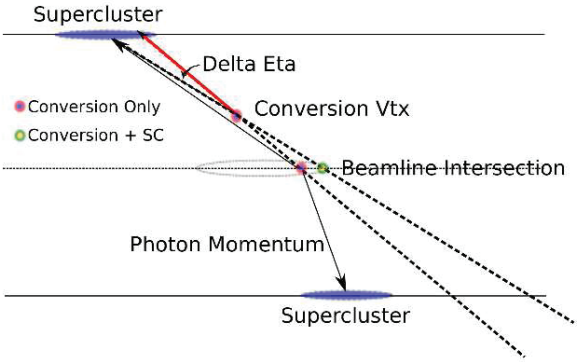


FIGURE 7.3 – Illustration des deux méthodes pour reconstruire le vertex primaire à partir des informations de conversion. En rouge, le vertex issu de l'extrapolation des traces de conversion et en vert, le vertex aligné avec le vertex de conversion et la position du "super-cluster".[36]

L'efficacité de sélection du vertex primaire est mesurée dans les données à l'aide de désintégrations du Z en deux muons. Elle dépend du p_T du boson de Higgs, sa valeur intégrée sur le spectre en p_T du boson de Higgs est $83.0\% \pm 0.2\%(stat) \pm 0.4\%(syst)$.

7.1.3 La résolution sur l'énergie des photons

7.1.3.1 Correction de l'énergie des "super cluster"

La correction à l'énergie des "super cluster" utilisée dans l'analyse n'est pas celle qui est utilisée par défaut dans le logiciel de reconstruction de CMS. Pour une plus grande performance, une régression à l'aide d'un arbre de décision boosté (BDT) est réalisée. Ce BDT utilise la position du "super cluster", dans ECAL, celle par rapport au cristal [1], et utilise des variables de forme du "super-cluster". L'entraînement de ce BDT est réalisé avec des photons provenant d'échantillons "gamma+jet" simulés.

1. L'utilisation de ces variables locales permet aussi à cette régression de corriger la contenance locale et celle des espaces inter-modules ; elles sont du même type que celles expliquées dans la section 4.2.1

La validation de cette correction est réalisée à l'aide d'événements $Z \to ee$, son effet sur la masse invariante du système diphoton est représenté sur la figure 7.4. Dans cette figure, la population d'événements diphoton est divisée en quatre catégories par ordre de résolution sur la masse $M_{\gamma\gamma}$:

- *catégorie 0* : les deux photons dans le tonneau (EB), les deux avec $R_9 > 0.94$. Le tonneau a une meilleure résolution en énergie et la coupure sur R_9 implique qu'il y a une grande probabilité que les photons ne sont pas convertis : c'est donc la catégorie où on attend la meilleure résolution sur $M_{\gamma\gamma}$.
- *catégorie 1* : les deux photons sont dans le tonneau (EB) mais l'un au moins a $R_9 < 0.94$. Les deux photons bénéficient toujours de la résolution du tonneau mais la probabilité d'avoir une conversion est plus forte. La résolution dans cette catégorie est donc un peu moins grande.
- *catégorie 2* : l'un des deux photons est dans les bouchons (EE), les deux avec $R_9 > 0.94$.
- *catégorie 3* : l'un des deux photons est dans les bouchons (EE) et l'un au moins a $R_9 < 0.94$. C'est logiquement la catégorie où la résolution est la moins bonne.

Le gain en résolution par rapport aux corrections standards est d'environ 25% et atteint 37% dans la catégorie avec deux photons non convertis dont l'un au moins est dans les bouchons.

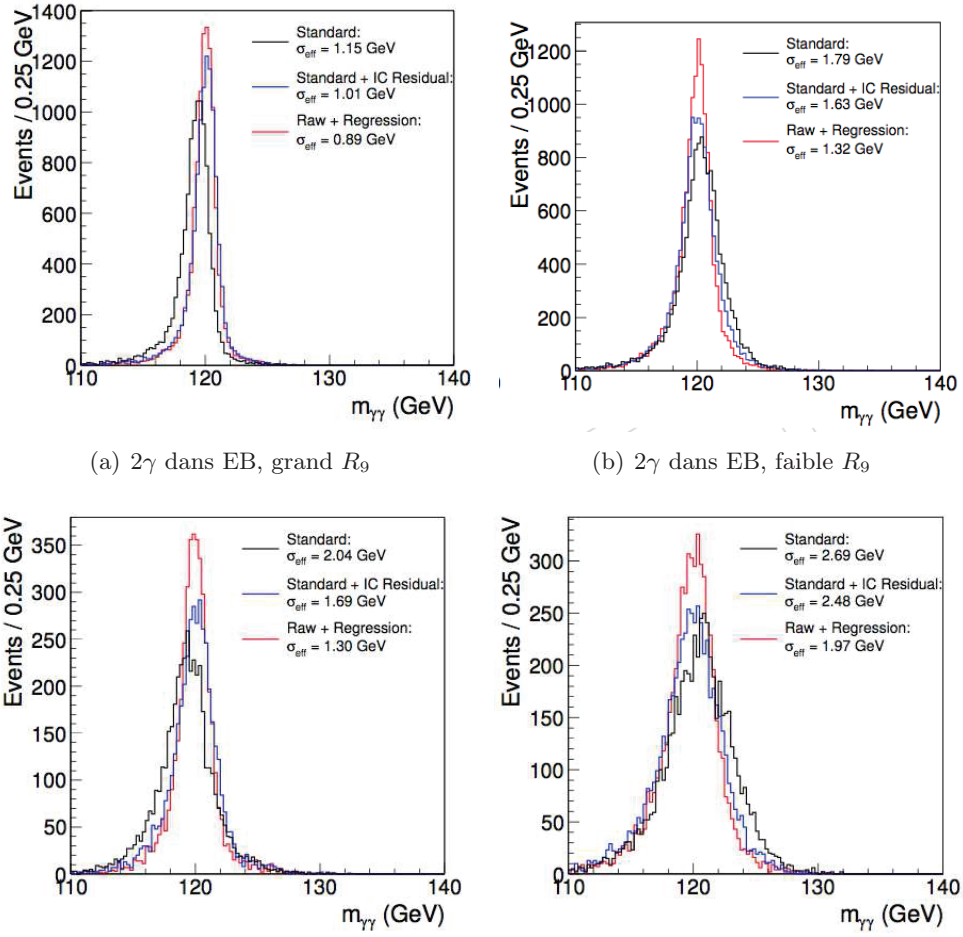
7.1.3.2 Le problème du désaccord entre les données et les simulations

Lorsque l'on compare les données et la simulation de la résonance de la désintégration du Z en deux électrons on constate un désaccord. Cette non perfection de la simulation peut avoir plusieurs causes [2]. Comme la forme du signal attendue dans le spectre $M_{\gamma\gamma}$ est estimée à l'aide des simulations, il est nécessaire de prendre en compte cet effet. Les deux aspects de la correction de la simulation sont le décalage de l'échelle d'énergie de la simulation et un étalement de l'énergie pour reproduire la résolution observée dans les données.

Dans l'analyse rendue publique à l'été 2011, utilisant les premiers $1.6 fb^{-1}$ de données de 2011, la méthode utilisée pour modifier la simulation est la suivante :

- l'énergie des "super cluster" est multipliée par $(1 + \Delta P)$ où ΔP est la différence d'échelle entre les données et la simulation, puis par un nombre tiré aléatoirement sur une distribution de Gauss centrée à 1 et de largeur $\Delta\sigma$.
- différentes valeurs de ΔP et de $\Delta\sigma$ sont testées et pour chacune d'elles une fonction de vraisemblance est calculée (cf figure 7.5).
- les valeurs de ΔP et de $\Delta\sigma$ minimisant cette fonction de vraisemblance pour chaque catégorie d'électrons sont dans la table 7.1.

2. Elle peut être due par exemple à une prise en compte de la matière du trajectographe pas tout à fait exacte, ou aussi, au fait que la perte de transparence des cristaux n'est pas prise en compte dans les simulations. Ces deux causes vont induire une mauvaise modélisation dépendant de η et du temps.



(a) 2γ dans EB, grand R_9

(b) 2γ dans EB, faible R_9

(c) au moins 1 γ dans EE, grand R_9

(d) au moins 1 γ dans EE, faible R_9

FIGURE 7.4 – Comparaison de l'effet des corrections obtenues par régression avec les corrections au "super cluster" standard. [35]

TABLE 7.1 – Décalage de l'échelle d'énergie ΔP et contribution supplémentaire à la résolution $\Delta\sigma$ calculés pour différentes catégories d'électrons.

	$R_9 > 0.94$	$R_9 < 0.94$
$(E_{data} - E_{MC})/E_{MC}$	$(0.04 \pm 0.04)\%$	$(-0.63 \pm 0.02)\%$
	$(0.10 \pm 0.04)\%$	$(-0.34 \pm 0.08)\%$
$\Delta\sigma/E_{MC}$	$(0.84 \pm 0.12)\%$	$(1.67 \pm 0.05)\%$
	$(3.19 \pm 0.16)\%$	$(2.53 \pm 0.20)\%$

L'amélioration de l'accord entre données et simulation après cette correction de la simulation est montrée dans la figure 7.6.

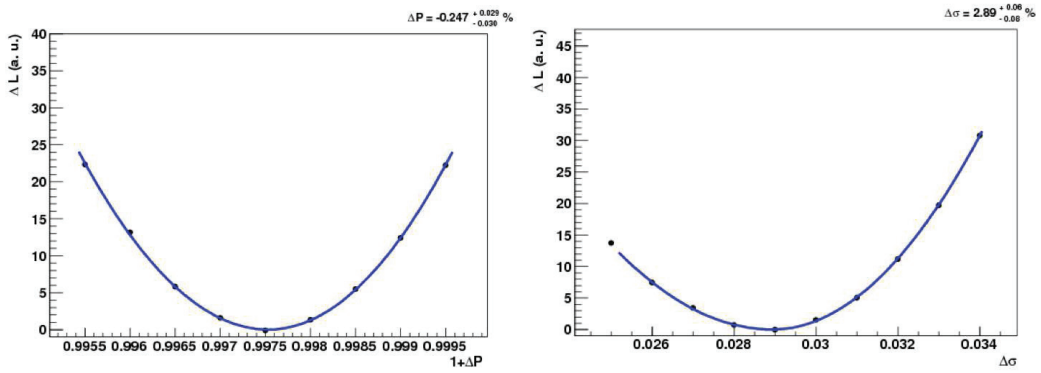


FIGURE 7.5 – Valeur de la fonction de vraisemblance des données avec la simulation en fonction de ΔP (à gauche) et de $\Delta\sigma$ (à droite) pour les électrons dans les bouchons avec R_9>0.94. [36]

Dans l'analyse de décembre 2011, des améliorations ont été apportées à cette modélisation. L'échelle d'énergie est tirée d'un ajustement avec une distribution de "Crystal Ball" convoluée avec une distribution de "Breit-Weigner". Les données sont divisées en périodes, pour tenir compte de la variation par rapport au temps, et des catégories supplémentaires par rapport à η sont créées.

7.2 Amélioration de la selection d'identification des photons

On vient de voir dans la section 7.1, comment il est possible d'améliorer la significance du signal par rapport au bruit de fond, en diminuant la largeur de la résonance de la désintégration dans le spectre $M_{\gamma\gamma}$. L'autre possibilité est de diminuer la quantité de bruit de fond afin de faire ressortir le signal. Pour cela, il est possible d'améliorer la sélection des photons afin de faire diminuer la partie du bruit de fond composée de jets identifiés comme des photons. L'objet de cette section est donc d'envisager cette possibilité.

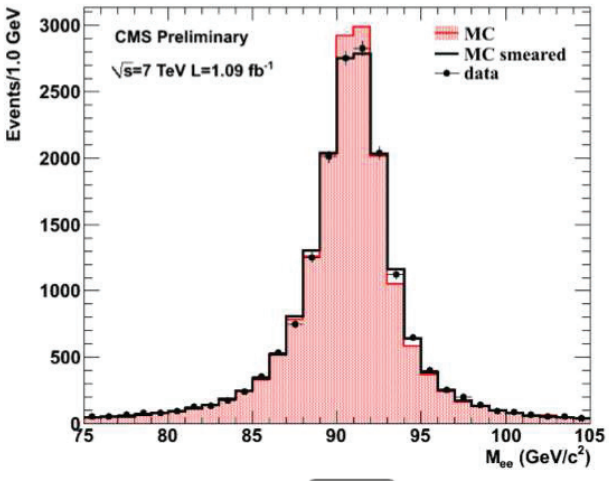


FIGURE 7.6 – Effet de la modification de la simulation dans la catégorie où les deux photons sont dans le tonneau avec $R_9 > 0.94$. [36]

7.2.1 La sélection utilisée

Les événements utilisés ont été sélectionnés grace aux voies suivantes du système de déclenchement : "*HLT_Photon26_CaloIdL_IsoVL_Photon18_CaloIdL_IsoVL_v**", "*HLT_Photon20_R9Id_Photon18_R9Id_v**", "*HLT_Photon26_CaloIdL_IsoVL_Photon18_R9Id_v**" et "*HLT_Photon26_R9Id_Photon18_CaloIdL_IsoVL_v**". Cette sélection de chemins demande d'avoir deux photons avec une impulsion plus grande que 26 et 18 GeV/c et demande que chacun d'entres eux passe soit un critère d'isolation et de forme de cluster ("CaloIdL_IsoVL") soit une coupure sur R9 ("R9Id").

La sélection des photons utilisée pour l'analyse $H \to \gamma\gamma$ est appelée "CIC" (cuts in categories). Cette isolation utilise les coupures sur l'isolation des photons et sur la forme de leur "super cluster".

7.2.1.1 Présentation des variables de discrimination γ/π^0

Cette sélection utilise les variables suivantes :

- *trackIsoCIC* : c'est l'isolation dans le trajectographe. Les traces prises en compte dans cette isolation sont dans un cône de taille dR=0.3 mais ne sont pas dans un cône de taille *dRin* et dans la bande de largeur *etaStrip* selon la direction ϕ. Des coupures sur la projection du paramètre d'impact dans le plan transverse (dxy) et selon l'axe z (dZ) sont aussi faites. Ces paramètres sont illustrés par la figure 7.7 et leurs valeurs sont données dans la table 7.2. Cette isolation dépend du vertex que l'on considère être le vertex de la paire diphoton [3] : elle est donc calculée pour le vertex sélectionné de la façon décrite

3. La direction du photon et les valeurs des paramètres d'impact dépendent en effet du vertex

TABLE 7.2 – Valeurs des coupures sur les traces pour l'isolation de le trajectographe de défaut et l'isolation CIC.

	défaut	CIC
dZ	< 0.2	< 1.0
dxy	< 0.1	< 0.1
dRin	0.04	0.02
etaStrip	0.015	0

dans la section 7.1.2. On remarque que les coupures sur les traces utilisées par CIC sont plus lâches que celles de la reconstruction de défaut : l'isolation CIC sera donc plus grande que celle de défaut.

- *combIsoCIC* : c'est la somme de l'isolation *trackIsoCIC*, de l'énergie déposée dans ECAL dans un cône de taille dR=0.3 (isoECAL03) et enfin de l'énergie déposée dans HCAL dans un cône de taille dR=0.4 (isoHCAL04) [4]. Ici *trackIsoCIC* est aussi calculée à partir du vertex primaire sélectionné ; isoECAL et isoHCAL sont calculées autour de la position d'impact du photon dans les deux calorimètres : elle ne dépendent donc pas de la position du vertex.
- *worstCombIsoCIC* : sa définition est la même que *combIsoCIC* mais elle est calculée pour le vertex qui donne la plus grande valeur de *trackIsoCIC*.
- H/E, $\sigma_{i\eta i\eta}$ et R_9. Ces variables sont celles de défaut, elles ont aussi été préalablement définies dans la section 3.2.3.
- dR trace la plus proche : cette coupure sert à rejeter les électrons. Si le photon est aussi reconstruit comme un électron et que sa trace associée est détectée dans toutes les couches de la partie interne du trajectographe, on calcul dR qui est la distance entre la position du "super cluster" et le point d'impact de cette trace associée dans ECAL. Si le photon n'est pas associé à un électron, dR prend une grande valeur (par exemple 99). Demander $dR > X$ (avec X < 99) permet de ne sélectionner que les photons non associés à un électron ou les photons associé à un électron de mauvaise qualité : dR trop grand où trace non présente dans les parties internes du trajectographe (ces derniers ont une grande probabilité d'être des photons convertis).

7.2.1.2 Soustraction de l'énergie d'empilement.

L'empilement peut avoir un effet sur les variables d'isolation : en effet, les événements de biais minimum génèrent aussi des traces dans le trajectographe et déposent de l'énergie dans les calorimètres. Cette énergie vient grandir les énergies d'isolation et a pour conséquence une diminution de l'efficacité sur le signal. Une méthode a été développée pour soustraire cette énergie à l'aide de l'algorithme "FastJet" (cf [8]). Cet algorithme fournit, pour chaque événement, une grandeur ρ qui est proportionnelle à l'énergie par unité de surface que les interactions de l'empilement déposent.

4. Les définitions de ces deux isolations sont ici celle de défaut décrite précédemment en 3.2.3.

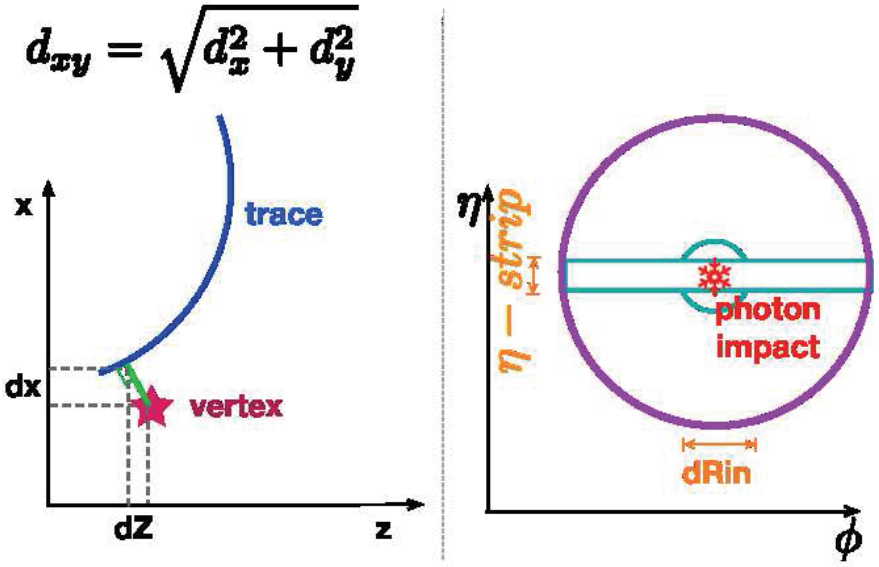


FIGURE 7.7 – Illustration des paramètres d'impact de la trace (à gauche) et de la zone dans laquelle une trace est prise en compte (droite)

Cette méthode est basée sur le fait qu'une partie des jets reconstruits dans un événement proviennent de l'empilement. "FastJet" étant capable de calculer l'aire A d'un jet, on peut définir ρ comme le rapport $\frac{p_t \text{ jet de l'empilement}}{A_{\text{du jet}}}$. Pour ne pas utiliser pour le calcul de ρ un jet produit par l'interaction dure, on utilise la médiane du rapport $\frac{p_t jet}{A}$ soit :

$$\rho = \text{mediane}\left[\frac{p_{ti}}{A_i}\right]_{i \in \text{jets dans l'événement}}$$

L'énergie déposée dans le cône d'isolation est donc proportionnel à ρ. On peut alors écrire :

$$Iso_{\text{empilement soustrait}} = Iso - A_{eff} \times \rho$$

où A_{eff} est le coefficient de proportionnalité reliant l'énergie déposée dans le cône par l'empilement et ρ.

A_{eff} est déterminé de la façon suivante, par exemple pour *combIsoCIC* :

- on représente la moyenne de *combIsoCIC* en fonction du nombre de vertex et on ajuste cette moyenne par une fonction linéaire dont la pente des α_{Iso} (cf figure 7.8 (a)).
- on représente la moyenne de ρ en fonction du nombre de vertex que l'on ajuste aussi par une fonction linéaire dont la pente est α_ρ (cf figure 7.8 (b)).
- on a $A_{eff} = \frac{\partial Iso}{\partial \rho} = \left(\frac{\partial Iso}{\partial nbvtx}\right) \times \left(\frac{\partial \rho}{\partial nbvtx}\right)^{-1} = \frac{\alpha_{Iso}}{\alpha_\rho}$
- on peut vérifier par "Tag and Probe" que l'efficacité d'une coupure sur l'isolation ainsi corrigée est bien indépendante du nombre de vertex reconstruits

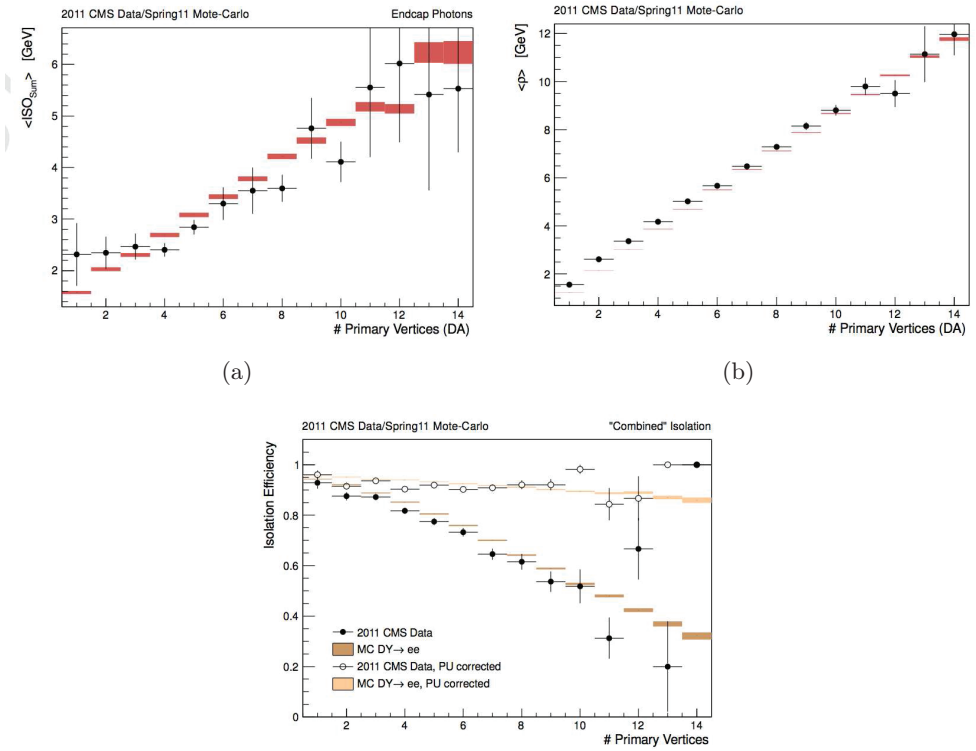


FIGURE 7.8 – Dépendance de l'énergie d'isolation et de ρ en fonction du nombre de vertex ((a) et (b)) et de l'efficacité d'une coupure sur l'isolation après correction (c).[31]

(donc de l'empilement) (cf figure 7.8 (c)).

Les graphiques de la figure 7.8 sont juste à titre d'exemple, ils ont été produits dans [31] pour une isolation utilisée dans cette note. Cette méthode a été utilisée pour corriger *combIsoCIC* et *worstCombIsoCIC*.

7.2.1.3 Valeur des coupures utilisées

Les photons utilisés pour l'analyse doivent avoir une impulsion transverse plus grande que 40 GeV/c pour le plus énergétique et 30 GeV/c pour le second.

Les photons sont divisés en quatre catégories :

- les photons dans le tonneau de ECAL (EB) avec $R_9 > 0.94$.
- les photons dans le tonneau de ECAL (EB) avec $R_9 < 0.94$.
- les photons dans les bouchons de ECAL (EE) avec $R_9 > 0.94$.
- les photons dans les bouchons de ECAL (EE) avec $R_9 < 0.94$.

Les coupures sont optimisées pour donner la meilleure significance possible à l'analyse, leurs valeurs sont données dans la table

TABLE 7.3 – Valeurs des coupures CIC pour chaque catégories de photons.

	EB $R_9 > 0.94$	EB $R_9 < 0.94$	EE $R_9 > 0.94$	EE $R_9 < 0.94$
$\frac{combIsoCIC\times 50}{E_t}$	3.8	2.2	1.77	1.29
$\frac{worstCombIsoCIC\times 50}{E_{t\ \text{pire vertex}}}$	11.7	3.4	3.9	1.84
$\frac{trackIsoCIC\times 50}{E_t}$	3.5	2.2	2.3	1.45
$\sigma_{i\eta i\eta}$	0.0105	0.0097	0.028	0.027
H/E	0.082	0.062	0.065	0.048
R_9	0.94	0.36	0.94	0.32
dR trace la plus proche		0.062		

Une soustraction de l'énergie de l'empilement est appliquée pour les isolations *combIsoCIC* et *worstCombIsoCIC*, avec le facteur $A_{eff} = 0.17$ pour la première et $A_{eff} = 0.52$ pour la seconde.

7.2.2 Utilisation d'une coupure sur le réseau de neurones après sélection

7.2.2.1 Essai avec les simulations non corrigées

La façon la plus simple d'utiliser le réseau de neurones est d'appliquer une coupure sur sa sortie après la sélection. Comme cette variable est conçue pour être très discriminante, la coupure va rejeter du bruit de fond supplémentaire et ne pas affecter beaucoup le signal. Cette possibilité a été envisagée après les sélections EGM006 loose (décrite section 3.4.4) et CIC. Pour des raisons de simplicité, le vertex primaire choisi est le vertex de plus haut Σp_T^2 (celui choisi par défaut par la reconstruction).

Le réseau de neurones tel que présenté au cours du chapitre 5 est entraîné après la sélection EGM. Il est donc légitime de se demander si le réseau de neurones est toujours aussi discriminant lorsqu'il est utilisé après CIC. La figure 7.9 représente la réjection du bruit de fond en fonction de l'efficacité sur le signal évaluée après CIC pour un entraînement après EGM (trait plein) et après CIC (pointillés). Comme on pouvait s'y attendre les performances sont meilleures avec un entraînement après CIC mais l'amélioration est petite : pour des raisons de simplicité il est donc légitime d'utiliser dans un premier temps l'entrainement après EGM.

La valeur de la coupure est choisie pour maximiser la significance dans chaque catégorie. L'estimateur utilisé pour évaluer la significance est $\frac{s}{\sqrt{b}}$ où s et b sont respectivement la quantité de signal et de bruit de fond dans une fenêtre de masse donnée[5]. Cette optimisation se fait à l'aide des simulations, le bon accord entre données et simulations nous garantissant la validité de ce procédé. Plusieurs tailles de fenêtres sont testées (cf figure 7.10) ; la taille utilisée est celle maximisant la signi-

5. L'incertitude statistique sur le nombre d'événements de bruit de fond dans la fenêtre est $\sqrt{b}$. Le rapport $\frac{s}{\sqrt{b}}$ compare donc le signal à une fluctuation du bruit de fond : lorsque ce rapport devient grand, il devient peu probable que le signal soit confondu avec une fluctuation du bruit de fond

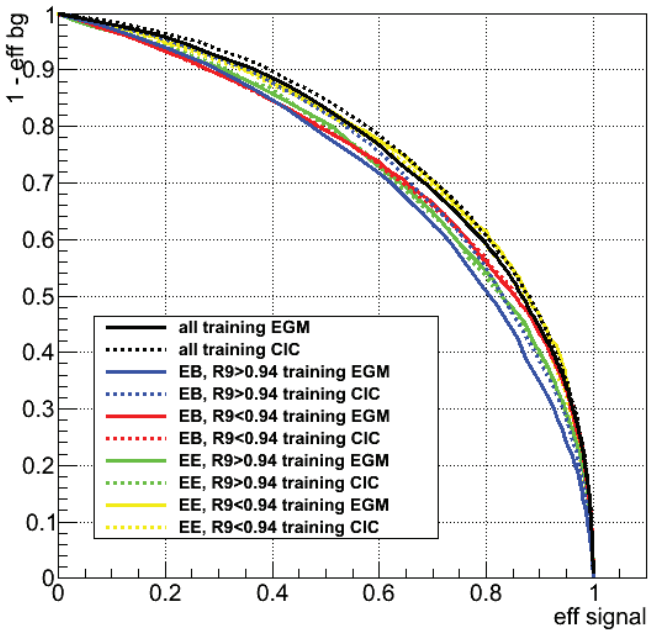


FIGURE 7.9 – Efficacité sur le signal et réjection du bruit par le réseau de neurones entraîné après la sélection EGM ou CIC mais évalué après CIC

TABLE 7.4 – Taille de la fenêtre de masse optimale pour les quatre catégories d'événements diphotons

	demi-largeur optimale
cat0	1.5 GeV
cat1	2 GeV
cat2	2.5 GeV
cat3	3 GeV

ficance. Les tailles optimales sont les mêmes pour EGM et CIC, elles sont données dans la table 7.4.

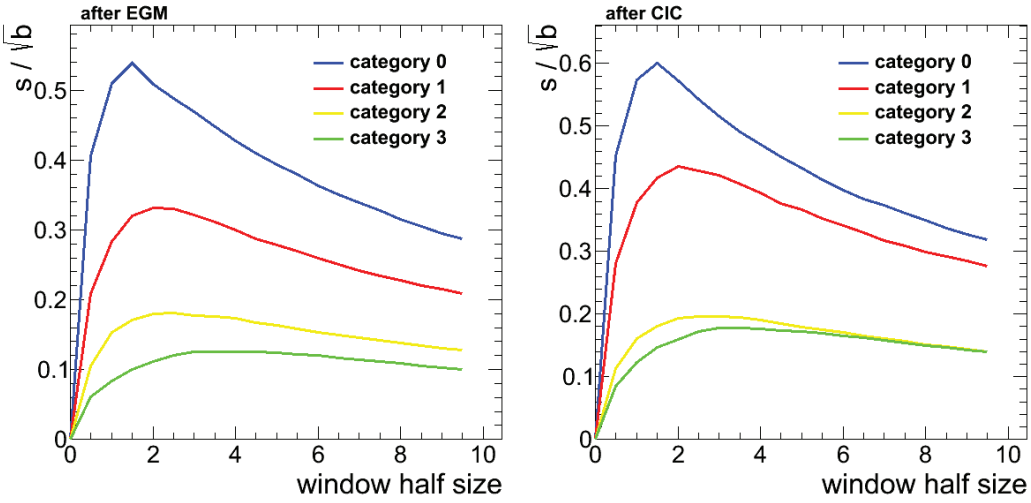


FIGURE 7.10 – valeur de l'estimateur de la significance $\frac{s}{\sqrt{b}}$ en fonction de la demi-largeur de la fenêtre testée autour de 115 GeV (Les simulations utilisées sont celles d'un boson de Higgs d'une masse de 115 GeV)

La sortie du réseau de neurones est calculée pour chaque photon : on a donc deux valeurs pour chaque événement diphoton. La solution la plus simple est de prendre le même seuil pour les deux photons. On demande donc que la sortie du réseau de neurones soit plus grande qu'une valeur seuil pour les deux photons, donc, que le minimum des deux sorties soit supérieur à ce seuil. La comparaison de ce minimum dans les données et la simulation après EGM (figure 7.11) et CIC (figure 7.12) montre un assez bon accord. La significance pour chaque catégorie en fonction de la valeur de la coupure sur la sortie du réseau de neurones est ensuite calculée. Le résultat est représenté sur la figure 7.17. Dans les catégories 0 et 2, où les deux photons sont non convertis (ou du moins ont $R_9 > 0.94$) la coupure sur la sortie du réseau de neurones n'améliore pas la significance (cf figure 7.17 (a) et (c)). En revanche, la coupure permet d'améliorer la significance pour les catégories 1 et 3 (cf figure 7.17 (b) et (d)), on peut constater une amélioration. Cette amélioration est

TABLE 7.5 – Valeur de la coupure sur le réseau de neurones qui maximise la significance pour chacun des catégories d'événements

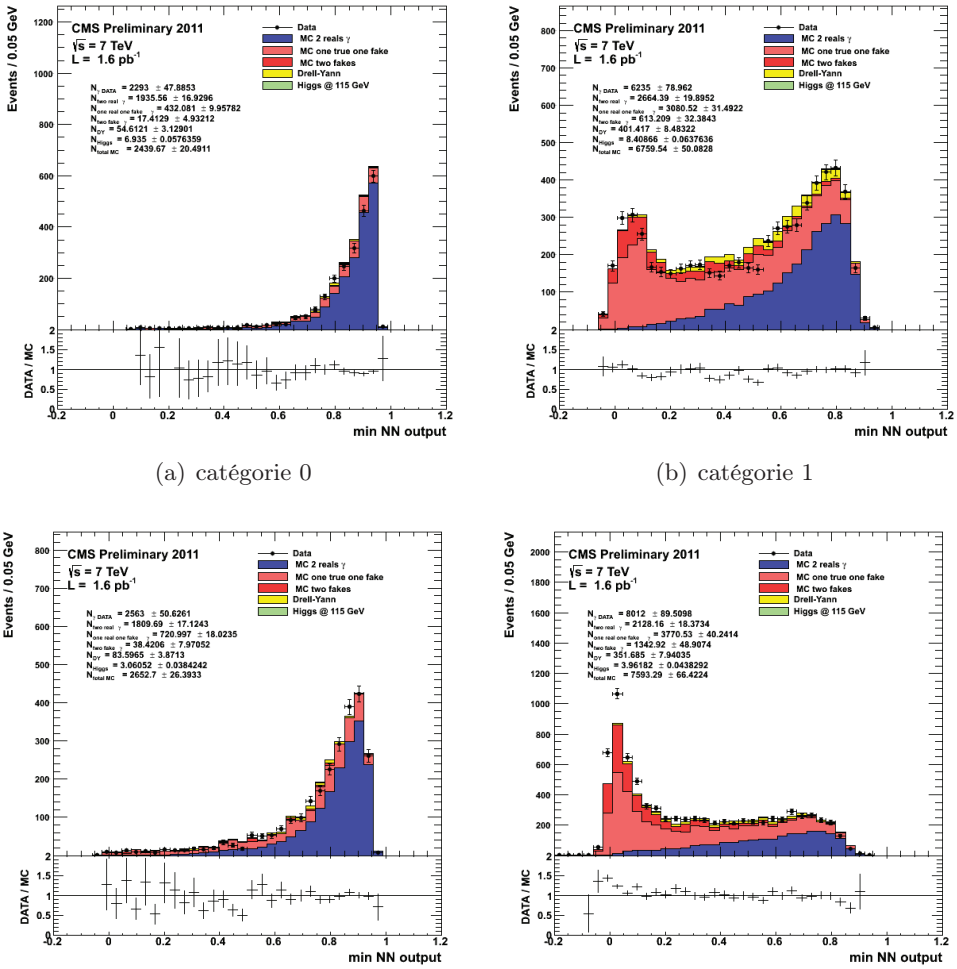
	EGM		CIC	
	valeur de la coupure	amélioration de la significance	valeur de la coupure	amélioration de la significance
catégorie 0	×	×	×	×
catégorie 1	0.47	19.1%	0.37	5.95%
catégorie 2	×	×	×	×
catégorie 3	0.4	20.8%	0.23	7.90%

plus importante après EGM que après CIC car CIC rejette déjà plus de bruit de fond réductible que EGM : il y a donc moins de latitude pour une amélioration à l'aide du réseau de neurones. Ce comportement était prévisible à partir des comparaisons entre données et simulation des figures 7.11 et 7.12 (b) et (d) : on se rend compte sur ces figures qu'il y a plus de bruit de fond à rejeter après EGM que après CIC. Les valeurs optimales des coupures sont données dans la table 7.5.

Pour des raisons de simplicité et de temps de calcul, cette optimisation est faite avec les simulations telles qu'elles et non pas avec les simulations repondérées afin d'avoir la même distribution de l'empilement que dans les données. Pour valider cette simplification, il a été testé une optimisation avec des simulations repondérées. La figure 7.14 montre que la significance dans chaque catégorie est améliorée lorsque l'on utilise des simulations repondérées mais que les valeurs des coupures optimales restent les mêmes. Dans un souci de simplification, on utilisera par la suite des simulations sans repondération pour l'optimisation des coupures mais repondérées pour le calcul de la significance obtenue.

7.2.2.2 Essais avec des simulations corrigées

Comme expliqué dans la section 7.1.3.2, les simulations ne reproduisent pas exactement la résolution et l'échelle d'énergie des données. Un décalage de l'échelle d'énergie et un étalement supplémentaire de l'énergie est appliqué. Les valeurs utilisées sont données dans la table 7.1 et l'effet sur la résonance du boson de Higgs en deux photons est présenté sur la figure 7.15. Comme la largeur de la résonance est augmentée, en particulier dans le tonneau, les tailles optimales des fenêtres doivent donc être réévaluées (cf figure 7.16), leurs valeurs sont données dans la table 7.6. Les valeurs optimales des coupures sur le réseau de neurones sont donc aussi réévaluées (cf figure 7.17). Les valeurs optimales des coupures sur le réseau de neurones sont les même, en revanche, comme il était possible de s'y attendre, la significance est dégradée (avec une dégradation plus importante dans les catégories 3 et 4). La correction de la simulation diminue donc l'amélioration apportée par le réseau de neurones.



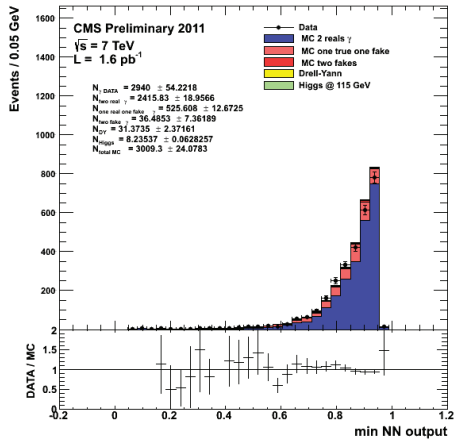
(a) catégorie 0 (b) catégorie 1

(c) catégorie 2 (d) catégorie 3

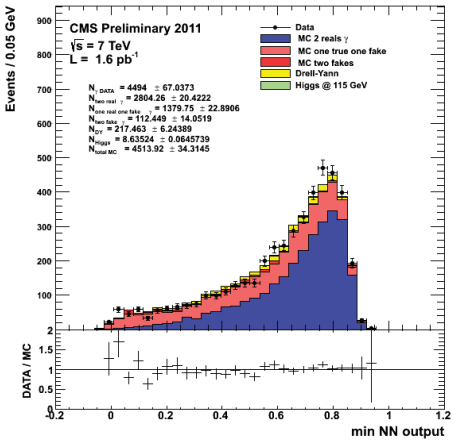
FIGURE 7.11 – Comparaison entre données et simulation après la sélection EGM pour le minimum de la sortie du réseau de neurones des deux photons dans les quatre catégories d'événements.

TABLE 7.6 – Taille de la fenêtre de masse optimale pour les quatres catégories d'événements diphotons après correction de la simulation.

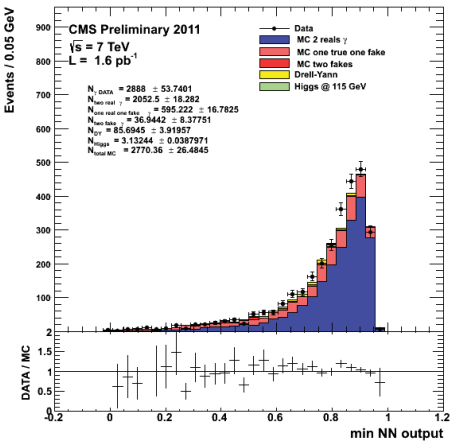
	demi-largeur optimale
cat0	1.5 GeV
cat1	2.5 GeV
cat2	4.5 GeV
cat3	5 GeV



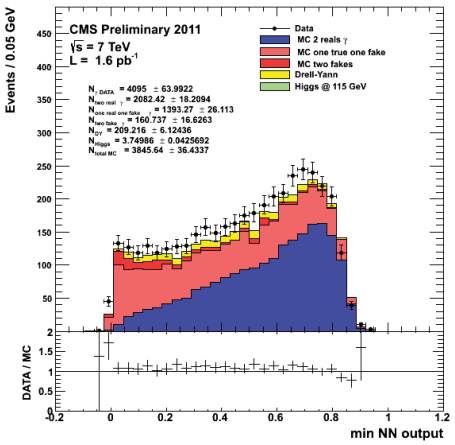
(a) catégorie 0



(b) catégorie 1



(c) catégorie 2

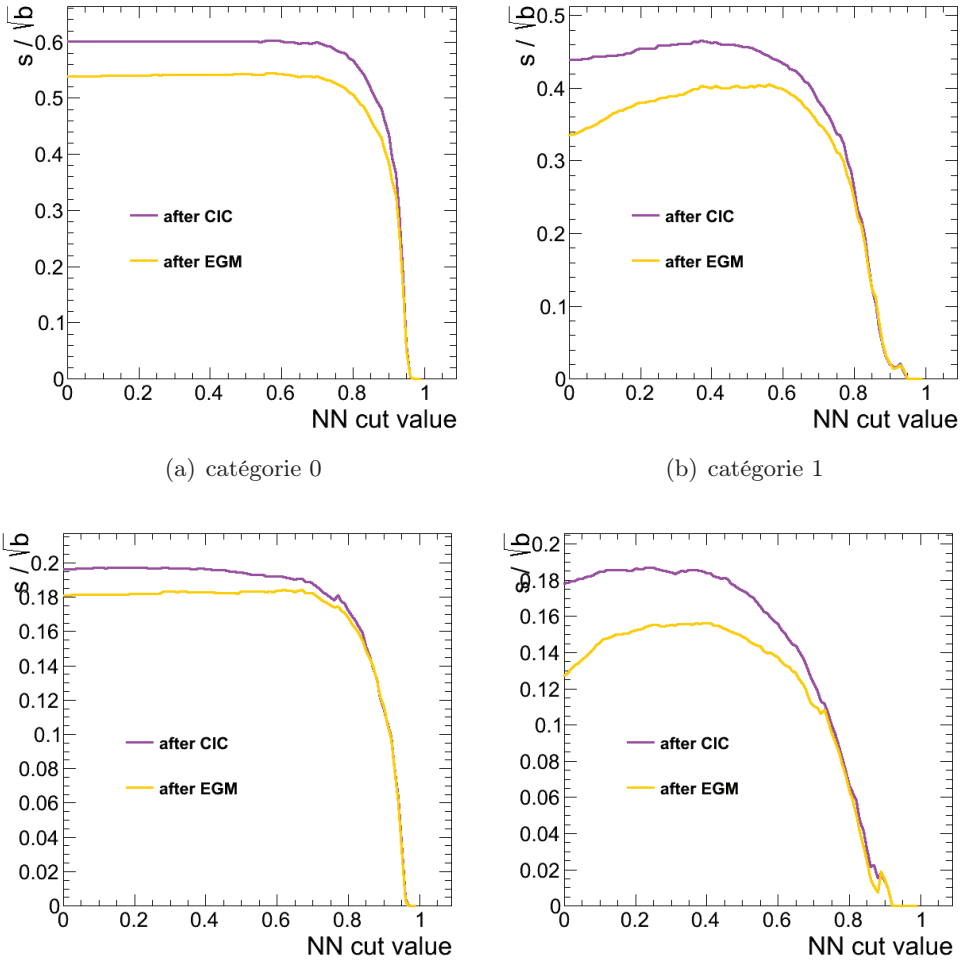


(d) catégorie 3

FIGURE 7.12 – Comparaison entre données et simulation après la sélection CIC pour le minimum de la sortie du réseau de neurones des deux photons dans les quatre catégories d'événements.

TABLE 7.7 – Amélioration de la significance, apportée par la coupure sur le réseau de neurones avec avant et après correction des simulations

	EGM amélioration de la significance		CIC amélioration de la significance	
	avant correction	après correction	avant correction	après correction
catégorie 0	×	×	×	×
catégorie 1	19.1%	16.35%	5.95%	4.58 %
catégorie 2	×	×	×	×
catégorie 3	20.8%	18.5%	7.90%	3.04 %



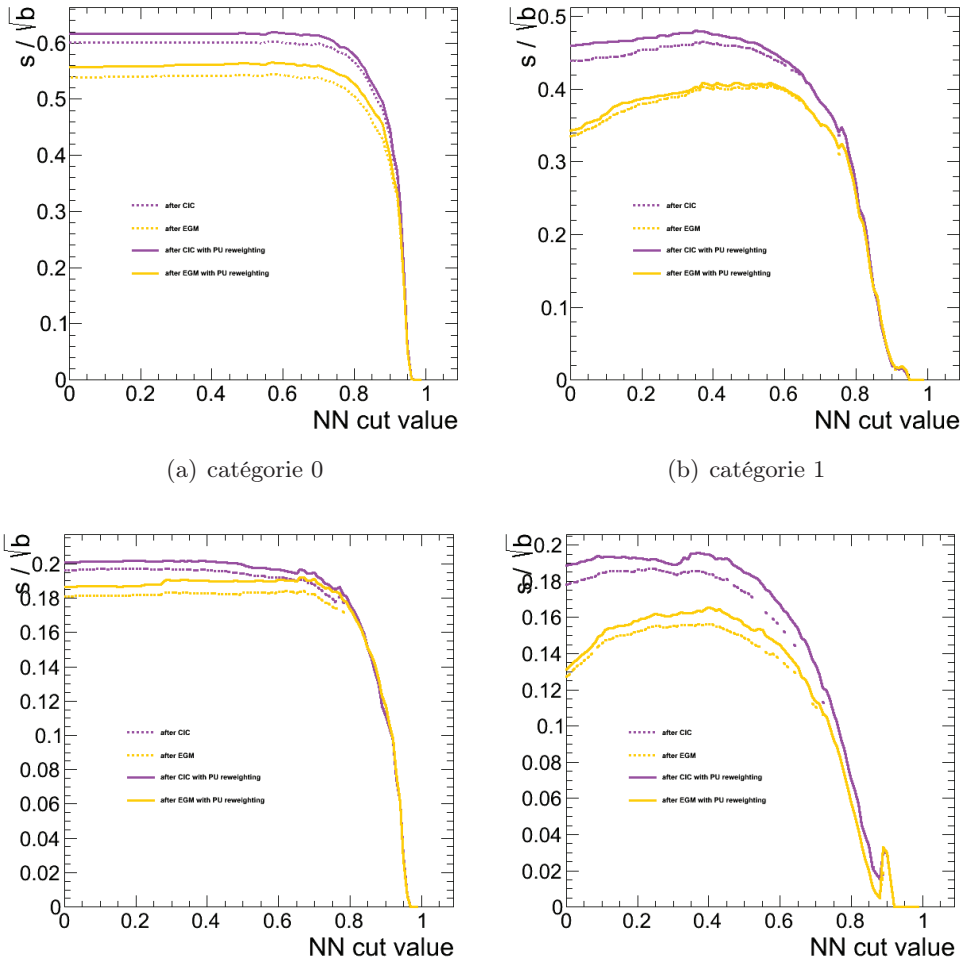
(a) catégorie 0

(b) catégorie 1

(c) catégorie 2

(d) catégorie 3

FIGURE 7.13 – Significance en fonction de la coupure sur la sortie du réseau de neurones pour chacune des 4 catégories, après EGM et CIC



(a) catégorie 0

(b) catégorie 1

(c) catégorie 2

(d) catégorie 3

FIGURE 7.14 – Significance en fonction de la coupure sur la sortie du réseau de neurone pour chacune des 4 catégories, après EGM et CIC, avec ou sans repondération de l'empilement dans la simulation.

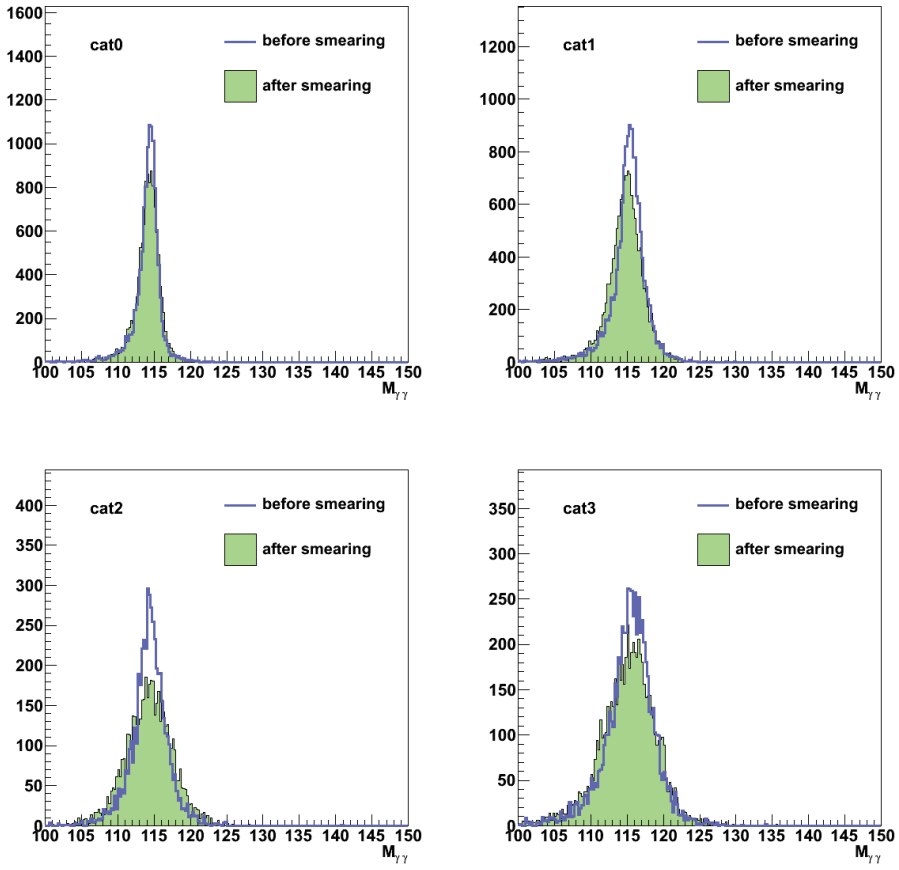


FIGURE 7.15 – Effet du décalage de l'échelle d'énergie et de l'étalement additionnels sur des simulations de la désintégration d'un boson de Higgs en deux photons d'une masse de 115 GeV

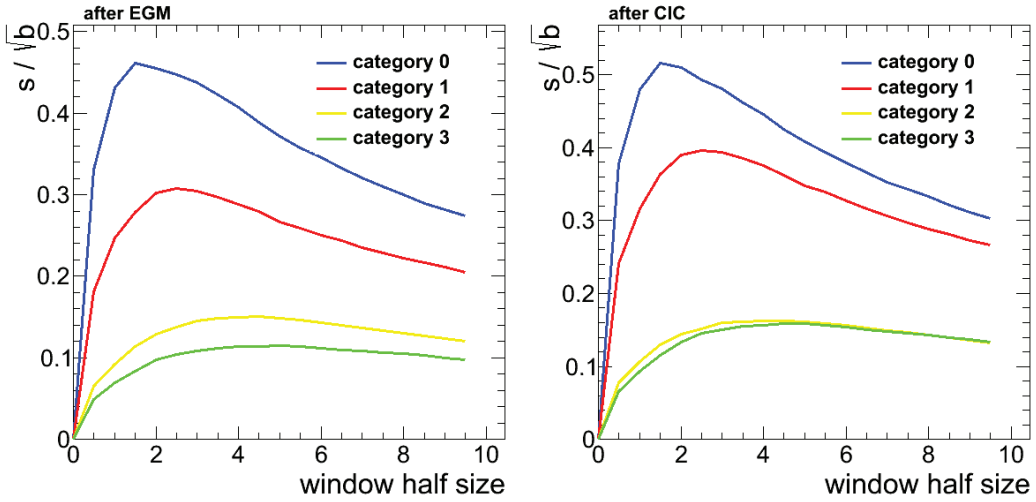
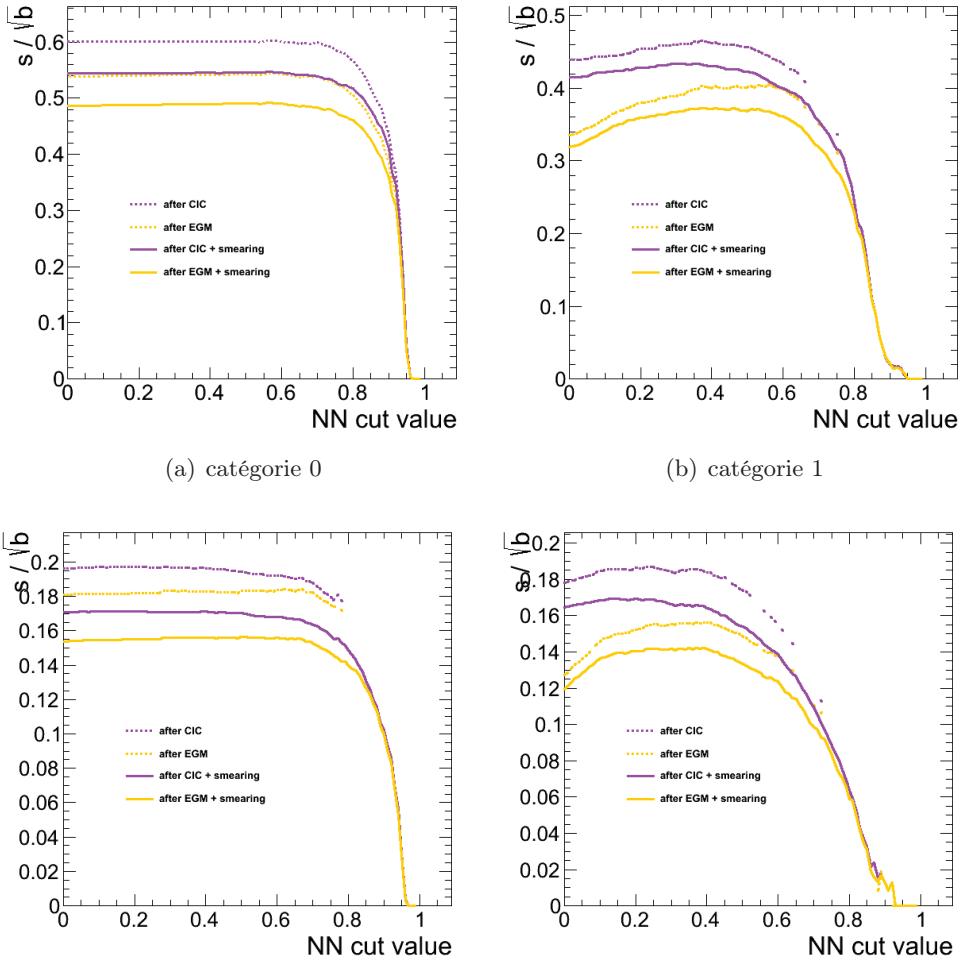


FIGURE 7.16 – Valeur de l'estimateur de la significance $\frac{s}{\sqrt{b}}$ en fonction de la demi-largeur de la fenêtre testée autour de 115 GeV (Les simulations utilisées sont celles d'un boson de Higgs d'une masse de 115 GeV)

7.2.2.3 Bilan

Il est possible de calculer le nombre d'événements attendus dans la fenêtre de masse pour chaque catégorie d'événements et de comparer avec le nombre d'événements observés dans les données. Le nombre d'événements attendus est calculé à l'aide de simulations repondérées afin que le nombre de vertex d'empilement soit le même que dans les données. La figure 7.18 est réalisée sans correction de la simulation et la figure 7.19 après correction. L'accord entre les prédictions et les données est bon dans la limite de l'erreur statistique, que l'on prenne en compte le signal ou pas. Il ne sera donc pas possible, avec cette analyse ou cette quantité de données de trancher sur l'existence de signal ou non. On remarque tout de même que le nombre d'événements observés dans les catégories 2 et 3 après CIC est plus grand que le nombre attendu : on ne peut néanmoins pas interpréter cet excès comme du signal car il serait très supérieur au nombre d'événements attendus dans le cadre du modèle standard et cet excès devrait aussi se voir dans les autres catégories. Cet excès doit donc plutôt être interprété comme une mauvaise compréhension du bruit de fond par la simulation.

Pour comparer ces résultats, on va s'intéresser à la section efficace limite du boson de Higgs que l'on peut exclure : à quantité identique de données, l'analyse la plus performante est celle qui permet d'exclure la plus petite section efficace possible du boson de Higgs. Pour réaliser cette exclusion, on va utiliser ici le logarithme d'un estimateur appelé "rapport de vraisemblance". Ce rapport de vraisemblance Q est défini par : $Q = \frac{L_{s+b}}{L_b}$.



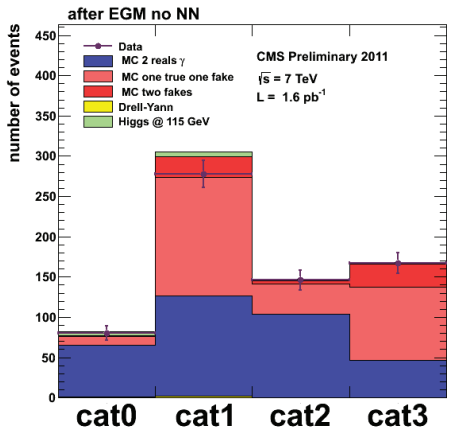
(a) catégorie 0

(b) catégorie 1

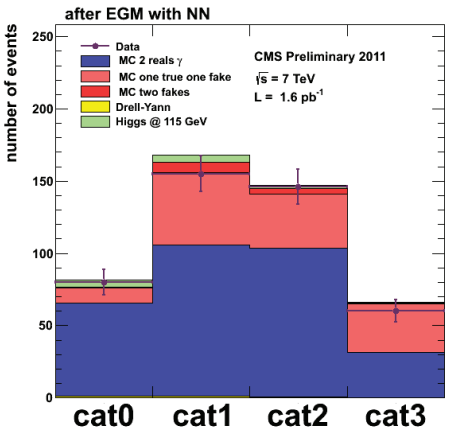
(c) catégorie 2

(d) catégorie 3

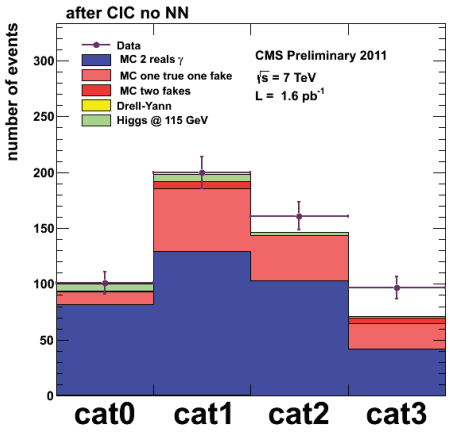
FIGURE 7.17 – Significance en fonction de la coupure sur la sortie du réseau de neurone pour chacune des 4 catégories, après EGM et CIC après modification de la simulation



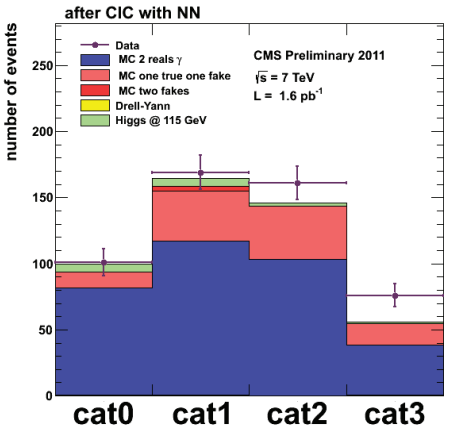
(a) après EGM



(b) après EGM + coupure sur le réseau de neurones

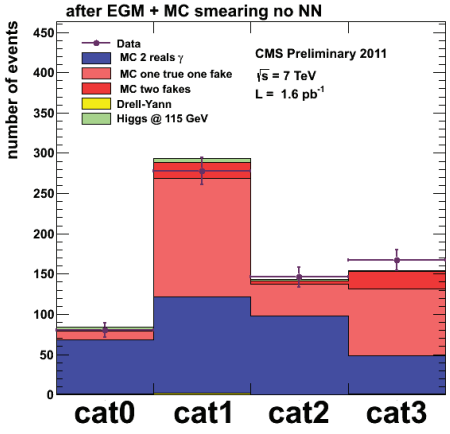


(c) après CIC

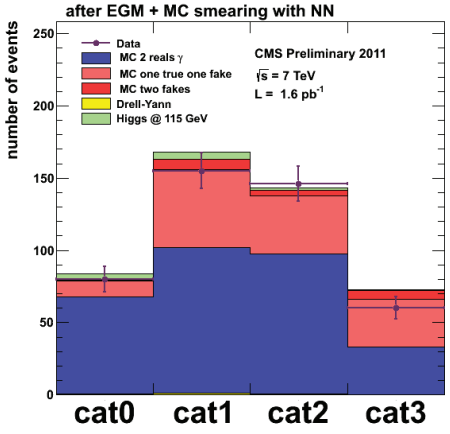


(d) après CIC + coupure sur le réseau de neurones

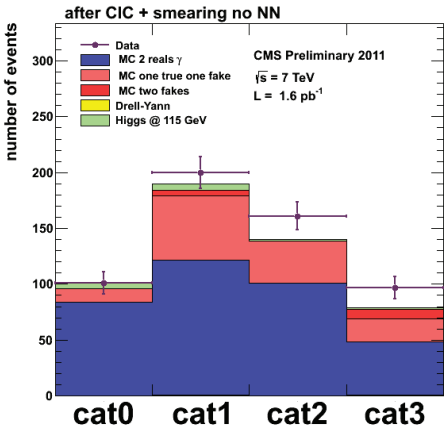
FIGURE 7.18 – Nombre d'événements attendus et observés dans les données pour chaque catégories d'événements avec une simulation non corrigée



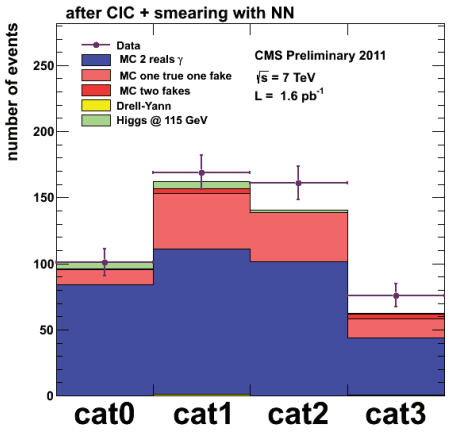
(a) après EGM



(b) après EGM + coupure sur le réseau de neurones



(c) après CIC



(d) après CIC + coupure sur le réseau de neurones

FIGURE 7.19 – Nombre d'événements attendus et observés dans les données pour chaque catégories d'événements, avec une simulation corrigée

Le logarithme de ce rapport a donc la valeur suivante :

$$-logQ = \sum_{i \in \text{catégories}} s_i - d_i \times ln\left(1 + \frac{s_i}{b_i}\right)$$

avec s_i et b_i respectivement le nombre d'événements de signal et de bruit de fond attendu dans la catégorie i et d_i le nombre d'événements observés dans les données. Cet estimateur est conçu pour discriminer l'hypothèse "bruit de fond seul" pour laquelle il doit prendre de grandes valeur de l'hypothèse "signal + bruit de fond" pour laquelle il doit prendre des petites valeurs. Lorsque l'on utilise cet estimateur sur les données observées, on obtient une valeur : la question est alors de se rendre compte si cette valeur est considérée comme ”grande” ou ”petite”.

Pour atteindre ce but, on représente la valeur de -logQ pour toutes les fluctuations statistiques de chacune des deux hypothèses. Le résultat obtenu se trouve dans la figure 7.20. On peut alors représenter la valeur de -logQ obtenue dans les données sur cet histogramme. La valeur P_b, correspondant à l'aire rouge, représente la probabilité, si l'hypothèse "bruit de fond seul" est vraie, d'observer des données plus semblables à l'hypothèse "signal + bruit de fond" que les données observées. Plus cette valeur est petite, moins il est probable que l'hypothèse "bruit de fond seul" soit réalisée. De la même manière P_{s+b} correspond à l'aire en rouge, c'est la probabilité d'observer des données plus semblables à l'hypothèse bruit de fond seul si l'hypothèse signal + bruit de fond est vraie.

On définit le niveau de confiance CL_{s+b} de l'hypothèse signal + bruit de fond par la valeur $CL_{s+b} = P_{s+b}$, le niveau de confiance CL_b de l'hypothèse bruit de fond seul par $CL_b = 1 - P_b$. Pour exclure la présence de signal, on définit $CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b}$. On n'utilise pas directement CL_{s+b} pour la raison suivante : dans le cas où les données obéissent bien à l'hypothèse bruit de fond seul, on a $CL_{s+b} \to 0$ et $CL_b \approx 0.5$ donc $CL_s \to 0$; par contre, lorsque que le modèle du bruit de fond est faux on peut avoir un $CL_{s+b} \to 0$ mais aussi un $CL_b \to 0$ car les données ne correspondent à aucune des deux hypothèses envisagées, l'utilisation du rapport nous empêche alors d'exclure le signal dans ce cas. Pour exclure une section efficace donnée, on augmente la section efficace du signal jusqu'à ce que celui-ci soit exclu avec un $CL_s = 5\%$: on dit alors que les sections efficaces supérieures à celle-ci sont exclues avec un niveau de confiance de 95%. Pour des raisons pratiques, on donne plutôt la plus petite section efficace exclue normalisée à celle prévue par le modèle standard. Dans le cas où ce rapport est inférieur à 1, le boson de Higgs obéissant strictement aux règles du Modèle Standard, est exclu.

Pour avoir une idée du pouvoir discriminant d'une analyse donnée, on utilise des limites d'exclusions dites "attendues". Pour obtenir de telles limites, on prend comme données la valeur médiane de la distribution de -logQ obtenue avec l'hypothèse bruit de fond : cela permet d'évaluer le pouvoir d'exclusion de l'analyse pour des données typiques de bruit de fond. Par opposition, la limite calculée avec les vraies données est appelée la limite observée.

La table 7.8 donne les limites calculées à l'aide du code "TLimit" fourni dans ROOT. On donne en entrée de "TLimit", les histogrammes contenant le nombre

attendu d'événements de bruit de fond et de signal ainsi que le nombre de données observée et "TLimit" renvoie le CLs. La section efficace limite inscrite dans la table 7.8 est la plus grande section efficace pour laquelle on trouve CLs<5%. Le réseau de neurones permet d'améliorer la limite attendue dans tous les cas. L'amélioration est moins grande après la sélection CIC, ce qui est compatible avec les résultats précédents. On peut remarquer aussi que les limites attendues et observées sont très différentes : cela s'explique par l'excès de données dans les catégories 2 et 3 observé pour CIC.

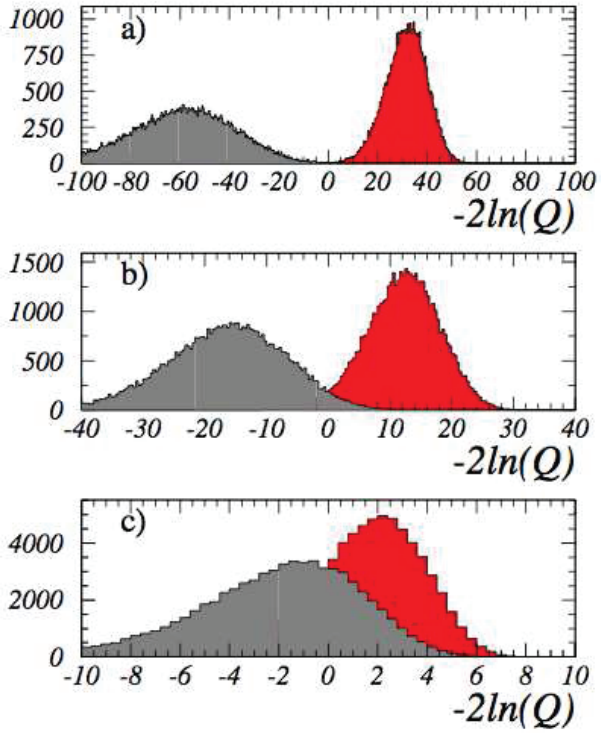


FIGURE 7.20 – Exemple de valeurs de -2logQ pour les fluctuations des deux hypothèses bruit de fond seul et signal + bruit de fond, pour différentes hypothèses de signal et de bruit de fond.[46]

En conclusion, l'amélioration de la limite apportée par une coupure sur la sortie du réseau de neurones après la sélection EGM n'est pas négligeable. En revanche, l'amélioration après CIC (qui est déjà optimisée pour l'analyse Higgs en deux photons) n'apporte d'une très faible amélioration.

7.2.3 Réoptimisation de la sélection avec une coupure sur le réseau de neurones

Une des raisons probables de la faiblesse de l'amélioration obtenue avec une coupure sur le réseau de neurones seul après la sélection CIC semble être le fait que

TABLE 7.8 – Limites sur la section efficace du boson de Higgs pour les différentes coupures testées

sélection	simulation non corrigée		simulation corrigée	
	$\frac{\sigma_{95\%}}{\sigma SM}$ attendu (±0.01)	$\frac{\sigma_{95\%}}{\sigma SM}$ observé (±0.01)	$\frac{\sigma_{95\%}}{\sigma SM}$ attendu (±0.01)	$\frac{\sigma_{95\%}}{\sigma SM}$ observé (±0.01)
EGM	2.99	2.71	3.3	3.28
EGM + NN	2.83	2.68	3.14	2.73
amélioration	+ 5.3 %	×	+4.8%	×
CIC	2.54	2.35	2.78	5.02
CIC + NN	2.49	4.59	2.76	4.72
amélioration	+ 1.9 %	×	+0.7%	×

cette sélection est déjà optimisée pour l'analyse du boson de Higgs en deux photons. La marge de manœuvre laissée à la coupure sur le réseau de neurones est donc faible. L'idée est de réoptimiser les coupures sur CIC en même temps que la coupure sur la sortie de réseau de neurones.

7.2.3.1 Choix d'une coupure de présélection

L'utilisation d'une présélection est nécessaire pour deux raisons :

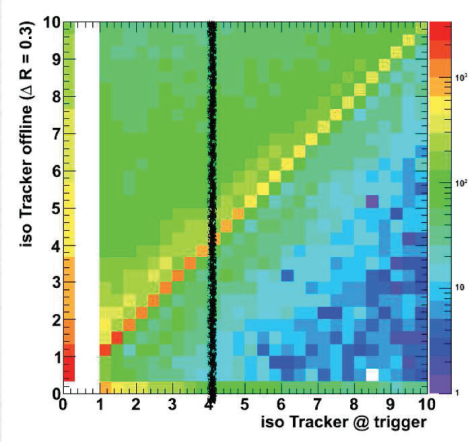
- Le système de déclenchement dans les données n'est pas le même que celui utilisé dans la simulation.
- Les simulations du bruit de fond sont enrichies (des coupures sont appliquées au niveau générateur afin de ne simuler la réponse du détecteur que pour les événements "intéressants", qui sont proches du signal.)

Les coupures de la présélection doivent être suffisamment serrées pour niveler les différences entre données et simulation mais suffisamment lâches pour permettre une optimisation après celles-ci.

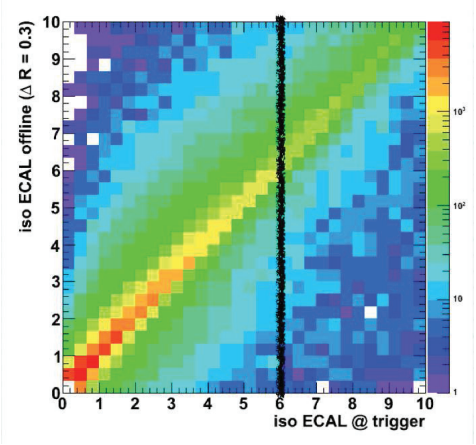
Les coupures utilisées au niveau de système de déclenchement données dans la table 7.9 ; comme les valeurs des isolations au niveau du système de déclenchement ne sont pas les mêmes que celles au niveau de la reconstruction, il est possible d'utiliser les histogrammes de la figure 7.21 qui représentent l'isolation au niveau de la reconstruction en fonction de l'isolation au niveau du système de déclenchement. Les isolations au niveau du système de déclenchement sont calculées dans un cône de dR=0.3, l'isolation reconstruite utilisée est donc aussi calculée dans un cône de dR=0.3 ; la définition de cette isolation est la même que celle utilisée par défaut par la reconstruction, hormis la taille du cône. Les coupures choisies sont dans la table 7.9. Les coupures autres que l'isolation ont été prise égales à celles au niveau du système de déclenchement. Car les calculs de ces deux variables au niveau de la reconstruction et au niveau du système de déclenchement sont très semblables. Les figures 7.22 et 7.23 montrent un accord moyen entre les données et la simulation après la présélection. Néanmoins l'optimisation des coupures sera effectuée après cette présélection.

TABLE 7.9 – Valeur des coupures utilisées au niveau du système de déclenchement

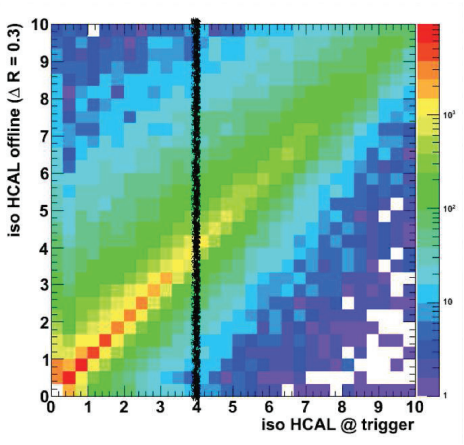
	coupures système de déclenchement	coupures présélection
iso Trajectographe	4 GeV	3.5 GeV
iso ECAL	6 GeV	5 GeV
iso HCAL	4 GeV	3.5 GeV
H/E	0.1	0.1
$\sigma_{i\eta i\eta}$	0.014 (EB)	0.014 (EB)
	0.035 (EE)	0.035 (EE)



(a) isolation dans le trajectographe

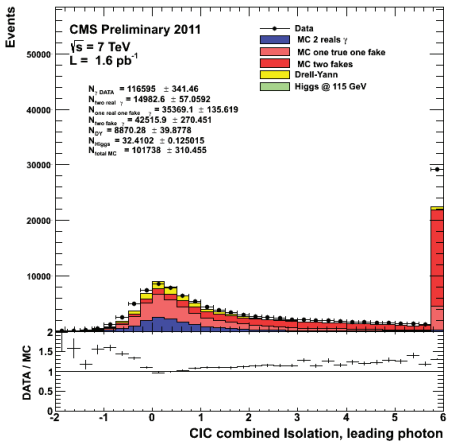


(b) isolation dans ECAL

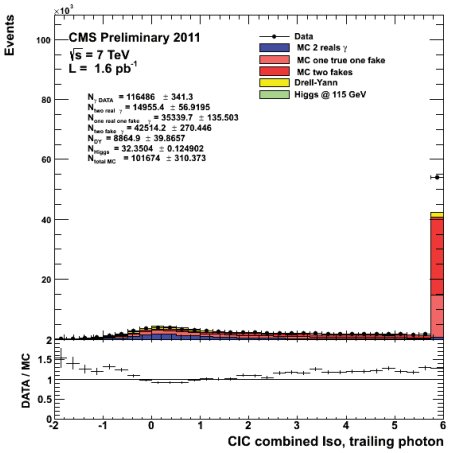


(c) isolation dans HCAL

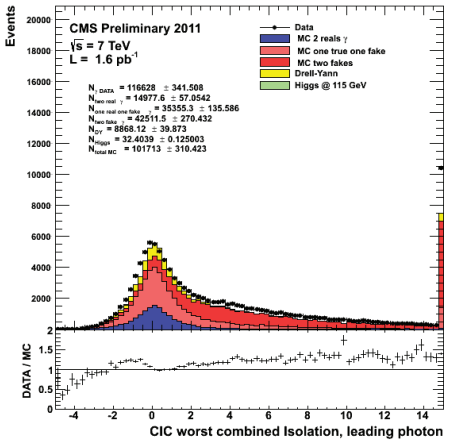
FIGURE 7.21 – Comparaison entre les énergies d'isolation au niveau du système de déclenchement et au niveau de la reconstruction



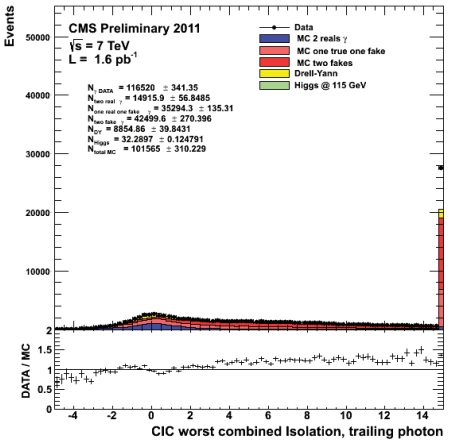
(a) combIsoCIC, photon de plus haut Pt



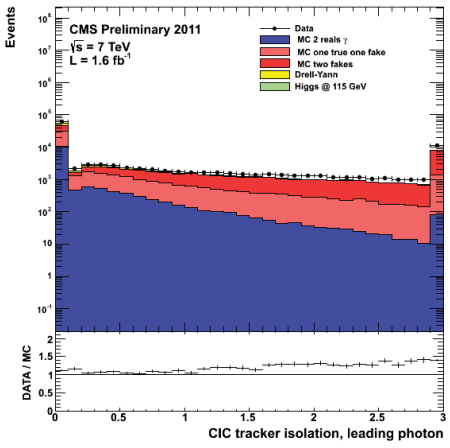
(b) combIsoCIC, photon de plus bas Pt



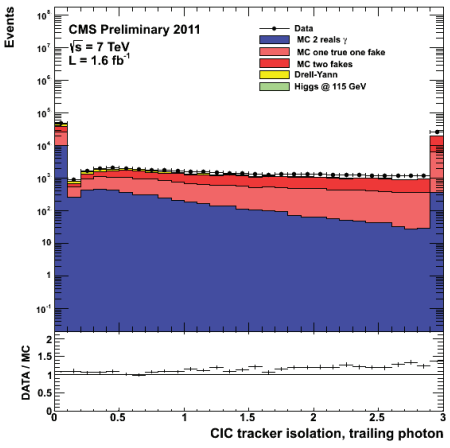
(c) worstCombIsoCIC, photon de plus haut Pt



(d) worstCombIsoCIC, photon de plus bas Pt

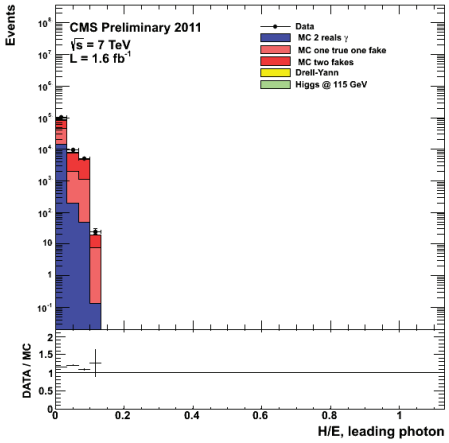


(e) trackIsoCIC, photon de plus haut Pt

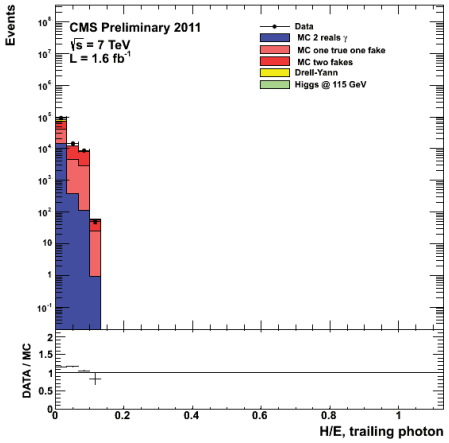


(f) trackIsoCIC, photon de plus bas Pt

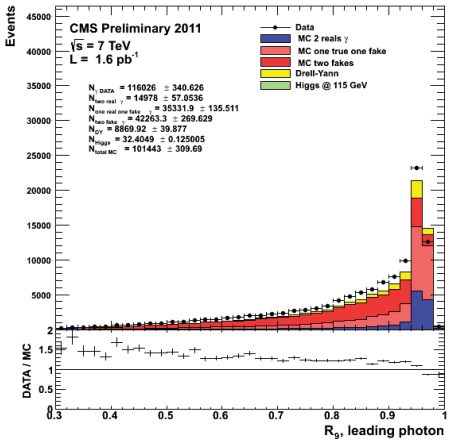
FIGURE 7.22 – Comparaison entre données et simulation des variables CIC après la présélection



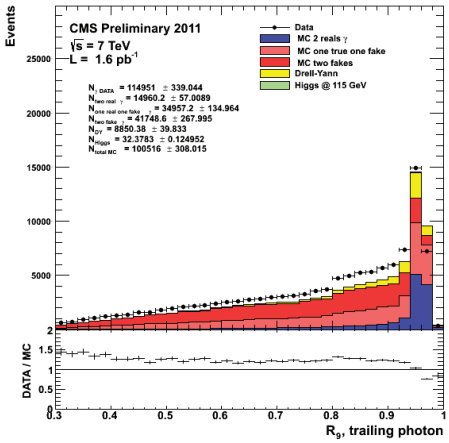
(a) H/E, photon de plus haut Pt



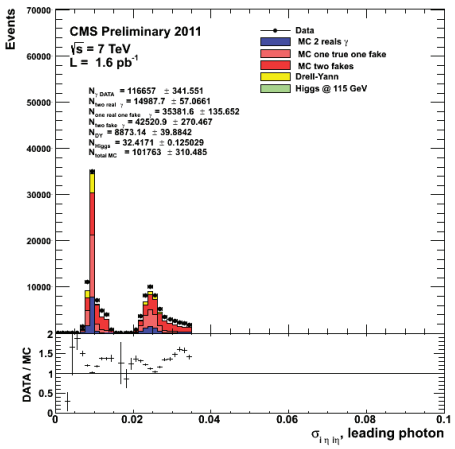
(b) H/E, photon de plus bas P



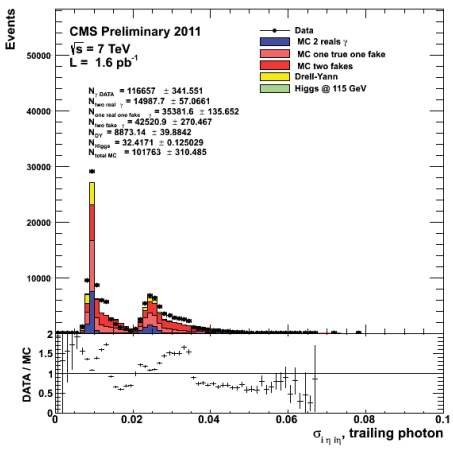
(c) R_9, photon de plus haut Pt



(d) R_9, photon de plus bas Pt



(e) $[\sigma_{i\eta i\eta}$, photon de plus haut Pt



(f) $\sigma_{i\eta i\eta}$, photon de plus bas Pt

FIGURE 7.23 – Comparaison entre données et simulation des variables CIC après la présélection

7.2.3.2 Optimisation des coupures

L'optimisation des coupures est réalisée à l'aide de la méthode "d'échantillonnage Monte Carlo" de TMVA. Les autres méthodes d'optimisation de coupures de TMVA, un algorithme génétique et un "recuit simulé" ont aussi été testées mais n'ont pas permis d'obtenir des résultats significativement meilleurs que l' "échantillonnage Monte Carlo".

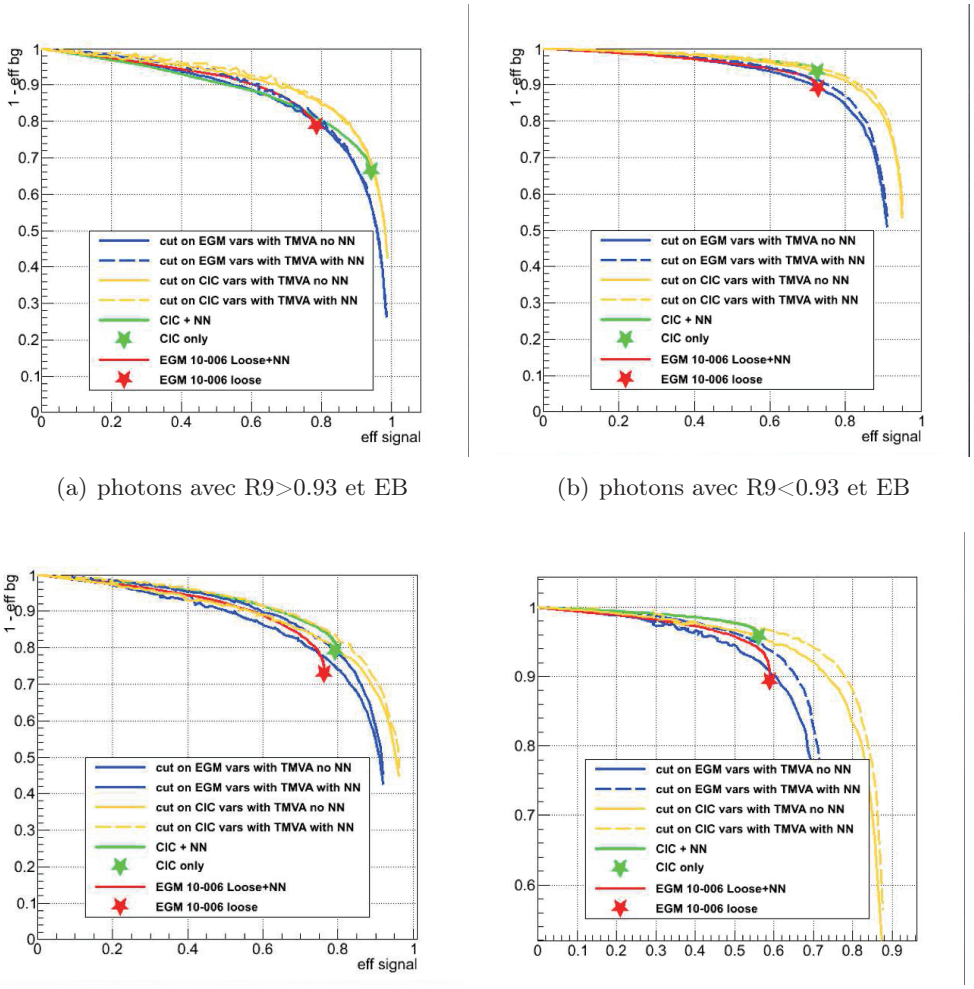
Les variables d'entrées utilisées sont les variables utilisées par la sélection CIC à l'exception de la coupure sur dR, qui sert à rejeter les électrons. Le signal est composé de photons issus d'un échantillon simulé de désintégrations d'un boson Higgs de 115 GeV/c^2 en deux photons et le bruit de fond est composé de jets issus d'un échantillon du processus "gamma+jet". La méthode optimisation utilisée fonctionne par le choix de coupures aléatoires qui sont ensuite positionnées sur une courbe de réjection du bruit de fond en fonction de l'efficacité sur le signal. Pour augmenter la performance de cette méthode, des coupures on été appliquées sur les variables d'isolation *trackIsoCIC*, *combIsoCIC* et *worstCombIsoCIC*. Ces coupures sont très lâches (15 GeV) ont une efficacité de 99.9% sur le signal, mais forcent TMVA à choisir les coupures dans l'intervalle $[0, 15]$ et augmentent donc la performance de l'algorithme d'optimisation des coupures.

Par analogie avec les coupures CIC usuelles, une optimisation est effectuée pour chaque catégorie de photons. Les résultats sont présentés sur la figure 7.24. Pour permettre une comparaison, les résultats donnés par une réoptimisation des variables EGM, et par une coupure sur le réseau de neurones après CIC et EGM sont aussi représentés. On se rend compte que la réoptimisation en utilisant les variables CIC sans réseau de neurones passe toujours très près du point choisi par CIC (étoile rouge) (on a un résultat équivalent pour EGM) : la méthode de réoptimisation choisie semble donc au moins aussi performante que celle utilisée pour CIC. On voit aussi que le réseau de neurones permet d'améliorer la réjection du bruit de fond, à efficacité égale sur le signal, pour toutes les catégories sauf la catégorie 0 (le photon est dans EB et $R_9 > 0.93$).

7.2.3.3 Choix du point d'optimisation

L'optimisation des coupures est effectuée catégorie d'événements par catégorie d'événements. La catégorie 0 ne contenant que des photons dans EB avec $R_9 > 0.94$, on choisit la coupure sur ces photons pour avoir la meilleure significance dans cette catégorie. La catégorie 1 contient, en plus, des photons dans EB avec $R_9 < 0.94$; on optimise donc la coupure sur ces derniers photons sans changer la coupure aux photons avec $R_9 > 0.94$. On procède de la même manière pour les autres catégories : la coupure sur les photons avec $R_9 > 0.94$ dans EE est choisie afin d'optimiser la significance dans la catégorie 2 et celle sur les photons avec $R_9 > 0.94$ dans EE pour la catégorie 3.

Cette méthode a été appliquée aux variables CIC seules, afin de se rendre compte si cette méthode d'optimisation permet de retrouver une performance comparable à celle de CIC, puis aux variables CIC avec la sortie du réseau de neurones. Le calcul



(a) photons avec R9>0.93 et EB

(b) photons avec R9<0.93 et EB

(c) photons avec R9>0.93 et EE

(d) photons avec R9<0.93 et EE

FIGURE 7.24 – Réjection du bruit de fond en fonction de l'efficacité sur le signal (après la présélection) pour différents types de coupures

de la significance se fait en utilisant $\frac{s}{\sqrt{b}}$ dans des fenêtres de masse de la même taille que celle utilisées dans la section 7.2.2.1. Comme dans cette section, l'optimisation se fait sans repondération de la simulation pour l'empilement, par contre, une fois les coupures choisies, les résultats sont donnés avec une simulation repondérée. La figure 7.25 présente les valeurs de la significance classées en fonction de l'efficacité de la coupure sur le signal. Les valeurs de $\frac{s}{\sqrt{b}}$ obtenues avec les coupures optimisées sont consignées dans la table 7.10. On remarque que l'utilisation du réseau de neurones dans la réoptimisation améliore la significance dans toute les catégories par rapport à la réoptimisation sans réseau de neurones. Contrairement à la coupure sur le réseau de neurones après CIC, la réoptimisation avec le réseau de neurones permet d'obtenir une amélioration dans toutes les catégories. La réoptimisation de CIC sans réseau de neurones donne de meilleurs résultats que CIC : cela vient peut-être du fait que CIC a été optimisée à un autre point de masse du boson de Higgs (120 GeV) ou du fait qu'ici on a utilisé que le vertex primaire de défaut, ce qui a un effet sur l'isolation dans le trajectographe.

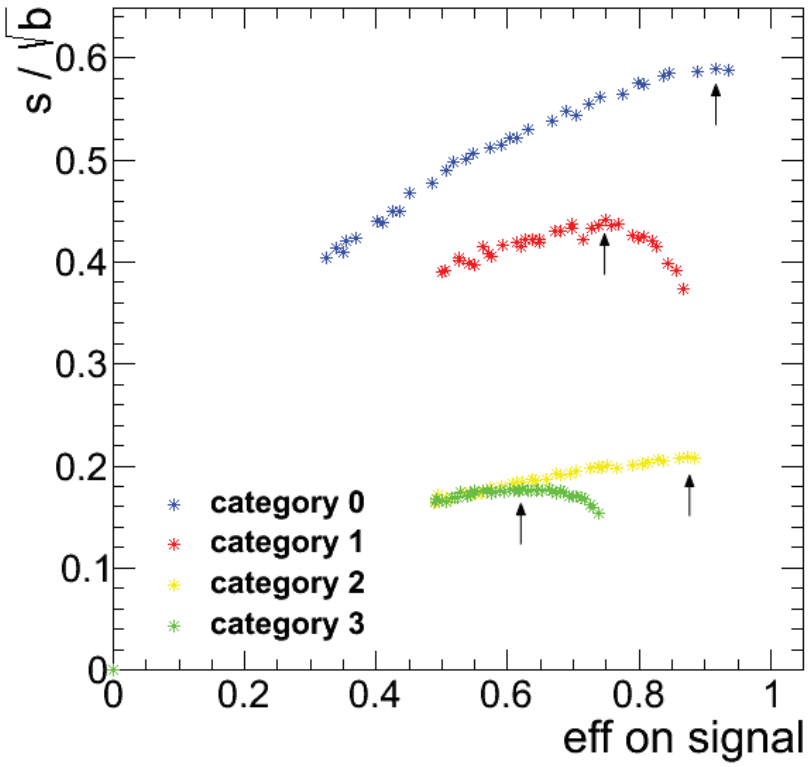


FIGURE 7.25 – Valeur de $\frac{s}{\sqrt{b}}$ en fonction de l'efficacité sur le signal pour une optimisation effectuée sur les variables CIC seules.

TABLE 7.10 – Valeur de la significance pour chaque type d'événements pour les différents type d'optimisation testées

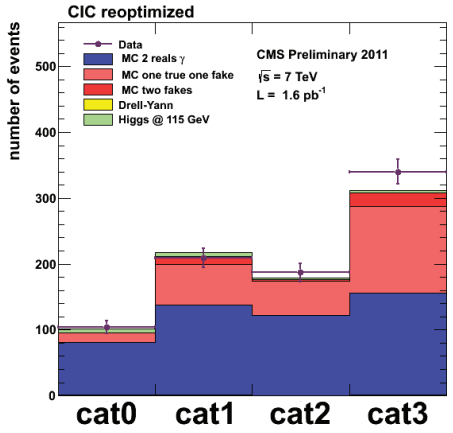
	CIC	CIC + NN	amélio-ration	CIC reoptimisé	CIC réoptimisé avec le réseau de neurone	amélio-ration
	simulation non corrigée					
catégorie 0	0.617	0.617	0%	0.630	0.634	0.6%
catégorie 1	0.455	0.479	5.95%	0.460	0.488	6.09%
catégorie 2	0.201	0.201	0%	0.214	0.218	1.87%
catégorie 3	0.131	0.138	7.90%	0.186	0.199	6.99%
	simulation corrigée					
catégorie 0	0.526	0.562	0%	0.570	0.574	0.7%
catégorie 1	0.426	0.442	4.58%	0.440	0.465	5.6%
catégorie 2	0.161	0.161	0%	0.181	0.188	3.8%
catégorie 3	0.099	0.102	3.04%	0.172	0.180	4.6%

TABLE 7.11 – Limites sur la section efficace du boson de Higgs pour les différentes coupures testées

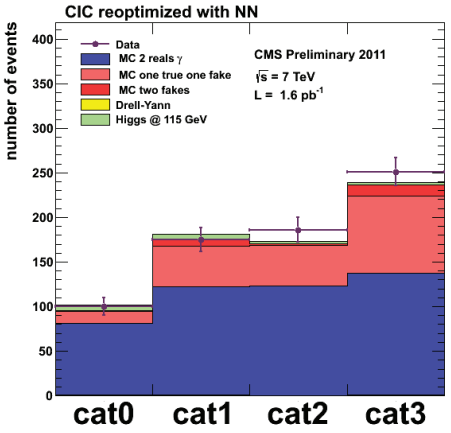
sélection	simulation non corrigée		simulation corrigée	
	$\frac{\sigma_{95\%}}{\sigma SM}$ attendu (± 0.01)	$\frac{\sigma_{95\%}}{\sigma SM}$ observé (± 0.01)	$\frac{\sigma_{95\%}}{\sigma SM}$ attendu (± 0.01)	$\frac{\sigma_{95\%}}{\sigma SM}$ observé (± 0.01)
CIC	2.54	2.35	2.78	5.02
CIC + NN	2.49	4.59	2.76	4.72
amélioration	+ 1.9 %	×	+0.7%	×
CIC réoptimisé	2.45	3.62	2.67	5.58
CIC + NN réoptimisé	2.38	3.24	2.60	4.83
amélioration	+ 2.9 %	×	+2.6%	×

7.2.3.4 Bilan

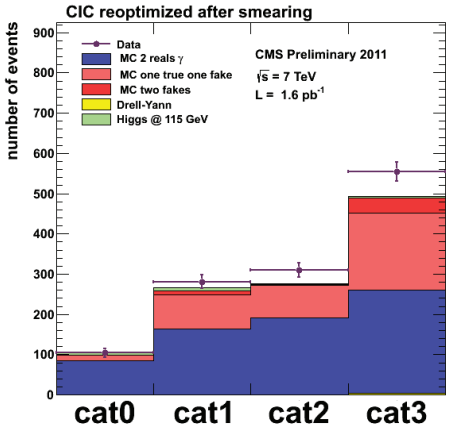
La figure 7.26 représente le nombre d'événements attendus de signal et de bruit de fond dans chaque catégorie ainsi que le nombre de données observées. Les limites sur la section efficace du boson de Higgs ont aussi été calculées à l'aide de "TLimit". On remarque dans la table 7.11 que la réoptimisation permet de gagner 2.6% même après correction de la simulation, ce qui est significativement meilleur que le résultat obtenu avec une coupure seule. On peut aussi noter un excédent de données dans les catégories 2 et 3 qui donne une limite observée plus grande que la limite attendue. Cet excédent peut être lié à une mauvaise estimation du bruit de fond dans ces catégories. Pour remédier à cela, il est possible d'estimer la quantité de bruit de fond à partir des données : c'est ce qui il sera fait dans la section suivante.



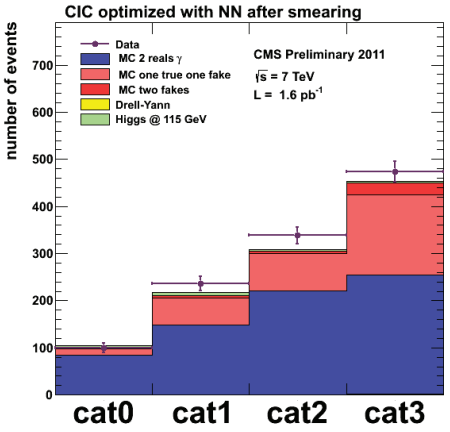
(a) CIC réoptimisé



(b) CIC réoptimisé avec NN



(c) CIC réoptimisé + simulation corrigée



(d) CIC réoptimisé avec NN+ simulation corrigée

FIGURE 7.26 – Nombre d'événements de signal et de bruit de fond attendus et données observées dans chacune des catégories pour différentes sélections

TABLE 7.12 – Résumé des méthodes utilisées pour les différentes parties de l'analyse

	analyse CMS EPS/LP	**analyse CMS hiver 2011**	**analyse développée ici**
identification du vertex primaire	classement des vertex , selon Σp_T^2 pt-asymetry, pt-balance. Contrainte si conversion.	les 3 variables dans un BDT + information de conversion (si converti)	vertex par défaut de la RECO (plus grand Σp_T^2)
correction de l'énergie	corrections de la RECO	régression	corrections de la RECO
correction de l'énergie dans les simulations.	4 catégories seulement	categories de R_9 + η + périodes de prises de donnée	4 catégories seulement
forme du signal	somme de 2 ou 3 gaussiennes	somme de 2 ou 3 gaussiennes	somme de 2 2 gaussiennes
efficacité sur le signal	à partir des données	à partir des données	à partir des simulations
forme du bruit de fond	Bernstein 2nd deg	polynôme 5nd deg	Bernstein 2nd deg
estimateur statistique	profile likelihood	profile likelihood	likelihood ratio

7.3 Analyse statistique

L'analyse statistique utilisée dans la section précédente pour comparer les différentes optimisation peut-être améliorée selon deux directions :

- plutôt que de se cantonner à utiliser une fenêtre de masse pour chaque catégorie de photons, on peut tirer partie de la forme de la distribution $M_{\gamma\gamma}$, qui est différente pour le signal (résonance) et pour le bruit de fond (sorte de décroissance amortie).
- le nombre d'événements du bruit de fond attendu doit être mesuré dans les données.

Dans cette section on ne va plus de se contenter pour chaque catégorie d'un nombre d'événements de signal et de bruit de fond attendus, mais on va aussi utiliser leurs formes paramétriques.

7.3.1 Modèle du signal

Le modèle du signal est obtenu par cet ajustement des simulations corrigées du signal par une somme de deux fonctions de Gauss. Cet ajustement se fait dans chacune des quatre catégories et pour chacun des points de masse testés. La figure 7.27 représente cet ajustement dans chacune des quatre catégories d'événements. Le nombre d'événements attendus est ici calculé en utilisant les simulations.

Ce modèle du signal est simpliste par rapport à celui de l'analyse officielle de

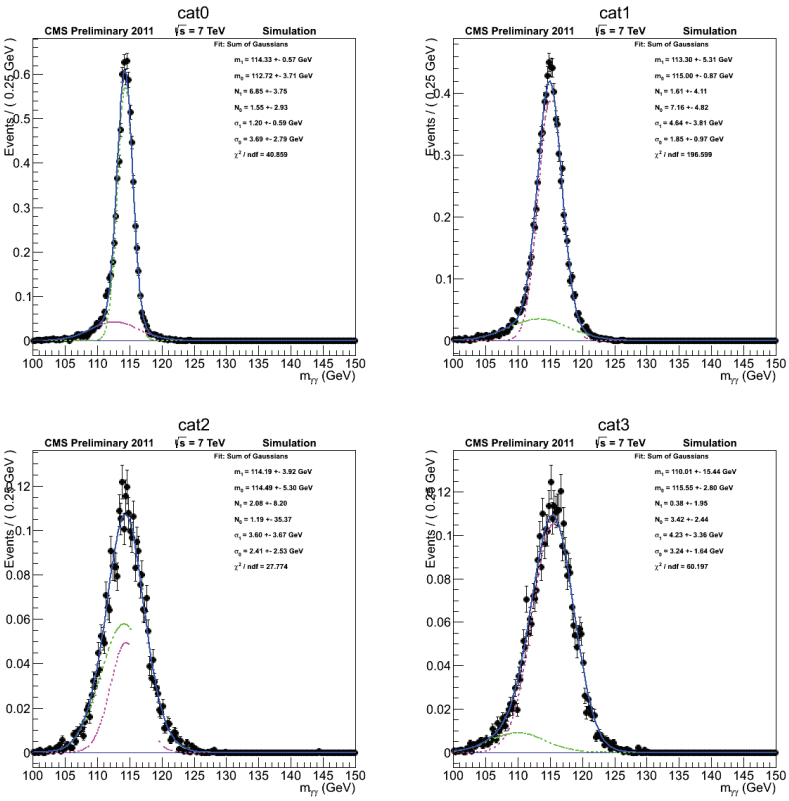


FIGURE 7.27 – Ajustement de la simulation de la désintégration du boson de Higgs d'une masse de 115 GeV en deux photons après la sélection CIC

CMS pour deux raisons :

- La première est que cette analyse utilise la somme de trois distributions de Gauss dans certaines catégories d'événements.
- La seconde et la plus importante, est l'estimation du nombre d'événements de signal attendus après la sélection. Ce nombre est en fait le nombre d'événements prédit par le Modèle Standard multiplié par l'acceptance du détecteur et par l'efficacité des coupures. Dans l'analyse de CMS, ces efficacités sont mesurées à partir des données :
  - la méthode "Tag And Probe" est utilisée avec des électrons, pour les coupures d'isolations et $\sigma_{i\eta i\eta}$
  - les photons issus de désintégrations $Z \to \mu\mu\gamma$ sont utilisés pour les efficacités de la coupure sur R_9 et de celle de rejet des électrons.

  Comme le but de l'analyse est de comparer la performance des différentes sélections et non d'exclure le boson de Higgs du Modèle Standard, c'est l'estimation à partir des simulations, plus rapide et simple à utiliser, qui a été choisie ici.

7.3.2 Modèle du bruit de fond

Le modèle de bruit de fond est obtenu par simple ajustement des données dans une large fenêtre de masse. La fenêtre choisie ici est la fenêtre de 100 à 150 GeV/c^2. Comme le nombre d'événements de signal est petit par rapport à celui du bruit de fond dans cette fenêtre (une vingtaine par rapport à 6000), on peut utiliser ce nombre de données observées dans cette fenêtre de masse comme le nombre de bruit de fond attendu. La résonance du boson de Higgs étant étroite, la présence éventuelle d'une résonance d'un boson de Higgs dans la fenêtre de masse ne biaise pas le modèle de bruit de fond, pour peu qu'on choisisse une bonne fonction d'ajustement [6]. Le choix de la fonction d'ajustement est une combinaison de polynômes de Bernstein du second degré. Ces polynômes sont X^2, $2X(1-X)^2$ et $(1-X)^2$. Ces polynômes ont été utilisés pour l'analyse officielle de CMS de l'été 2011, ils ont été privilégiés à une somme d'exponentielles car ils semblent mieux reproduire "l'allumage" de la distribution $M_{\gamma\gamma}$ dû aux coupures sur l'impulsion transverse des deux photons à 40 et 30 GeV/c. Dans l'analyse décrite ici, on utilisera donc des polynômes de Bernstein pour l'ajustement du bruit de fond.

7.3.3 Limites obtenues

Le limites sont obtenues avec l'inverseur d'hypothèse implémenté dans RooStat. Ici, les hypothèses "bruit de fond seul" et "signal + bruit de fond" sont encore testées avec un rapport de vraisemblance. Ce n'est pas ce qui est utilisé par l'analyse officielle de CMS et de manière générale par les analyses du LHC qui utilisent des profiles

6. Ceci peut être vérifié par exemple à posteriori en excluant de l'ajustement des données une fenêtre de masse de la taille de la résonance du Higgs (pour masquer la résonance éventuelle) autour de différents points de masse pour vérifier que l'ajustement est stable.

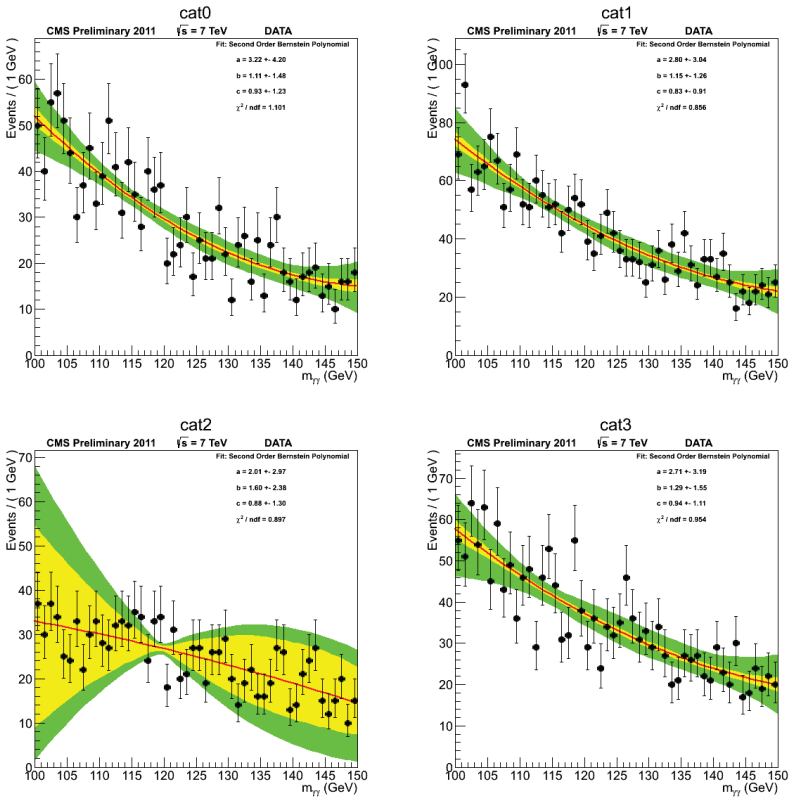


FIGURE 7.28 – Ajustement des données dans les quatre catégories d'événements par un polynôme de Bernstein

TABLE 7.13 – Limites attendues pour différents points de masse et les différentes sélections

	110 GeV/c^2	115 GeV/c^2	120 GeV/c^2	130 GeV/c^2	140 GeV/c^2
CIC	4.73	2.99	2.58	2.67	3.02
CIC + NN	4.55	2.96	2.48	2.67	3.05
amélioration	3.69%	1.11%	4.08%	0.17%	-0.92%
CIC réoptimisé	4.51	2.99	2.52	2.64	2.97
CIC + NN réoptimisé	4.41	2.93	2.43	2.55	2.97
amélioration	2.28 %	2.05 %	3.64%	3.53 %	-0.12 %

de vraisemblance (en anglais "profil likelihood"). Les figures 7.29, 7.30, 7.31 et 7.32 montrent les résultats obtenus et la table 7.14 récapitule les valeurs des limites. La réoptimisation des coupures sur le réseau de neurones améliore la limite pour toutes les masses du boson de Higgs sauf 140GeV/c^2. On remarque aussi que les limites obtenues sont inférieures à celle obtenues avec les fenêtres de masse : par exemple pour CIC à 115 GeV/c^2, la limite obtenue est 2.99 alors qu'on avait 2.78. Ce résultat est contre intuitif, car on s'attendait que le résultat utilisant la forme du signal et du bruit de fond donc plus d'informations soit meilleur. Pour expliquer cela, on peut avancer que, dans l'analyse utilisant les fenêtres de masse, le bruit de fond attendu est sous-estimé dans les catégories 2 et 3 (cf figure 7.19).

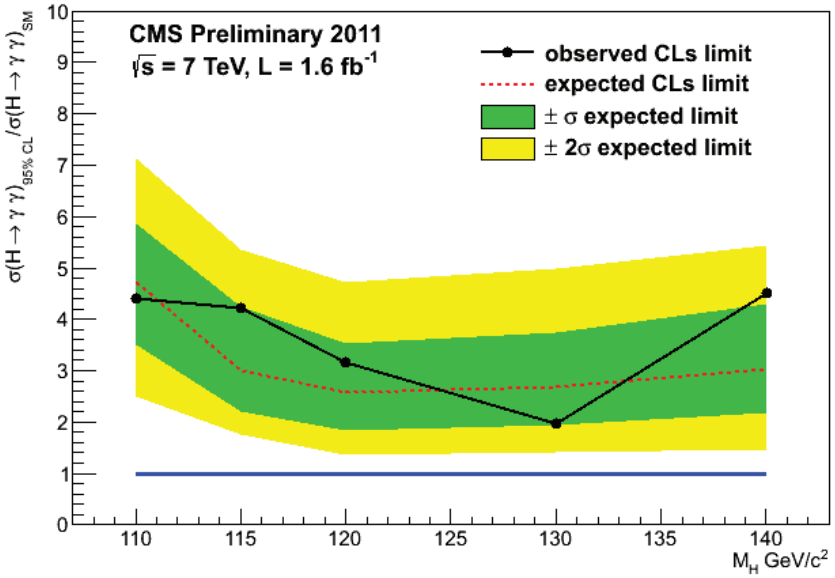


FIGURE 7.29 – Limite d'exclusion à 95% de niveau de confiance en fonction de la masse du boson de Higgs après la sélection CIC

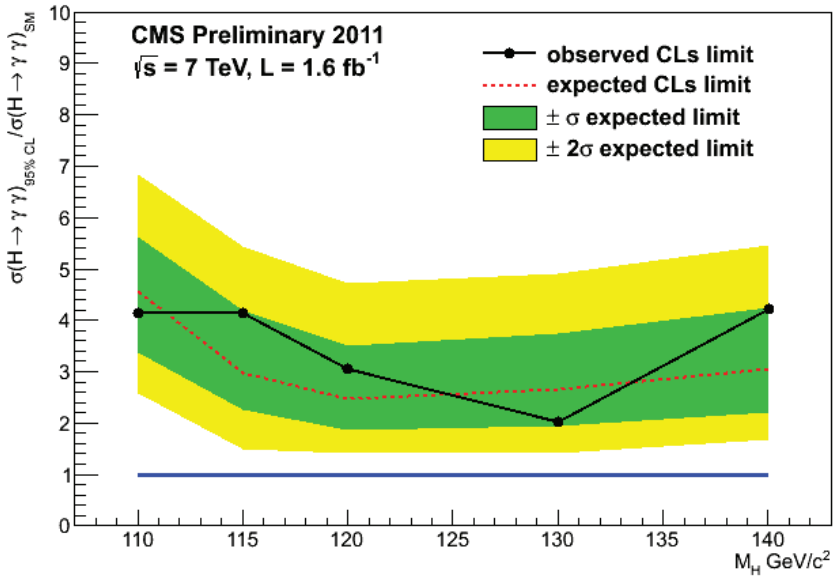


FIGURE 7.30 – Limite d'exclusion à 95% de niveau de confiance en fonction de la masse du boson de Higgs après la sélection CIC + une coupure sur le réseau de neurones.

7.3.4 Erreurs systématiques

L'erreur systématique qui apparaît en plus des erreurs de l'analyse officielle est l'erreur systématique sur l'efficacité de la coupure sur la sortie du réseau de neurones. Une façon d'évaluer cette erreur est de tester, pour chaque catégorie de photons, l'efficacité de la coupure dans les données sur des photons issus des événements $Z \to \mu\mu\gamma$ et sur ces même photons dans la simulation : la différence entre ces deux valeurs peut être prise comme la valeur de l'erreur sur efficacité de la coupure sur le réseau de neurones. La comparaison entre données et simulation de la sortie du réseau de neurones est montrée sur la figure 7.33. La différence d'efficacité, entre données et simulations pour les coupures choisies est au plus de 2%, obtenue dans la catégorie de moins bonne résolution. On peut ensuite ajouter cette erreur quadratiquement avec les autres erreurs sur l'efficacité de l'identification des photons. Il est à noter que, comme le nombre d'événements de bruit de fond est issu des données, cette erreur affecte exclusivement le nombre d'événements de signal.

La coupure sur la sortie du réseau de neurones ainsi que l'erreur systématique associée ont été ajouté dans le code de l'analyses $H \to \gamma\gamma$ de CMS. La limite obtenue en fonction de la masse pour l'ensemble des données de 2012 est montrée sur la figure 7.34. Les valeurs obtenues pour certains points de masse sont données dans la table 7.14. L'amélioration est en moyenne d'environ 2.5%.

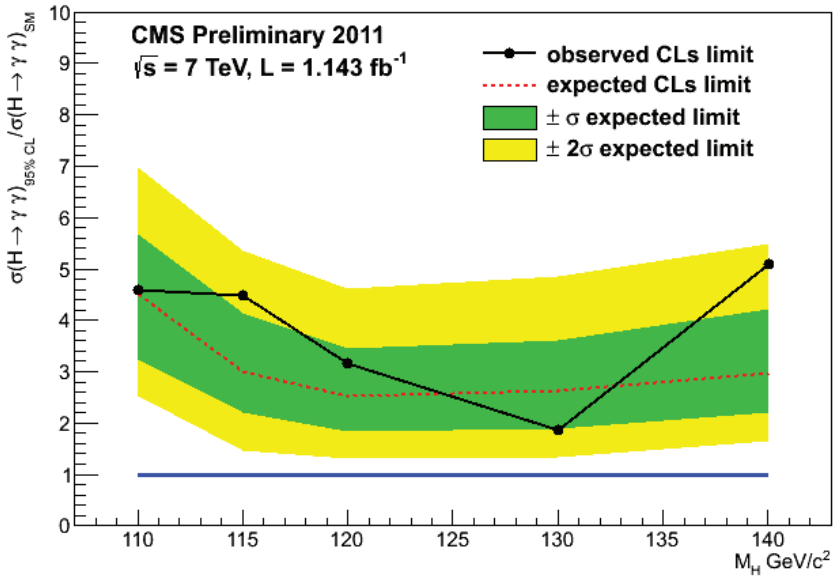


FIGURE 7.31 – Limite d'exclusion à 95% de niveau de confiance en fonction de la masse du boson de Higgs après la sélection CIC réoptimisée

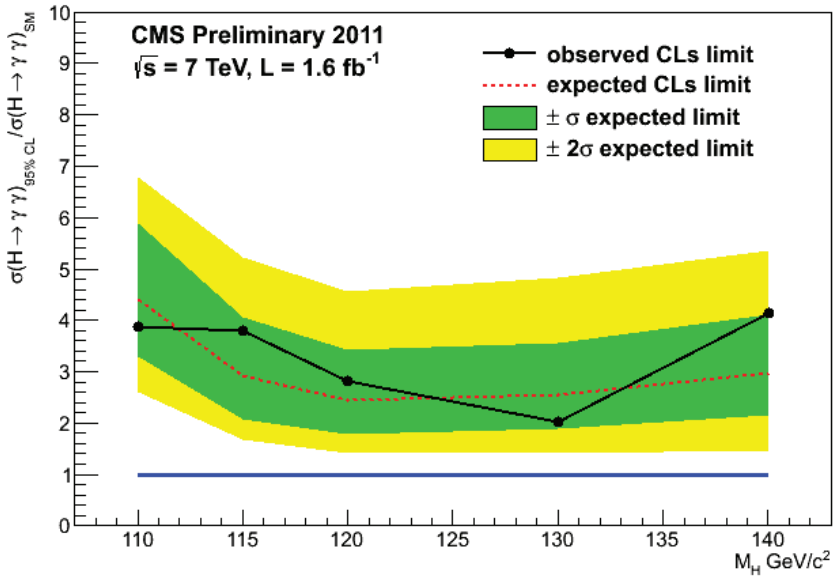


FIGURE 7.32 – Limite d'exclusion à 95% de niveau de confiance en fonction de la masse du boson de Higgs après la sélection CIC réoptimisée en utilisant la sortie du réseau de neurones.

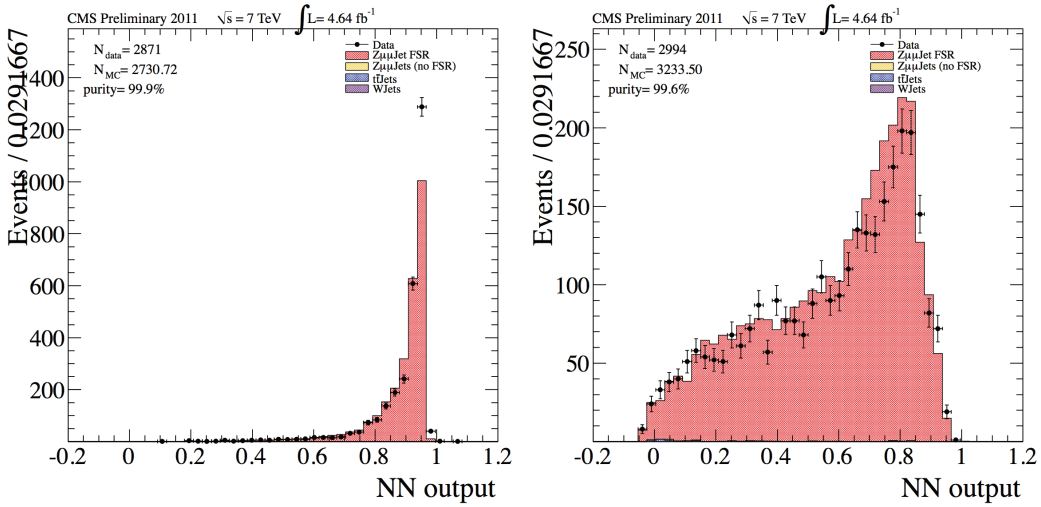


FIGURE 7.33 – Comparison entre données et simulation de la sortie du réseau de neurones pour des photons issus d'événements $Z \to \mu\mu\gamma$ dans le tonneau à gauche et les bouchons à droite

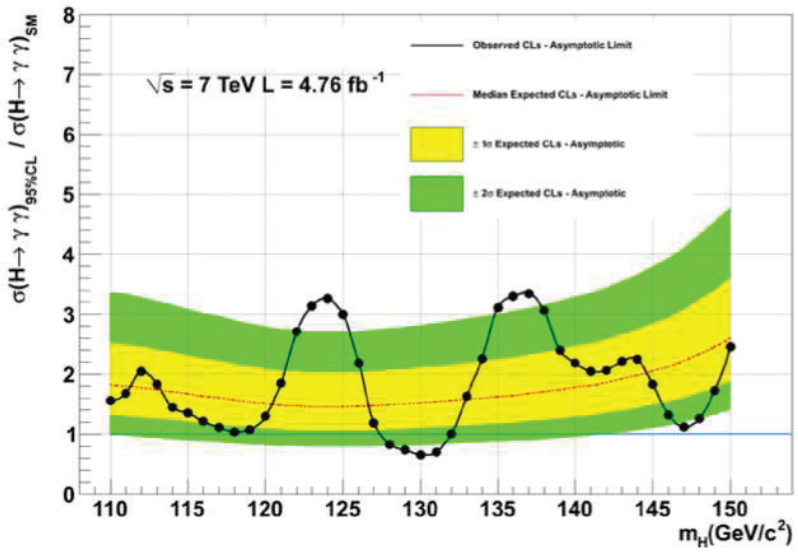


FIGURE 7.34 – Limite d'exclusion à 95% de niveau de confiance en fonction de la masse du boson de Higgs après la sélection CIC réoptimisée en utilisant la sortie du réseau de neurones. Cette limite est obtenue à l'aide du code utilisé pour l'analyse de CMS, en tenant compte des erreurs systématiques.

Conclusion :

Il est donc possible l'améliorer la limite sur la section efficace du boson de Higgs de 2 à 3 % grâce au réseau de neurones. Pour avoir des résultats encore meilleurs,

TABLE 7.14 – Limites attendues de l'analyse standard de CMS et de l'analyse réoptimisée en ajoutant une coupure sur la sortie du réseau de neurones, pour différents points de masse

	115 GeV/c^2	120 GeV/c^2	125 GeV/c^2	130 GeV/c^2
Standard	1.71	1.56	1.49	1.56
Standard réoptimisée + NN	1.61	1.51	1.46	1.52
amélioration	2.40 %	2.89 %	2.14%	2.75 %

au moins deux pistes sont possibles :

- une amélioration de l'optimisation des coupures : on peut considérer que la méthode présentée ici est assez basique et qu'une optimisation plus raffinée des coupures pourrait permettre un meilleur résultat. Cependant, la réoptimisation avec les variables CIC seules permet d'atteindre une performance meilleure que celle des coupures CIC : elle ne semble donc a priori pas si mauvaise. De plus, lors de l'optimisation des coupures, on se rend compte que la significance en fonction de l'efficacité est assez stable dans les catégories où l'amélioration par le réseau de neurone est la plus grande (cf figure 7.25 catégories 1 et 3) : cela conduit plutôt à penser qu'il n'existe pas une autre optimisation donnant des résultats bien meilleurs.
- une autre stratégie pourrait être utilisée : plutôt que de couper sur la sortie du réseau de neurones, celle-ci pourrait être utilisée dans l'analyse statistique comme une variable discriminante au même titre que $M_{\gamma\gamma}$ ou servir d'entrée à une autre analyse à plusieurs variables, telles qu'un BDT, qui sera ensuite utilisée par l'analyse statistique.

Conclusion

Le travail présenté dans cette thèse a été effectué durant la période du démarrage du LHC et les premières années de la prise de données. Une première partie du travail de thèse a donc été la participation à la compréhension des photons à l'aide des premières données enregistrées par le calorimètre électromagnétique. Ce travail a abouti à une bonne reproduction des données à l'aide des simulations du détecteur, ce qui permet d'améliorer les performances des différentes analyses utilisant les photons.

Une étude des corrections à l'énergie des photons a aussi été effectuée à l'aide des simulations. Ce travail a consisté, pour les photons convertis en une paire électron-positron, à la compréhension de l'effet des corrections appliquées au dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique, sur la résolution et l'échelle d'énergie des photons. La nécessité de développer des corrections spécifiques au dépôt d'énergie des photons a été mise en évidence. Dans les cas des photons non convertis, la comparaison entre deux approches de correction de l'énergie a été faite. Afin d'appliquer une correction adéquate à l'énergie, un travail d'optimisation de l'identification des conversions à l'aide de la forme du dépôt d'énergie a été effectué. Le résultat de ce travail est actuellement utilisé dans la reconstruction standard des photons de CMS.

Les mésons neutres (comme les π^0 et les η), qui se désintègrent en deux photons reconstruits comme un seul photon énergétique, constituent le principal bruit de fond aux photons. Pour exploiter au mieux la différence de forme de gerbe électromagnétique entre photons et mésons neutres, un réseau de neurones construit à l'aide de variables de forme du dépôt d'énergie a été étudié. Un ensemble de 7 variables de forme donnant un résultat optimal a été identifié, permettant d'obtenir 70% de réjection du bruit de fond supplémentaire par rapport à l'identification standard de CMS. Grâce à un bon accord entre données et simulations de la sortie de ce réseau de neurones et grâce à la stabilité de ces performances par rapport à l'entrainement, ce réseau de neurones est un très bon candidat pour l'identification des photons dans l'analyse des données de CMS.

Dans cette thèse, la possibilité d'utiliser la sortie du réseau de neurone pour la mesure de la section efficace $\gamma\gamma + X$ a été étudiée avec les données de 2010 (36 pb^{-1}). La plus importante source d'erreur systématique à contrôler est l'erreur sur la forme de la sortie du réseau de neurones pour le bruit de fond QCD.
L'analyse de recherche de la désintégration du boson de Higgs en deux photons nécessite aussi de sélectionner les événements di-photon avec une grande pureté. L'ajout aux coupures utilisées pour l'identification des photons, d'une coupure sur la sortie du réseau de neurones à été proposée. Plusieurs façons d'inclure cette coupure sur la sortie du réseau de neurones ont été étudiées : la méthode qui permet d'obtenir les meilleures performances est celle qui consiste à relâcher les coupures d'identification des photons afin d'accepter le plus de signal $H \to \gamma\gamma$ à quantité de bruit de fond constant, grâce au fort pouvoir discriminant du réseau de neurones.

Cette utilisation a été optimisée avec les premiers 1.143 fb^{-1} des données de 2012 et testée avec l'ensemble des données de 2012 ; elle permet d'améliorer la limite d'exclusion de la section efficace du boson de Higgs d'environ 2.5% en moyenne.

Bibliographie

[1] *An Introduction to Quantum Field Theory*. Westwiew, 195. (Cité en page 3.)

[2] *The Electromagnetic Calorimeter Technical Design Report*. CERN/LHCC 97–33, 1997. (Cité en pages 32 et 44.)

[3] ECAL 2010 performance results. Jun 2011. (Cité en pages 44 et 75.)

[4] Precision electroweak measurements on the Z resonance. *Phys.Rept.*, 427 :257–454, 2006. (Cité en pages 16, 17 et 18.)

[5] J. Stelzer J. Therhaag E. von Toerne H. Voss A. Hoecker, P. Speckmayer. Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT Users Guide. 2009. (Cité en page 108.)

[6] C. Balazs, Edmond L. Berger, Pavel M. Nadolsky, and C.-P. Yuan. Calculation of prompt diphoton production cross-sections at Tevatron and LHC energies. *Phys.Rev.*, D76 :013009, 2007. (Cité en page 125.)

[7] T. Binoth, J. P. Guillet, E. Pilon, and M. Werlen. A Full next-to-leading order study of direct photon pair production in hadronic collisions. *Eur. Phys. J.*, C16 :311–330, 2000. (Cité en page 125.)

[8] Matteo Cacciari and Gavin P. Salam. Pileup subtraction using jet areas. *Physics Letters B*, 659(1-2) :119 – 126, 2008. (Cité en page 156.)

[9] Nicolas Chanon. *Observation des photons directs dans les premières données et préparation à la recherche du boson de Higgs dans l'expérience CMS au LHC (CERN)*. PhD thesis, Université Claude Bernard Lyon-I / Ecole Doctorale de Physique et d'Astrophysique, 2010. (Cité en page 110.)

[10] Serguei Chatrchyan et al. Measurement of the Production Cross Section for Pairs of Isolated Photons in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV. 2011. (Cité en pages 134 et 136.)

[11] CMS Collaboration. Electromagnetic calorimeter calibration with 7 TeV data. CMS PAS EGM-10-003. (Cité en page 46.)

[12] CMS Collaboration. Photon reconstruction and identification at $\sqrt{s} = 7$ TeV. CMS PAS EGM-10-005. (Cité en pages 63, 64, 65 et 66.)

[13] CMS Collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC. *JINST*, 2008. (Cité en pages 32, 46 et 48.)

[14] The CMS Collaboration. CMS physics technical design report, volume II : Physics performance. CERN/LHCC 2006-021. (Cité en page 149.)

[15] The CMS Collaboration. Description and performance of the CMS track reconstruction. AN-11-172. (Cité en page 32.)

[16] The CMS Collaboration. Electromagnetic calorimeter commissioning and first results with 7 TeV data. CMS PAS EGM-10-002. (Cité en pages 61 et 63.)

[17] The CMS Collaboration. Search for a Higgs boson decaying into two photons in the CMS detector. PAS HIG-11-030. (Cité en page 151.)

[18] The CMS Collaboration. Studies of tracker material. CMS-PAS-TRK-10-003, July 2009. (Cité en page 53.)

[19] The CMS Collaboration. Combination of SM higgs searches. CMS-PAS-HIG-11-032, 2011. (Cité en page 16.)

[20] The CMS Collaboration. Search for extra dimensions in the diphoton final state with 0.9/fb of pp collisions at the large hadron collider. CMS-PAS-EXO-11-038, 2011. (Cité en pages 93 et 125.)

[21] Groupe Communication. Faq : Guide du lhc. Brochure du CERN, Février 2008. (Cité en page 23.)

[22] Fabio Cossutti. The simulation of the CMS electromagnetic calorimeter. In *CMS CR 2007/043*, 2007. (Cité en page 55.)

[23] Fabio Cossutti. Tuning and optimization of the CMS simulation software. In *CMS CR -2009/082*, 2009. (Cité en page 55.)

[24] D. del Re D. Franci, S. Rahatlou. Studies for photons and neutral pions identification in the ECAL barrel region. CMS AN-2008/075. (Cité en pages 96 et 99.)

[25] C. Seez E. Meschi, T. Monteiro and P. Vikas. Electron reconstruction in the CMS electromagnetic calorimeter. CMS Note 2001/034, June 2001. (Cité en page 49.)

[26] F. Englert and R. Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :321–323, Aug 1964. (Cité en page 3.)

[27] A.-F. Barfuss et al. Study of $z\gamma$ and $z\gamma$ production at cms with $\sqrt{s} = 7$ tev. CMS AN AN-11-251, June 2011. (Cité en page 74.)

[28] G. Arnison et Al. Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 gev/c2 at the cern sps collider. *Physics Letters B*, 126(5) :398 – 410, 1983. (Cité en page 1.)

[29] M. Anderson et al. Review of clustering algorithms and energy corrections in ecal. CMS IN -2010/008. (Cité en pages 49 et 83.)

[30] K. Nakamura et al. (Particle Data Group). 2010 Review of Particle Physics. *J. Phys. G 37*, 2010. (Cité en pages 74 et 94.)

[31] E. Butz M. Chan V. Dutta P. Everaerts G. Gomez-Ceballos M. Goncharov K. Hahn P. Harris M. Klute I. Kravchenko S. Nahn C. Paus D. Ralph M. Rudolph F. Stoeckli K. Sumorok K. Sung S. Tkaczyk R. Wolf S. Xie M. Yang M. Zanetti G. Bauer, J. Bendavid. Higgs Search in the $pp \to H \to \gamma\gamma$ channel at $\sqrt{s} = 7$ TeV. AN -2011/168. (Cité en page 158.)

[32] J. E. Gaiser. *Appendix-F Charmonium Spectroscopy from Radiative Decays of the J/Psi and Psi-Prime*. PhD thesis, 1982. (Cité en page 81.)

[33] The CMS Electromagnetic Calorimeter Group. Reconstruction of the signal amplitude of the CMS electromagnetic calorimeter. *Eur. Phys. J. C 46*, 2006. (Cité en page 44.)

[34] Raphaëlle Ichou and David d'Enterria. Sensitivity of isolated photon production at TeV hadron colliders to the gluon distribution in the proton. *Phys. Rev. D*, 82 :014015, Jul 2010. (Cité en page 94.)

[35] The Higgs in two photons working group. Search for a Higgs boson decaying into two photons in pp collisions recorded by the CMS detector at the LHC. AN-11-426, December 2011. (Cité en pages 151 et 153.)

[36] The Higgs in two photons working group. Search for a Higgs boson decaying into two photons in proton-proton collisions recorded by the CMS detector at the LHC. AN-11-129, July 2011. (Cité en pages 148, 150, 151, 154 et 155.)

[37] D. Maletic K. Karafasoulis, A. Kyriakis. Neutral pion rejection for isolated and unconverted photon candidates using cms ecal and preshower detector. CMS AN-2008/063. (Cité en page 99.)

[38] T. W. B. Kibble. Symmetry breaking in non-abelian gauge theories. *Phys. Rev.*, 155 :1554–1561, Mar 1967. (Cité en page 3.)

[39] LHC Higgs Cross Section Working Group, S. Dittmaier, C. Mariotti, G. Passarino, and R. Tanaka (Eds.). Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 1. Inclusive Observables. *CERN-2011-002*, CERN, Geneva, 2011. (Cité en pages 11 et 12.)

[40] V. Litvine. Inter-calibration of the CMS Barrel Electromagnetic Calorimeter using $\pi_0 \to \gamma gamma$ decays. In *IEEE NSS*, 2007. (Cité en page 47.)

[41] E. Locci. Photon reconstruction in CMS ECAL application to $H \to \gamma\gamma$. CMS IN 2004/007, February 2004. (Cité en page 77.)

[42] E. Locci. Energy measurement in CMS ECAL using test-beam data. CMS DN-2008/005, September 2008. (Cité en pages 76 et 78.)

[43] J. Alcaraz J. Santaolalla M. De Mattia, R. Castello. Muon momentum scale and resolution from $Z \to \mu\mu$ decays. CMS AN-2011/166, May 2011. (Cité en page 75.)

[44] N. Marinelli. Track finding and identification of converted photons. CMS IN AN-2005/038. (Cité en page 53.)

[45] D. Barney P. Bloch A. Peisert N. Zamiatin E. Zubarev R. Loos, P. Wertelaers. CMS ECAL Preshower and Endcap Engineering Design Review. Volume 2 - Preshower, 2000. (Cité en page 96.)

[46] A L Read. Modified frequentist analysis of search results (the CL_s method). (CERN-OPEN-2000-205), 2000. (Cité en page 173.)

[47] Kurt Riesselmann. Limitations of a standard model Higgs boson. 1997. (Cité en page 14.)

[48] A. Salam. *Elementary Particle Theory.* Almquist and Wiksells, Stockholm, 1968. (Cité en page 1.)

[49] V.A. Saleev. Diphoton production at Tevatron in the quasi-multi-Regge-kinematics approach. *Phys.Rev.*, D80 :114016, 2009. (Cité en page 125.)

[50] Matteo Sani. Photon efficiency measurements using tag and probe. CMS AN -2010/292. (Cité en page 130.)

[51] C. Seez. ECAL testbeam meeting. Private Communication, October 2005. (Cité en page 50.)

[52] Chris Seez Stéphane Tourneur. ECAL barrel crystal and module borders energy corrections for unconverted photons. CMS IN-2009/013, 01 2009. (Cité en pages 76 et 79.)

[53] Steven Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19 :1264–1266, Nov 1967. (Cité en page 1.)

NOM : BRUN	DATE de SOUTENANCE
Prénoms : Hugues	29 Février 2012

TITRE : La reconstruction et l'identification des photons dans l'expérience CMS au LHC. Applications à la recherche de bosons de Higgs dans le canal H $\rightarrow\gamma\gamma$

Numéro d'ordre : 22-2012

DIPLOME DE DOCT.	DOCTEUR-INGENIEUR	DOCTORAT D'ETAT	DOCTORAT DE 3e CYCLE	Spécialité : Physique des Particules
X	☐	☐	☐	

Cote B.I.U. – Lyon : T 50/210/19 / et bis | CLASSE :

RESUME : Le Modèle Standard de la physique des particules explique avec succès les données expérimentales. L'origine de la masse des bosons W et Z est expliquée à l'aide du mécanisme de Higgs qui permet de briser la symétrie de jauge de l'interaction électro-faible. Cependant ce mécanisme prédit l'existence d'une particule, appelée le boson de Higgs, qui n'a pas été observée pour l'instant. Cette particule est recherchée au LHC en particulier dans les expériences ATLAS et CMS.

Les premiers résultats utilisant les données du LHC permettent d'exclure, avec un niveau de confiance de 95%, un boson de Higgs qui aurait la section efficace du Modèle Standard entre 128 et 600 GeV/c^2 et les résultats plus anciens du LEP ont exclu un boson de Higgs plus léger que 114.4 GeV/c^2. Dans l'intervalle de masse restant, le canal de désintégration du Higgs en deux photons est le canal idéal pour la recherche du boson de Higgs car, malgré son faible rapport d'embranchement (environ quelques pour mille) et grâce à son état final clair, il permet d'obtenir une résonance de faible largeur dans le spectre de masse invariante des événements di-photons.

La manière dont un photon est reconstruit dans CMS sera d'abord décrite et la compréhension de cette reconstruction avec les premières données du LHC présentée. Du fait de la faible largeur de la résonance du boson de Higgs à basse masse, un grand intérêt doit être porté à la résolution sur l'énergie des photons. C'est pourquoi, nous étudierons les corrections apportées à cette énergie.

Ensuite, comme les pions neutres qui se désintègrent en deux photons sont le principal bruit de fond aux photons dans les données, nous verrons comment utiliser la forme du dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique de CMS à l'aide d'un réseau de neurones artificiels pour discriminer ces pions neutres des vrais photons.

La chromodynamique quantique est la source d'un large nombre d'événements di-photons qui forment la majorité du bruit de fond à la désintégration du boson de Higgs. La mesure de la section efficace de ces processus et de leur cinématique aide aussi à la compréhension du Modèle Standard. La possibilité d'utiliser le pouvoir discriminant du réseau de neurones pour mesurer le nombre d'événements diphotons dans les données, a été étudiée.

Les mésons neutres sont aussi un bruit de fond pour les photons issus de la désintégration du boson de Higgs. L'amélioration de l'identification à l'aide d'une coupure sur la variable de sortie du réseau de neurones a donc été évaluée : la conséquence de cette amélioration en termes de limite sera présentée sur le premier 1.6fb^{-1} des données de 2011 enregistrées par l'expérience CMS.

MOTS-CLES : boson de Higgs – expérience CMS, LHC, calorimètre électromagnétique – réseau de neurones - diphotons

Directeurs de recherches : Susan Gascon-Shotkin

Composition du jury : Bernard Ille – Claude Charlot – Bertrand Laforge – Florian Beaudette – Tommaso Tabarelli De Fatis – Marumi Kado

207 pages