



HAL
open science

Recherche du boson de Higgs dans le canal diphoton au LHC avec le détecteur ATLAS

Iro Koletsou

► **To cite this version:**

Iro Koletsou. Recherche du boson de Higgs dans le canal diphoton au LHC avec le détecteur ATLAS. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 2008. Français. NNT: . tel-00293103

HAL Id: tel-00293103

<https://theses.hal.science/tel-00293103>

Submitted on 3 Jul 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

Pour l'obtention du titre de
DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

Spécialité : Physique des particules

présentée

le 2 avril 2008

par

Iro Koletsou

*Recherche du boson de Higgs dans le canal diphoton au LHC avec le
detecteur ATLAS*

Soutenue devant la Commission d'examen composée de :

M.	L.	CARMINATI	
M.	L.	FAYARD	Directeur de thèse
M.	K.	JAKOBS	
Mme.	S.	ROSIER-LEES	Rapporteur
M.	C.	SEEZ	Rapporteur
M.	G.	WORMSER	

UNIVERSITÉ PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

Pour l'obtention du titre de
DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

Spécialité : Physique des particules

présentée

le 2 avril 2008

par

Iro Koletsou

*Recherche du boson de Higgs dans le canal diphoton au LHC avec le
detecteur ATLAS*

Soutenue devant la Commission d'examen composée de :

M.	L.	CARMINATI	
M.	L.	FAYARD	Directeur de thèse
M.	K.	JAKOBS	
Mme.	S.	ROSIER-LEES	Rapporteur
M.	C.	SEEZ	Rapporteur
M.	G.	WORMSER	

Table des matières

1	Eléments de théorie et phénoménologie	3
1.1	Le Modèle Standard et le boson de Higgs	3
1.1.1	Particules élémentaires	3
1.1.1.1	Les fermions	3
1.1.1.2	Les bosons	4
1.1.2	Théorie des champs et invariance de jauge	5
1.1.2.1	QED	5
1.1.2.2	QCD	6
1.1.2.3	Interaction faible	7
1.1.2.4	Interaction électrofaible	8
1.1.2.5	Brisure spontanée de la symétrie	11
1.2	Limites sur la masse du boson de Higgs	17
1.2.1	Limites théoriques	17
1.2.1.1	Unitarité	17
1.2.1.2	Trivialité	18
1.2.1.3	Stabilité du vide	18
1.2.2	Limites expérimentales	19
1.3	Recherche du boson de Higgs au LHC	21
1.3.1	Modes de production	21
1.3.2	Modes de désintégration	21
2	Le détecteur ATLAS	31
2.1	LHC	31
2.2	Description du détecteur ATLAS	32
2.2.1	Détecteur interne	33
2.2.1.1	Détecteur à pixels	33
2.2.1.2	Détecteur à micropistes de semi-conducteurs	34
2.2.1.3	Détecteur à rayonnement de transition	35
2.2.1.4	Reconstruction du vertex du boson de Higgs avec le détecteur interne	36
2.2.2	Système de calorimétrie	38
2.2.2.1	Pré-échantillonneur	38
2.2.2.2	Calorimètre électromagnétique	39
2.2.2.3	Calorimètre hadronique	39
2.2.3	Spectromètre à muons	41
2.2.4	Système de déclenchement (<i>trigger</i>)	44
2.2.4.1	Système de déclenchement pour les photons	44
2.3	Simulation et reconstruction des données Monte-Carlo d'ATLAS	46

2.4	Différentes descriptions du détecteur utilisées dans l'analyse	46
3	Le calorimètre électromagnétique	55
3.1	Description du calorimètre	55
3.2	Comparaison des calorimètres d'ATLAS et CMS	57
3.3	Reconstruction de la direction des photons en utilisant le premier et le deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique	60
3.4	Reconstruction de la direction des photons en utilisant le temps des photons, calculé par le calorimètre électromagnétique.	72
4	Résultats d'analyse avant la génération des données CSC	79
4.1	Introduction	79
4.2	Comparaison avec CMS	81
4.3	Détermination du vertex primaire	84
5	Analyse des données CSC	93
5.1	Les <i>objets photons</i> et les <i>objets électrons</i>	93
5.2	Identification des photons	93
5.2.1	Coupages d'identification des photons utilisant le calorimètre électroma- gnétique	96
5.2.2	Coupages d'identification des photons utilisant le détecteur interne	100
5.2.3	Efficacité de sélection	101
5.2.4	Rejection des jets	102
5.2.5	Rejection supplémentaire possible dans le cas des conversions	106
5.2.6	Coupages d'analyse	107
5.3	Algorithmes utilisés pour le traitement des données CSC et dans le cadre de cette thèse	107
5.4	Optimisation du trigger	110
5.5	Signal	111
5.5.1	Sections efficaces de production	111
5.5.2	Rapports de branchement	113
5.5.3	Efficacité des différentes étapes du trigger	113
5.5.4	Détermination du z du vertex	118
5.5.5	Résolution en masse	121
5.5.5.1	Effet du trigger et de l'isolation sur la résolution en masse	121
5.5.5.2	Effet de la précision sur z_{vertex} sur la résolution en masse	122
5.5.5.3	Effet des conversions sur la résolution en masse	123
5.5.5.4	Résolution de la masse invariante correspondant à une géométrie idéale	126
5.5.5.5	Comparaison avec les analyses précédentes	127
5.6	Bruit de fond	128
5.6.1	Sections efficaces des processus du bruit de fond	128
5.6.2	Bruit de fond après les coupures d'analyse	129
5.7	Potentiel de découverte	132
5.7.1	Effet <i>look-elsewhere</i>	132
5.7.2	Estimation de la signification statistique	136
A	Effet de la translation en z du calorimètre électromagnétique sur le pointing	149

Introduction

Un important effort des physiciens pendant ces dernières années a comme but la compréhension du mécanisme responsable de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible qui donne un terme de masse aux particules. Un tel mécanisme est nécessaire pour que le Modèle Standard, un modèle qui a jusqu'à présent prédit de façon très précise les observables expérimentales, soit complet et cohérent. Une solution très vraisemblable à ce problème est le mécanisme de Higgs qui prédit l'existence d'un (où plusieurs, si on se place dans le cadre de la supersymétrie) boson scalaire, dit le boson de Higgs. La découverte donc de cette particule confirmera ce mécanisme et nous permettra de comprendre la brisure spontanée de la symétrie électrofaible.

La recherche du boson de Higgs à l'accélérateur LEP au CERN et Tevatron au Fermilab ont permis de mettre des limites sur sa masse. On sait aujourd'hui que la masse du boson de Higgs doit être entre 114.4 et 182 GeV/ c^2 . Afin de réussir à observer cette particule, le collisionneur proton-proton LHC (Large Hadron Collider), beaucoup plus puissant en énergie dans le centre de masse et de luminosité, fonctionnera à partir de cette année. Son énergie dans le centre de masse de 14 TeV et sa luminosité nominale de $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ permettront sans doute de découvrir le boson de Higgs, si il existe.

Dans cette environnement très riche en bruit de fond QCD, le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ semble être particulièrement prometteur, malgré son faible rapport de branchement de 0.002. Ses performances seront très satisfaisantes si on arrive à avoir une très bonne résolution en masse invariante diphoton et une réjection importante du bruit de fond. Le but de cette thèse est la description de l'analyse et les performances attendues de ce canal avec le détecteur ATLAS.

Un premier rapport très complet a été fait en 1999 avec le TDR (Technical Design Report) de l'expérience ATLAS. Depuis, beaucoup de progrès a eu lieu, en ce qui concerne la description du détecteur et l'analyse. Un nouveau rapport est donc en préparation. Dans ce but on utilisera une production de données tenant compte de la géométrie actuelle du détecteur, nommées CSC (Computing System Commissioning). Dans cette thèse on décrira aussi l'état de lieux de *l'effort CSC* en ce qui concerne le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$. Dans le premier chapitre on présentera une vue d'ensemble du Modèle Standard. On décrira le cadre où on se placera tout le long de cette thèse et on expliquera l'importance de comprendre la brisure spontanée de la symétrie électrofaible. On détaillera les limites sur la masse du boson de Higgs.

Dans le deuxième chapitre on décrira le collisionneur LHC et le détecteur ATLAS. On expliquera également les principes de fonctionnement du système de déclenchement qui est très important pour les expériences du LHC, à cause du taux très élevé de collisions et de particules arrivant aux différents détecteurs.

Le troisième chapitre se concentrera sur le calorimètre électromagnétique, particulièrement utile à ce canal. On discutera particulièrement de la reconstruction de la direction des photons et de l'effet d'une géométrie désalignée du détecteur. Une brève comparaison avec le calorimètre électromagnétique du détecteur CMS sera présentée. Des résultats d'analyse obtenus avant *l'effort CSC* seront présentés dans le chapitre 4. On effectuera une comparaison entre les analyses de ce canal effectuées par ATLAS et CMS. Ensuite on décrira une méthode qui peut améliorer

la résolution en z du vertex de l'interaction, donc la résolution en masse di-photon.

Dans le chapitre 5 on se placera dans le cadre des données CSC et on décrira toutes les étapes de l'analyse. On discutera des coupures d'identification des photons, de la réjection du bruit de fond de jets, ainsi que des effets du système de déclenchement. On présentera les sections efficaces de production du boson de Higgs et du bruit de fond et le rapport de branchement di-photon. Les résolutions en z du vertex de l'interaction et en masse di-photon seront discutées en détail. Finalement, on évaluera le potentiel de découverte du boson de Higgs.

Chapitre 1

Eléments de théorie et phénoménologie

1.1 Le Modèle Standard et le boson de Higgs

La physique des particules est le cadre dans lequel évolue l'effort des physiciens pour comprendre les composants de la matière ainsi que leur interactions. Plusieurs théories ont été développées, dont le Modèle Standard [2]- [8] qui est la théorie la plus complète et qui est presque entièrement confirmée expérimentalement (pour une description historique détaillée du Modèle Standard voir [9]). Le seul composant de cette théorie qui n'est pas encore observé est le boson de Higgs [10], [11]. Cette particule a un rôle très important dans le Modèle Standard, car son interaction avec les particules leur donne un terme de masse qui autrement serait interdit par la théorie. La découverte du boson de Higgs est donc très importante pour confirmer un modèle qui jusqu'à présent a toujours prédit les résultats expérimentaux avec une grande précision (à quelques exceptions près : $g-2$ du muon et surtout la masse des neutrinos). (Pour des revues sur le boson de Higgs voir [14]- [18])

1.1.1 Particules élémentaires

On sait aujourd'hui que la nature peut être décrite avec un nombre assez limité de particules élémentaires, qui se séparent en deux catégories : les fermions, qui sont les constituants de la matière, et les bosons, qui sont (à l'exception du boson de Higgs) les "porteurs" des interactions entre les particules. Les fermions ont un spin demi-entier et obéissent à la statistique de Fermi-Dirac. Cela implique que deux fermions ne peuvent pas se trouver dans le même état, ce qui permet la formation de structures. Les bosons ont un spin entier et obéissent à la statistique de Bose-Einstein.

1.1.1.1 Les fermions

Les fermions sont partagés en trois familles, chacune contenant deux leptons et deux quarks. Ce qui diffère ces trois familles entre elles est essentiellement la masse des particules qu'elles contiennent et qui croît, en allant de la première à la troisième famille. La grande différence de masse entre familles ne peut pas être expliquée dans le cadre du Modèle Standard.

Les leptons ont une charge entière et peuvent exister à l'état libre. Les quarks ont une charge fractionnaire et ne peuvent pas exister à l'état libre. Ils forment des structures de charge entière, les hadrons. Les hadrons peuvent être soit un état lié d'un quark et un antiquark, ils sont alors appelés mésons, soit de trois quarks, ils sont alors appelés baryons. Dans le cadre du Modèle Standard, les neutrinos ont une masse nulle. Pourtant, des expériences ont prouvé que les neutrinos ont une masse très faible mais supérieure à zéro.

		particule	charge	masse
1ère famille	leptons	e	-1	0.511 MeV
		ν_e	0	< 2 eV
	quarks	u	+2/3	1.5 - 3 MeV
		d	-1/3	3 - 7 MeV
2ème famille	leptons	μ	-1	106 MeV
		ν_μ	0	<0.19 MeV
	quarks	s	-1/3	70 - 120 MeV
		c	+2/3	1.16 - 1.34 GeV
3ème famille	leptons	τ	-1	1.78 GeV
		ν_τ	0	<18.2 MeV
	quarks	b	-1/3	4.13 - 4.27 GeV
		t	+2/3	169.8 - 175.2 GeV

TAB. 1.1 – Les fermions

1.1.1.2 Les bosons

Pour chaque type d'interaction entre les particules existe au moins un boson, une particule de spin entier, qui a le rôle de porter l'interaction entre particules interagissantes. Plus simplement, deux particules interagissent en échangeant un boson porteur de l'interaction. Quatre types d'interaction existent :

– *l'interaction forte*

qui agit entre les quarks et est responsable de leur confinement à l'intérieur des hadrons. Elle est portée par huit gluons qui portent un nombre quantique lié à l'interaction forte, la couleur. Cette interaction a la particularité d'augmenter avec la distance, ce qui explique le fait que les quarks ne peuvent pas exister à l'état libre mais doivent s'hadroniser.

– *l'interaction électromagnétique*

qui se produit entre des particules chargées électriquement et est transmise par les photons. Elle produit une force attractive entre des particules de charge opposée et répulsive entre deux particules de charge identique.

– *l'interaction faible*

qui est responsable de la radioactivité β aux basses énergies et intervient aussi (d'une façon plus forte) aux énergies des collisionneurs. Elle est transmise par trois bosons : W^+ , W^- , Z^0 de grande masse qui ont été découverts au CERN dans les années 1980 [19]- [22].

– *l'interaction gravitationnelle* qui est portée par le graviton. Elle n'est pourtant pas incluse dans le Modèle Standard et le graviton n'a pas été mis en évidence, elle ne sera pas donc décrite dans le cadre de cette thèse.

interaction	boson médiateur	charge	masse
forte	gluon(*8)	0	0
électromagnétique	γ	0	0
faible	Z^0	0	91.1876±0.0021 GeV
	W^+	1	80.403±0.029 GeV
	W^-	-1	80.403±0.029 GeV
gravitationnelle	graviton	0	0

TAB. 1.2 – Les bosons [34]

1.1.2 Théorie des champs et invariance de jauge

Dans le cadre de la physique des particules, chaque particule est décrite par un champ complexe et les interactions entre elles sont dictées par des principes de symétrie du Lagrangien. Chaque symétrie signifie également la conservation d'une quantité physique, comme le théorème de Noether le décrit : la loi de conservation d'une quantité physique correspond à une invariance du Lagrangien sous une opération de symétrie (par exemple l'invariance par translation dans l'espace-temps est liée à la conservation de l'énergie-impulsion). Un cas particulier très important est le cas des transformations de phase locales ou transformations de jauge qui est à la base du Modèle Standard. Dans ce cas la physique est invariante sous des transformations de phase locales (c'est à dire dépendantes de la position). On va les étudier ci dessous. [1]

1.1.2.1 QED

On va étudier les symétries du Lagrangien de Dirac qui correspond à un électron libre.

$$L_e(x) = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_e)\psi(x) \quad (1.1)$$

Cette transformation est dictée par le groupe de symétrie $U(1)_{em}$. On voit facilement que ce Lagrangien est invariant sous une transformation de phase ou globale :

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha}\psi(x) \quad (1.2)$$

$$\text{car } \partial_\mu\psi \rightarrow e^{i\alpha}\partial_\mu\psi \text{ et } \bar{\psi} \rightarrow e^{-i\alpha}\bar{\psi}$$

On voit par contre que le Lagrangien n'est pas invariant sous une transformation de jauge (où α dépend de x) :

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi(x) \quad (1.3)$$

Si on exige une telle invariance, on doit introduire une dérivée partielle modifiée, appelée dérivée covariante, qui se transformera ainsi :

$$D_\mu\psi \rightarrow e^{i\alpha(x)}D_\mu\psi \quad (1.4)$$

et qui peut être construite avec l'utilisation d'un champ vectoriel A_μ (appelé champ de jauge) qui se transforme ainsi

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha \quad (1.5)$$

Cette nouvelle dérivée est : $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$ et le nouveau Lagrangien

$$L_e(x) = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu D_\mu - m_e)\psi(x) \quad (1.6)$$

est invariant sous une transformation de jauge.

On a alors vu qu'en demandant une invariance de jauge on est forcé d'introduire un champ vecteur A_μ , appelé *champ de jauge*, qui couple avec la particule de Dirac de la même façon qu'un photon. On en déduit que la symétrie de ce Lagrangien sous une transformation de jauge dicte l'interaction électromagnétique et l'existence du photon, qui doit être de masse nulle, car un terme de masse

$$\frac{1}{2}m_\gamma^2 A_\mu A^\mu \quad (1.7)$$

ajouté au Lagrangien briserait cette symétrie.

Pour obtenir le Lagrangien complet de QED, on doit ajouter un terme dynamique pour le photon

$$-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.8)$$

avec

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu(x) - \partial_\nu A_\mu(x) \quad (1.9)$$

1.1.2.2 QCD

De façon similaire, on peut décrire l'interaction forte. Ici on utilisera le groupe SU(3) des transformations de phase des champs de couleur des gluons. Le Lagrangien d'un quark libre est

$$L_0 = \bar{q}_j(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q_j \quad (1.10)$$

où q_1, q_2, q_3 sont les trois champs de couleur. Pour simplifier, on décrira ce qui se passe pour une seule saveur.

On veut que ce Lagrangien soit invariant sous la transformation :

$$q(x) \rightarrow Uq(x) \equiv e^{i\alpha_a(x)T_a}q(x) \quad (1.11)$$

où $U \in \text{SU}(3)$. Les huit matrices $\frac{\lambda}{2}$ (où λ sont les matrices de Gell-Mann) sont le choix conventionnel des matrices T_a . On considère la transformation de jauge SU(3) infinitésimale :

$$q(x) \rightarrow [1 + i\alpha_a(x)T_a]q(x) \quad (1.12)$$

et on a : $\partial_\mu q \rightarrow (1 + i\alpha_a T_a)\partial_\mu q + iT_a q \partial_\mu \alpha_a$.

On obtient un Lagrangien invariant sous une telle transformation, si on remplace la dérivée standard par la dérivée covariante

$$D_\mu = \partial_\mu + igT_a G_\mu^a \quad (1.13)$$

où G_μ^a sont huit champs de jauge qui se transforment ainsi (pour une transformation infinitésimale)

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^a - \frac{1}{g}\partial_\mu \alpha_a - f_{abc}\alpha_b G_\mu^c \quad (1.14)$$

En ajoutant un terme cinétique pour chacun des champs G_μ^a , on obtient le Lagrangien de QCD final

$$L = \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q - g(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)G_\mu^a - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (1.15)$$

Encore une fois, exiger l'invariance du Lagrangien sous une transformation de phase de couleur locale appliquée aux champs des quarks a conduit à la description d'une interaction : celle des quarks colorés q et des gluons vecteurs G_μ^a , avec une constante de couplage g . Comme pour le photon, les gluons n'ont pas de masse.

1.1.2.3 Interaction faible

Il existe un autre type d'interaction, plus faible que les interactions forte et électromagnétique, si on considère le temps de vie du pion. Cette particule, qui ne peut pas se désintégrer par interaction forte ou électromagnétique, se désintègre ainsi :

$$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \quad (1.16)$$

avec $\tau = 2.6 \times 10^{-8}$ sec. Ce temps de vie est bien supérieur au temps typique d'une désintégration forte (10^{-23} sec) ou électromagnétique (10^{-16} sec). Le temps de vie est inversement relié à la force de couplage de ces interactions, cette troisième interaction est donc plusieurs ordres de grandeur plus faible et est observable à basse énergie quand les deux autres interactions sont interdites.

Courants chargés De nombreuses expériences ont montré qu'il y a trois doublets de leptons, chacun portant un nombre quantique qui doit être conservé pendant une interaction faible (en négligeant les effets dus aux oscillations de neutrinos!).

$L_e = 1$	$L_\mu = 1$	$L_\tau = 1$
ν_e	ν_μ	ν_τ
e^-	μ^-	τ^-

TAB. 1.3 – Trois doublets de leptons

Les interactions faibles ont été observées dans le cadre de la radioactivité bêta et Fermi a essayé de les décrire pour la première fois dans ce contexte. Inspiré par la structure d'une interaction électromagnétique, où l'amplitude s'écrit dans le cas de la diffusion e p :

$$\mathcal{M} = (\bar{u}_p \gamma^\mu u_p) \left(\frac{-e^2}{q^2} \right) (\bar{u}_e \gamma_\mu u_e) \quad (1.17)$$

il a proposé que l'amplitude d'une désintégration bêta du muon $\mu^- \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu$ soit :

$$\mathcal{M} = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_{\nu_\mu} \gamma^\mu \nu_\mu) (\bar{u}_e \gamma_\mu \nu_{\bar{e}}) \quad (1.18)$$

où G, la constante du couplage, doit être déterminée par l'expérience. A partir de cette formule on peut faire deux remarques :

- l'absence de propagateur, en comparaison avec l'interaction électromagnétique, qui peut être interprétée comme la médiation de l'interaction par un boson vecteur chargé massif, W^\pm
- le changement de charge dans la structure de l'interaction : on va appeler ce type d'interactions "courant faible chargé"

Cette observation a été suivie par une série d'expériences de désintégration bêta, qui ont vérifié cette proposition, avec seulement un changement : γ^μ a dû être remplacé par $\gamma^\mu(1 - \gamma^5)$, ce qui implique dans chaque interaction seulement des neutrinos de chiralité gauche (ou des antineutrinos de chiralité droite) et viole la conservation de parité. On dit que les courants chargés ont une structure V-A (vector - axial vector).

Courants neutres De nombreuses années plus tard des courants faibles neutres ont aussi été mis en évidence. Un exemple d'une telle interaction est la diffusion neutrino-quark.

$$\mathcal{M} = \frac{G_N}{\sqrt{2}} [\bar{u}_\nu \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_\nu] [\bar{u}_q \gamma_\mu (c_V^q - c_A^q \gamma^5) u_q] \quad (1.19)$$

Les courants neutres n'ont pas toujours la structure V-A pure des courants chargés.

1.1.2.4 Interaction électrofaible

La description précédente des courants chargés et courants neutres n'est pas satisfaisante : on veut former un groupe de symétrie qui décrit l'ensemble des interactions faibles. Si on commence par les courants chargés, on a vu qu'on peut introduire trois doublets de leptons :

$$\chi_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

et, puisqu'au cours de l'interaction on a une augmentation et une diminution de charge, les opérateurs "step-up" et "step-down" $\tau_\pm = \frac{1}{2}(\tau_1 \pm \tau_2)$, où les τ sont les matrices de Pauli :

$$\tau_+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \tau_- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

et maintenant les courant chargés s'écrivent ainsi :

$$J_\mu^+(x) = \bar{\chi}_L \gamma_\mu \tau_+ \chi_L \quad (1.22)$$

$$J_\mu^-(x) = \bar{\chi}_L \gamma_\mu \tau_- \chi_L \quad (1.23)$$

Si on considère que cette structure décrit chaque interaction faible, on doit introduire un troisième opérateur τ_3 et écrire un courant neutre de la même façon :

$$J_\mu^3(x) = \frac{1}{2} \bar{\chi}_L \gamma_\mu \tau_3 \chi_L \quad (1.24)$$

Nous avons défini un triplet d'isospin. Les charges qui correspondent à ces courants

$$T^i = \int J_0^i(x) d^3x \quad (1.25)$$

gènèrent une algèbre $SU(2)_L$, $[T^i, T^j] = i\epsilon_{ijk} T^k$, où l'indice L représente la caractéristique des courants faibles d'isospin d'impliquer seulement des leptons de chiralité gauche. On voit immédiatement que cette théorie ne suffit pas pour expliquer les données expérimentales, car les courant neutres qui ont été observés ont un composantes droites également. Encore une fois, on va s'inspirer des interactions électromagnétiques. Comme on a vu précédemment, le courant électromagnétique s'écrit :

$$j_\mu = e j_\mu^{em} = e \bar{\psi} \gamma_\mu Q \psi \quad (1.26)$$

où Q est le générateur du groupe de symétrie $U(1)_{em}$ et est égal à -1 pour l'électron. On va essayer de combiner le courant neutre observé J_μ^{NC} et le courant électromagnétique j_μ^{em} , qui ont tous les deux des composantes droites, pour former deux combinaisons orthogonales : une qui

n'aura pas de composante droite et correspondra au courant faible d'isospin J_μ^3 et une qui restera intacte sous une transformation $SU(2)_L$. On nommera ce dernier le courant faible d'hypercharge

$$j_\mu^Y = \bar{\psi} \gamma_\mu Y \psi \quad (1.27)$$

où l'hypercharge Y , qui genère le groupe de symétrie $U(1)_Y$ est définie par l'équation

$$Q = T^3 + \frac{Y}{2} \quad (1.28)$$

on a :

$$j_\mu^{em} = J_\mu^e + \frac{1}{2} j_\mu^Y \quad (1.29)$$

Le groupe de symétrie $SU(2)_L$ incorpore l'interaction électromagnétique à l'interaction faible et l'interaction qui en résulte s'appellera "interaction électrofaible". Les groupes de symétrie $SU(2)$ et $U(1)$ dictent l'apparition d'un isotriplet de vecteurs W_μ^i qui couple au courant d'isospin faible J_μ^i (constante de couplage g) et un vecteur B_μ qui couple au courant faible d'hypercharge (constante de couplage $g'/2$, conventionnellement). Le terme électrofaible est donc :

$$-ig(J^i)^\mu W_\mu^i - i\frac{g'}{2}(j^Y)^\mu B_\mu \quad (1.30)$$

et est décrit par le groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. La transformation $SU(2) \times U(1)$ d'un composant gauche et d'un composant droit de ψ est :

$$\chi_L \rightarrow e^{i\alpha(x) \cdot T + i\beta(x) Y} \chi_L \quad (1.31)$$

$$\psi_R \rightarrow e^{i\beta(x) Y} \psi_R \quad (1.32)$$

Les fermions gauches forment des doublets d'isospin χ_L et les fermions droits sont des singlets d'isospin ψ_R . Par exemple, pour l'électron on a :

$$\chi_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

avec $T=\frac{1}{2}$, $Y=-1$, et $\psi_R = e_R^-$ avec $T=0$, $Y=-2$ et de même pour le muon et le tau. Pour les quarks de la première famille, d'un autre côté, on a :

$$\chi_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad (1.34)$$

et $\psi_R = u_R$ ou d_R , de même pour les autres familles de quarks.

Les champs W_μ^3 et B_μ sont neutres et les champs

$$W_\mu^\pm = \sqrt{\frac{1}{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (1.35)$$

décrivent des bosons vecteur chargés et massifs, comme on en a besoin pour décrire la médiation des courants chargés.

Cette interaction doit pouvoir décrire l'interaction électromagnétique, on doit donc trouver des combinaison orthogonales :

$$A_\mu = B_\mu \cos\theta_W + W_\mu^3 \sin\theta_W \quad (1.36)$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin\theta_W + W_\mu^3 \cos\theta_W \quad (1.37)$$

où A_μ sera un champ sans charge et masse et donc Z_μ un champ massive. Maintenant le courant neutre peut s'écrire :

$$-igJ_\mu^3(W^3)^\mu - i\frac{g'}{2}j_\mu^Y B^\mu = -i(g\sin\theta_W J_\mu^3 + g'\cos\theta_W \frac{j_\mu^Y}{2})A^\mu - i(g\cos\theta_W J_\mu^3 + g'\sin\theta_W \frac{j_\mu^Y}{2})Z^\mu \quad (1.38)$$

et puisque le premier terme décrit l'interaction électromagnétique, on doit avoir :

$$g\sin\theta_W = g'\cos\theta_W = e \quad (1.39)$$

On a réussi à générer les bosons de jauge de l'interaction faible, en l'unifiant avec l'interaction électromagnétique, on a alors les trois bosons massifs qui correspondent aux courants chargés et neutres observés. Le problème qui se pose est comment appliquer des symétries de jauge à des interactions qui sont médies par des bosons massifs. Le terme de masse $M^2 W_\mu W^\mu$ briserait cette invariance. On va voir que ce problème a été résolu avec le mécanisme de Higgs, qui décrit la naissance d'une masse à partir de la brisure spontanée de la symétrie.

1.1.2.5 Brisure spontanée de la symétrie

Considérons un Lagrangien qui possède une symétrie U(1) et qui décrit un champ scalaire $\phi = (\phi_1 + i\phi_2)/\sqrt{2}$:

$$L = (\partial_\mu \phi)^* (\partial^\mu \phi) - \mu^2 \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2 = (\partial_\mu \phi)^* (\partial^\mu \phi) - V(\phi) \quad (1.40)$$

Considerons le cas où $\lambda > 0$ et $\mu^2 < 0$ et on voit qu'on a un potentiel $V(\phi)$ qui ne se minimise pas à 0 mais pour $\phi_1^2 + \phi_2^2 = v^2$, où

$$v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \quad (1.41)$$

Cela correspond à un cercle de minima du potentiel $V(\phi)$, comme on peut voir à la Fig. 1.1

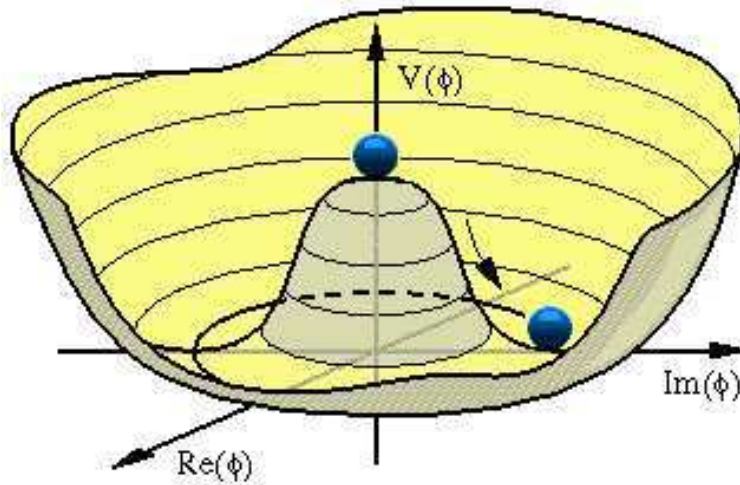


FIG. 1.1 – Le potentiel de Higgs.

On développe à partir d'un minimum qu'on doit choisir aléatoirement. Prenons le minimum qui correspond à $\phi_1 = v$ et $\phi_2 = 0$. On écrit donc

$$\phi(x) = \sqrt{\frac{1}{2}} [v + \eta(x) + i\xi(x)] \quad (1.42)$$

où le terme $\eta(x) + i\xi(x)$ représente les fluctuations quantiques autour de ce minimum. On écrit de nouveau le Lagrangien :

$$L' = \frac{1}{2} (\partial_\mu \xi)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta)^2 + \mu^2 \eta^2 + \text{const} \quad (1.43)$$

où on néglige des termes de η et ξ d'ordres supérieures. On voit que ce Lagrangien décrit un champ η qui a maintenant un terme de masse et $m_\eta = \sqrt{-2\mu^2}$. Au début du Lagrangien on voit le terme cinétique de ce champ, mais également le terme cinétique pour le champ ξ , on a donc encore un scalaire, sans masse, qui est connu comme "boson de Goldstone". Cela est un exemple du théorème de Goldstone, qui dit que quand une brisure spontanée de la symétrie

d'un système physique se présente on a l'apparition d'un scalaire de masse nulle¹ [12], [13]. Un tel boson n'a pourtant jamais été observé : en cherchant à donner un terme de masse pour les bosons de jauge on a introduit dans la théorie un nouveau boson de masse nulle, ce qui n'est pas en accord avec les données expérimentales. Ce problème sera résolu avec le mécanisme de Higgs, qui consiste en la brisure spontanée d'une symétrie de jauge. Ici on considérera la symétrie SU(2), parce-que cette problématique a eu comme motivation la masse finie des bosons de jauges de l'interaction faible.

Considérons le Lagrangien :

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial^\mu \phi) - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.44)$$

où ϕ est maintenant un doublet de champs scalaires :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_a \\ \phi_\beta \end{pmatrix} = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.45)$$

et \mathcal{L} est invariant sous une transformation SU(2) globale. Pour avoir également une invariance sous transformation SU(2) locale :

$$\phi \rightarrow e^{i\alpha_a(x)\tau_a/2} \phi \quad (1.46)$$

on doit remplacer la dérivée ∂_μ par la dérivée covariante

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a \quad (1.47)$$

exactement comme on a fait pour les symétries U(1) et SU(3), et on a les trois champs de jauge W_μ^a , avec a=1,2,3 qui apparaissent. Sous une transformation infinitésimale, ces trois champs de jauge se transforment :

$$W_\mu \rightarrow W_\mu - \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha - \alpha \times W_\mu \quad (1.48)$$

et en ajoutant aussi les termes cinétiques, le Lagrangien devient :

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi + ig \frac{1}{2} \tau \cdot W_\mu \phi)^\dagger (\partial_\mu \phi + ig \frac{1}{2} \tau \cdot W_\mu \phi) - V(\phi) - \frac{1}{4} W_{\mu\nu} \cdot W^{\mu\nu} \quad (1.49)$$

où

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.50)$$

¹seulement pour les symétries continues

De la même façon que précédemment, si $\mu^2 > 0$, le Lagrangien décrit le système de quatre champs scalaires, chacun possédant une masse μ , qui interagissent avec les bosons de jauge W_μ^a de masse nulle. On étudiera le cas où $\mu^2 < 0$. Maintenant le potentiel $V(\phi)$ se minimise pour :

$$\phi^\dagger \phi = \frac{1}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \quad (1.51)$$

On doit encore choisir aléatoirement un minimum pour développer $\phi(x)$ et on choisi :

$$\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0, \phi_3^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \equiv v^2 \quad (1.52)$$

on développe $\phi(x)$ autour de ce minimum :

$$\phi_0 = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.53)$$

et on a :

$$\phi(x) = e^{i\tau \cdot \theta(x)/v} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.54)$$

si on substitue ϕ_0 dans le lagrangien, on a :

- les champs $\theta(x)$ qui disparaissent avec la multiplication de $\phi(x)$ avec $\phi^\dagger(x)$
- les termes de masse :

$$|ig_T \cdot W_\mu \phi|^2 = \frac{g^2}{8} \left| \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W - iW \\ W - iW & W_\mu^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \right|^2 = \frac{g^2 v^2}{8} [(W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2 + (W_\mu^3)^2] \quad (1.55)$$

où $| \quad |^2 = (\quad)^\dagger (\quad)$.

Le Lagrangien décrit trois champs de jauge massives et un scalaire massif qui est apparu et qui représente le boson de Higgs. C'est encore un exemple du mécanisme de Higgs. Maintenant on a pu associer un terme de masse aux bosons de jauge et on a en plus résolu le problème du boson supplémentaire qui apparaissait. On peut alors appliquer le même mécanisme dans le cadre des interactions électrofaibles, où on a un groupe de symétrie $SU(2) \times SU(1)$. Notre but est d'obtenir un terme de masse pour les W^\pm et Z^0 pendant que le photon reste de masse nulle. Maintenant le Lagrangien est :

$$\mathcal{L} = \left| \left(i\partial_\mu - gT \cdot W_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \phi \right|^2 - V(\phi) \quad (1.56)$$

On utilisera le choix fait en 1967 par Weinberg, qui complète le modèle standard des interactions électrofaibles, appelé aussi modèle de Weinberg-Salam. Ce choix consiste à combiner quatre champs dans un doublet d'isospin d'hypercharge faible $Y=1$:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.57)$$

avec

$$\phi^+ \equiv (\phi_1 + i\phi_2)/\sqrt{2} \quad (1.58)$$

$$\phi^0 \equiv (\phi_3 + i\phi_4)/\sqrt{2} \quad (1.59)$$

$V(\phi)$ est le potentiel habituel vu aux exemples précédents, avec $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$ et le choix du minima autour duquel on développe sera :

$$\phi_0 \equiv \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.60)$$

Comme on a vu aux deux derniers exemples, pour chaque groupe de symétrie qui est brisée par le ϕ_0 choisi, on a une masse générée pour le boson associé. Si par contre ϕ_0 reste invariant sous un certain sous groupe de transformations de jauge, le boson associé à ce sous groupe de symétrie restera de masse nulle. Prenons donc le choix de ϕ_0 avec $T = \frac{1}{2}$, $T^3 = -\frac{1}{2}$ et $Y = 1$. On a :

$$Q = T^3 + \frac{Y}{2} = 0 \quad (1.61)$$

donc :

$$\phi_0 \rightarrow e^{i\alpha(x)Q} \phi_0 = \phi_0 \quad (1.62)$$

et ϕ_0 reste invariant sous une transformation du groupe $U(1)_{em}$, par contre il brise $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$.

Pour trouver le terme correspondant aux masses des bosons, on substitue ϕ_0 dans le Lagrangien. Le terme intéressant est :

$$\left| \left(-ig\frac{\tau}{2} \cdot W_\mu - i\frac{g'}{2}B_\mu \right) \phi \right|^2 \quad (1.63)$$

$$= \frac{1}{8} \left| \begin{pmatrix} gW_\mu^3 + g'B_\mu & g(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & -gW_\mu^3 + g'B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \right|^2 \quad (1.64)$$

$$= \frac{1}{8} v^2 g^2 \left[(W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2 \right] + \frac{1}{8} v^2 (g'B_\mu - gW_\mu^3) (g'B^\mu - gW^{3\mu}) \quad (1.65)$$

$$= \left(\frac{1}{2} v g \right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{8} v^2 (W_\mu^3, B_\mu) \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} \quad (1.66)$$

Le terme attendu pour un boson chargé est $M_W^2 W^+ W^-$, donc on déduit que :

$$M_W = \frac{1}{2} v g \quad (1.67)$$

Comme on a vu précédemment :

$$A_\mu = B_\mu \cos\theta_W + W_\mu^3 \sin\theta_W \quad (1.68)$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin\theta_W + W_\mu^3 \cos\theta_W \quad (1.69)$$

et on a :

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos\theta_W \quad (1.70)$$

Et le photon reste de masse nulle. Le modèle standard des interactions électrofaibles est maintenant complet. Le mécanisme qui a ainsi complété ce modèle, a également introduit une nouvelle particule, nommée "boson de Higgs", dont la masse est donnée par :

$$M_H = \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{2\lambda v^2} \quad (1.71)$$

La constante v est calculable, soit à partir de la constante de Fermi G_F , soit en fonction de la masse du boson W^\pm et de g :

$$\frac{1}{2v^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^\pm} \quad (1.72)$$

d'où on déduit que $v=246$ GeV. La constante λ , pourtant, n'est pas calculable, donc la masse M_H est un paramètre libre du Modèle Standard.

1.2 Limites sur la masse du boson de Higgs

Comme un a vu, le Modèle Standard ne peut pas prédire la masse du boson de Higgs. Pourtant, on peut obtenir [14] des limites inférieures et supérieures théoriques, basées sur les arguments de l'unitarité, de la trivialité et de la stabilité du vide², et expérimentales, qui résultent des recherches du boson de Higgs déjà effectuées aux accélérateurs (mesure directe) et des mesures précises des paramètres du Modèle Standard (mesures indirectes).

1.2.1 Limites théoriques

1.2.1.1 Unitarité

La section efficace de diffusion des bosons vecteurs (Fig 1.2) diverge avec l'augmentation de l'énergie et dépasse la limite de l'unitarité à haute énergie, si on fait le calcul sans introduire le boson de Higgs.

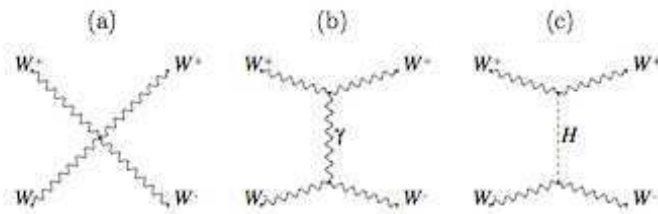


FIG. 1.2 – Diffusion $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$

En introduisant par contre un boson de Higgs, on équilibre les contributions qui augmentent la section efficace et si le Higgs est suffisamment léger on peut restaurer l'unitarité :

$$m_H < \left(\frac{8\pi\sqrt{2}}{3G_F} \right)^{1/2} \approx 1\text{TeV}/c^2 \quad (1.73)$$

²rappelons que les modèles supersymétriques les plus simples qui prédisent plusieurs bosons de Higgs comme le MSSM ont en général un boson de Higgs de masse inférieure à M_Z plus des corrections radiatives c'est à dire inférieure à à peu près 130 GeV

1.2.1.2 Trivialité

Le couplage λ qui apparaît dans l'expression de la masse de Higgs décrit un vertex qui fait intervenir quatre bosons de Higgs. La prise en compte des corrections d'ordre supérieur conduit à sa dépendance en fonction de l'énergie ("running coupling constant"). Cette dépendance est donnée par les équations du groupe de renormalisation. Au premier ordre, cette équation est [25] :

$$Q \frac{d\lambda}{dQ} = \frac{3\lambda^2}{2\pi^2} \quad (1.74)$$

où Q est l'échelle d'énergie de renormalisation. La résolution de cette équation donne la variation de la constante de couplage en fonction de l'énergie :

$$\frac{1}{\lambda(Q)} = \frac{1}{\lambda(Q_0)} - \frac{3}{2\pi^2} \ln \left(\frac{Q}{Q_0} \right) \quad (1.75)$$

où Q_0 est une énergie de référence que nous prenons égale à m_H . On voit d'après l'équation ci dessus que $\lambda(Q)$ est positif pour Q inférieur à Λ_{NP} (limite d'énergie au delà de laquelle le Modèle Standard perd sa validité), qui est défini par :

$$0 = \frac{1}{\lambda(m_H)} - \frac{3}{2} \ln \left(\frac{\Lambda_{NP}}{m_H} \right) \quad (1.76)$$

où $\lambda(m_H) = m_H^2/2v^2$. On a alors :

$$\Lambda_{NP} = m_H \exp \left(\frac{4v^2}{3m_H^2} \right) \quad (1.77)$$

qui correspond à la courbe du haut de la Fig 1.3. Si on considère par exemple que $\Lambda_{NP} = 10^{19}$ GeV, la masse du boson de Higgs doit être inférieure à ≈ 190 GeV.

1.2.1.3 Stabilité du vide

Si on reste dans le cadre du couplage quartique et si on se met dans le cas où λ est petit, on remplace (1.74) par une formule qu'on peut approcher (très grossièrement) par :

$$Q \frac{d\lambda}{dQ} = -\frac{3}{2\pi^2} \frac{m_t^4}{v^4} \quad (1.78)$$

et on a :

$$\lambda(Q) = \lambda(m_H) - \frac{3}{2\pi^2} \frac{m_t^4}{v^4} \ln \left(\frac{Q}{m_H} \right) \quad (1.79)$$

On voit que pour avoir $\lambda(Q)$ positif il faut que Λ soit inférieur à Λ_{NP} donné par :

$$0 = \lambda(m_H) - \frac{3}{2\pi^2} \frac{m_t^4}{v^4} \ln \left(\frac{\Lambda_{NP}}{m_H} \right) \quad (1.80)$$

d'où, avec $\lambda(m_H) = m_H^2/2v^2$,

$$\Lambda_{NP} = m_H \exp \left(\frac{\pi^2 v^2 m_H^2}{3m_t^4} \right) \quad (1.81)$$

ce qui donne une courbe (très grossièrement) voisine de celle du bas de la Fig 1.3 où on peut voir les limites sur la masse du Higgs en fonction de l'échelle de validité du Modèle Standard. Par exemple, si $\Lambda_{NP} = 10^{19}$ GeV, la masse du boson de Higgs doit être supérieure à ≈ 130 GeV.

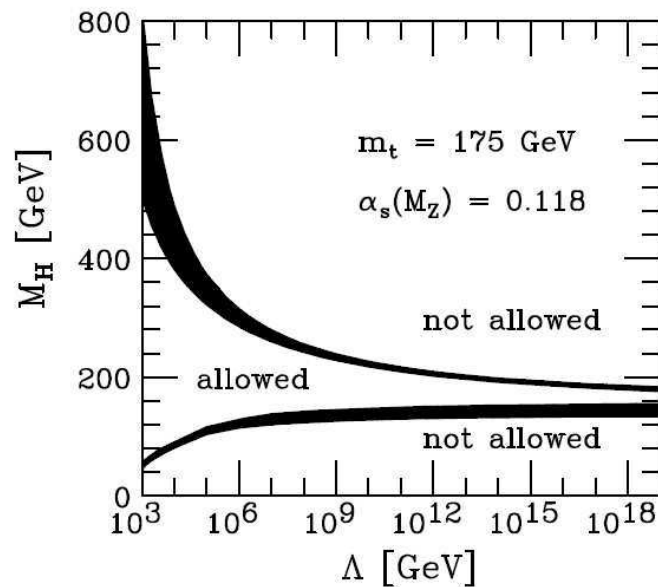


FIG. 1.3 – Limites [24] sur m_H en fonction de l'échelle d'énergie Λ , pour $m_t = 175\text{GeV}/c^2$ et $\alpha_s(m_Z) = 0.118$

1.2.2 Limites expérimentales

Limites directes Les collisions e^-e^+ du LEP comprises dans un domaine d'énergie entre 90 et 209 GeV ont permis la recherche directe du boson de Higgs d'une masse inférieure à 115 GeV. Dans ce domaine d'énergie, le principal mode de production est le Higgsstrahlung ($e^-e^+ \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$) et le mode de désintégration le plus important est $H \rightarrow b\bar{b}$, car le couplage du boson de Higgs augmente avec la masse des particules. Durant la prise de données, un excès de 2.8σ s'est présenté pour une masse voisine de 115 GeV dans les données de l'expérience ALEPH, mais n'a pas été confirmé par les autres expériences, donc le résultat final du LEP a été l'exclusion d'un boson de Higgs de masse inférieure à 114.4 GeV, à 95 % CL [26]. Notons également que le Tevatron accumule des données et pourrait donner bientôt des limites très intéressantes concernant le boson de Higgs. Un signal est recherché dans plusieurs canaux. La Fig 1.4 montre que le boson de Higgs se désintègre principalement en deux quarks b, mais ce canal est noyé dans le bruit de fond QCD. Pour un Higgs de basse masse, D0 et CDF utilisent cette désintégration pour des modes de production associées à un boson W ou Z, ce qui diminue de façon importante le bruit de fond :

- $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$: production associée du boson de Higgs avec un boson W, où le Higgs se désintègre en deux quarks b et le W et un lepton (e ou μ) et un neutrino (ν_e ou ν_μ), on demande donc à l'état final un électron ou un muon de $P_T > 20$ GeV accompagné d'énergie manquante $ME_T > 20$ GeV et deux jets, dont au moins un identifié comme venant d'un quark b (b tag). Aucun excès significatif n'a été observé par D0 ou CDF, mais ce canal contribue à la détermination de limites d'exclusion.

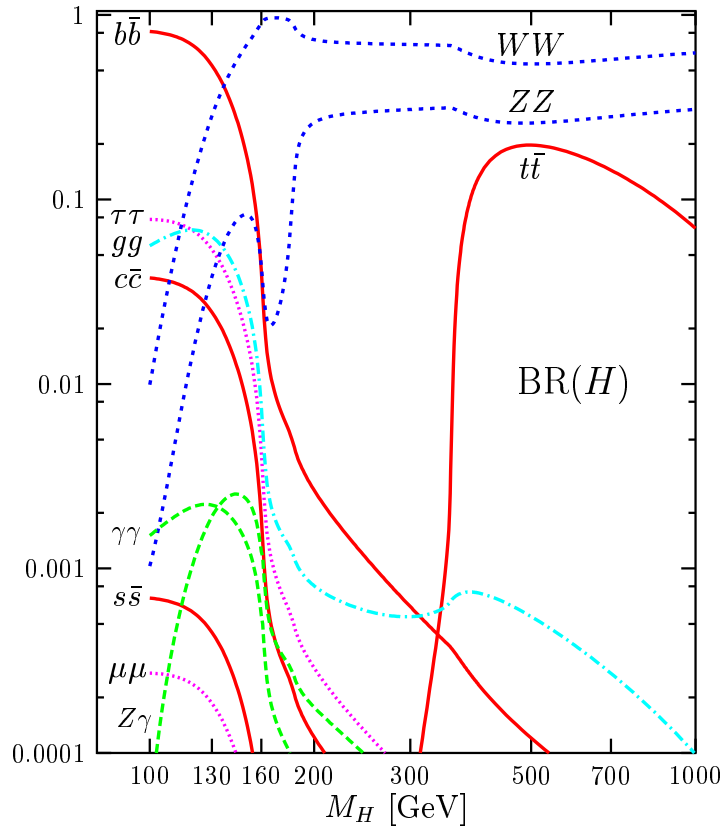


FIG. 1.4 – Rapports de branchement en fonction de la masse du boson de Higgs [14]

- $ZH \rightarrow llb\bar{b}$: production associée du boson de Higgs avec un boson Z, où le Higgs se désintègre en deux quarks b et le Z en deux leptons (électrons ou muons) ou en deux neutrinos. Dans le cas de deux neutrinos, on demande que les deux jets soient identifiés comme venant de quarks b. L'observable est dans ce cas là aussi en parfait accord avec la section efficace du Modèle Standard mais sert au calcul des limites.

Actuellement la limite [33] (très légèrement améliorée par rapport à [27]) sur la section efficace n'est pas très éloignée de la section efficace prédite par le Modèle Standard (voir Fig 1.5). En ce moment la luminosité intégrée est de 3 fb^{-1} et on s'attend à 6 fb^{-1} au 2009 et peut-être 8 fb^{-1} en 2010.

Limites indirectes Le collisionneur LEP, ainsi que les collisionneurs Tevatron et SLC ont également permis de mesurer un certain nombre de paramètres électrofaibles avec une grande précision. Cela permet de tester le Modèle Standard au delà de l'ordre des arbres en incluant les corrections radiatives et en comparant les observables avec les valeurs théoriques. Puisque les corrections radiatives dépendent de la masse du boson de Higgs, cette méthode permet d'avoir une évaluation indirecte de ce paramètre. Plus précisément, les observables du Modèle Standard peuvent s'exprimer en fonction des paramètres G_F , m_Z , α_{QED} et m_H . Ces paramètres participent dans une procédure d'ajustement global et on en déduit le $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$ en fonction de la masse du boson de Higgs. Cette méthode nous donne [28], [29], [30] dans la figure 1.6 :

$$m_H = 76_{-24}^{+33} \text{ GeV}$$

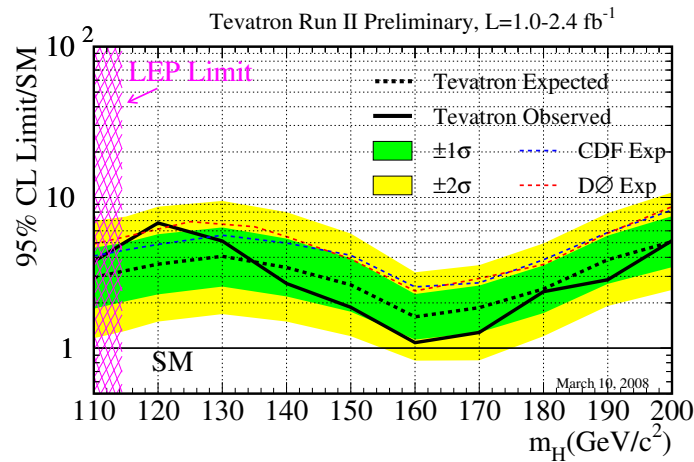


FIG. 1.5 – Limite [33] à 95% CL sur la section efficace de production du boson de Higgs, divisé par la section efficace du Modèle Standard.

$$m_H < 144 \text{ GeV à } 95\% \text{ CL}$$

et $m_H < 182 \text{ GeV}$ en incluant la limite du LEP.

1.3 Recherche du boson de Higgs au LHC

1.3.1 Modes de production

Dans le cadre du LHC, les principaux modes de production du boson de Higgs (Fig 1.7) sont la fusion de gluons et la fusion de bosons vecteurs (production VBF). Le boson de Higgs est également produit par production associée (Fig 1.8), ce qui peut être utilisé pour une analyse exclusive (c'est à dire une analyse qui utilise seulement les événements dans lesquels le boson de Higgs a été produit en association avec un W ou un Z, par exemple). Tous les modes de production en fonction de la masse du boson de Higgs sont présentés à la Fig 1.9. Nous nous concentrons ici dans l'étude du boson de Higgs 'standard', oubliant les modèles plus compliqués, comme les modèles supersymétriques qui ont plusieurs (≥ 5) bosons de Higgs (voir [14]- [18]).

1.3.2 Modes de désintégration

Au LHC, tout le spectre de masse défini par les limites expérimentales et théoriques peut être étudié. Les rapports de branchement pour chacun de canaux en fonction de la masse du Higgs sont présentés sur la Fig 1.4.

- Pour un Higgs de basse masse, dans la gamme $2m_b \leq m_H \leq 2m_W$, la désintégration principale est le canal $H \rightarrow b\bar{b}$, mais il est noyé dans le bruit de fond QCD. La combinaison de ce canal avec un mode de production associée ($Ht\bar{t}$) diminue ce bruit de fond, mais l'analyse de ce canal reste très difficile.

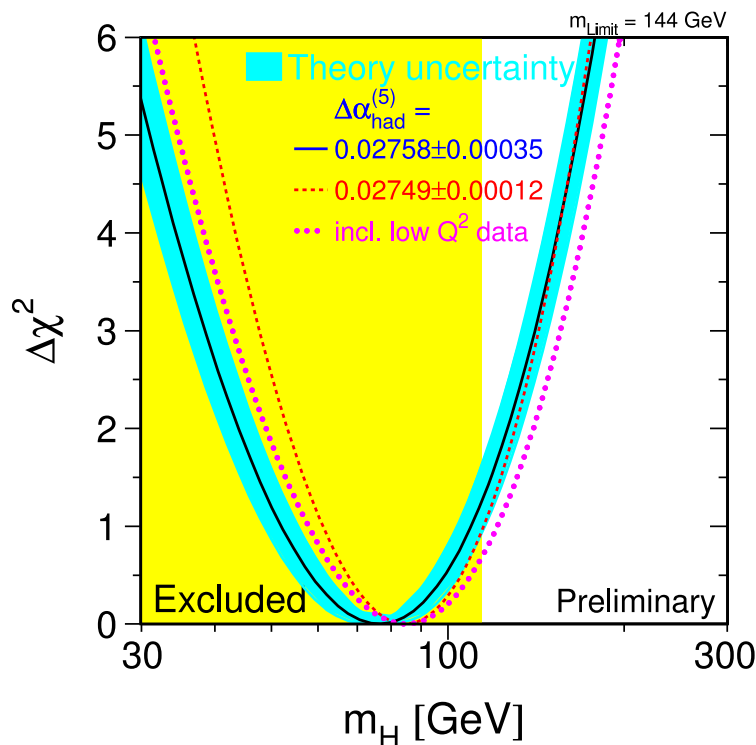


FIG. 1.6 – $\chi^2 - \chi_{min}^2$ de l'ajustement de m_H sur les données électrofaibles [30]. La bande bleue montre l'incertitude théorique et la courbe en pointillé représente le résultat après une réévaluation de $\Delta\alpha_{had}^{(5)}$. La région en jaune est à 95% CL exclue par le recherche directe.

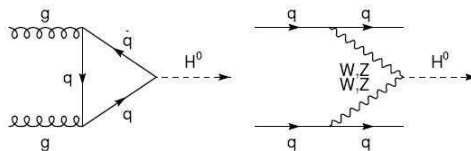


FIG. 1.7 – Production du boson de Higgs par fusion de gluon et production VBF

- Dans la région de masse entre 115 et 140 GeV, la production VBF combinée avec la désintégration $H \rightarrow \tau\tau$ est très intéressante : la désintégration du boson de Higgs est accompagnée par deux quarks vers l'avant d'énergie beaucoup plus importante que celle du bruit de fond.
- Dans la même région de masse, le signal $H \rightarrow \gamma\gamma$, bien qu'il ait un rapport de branchement très bas, de l'ordre de 0.002, présente une signature très facilement identifiable, grâce aux deux photons isolés de haute énergie de l'état final. Le bruit de fond consiste en un continuum, au-dessus duquel le signal se présente comme une résonance. Le bruit de fond principal est la production directe de paires de photons (Fig 1.10, bruit de fond irréductible) et la production de jets mal-identifiés comme des photons (bruit de fond réductible). Ce deuxième type de bruit de fond peut être diminué de plusieurs ordres de grandeur avec un très bon réjet de jets.
- Dès qu'on atteint la masse de $2m_Z$ le canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ devient possible et est très favorable, grâce à la signature claire et facilement reconstruite. La source principale de

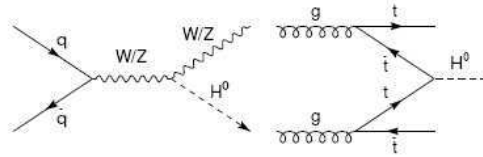


FIG. 1.8 – Production associée

bruit de fond pour ce canal est la production directe de paires de Z par des processus électrofaibles, mais le réjet est important, car les Z sont sur couche de masse, ce qui implique deux contraintes sur l'état final. Le canal $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ peut également être intéressant à étudier, mais est plus difficile à reconstruire à cause des deux neutrinos.

- Pour un Higgs plus lourd que 650 GeV, les canaux dominants sont les $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ et $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$. Le bruit de fond réductible étant très important, ces canaux doivent être combinés avec une production VBF.

On voit aussi sur la Fig 1.11 la largeur totale du boson de Higgs (dans le cas du Modèle Standard) en fonction de la masse du Higgs. On voit que pour des masses de Higgs faibles (comme celles que nous allons regarder : $m_H \leq 160$ GeV) la largeur du Higgs est très petite, bien inférieure à la résolution expérimentale sur la masse (supérieure au GeV, voir plus loin). Nous ne pourrions donc pas mesurer la largeur du Higgs.

Sur les Fig 1.12 et 1.13 on voit le potentiel de découverte en fonction de la masse du boson de Higgs, pour chacun de canaux précédents, comme il a été calculé pour le TDR de l'expérience ATLAS [31] en 1999, pour une luminosité intégrée de 30 et 100 fb^{-1} et le résultat obtenu après une analyse des canaux VBF en 2004 [32] pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} sur la Fig 1.14.

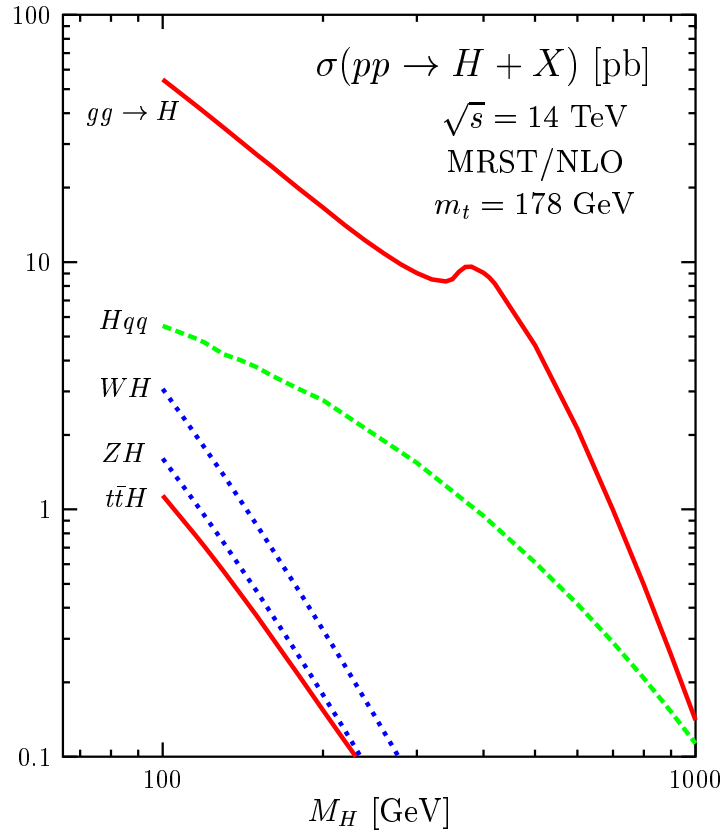
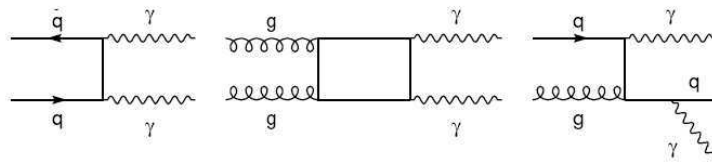


FIG. 1.9 – Production du boson de Higgs au LHC [14]

FIG. 1.10 – Bruit de fond irréductible du canal $H \rightarrow \gamma\gamma$

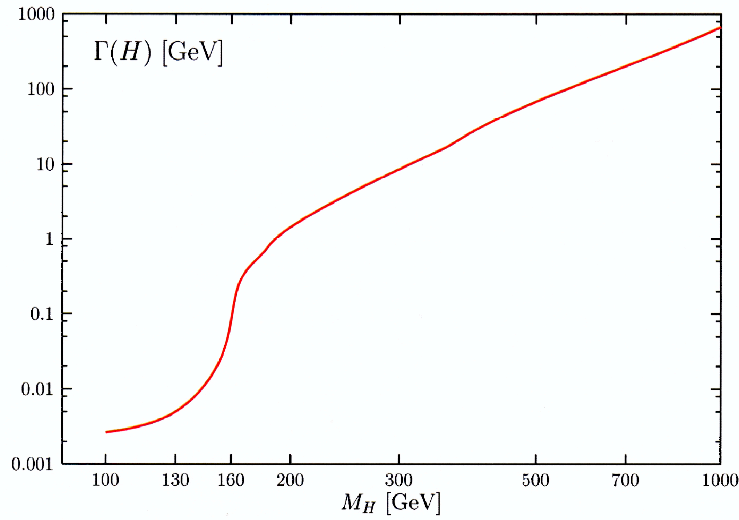
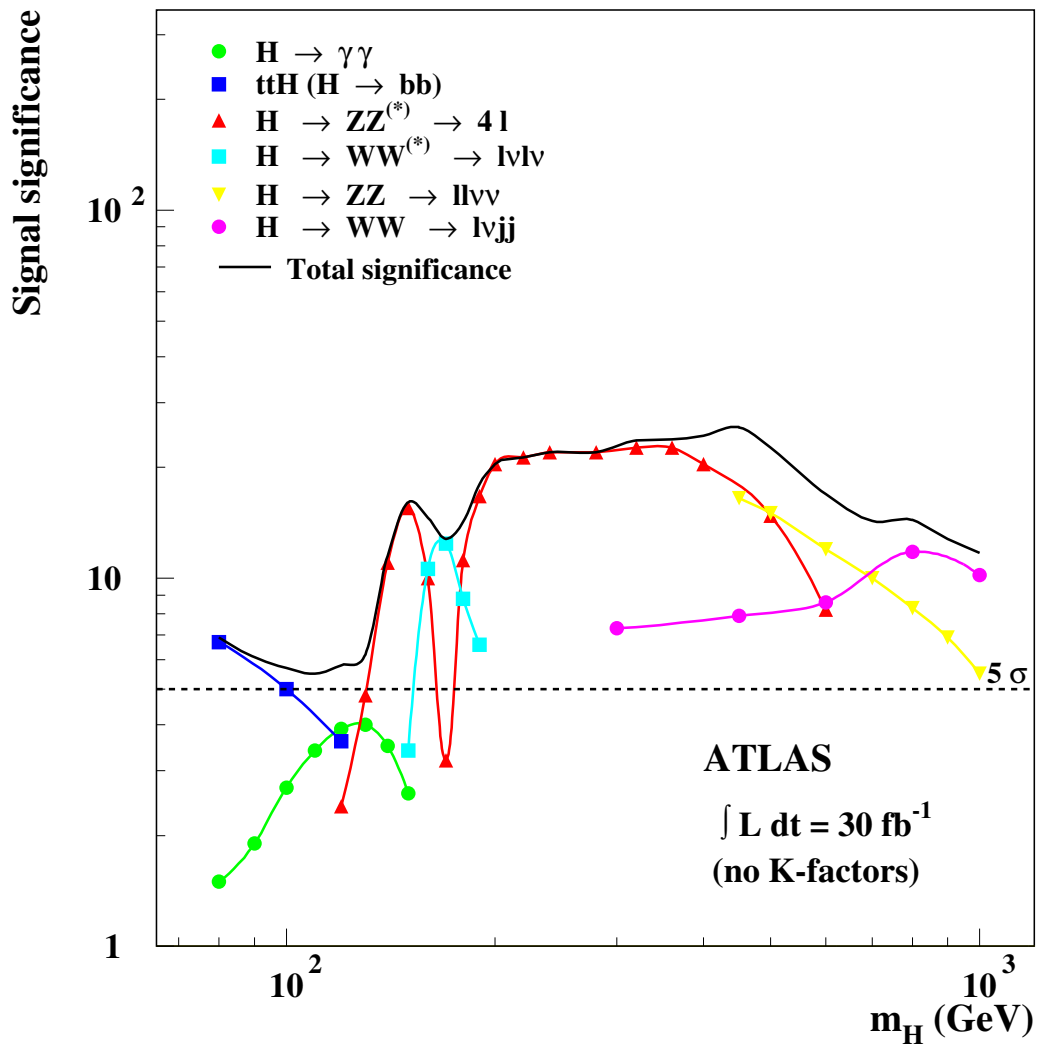


FIG. 1.11 – Largeur du boson de Higgs en fonction de sa masse [14].

FIG. 1.12 – Signification statistique obtenue par les différentes analyses au moment du TDR, pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} [31]

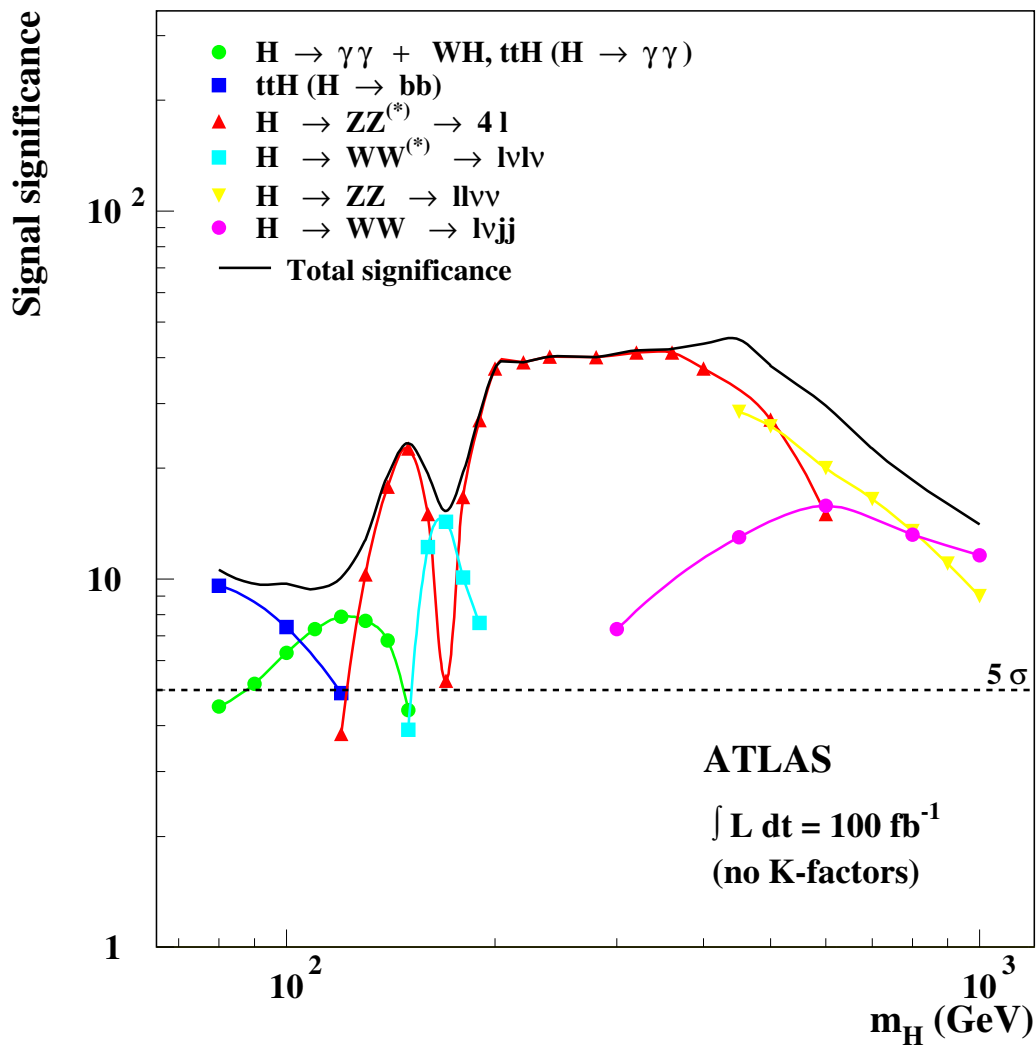


FIG. 1.13 – Signification statistique obtenue par les différentes analyses au moment du TDR, pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} (droite) [31]

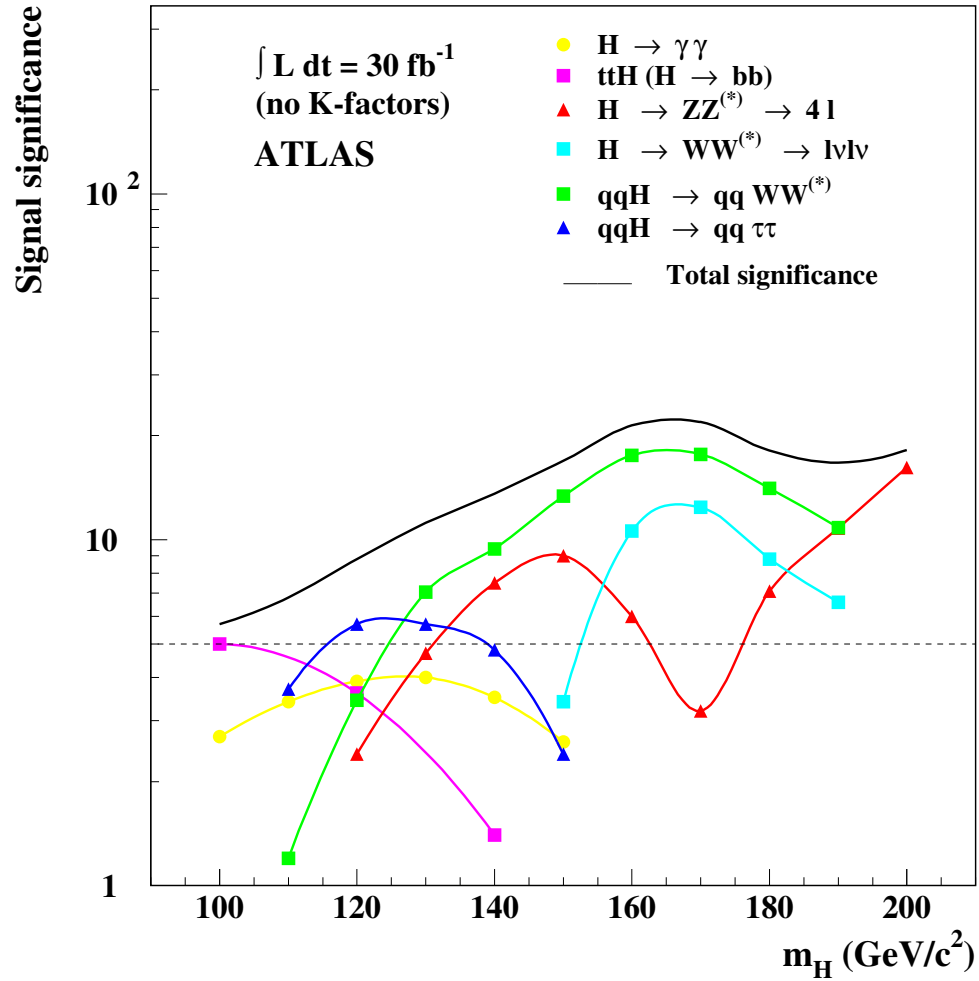


FIG. 1.14 – Signification statistique obtenue par des différentes analyses, pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} , en incluant l'analyse VBF [32]

Bibliographie

- [1] F. Halzen et A. Martin “Quarks and leptons”, Wiley, 1984
- [2] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22, 579 (1961)
- [3] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 18, 507 (1967)
- [4] A. Salam, in Elementary Particle Physics, N. svartholm, ed. (Nobel Symposium No. 8, Almqvist & Wiksell, Stockholm, 1968), p. 367.
- [5] S. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani, Phys. Rev. D 2, 1285 (1970)
- [6] D. J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. 30, 1343 (1971); H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. 30, 1346 (1973)
- [7] G. ‘t Hooft, Nucl. Phys. B 35, 167 (1971)
- [8] G. ‘t Hooft and M. Veltman, Nucl. Phys. B 44, 189 (1972)
- [9] S. Weinberg, Eur.Phys.J.C34 :5-13,2004 (preprint hep-ph/0401010)
- [10] F. Englert and R. Brout Phys. Rev. Lett. 13 (1964), 321.
- [11] P.W. Higgs Phys. Lett. B 12 (1964), 132.; Phys. Rev. Lett. 13 (1964), 508.
- [12] J. Goldstone Nuovo Cim.19 :154-164,1961
- [13] J.Goldstone,A.Salam and S.Weinberg Phys.Rev.127 :965-970,1962
- [14] A.Djouadi, hep-ph/0503172 , hep-ph/0503173
- [15] V Buescher and K.Jakobs, Int.J.Mod.Phys.A20 :2523-2602,2005
- [16] D.Rainwater hep-ph/0702124, arXiv :0704.2232 [hep-ph]
- [17] C.Quigg Rept.Prog.Phys.70 :1019-1054,2007 arXiv :0704.2232 [hep-ph]
- [18] M. Gomez-Bock, M. Mondragon, M. Muhlleitner, M. Spira and P.M. Zerwas, arXiv :0712.2419 [hep-ph]
- [19] UA1 Collaboration (G. Arnison et al.), Phys.Lett.B122 :103-116,1983
- [20] UA2 Collaboration (M. Banner et al.), Phys.Lett.B122 :476-485,1983
- [21] UA1 Collaboration (G. Arnison et al.), Phys.Lett.B126 :398-410,1983
- [22] UA2 Collaboration (P.Bagnaia et al.), Phys.Lett.B129 :130-140,1983
- [23] F.J. Hasert et al., Phys.Lett.B46 :121-124,1973 , Phys.Lett.B46 :138-140,1973
- [24] T. Hambye and K. Riesselmann, hep-ph/9708416
- [25] D.Zeppenfeld, cours d’automne du LAL , octobre 2003
- [26] LEP Working Group for Higgs boson searches and ALEPH Collaboration and DELPHI Collaboration and L3 Collaboration and OPAL Collaboration, Phys.Lett.B565 :61-75,2003 (preprint hep-ex/0306033)
- [27] Y.K.Kim presentation a LP 2007 (Aug 2007, Daegu, Korea)
http://chep.knu.ac.kr/lp07/htm/S16/S16_52.ppt

- [28] S.Heinemeyer , arXiv :0710.3022 [hep-ph]
- [29] Martin W. Grunewald , arXiv :0710.2838 [hep-ex]
- [30] [http ://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/plots/winter2007/](http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/plots/winter2007/)
- [31] ATLAS Collaboration, Detector and Physics Performance Technical Design Report, volume 2 , CERN/LHCC/99-15 , 25 may 1999
- [32] S.Asai et al., Eur.Phys.J.C32S2 :19-54,2004 (preprint hep-ph/0402254)
- [33] A.Haas seminaire au LAL le 11-3-2008
[http ://indico.lal.in2p3.fr/getFile.py/access?resId=0&materialId=minutes&confId=415](http://indico.lal.in2p3.fr/getFile.py/access?resId=0&materialId=minutes&confId=415)
- [34] Review of Particle Physics, W.-M. Yao et al. J.Phys.G33 :1-1232,2006

Chapitre 2

Le détecteur ATLAS

2.1 LHC

Après le LEP, qui a fonctionné jusqu'à 2000, et le Tevatron, qui est toujours en phase de prise de données, le LHC sera le nouveau collisionneur de découverte. Beaucoup plus avantageux en termes d'énergie dans le centre de masse et de luminosité, son principal objectif sera la découverte du boson de Higgs et éventuellement des signes d'une nouvelle physique, au delà du Modèle Standard, notamment des particules supersymétriques. Il s'agit d'un collisionneur proton-proton de 27 km de circonférence, situé au CERN, près de Genève, et utilisant le tunnel de l'anneau de collision LEP. Les collisions ont lieu entre des paquets de protons d'énergie de 7 TeV. De telles collisions à une énergie dans le centre de masse de 14 TeV, permettront d'explorer toute la région d'énergie jusqu'au TeV, donc la totalité de la région où on s'attend à voir le boson de Higgs et des signes d'une nouvelle physique.

Energie du faisceau Les protons qui seront utilisés au LHC seront créés à partir d'hydrogène et injectés dans le LINAC où ils atteindront l'énergie de 50 MeV. Ensuite ils seront accélérés jusqu'à l'énergie de 1.4 GeV dans le BOOSTER et envoyés dans les deux synchrotrons à protons, le PS et le SPS, pour atteindre l'énergie de 25 puis 450 GeV. Finalement, les protons arriveront dans le LHC, où ils seront accélérés jusqu'à l'énergie de 7 TeV (énergie de collision).

Luminosité La luminosité est définie par l'équation [1] :

$$\mathcal{L} = \frac{N_p^2 k_b f_{rev} E}{m_p 4\pi \beta^* \epsilon} F \quad (2.1)$$

où N_p est le nombre de protons par paquet, k_b le nombre de paquets par faisceau, f_{rev} la fréquence de révolution, E l'énergie par faisceau, F est un facteur de réduction lié à l'angle de croisement des faisceaux et égal à 0.9, β^* la fonction d'amplitude dans le point d'interaction et ϵ l'emittance transverse normalisée. Pendant la première période de prise de données la luminosité sera basse, $\mathcal{L}_0 = 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$ et puis elle commencera à augmenter peu peu jusqu'à sa valeur nominale, $\mathcal{L}_0 = 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$, et plusieurs années de haute luminosité suivront. Notons que le nombre moyen d'événements (dits de pile-up) qui accompagnent un événement rare (comme par exemple un événement de Higgs) est égal à $\bar{n} \approx \mathcal{L}_0 \sigma_{tot} \Delta t$ où Δt est l'intervalle entre deux croisements, soit $\bar{n} \approx 2.3$ pour $\mathcal{L}_0 = 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$.

Notons que la simulation du détecteur en présence de pile-up, en particulier du calorimètre à argon-liquide, nécessite de simuler la réponse d'événements distribués correctement en temps et superposés à la collision de physique [2]. Chaque collision est simulée à un temps différent du temps de collision par moins de quelques centaines de ns. En faisant ça on manque une composante : par exemple les neutrons peuvent voler dans la caverne ATLAS pendant plusieurs secondes avant d'être thermalisés, produisant un gaz permanent de photons et de neutrons. Cette composante appelée *bruit de fond caverne* consiste principalement en neutrons de basse énergie thermalisés, de K_L et des photons de basse énergie échappant du calorimètre et du blindage et est simulé dans ATLAS ([3], [4]) avec un facteur de sécurité allant de 1 à 10.

Caractéristiques générales Les caractéristiques générales du LHC [5] sont présentés au tableau 2.1.

circonférence	26.7 km
énergie d'injection	450 GeV
énergie par faisceau	7 TeV
énergie de rayonnement/tour	6.7 KeV
champs magnétique d'un dipôle	8.4 Tesla
luminosité nominale	$10^{34} cm^{-2} s^{-1}$
paquets par faisceau	2808
protons par paquet	10^{11}
intervalle entre deux croisements	25 ns
distance entre les paquets	7.48 m
incertitude transverse sur le point de croisement	15 μm
incertitude longitudinale sur le point de croisement	56 mm
incertitude temporelle sur le moment de croisement	187 ps

TAB. 2.1 – *Caractéristiques du LHC*

2.2 Description du détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS [6] a été conçu dans le but d'identifier un grand nombre de signatures physiques, même sous des conditions de haute luminosité. Les critères les plus importantes ont été d'avoir un très bon calorimètre électromagnétique, procurant une bonne identification des photons et des électrons ainsi qu'une bonne résolution en énergie, un calorimètre hadronique pour mesurer les jets et le E_T^{miss} , un spectromètre à muons mesurant les impulsions avec une bonne précision, un détecteur de traces efficace à haute luminosité et précis sur la mesure du P_T de leptons, une grande acceptation géométrique et finalement un système de déclenchement le plus efficace possible.

En commençant par l'axe des collisions, une particule rencontrera sur son chemin :

- *le détecteur interne*, qui a comme but de mesurer l'impulsion des particules chargées, ainsi que de déterminer leur trajectoire
- *le calorimètre électromagnétique*, qui sert à mesurer l'énergie des particules de nature électromagnétique
- *le calorimètre hadronique*, qui mesure l'énergie des jets (avec la contribution du calorimètre électromagnétique)
- *le spectromètre à muons*, qui identifie les muons et mesure leur énergie et leur trajectoire

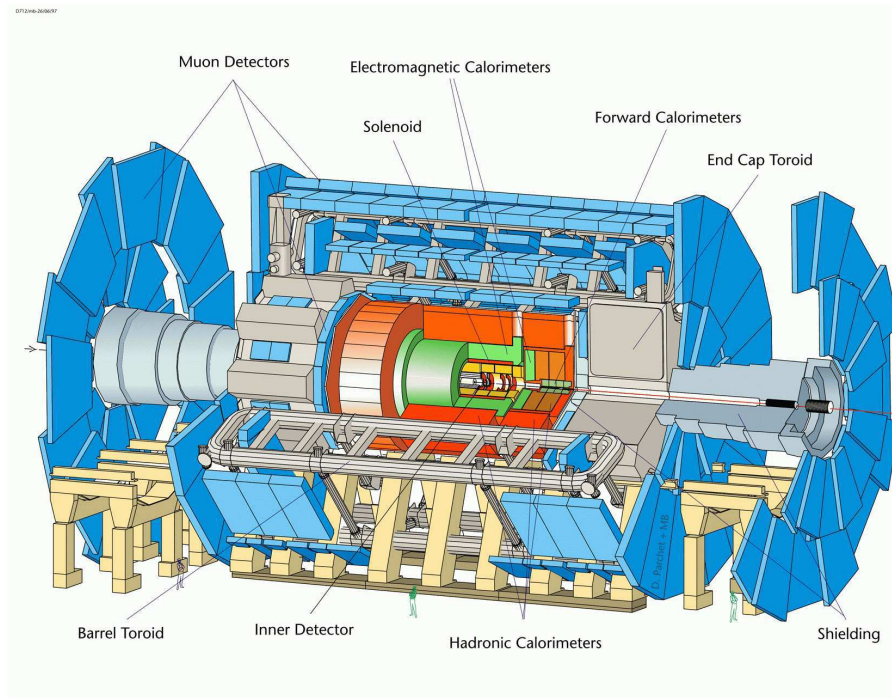


FIG. 2.1 – Le détecteur ATLAS.

2.2.1 Détecteur interne

Le détecteur interne doit procurer la très bonne résolution en impulsion et vertex demandée pour les mesures de précision nécessaires pour certaines signatures, dans un environnement très dense en traces, comme c'est attendu pour le LHC. Cette bonne résolution est obtenue par la technologie des détecteurs de traces à semi-conducteurs, utilisant des pixels et des micropistes en silicium, situés en petite distance autour de l'axe des collisions. Le nombre des couches de haute précision étant limité, à cause de l'importante quantité de matière introduite et du coût, un détecteur à rayonnement de radiation est ensuite utilisé et permet de suivre la trajectoire de la trace. La combinaison de ces deux technologies fournit une très bonne précision en z (de l'ordre de quelques dizaines de μm) et en ϕ , ainsi qu'une très bonne mesure de l'impulsion. La Fig 2.2 montre la résolution relative de l'impulsion transverse, pour des muons de différentes impulsions transverses.

2.2.1.1 Détecteur à pixels

Le détecteur à pixels a été conçu pour effectuer des mesures de précision le plus près possible du point d'interaction, en couvrant une large région de pseudorapidité ($|\eta| < 2.5$). Il permet de suivre les trajectoires des particules et reconstruire les vertex primaire et secondaires. Il est constitué de trois couches, nécessaires pour la reconstruction de la trajectoire. Des couches supplémentaires auraient ajouté trop de matière, ce qui aurait dégradé les mesures des détecteurs suivants¹. Pour avoir une très bonne résolution spatiale, les pixels doivent avoir la taille la plus petite possible mais chacune doit être également capable de résister aux très importantes radiations présentes près du point d'interaction. La module de base du détecteur à pixels est un rectangle de dimensions $6.24\text{ cm} \times 2.44\text{ cm}$ et est constitué de deux parties :

¹Pour SLHC, ou même dès 2012 (remplacement de la b-layer) on envisage plus de trois couches.

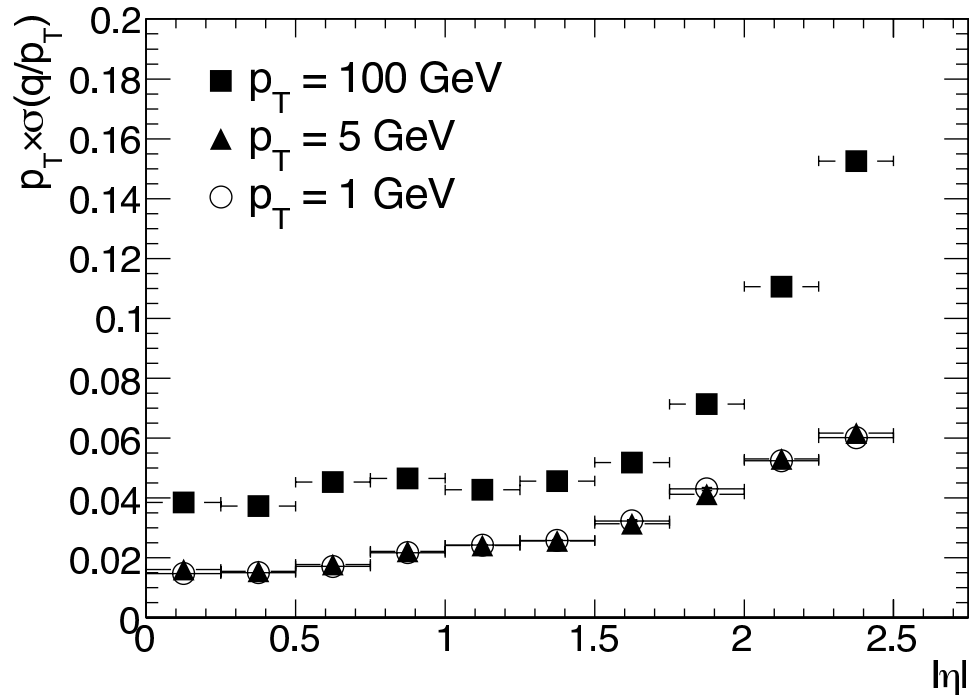


FIG. 2.2 – Résolution relative de l’impulsion transverse en fonction de la pseudorapidité $|\eta|$, pour de muons d’une impulsion transverse de 1 GeV (cercles), de 5 GeV (triangles) et de 100 GeV (carreaux) [6].

- un plan de silicium de $250 \mu\text{m}$ d’épaisseur, sur lequel sont implantées des cellules de lecture indépendantes, les pixels, de taille $\Delta z \times \Delta(r\phi) = 400 \times 50 \mu\text{m}^2$. Le cristal de silicium est constitué d’une jonction de deux milieux semi-conducteurs qui sont soumis à une différence de potentiel. Quand les particules traversent le plan de silicium, elle créent des paires électrons-trous et les charges sont collectées et lues par l’électronique de lecture
- l’électronique de lecture, qui contient 16 puces et un processeur et permet le transfert des données vers l’extérieur en utilisant un câble en kapton. Ce système est connecté au cristal de silicium avec des microbilles

Dans la partie tonneau, le détecteur à pixels est constitué de trois couches cylindriques, situées à 5.05, 8.85 et 12.25 cm de distance de l’axe de collisions. La première est appelée couche b (ou b layer), car elle est très utile pour l’étiquetage des quarks b. Tous les modules sont montés sur des échelles de carbone qui servent à acheminer le liquide de refroidissement et à évacuer la chaleur produite par l’électronique. Dans la partie bouchons, de chaque côté, le détecteur à pixels est constitué de trois couronnes, chacune constituée de deux roues concentriques. Elles sont placées entre 49 et 65 cm en z et à des rayons entre 9 et 15 cm.

2.2.1.2 Détecteur à micropistes de semi-conducteurs

Le détecteur à micropistes de semi-conducteurs (SCT pour Semi-Conductor Tracker) est constitué de modules de silicium, sur lesquels sont implantées des micropistes d’une longueur allant jusqu’à 126 mm et de $80 \mu\text{m}$ de largeur. Il peut fournir en moyenne quatre points de mesure de précision pour chaque trace (quatre mesures en 3D ou huit mesures en 2D) et sa fine granularité permet d’avoir une résolution spatiale de $16 \mu\text{m}$ en R_ϕ et de $580 \mu\text{m}$ en z, ce qui permettra la reconstruction du vertex primaire. Dans le tonneau, le détecteur est constitué

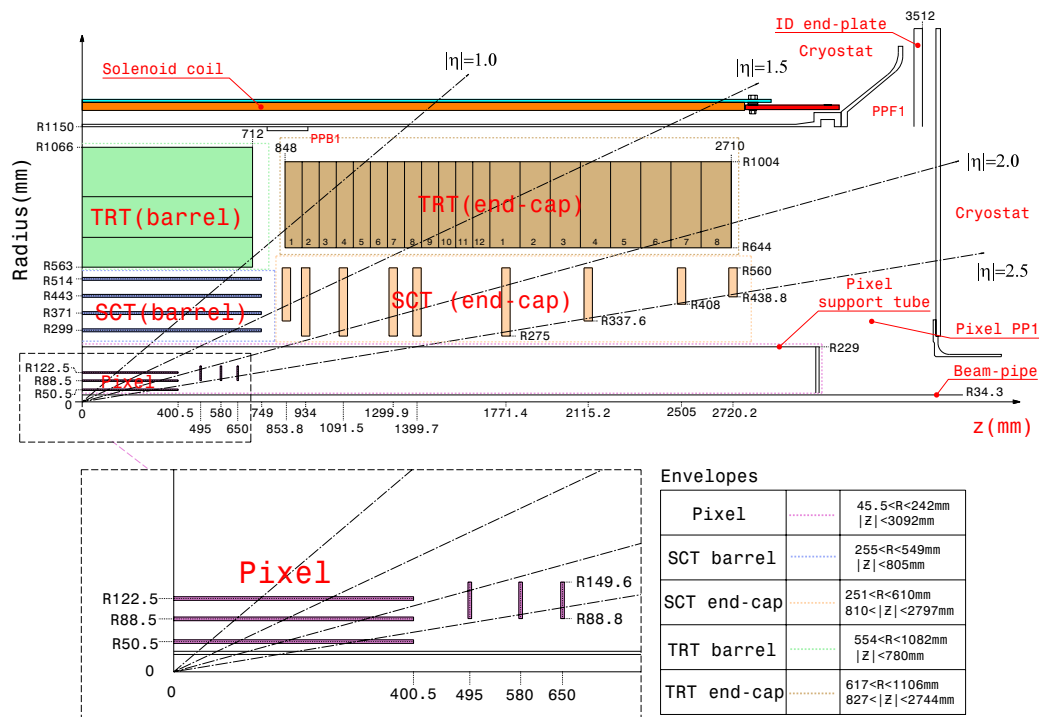


FIG. 2.3 – Un quart du détecteur interne [6]. L'axe horizontale correspond à l'axe z et l'axe perpendiculaire au plan x,y .

de quatre couches, à un rayon de 299, 371, 443 et 514 mm. Les 2112 modules du tonneau sont formés de deux plans de silicium de $6 \times 13 \text{ cm}^2$, collés dos à dos. Chaque plan est un assemblage de deux détecteurs, décalés d'un angle stéréo de 40 mrad, ce qui permet d'obtenir une mesure de z et d'améliorer la résolution en R_ϕ . Chaque échelle du tonneau comporte 12 modules. Pour assurer une bonne herméticité, les modules sont décalés alternativement de $\pm 1 \text{ mm}$ du rayon nominal et les échelles sont inclinées d'un angle de 10 degrés en ϕ . Dans la partie bouchons, il y a 1976 modules situées sur 9 couronnes à des distances entre 80 et 280 cm, avec un recouvrement sur chaque couronne de 4 mm, pour assurer l'herméticité dans la direction radiale.

2.2.1.3 Détecteur à rayonnement de transition

Le détecteur à rayonnement de transition (TRT pour Transition Radiation Tracker) procure une mesure de la trajectoire des particules chargées, en utilisant 36 points supplémentaires sur le chemin suivi par la particule. La technologie utilisée permet d'obtenir une bonne mesure de l'impulsion et une bonne reconstruction de la trace, sans ajouter une quantité de matière et un coût important. L'élément de base du détecteur TRT est une paille de 4 mm, remplie d'un mélange gazeux (Xénon 70%, méthane 20% et CO_2 10%). Un fil de $30 \mu\text{m}$ de diamètre, composé de tungstène recouvert d'or, est placé au centre du tube. Le fil et la paroi du fil servent respectivement d'anode et de cathode pour créer un champ électrique. Quand une particule passe, elle ionise le gaz et les charges produites par cette ionisation sont collectées sur l'anode. Les pailles sont entourées de mousse de polypropylène/polyéthylène qui sert de radiateur : lorsque les particules chargées traversent successivement deux matériaux de constante diélectrique différente, elles émettent un rayonnement de transition (des photons de quelques keV) qui, absorbé par le Xénon, produit des électrons d'ionisation, également détectés par l'anode. Ce rayonnement augmente avec le facteur $\gamma = E/m$, donc dans le TRT les électrons déposent deux fois plus

d'énergie que les autres particules, ce qui permet de les identifier. Le détecteur TRT, dans la partie tonneau, est composé de trois couches de 32 modules, avec des pailles de 150 cm de longueur. Dans la partie bouchons il y a 18 couronnes avec des pailles de 39 à 55 cm de long, orientées radialement.

2.2.1.4 Reconstruction du vertex du boson de Higgs avec le détecteur interne

La recherche du boson de Higgs dans le canal diphoton demande une bonne résolution en Z pour le vertex primaire : la précision en masse invariante diphoton dépend de la précision sur l'angle entre les deux photons, qui peut être reconstruit avec la position finale des photons sur le calorimètre électromagnétique et leur position initiale, c'est à dire le vertex primaire². Au LHC, la position des collisions est connue avec une incertitude de $15\mu\text{m}$ dans l'axe x et y et de 56 mm dans l'axe z . Cela n'est pas suffisant pour l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$, car une telle résolution en Z dégraderait par un facteur deux la résolution en masse. Le détecteur interne peut reconstruire le vertex primaire à partir des traces et, dans le cadre de basse luminosité (sans pile-up), nous fournit une résolution en Z de l'ordre de $50\mu\text{m}$. En condition de pile-up, le détecteur interne fournit le vertex primaire et les vertex secondaires et on doit sélectionner le vertex de production du boson de Higgs (voir chapitre 4). Dans ce paragraphe on discutera [7] de l'efficacité de reconstruction du vertex $H \rightarrow \gamma\gamma$, travail effectué en 2006.

Données utilisées 9827 événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ (avec $m_H=120\text{ GeV}$ et un Higgs produit seulement par fusion de gluons) ont été simulés avec le code Athena 9.0.4 [24], [25]-Geant4 [26], c'est à dire avec une géométrie plus simple que celle utilisée en ce moment (voir paragraphe 2.3 et 2.4), avec en particulier 2 couches de pixels au lieu de 3 et moins de matière (correspondant à la Fig 2.19), et digitisés avec du pile-up utilisant la version 10.0.4. La version de code de reconstruction Athena 11.0.41 a été utilisée³. Deux lots d'événements ont été produits, avec un nombre moyen de minimum bias (MB, vertex secondaires, il s'agit des vertex d'interactions indépendants de ceux de la production du boson de Higgs mais reconstruits au même moment que le vertex du Higgs) de 0.01 (appelé par la suite lot sans pile-up) et 4 (lot avec pile-up, correspondant à une luminosité de $1.7 * 10^{33}\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$). En plus, 998 événements MB ont été simulés avec la version 9.0.4 et reconstruits avec 11.0.41.

Efficacité de reconstruction des vertex de Higgs Un événement est considéré comme efficace, si au moins un vertex est reconstruit dans une distance de 2mm en Z autour du vrai vertex du boson de Higgs. L'efficacité dépend de la valeur minimum de P_T des traces, pour qu'elle soient utilisées dans l'algorithme de reconstruction. On peut voir cette dépendance sur la Fig 2.4

Pour un P_{Tmin} de 400 MeV, l'inefficacité est très faible : de 0.02% sans et 0.14% avec pile-up. Le nombre de traces du vertex du boson de Higgs reconstruit est présenté sur la Fig 2.5, où on peut voir les cas d'inefficacité, pour lesquels ce nombre est zéro. On peut également constater que pour les vertex reconstruits il est supérieur ou égal à un, ce qui veut dire qu'on reconstruit même les vertex à une seule trace.

Parmi les 14 événements inefficaces avec pile-up, les 13 sont efficaces sans pile-up, avec un nombre moyen de traces égal à 3, c'est à dire bien inférieur à la moyenne de la Fig 2.5. Il faut aussi constater que le nombre moyen de vertex reconstruits est égal à 2.1 sans et à 6.9 avec

² $m_{\gamma\gamma}^2 = 2E_1E_2(1 - \cos\theta_{12})$, où E_1 et E_2 sont les énergies des deux photons et $\cos\theta_{12}$ l'angle entre leurs directions

³la simulation utilisée ici est la simulation DC2

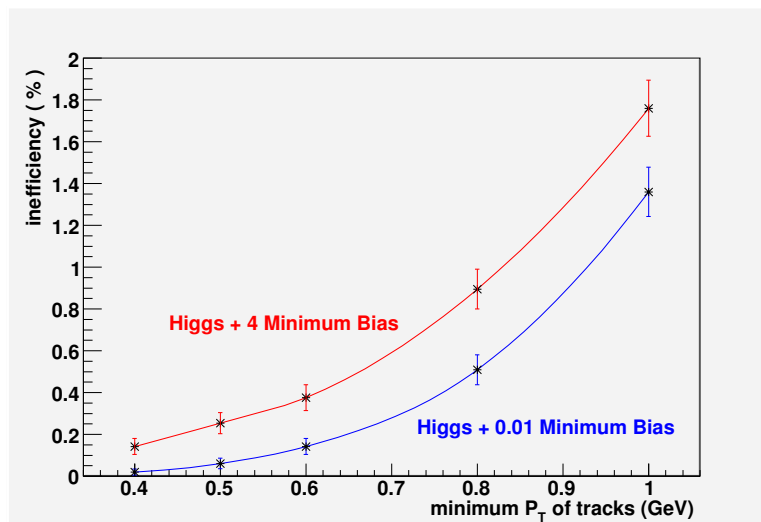


FIG. 2.4 – Inefficacité de reconstruction du vertex du boson de Higgs en fonction de P_{Tmin} des traces, sans et avec pile-up.

pile-up, ce qui signifie que le vertex du boson de Higgs et en moyenne séparé en deux vertex. Cependant, cela n'aura pas d'impact sur la détermination du vertex primaire, car un de ces deux vertex est presque toujours “très faible” (avec très peu de traces) et à une distance très petite de l'autre.

Efficacité de reconstruction des vertex de Minimum Bias Dans la Fig 2.6 on peut voir l'efficacité de reconstruction des vertex MB, dans le cas où les événements sont seulement des événements MB et dans le cas où les vertex MB sont superposés à un vertex de Higgs (en exigeant une distance de plus que 10 mm entre le vertex de Higgs et chaque vertex MB). La définition de l'efficacité reste la même et peut être calculée car on peut avoir accès à l'information des positions des vertex de MB. On voit que l'efficacité de reconstruction baisse avec la présence d'un vertex de Higgs.

L'efficacité de reconstruction des vertex MB pour différentes coupures est présentée sur la Fig 2.7, pour un P_{Tmin} égal à 400 MeV. Pour les coupures 0 et 7 on peut voir les valeurs présentées sur la Fig 2.6. D'autres coupures ont été essayées : le nombre de minimum bias dans l'événement (coupures 1 à 6), nombre de traces dans l'événement (coupure 13), distance minimale entre tous les vertex de Higgs et de MB (coupures 9 à 11 et 20) et le nombre de traces de vertex de Higgs reconstruit (coupures 15 à 20). Aucune forte dépendance a été trouvée, sauf la baisse importante de l'efficacité en présence d'un vertex de Higgs.

Faux vertex Avec un nombre moyen de vertex de MB égal à 0.01 et 4, on aurait attendu un nombre moyen de vertex dans l'événement de 1 et 5. Dans les Fig 2.8 et 2.9 on voit que ce n'est pas le cas : on a en moyenne 2.14 vertex pour le premier et 6.82 vertex pour le deuxième cas. On constate que, pour un nombre moyen de vertex de MB égal à 0.01, 40% des vertex supplémentaires sont très près du vertex de Higgs, donc peuvent être considérés comme un dédoublement du vertex primaire. Le 60% qui reste n'ont probablement aucun rapport avec le vertex du Higgs. Leur grande majorité a seulement une trace qui est probablement une fausse trace. Sur la Fig 2.10 on voit que les faux vertex qui sont reconstruits très près du vertex de Higgs sont “très faibles” (avec peu de traces), donc ne poseront pas de problème à l'identification

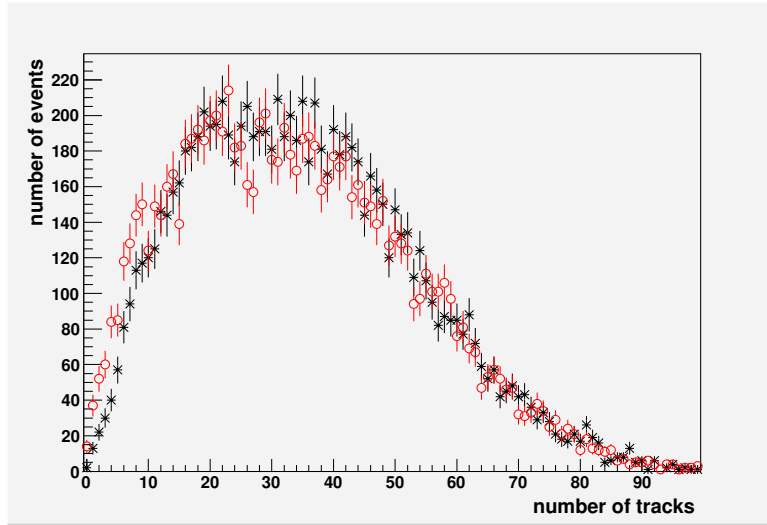


FIG. 2.5 – Nombre de traces correspondant au vertex de Higgs reconstruit avec (etoiles noires) et sans (ronds rouges) pile-up.

du vertex primaire. Pour ces raisons, il est préférable de reconstruire seulement les vertex à plus d'une trace, même si l'inefficacité augmente un peu (maintenant 0.08% pour 0.01 MB et 0.32% pour 4 MB). On constate que, même si le nombre de vertex par événement est plus bas, le nombre des vertex de Higgs séparés en deux n'a pas changé, ce qui n'est pas surprenant, car ces vertex ont en moyenne 6 traces et très rarement juste 1, mais comme on a mentionné cela ne sera pas un problème pour la suite. Notons que le résultat présenté ici est légèrement meilleur que celui présenté dans le tableau 59 de [6] où l'inefficacité est trouvée égale à 4%, en partie car les coupures dans [6] pour calculer l'inefficacité correspondent à $\pm 300\mu\text{m}$ (dans notre cas si on appliquait ces coupures l'inefficacité serait de 0.5%), en partie car l'optimisation du vertexing ici a été très poussée.

On a donc optimisé les variables utilisées dans l'algorithme de reconstruction de vertex dans le but d'avoir une meilleure efficacité. On a également proposé la reconstruction seulement des vertex ayant plus qu'une trace pour éviter de reconstruire de faux vertex. On a obtenu une efficacité de l'ordre de 1% pour le cas sans pile-up et de 3% avec une nombre moyen de MB égal à 4.

2.2.2 Système de calorimétrie

Le système de calorimétrie joue un rôle très important pour de nombreuses recherches, notamment pour la recherche du boson de Higgs. Comme on voit sur les Fig 2.11 et 2.12, trois types de calorimètres existent dans le détecteur ATLAS : le calorimètre électromagnétique, le calorimètre hadronique et le calorimètre avant. Les principaux paramètres du calorimètre (nombre de couches, granularité, couverture en pseudorapidité) sont montrés sur la Fig 2.13.

2.2.2.1 Pré-échantillonneur

Le pré-échantillonneur (couvrant la zone en pseudorapidité $|\eta| < 1.8$) est constitué d'une fine couche d'argon liquide (1.1 cm) instrumentée avec des électrodes très finement segmentés. Il est placé juste devant les calorimètres et sera utilisé pour estimer les pertes en énergie dans la matière qui précède des particules arrivant aux calorimètres et corriger leur réponse.

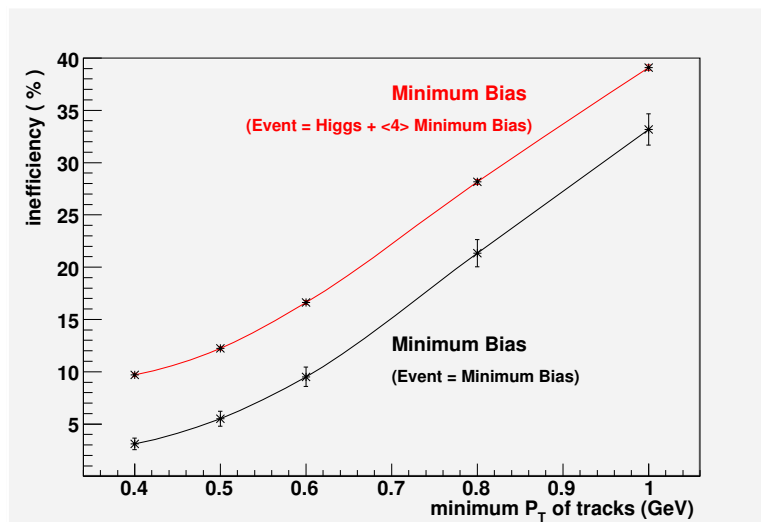


FIG. 2.6 – Inefficacité de reconstruction des vertex MB en fonction de P_{Tmin} des traces, seuls et superposés à un vertex de Higgs.

2.2.2.2 Calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique est utilisé pour la mesure de l'énergie des particules de nature électromagnétique, les électrons, les positrons et les photons, mais peut aussi aider à la détection des muons. Il a été optimisé selon les critères de deux canaux majeurs, $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow 4l$. La partie tonneau couvre la région de pseudorapidité $|\eta| < 1.475$ et les deux bouchons les régions $1.375 < |\eta| < 3.2$. Un scintillateur a été mis en place à la région de transition entre les différentes parties du calorimètre (à $|\eta|=1.45$ d'extention $\Delta\eta=0.15$), pour récupérer partiellement de l'énergie. Le principe de détection des particules dans le calorimètre électromagnétique est de les arrêter avec un matériel lourd (plomb) et ensuite mesurer les particules secondaires qui sont produites par rayonnement de freinage pour les électrons et par création de paires pour les photons. Les particules produites ionisent le milieu actif (argon liquide) et sous l'effet d'une haute tension les électrons d'ionisation dérivent jusqu'aux électrodes, où le courant collecté est proportionnel à l'énergie de la particule incidente. Quand l'énergie est suffisamment élevée, ce phénomène continue en cascade et une gerbe électromagnétique est donc produite. Le calorimètre électromagnétique sera décrit plus en détails au chapitre 3.

2.2.2.3 Calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique mesure l'énergie des jets produits par les quarks et les gluons. Il est constitué par le tonneau, qui est un calorimètre à tuiles, par des bouchons hadroniques et par le calorimètre avant, qui utilisent une technologie à argon liquide. La combinaison de ces trois parties couvre la région de pseudorapidité de $|\eta| < 4.9$

Calorimètre à tuiles Le calorimètre à tuiles (voir Fig 2.14) est composé de deux parties : la partie centrale qui couvre la région de pseudorapidité de $|\eta| < 1$ et deux prolongements qui couvrent la région de pseudorapidité de $0.8 < |\eta| < 1.7$. Le principe de fonctionnement est l'utilisation de plaques de fer de 14 mm d'épaisseur comme absorbeur et des tuiles scintillantes de 3 mm d'épaisseur comme milieu actif. Les particules incidentes interagissent avec le fer et créent une gerbe et les particules secondaires traversent les tuiles et excitent le milieu qui émet des

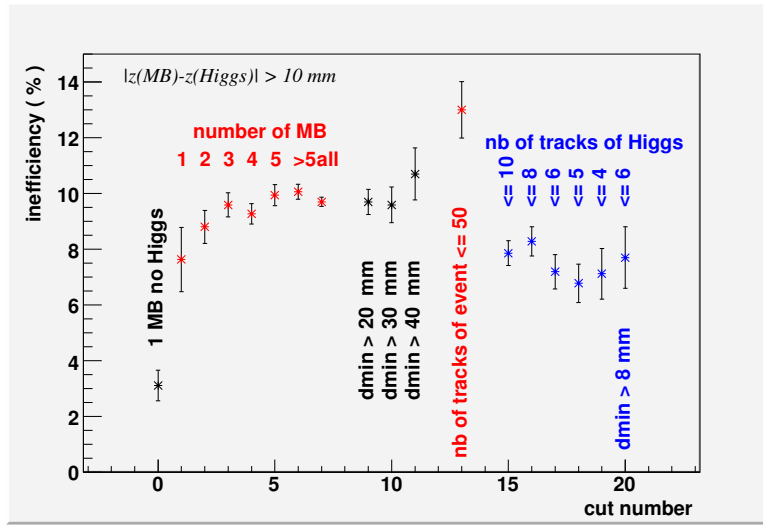


FIG. 2.7 – Inefficacité de reconstruction d'un vertex de MB dans divers cas (voir texte).

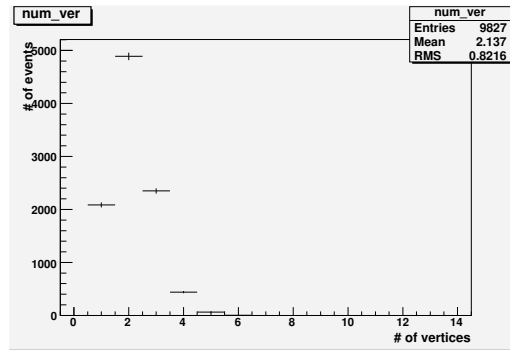


FIG. 2.8 – Nombre de vertex par événement pour un nombre moyen de MB superposés au vertex du boson de Higgs de 0.01.

photons. Ces photons sont en suite lus sur les deux cotés des tuiles par des fibres à décalage de longueur d'onde et convertis en signaux électriques par des photomultiplicateurs. Ce détecteur (la partie centrale et les prolongements) est séparé en trois compartiments longitudinaux, dont les granularités sont $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$, 0.1×0.1 et 0.2×0.1 respectivement.

Bouchon hadronique Les bouchons hadroniques [8] couvrent la région de pseudorapidité de $1.5 < |\eta| < 3.2$. Ils sont composés de deux roues de 81.65 et 96.1 cm d'épaisseur, placées de $|z|=4.28$ à 6.10 m, avec un espace de 40.5 mm entre les deux. Le milieu actif est l'argon liquide, car les cryostats bouchons contiennent à la fois les roues électromagnétiques et hadroniques. Le milieu passif est composé de plaques de cuivre d'une épaisseur de 25 mm dans la première roue et de 50 dans la deuxième. Les plaques sont disposées dans le plan transverse au faisceau et sont séparées par un interstice de 8.5 mm. Une électrode de lecture est placée au milieu de cet interstice. On a donc des petits gaps qui permettent d'avoir un champ électrique intense avec des hautes tensions qui restent raisonnables (≈ 2 kV). Le temps de collection des signaux est ainsi court. La granularité du bouchon hadronique est $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ pour $1.5 < |\eta| < 2.5$ et $\Delta\eta \times \delta\phi = 0.2 \times 0.2$ pour $2.5 < |\eta| < 3.2$. Il est présenté en détail dans la Fig 2.15.

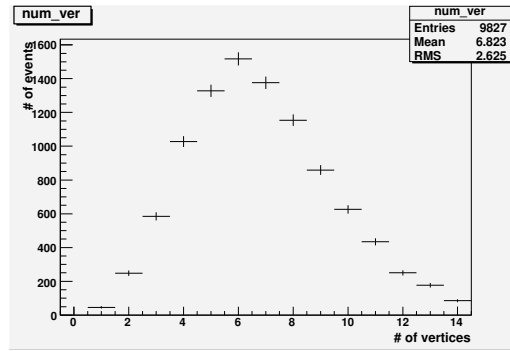


FIG. 2.9 – Nombre moyen de vertex par événement pour un nombre moyen de MB superposés au vertex du boson de Higgs de 4.

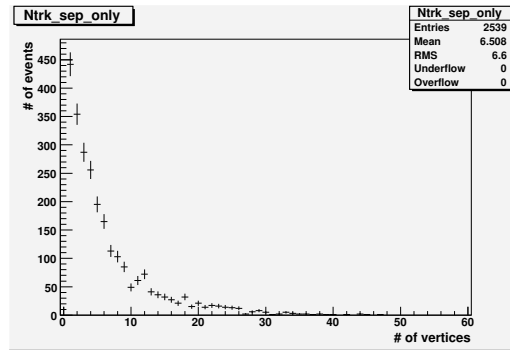


FIG. 2.10 – Nombre de trace par vertex reconstruit à une distance inférieure à 2mm du vrai vertex du Higgs, mais qui ne correspondent pas au vertex du Higgs, dans le cas “sans pile-up”, avec un nombre moyen de MB de 0.01.

Calorimètre avant Le calorimètre avant [9] couvre la région de pseudorapidité de $3.1 < |\eta| < 4.9$ et permet la mesure de l'énergie des jets très proches de l'axe des collisions et de l'énergie manquante. Le détecteur est séparé en quatre modules utilisant différents milieux absorbants. Le premier utilise du cuivre et les deux suivants du tungstène, qui est un milieu très dense et permet d'arrêter les gerbes de haute énergie et d'éviter les fuites d'énergie en dehors du détecteur. Tous les milieux absorbants doivent être résistants aux importantes radiations de cette région de pseudorapidité. Le quatrième module n'est pas instrumenté et sert de protection au spectromètre à muons. Le principe de fonctionnement est l'utilisation d'une matrice d'absorbants, percée de trous cylindriques, remplie par des tubes fins de l'absorbant définissant une couche très fine d'argon liquide. La segmentation de ce calorimètre est à peu près $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$.

2.2.3 Spectromètre à muons

Le spectromètre à muons, grâce à un champ magnétique toroïdal qui définit un champ magnétique orthogonal au champ axial (du solénoïde), fournit une mesure précise de l'impulsion des muons sur une large gamme d'énergie et de pseudorapidité. La courbure de la trajectoire des muons est assurée par un système de huit aimant toroïdaux dans le domaine de pseudorapidité $|\eta| < 1.4$ et par deux fois huit aimants insérés dans les bouchons du toroïde pour $1.4 < |\eta| < 2.7$. Dans la région intermédiaire les champs magnétiques des deux dispositifs sont combinés. La

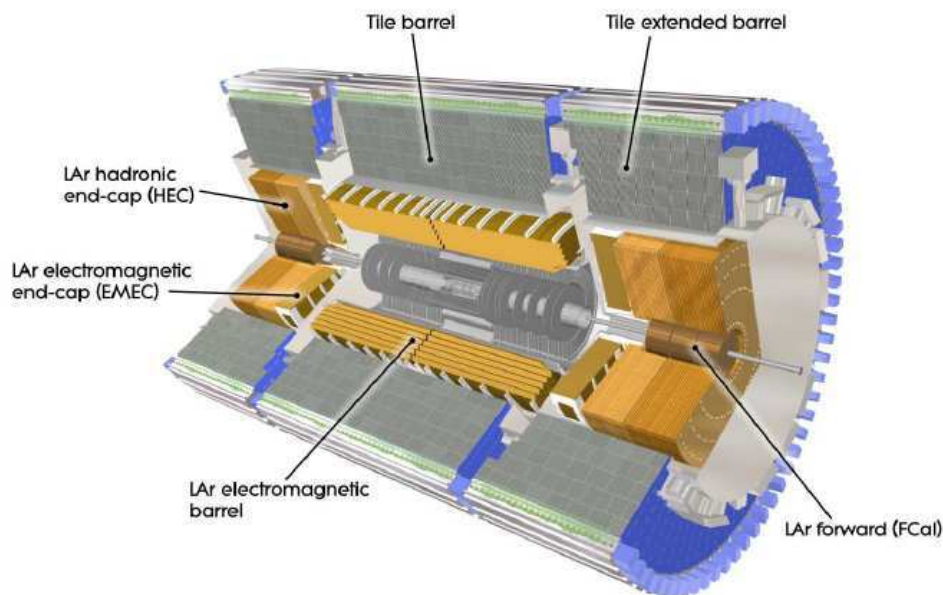


FIG. 2.11 – Système de calorimétrie [6].

configuration choisie permet d'obtenir un champ magnétique global orthogonal en moyenne à la direction des muons et de minimiser la dégradation sur la résolution due aux diffusions multiples.

Le spectromètre à muons possède des chambres de précision et des chambres de déclenchement et pour chacune de ces deux catégories deux types de détecteurs existent : les MDT et CSC pour les chambres de précision et les RPC et TGC pour les chambres de déclenchement.

Chambres de précision Les chambres MDT (Monitored Drift Tubes) sont constituées de tubes en aluminium de 30 mm de diamètre, avec une paroi de $400\mu\text{m}$ d'épaisseur, de 0.9 à 6.2 m de longueur. Un fil de tungstène-rhénium de $50\mu\text{m}$ est soumis à une tension dans le tube. À l'intérieur du tube il y a du gaz composé de 93% d'argon et de 7% de dioxyde de carbone, sous une pression de 3 bars. Les chambres sont composées de tubes et sont disposées en trois compartiments dans la partie centrale et la partie bouchons. Les 1150 modules MDT (en 2008 le détecteur ne sera pas encore complet et on demarrera avec 1088 modules seulement) permettent une reconstruction des traces avec une précision de $300\mu\text{m}$ par point de mesure [11], [12]. Dans les régions à grande pseudorapidité, où le grand flux des particules ne permet pas l'utilisation des MDT, on utilise les chambres rubans cathodiques CSC (Cathodes Strips Chambers), qui ont une meilleure granularité. Il s'agit de chambres proportionnelles multifils avec des cathodes segmentées en bandes de lecture, séparées par un pas de 5.08 mm. Le gaz utilisé est un mélange d'argon (30%), de CO_2 (50%) et de CH_4 (20%). Les chambres sont composées de deux plaques cathodiques externes, entre lesquelles il y a un plan de fils anodiques espacés de 2.54 mm. Ces 32 chambres CSC fournissent une résolution de 50 à $70\mu\text{m}$ [13].

Chambres de déclenchement Dans les parties tonneaux, les chambres de déclenchement sont des chambres à plaques résistives RPC (Resistive Plate Chambers). Il s'agit de chambres à plaques parallèles en bakélite délimitant un espace de 2 mm de gaz composé de $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$, de

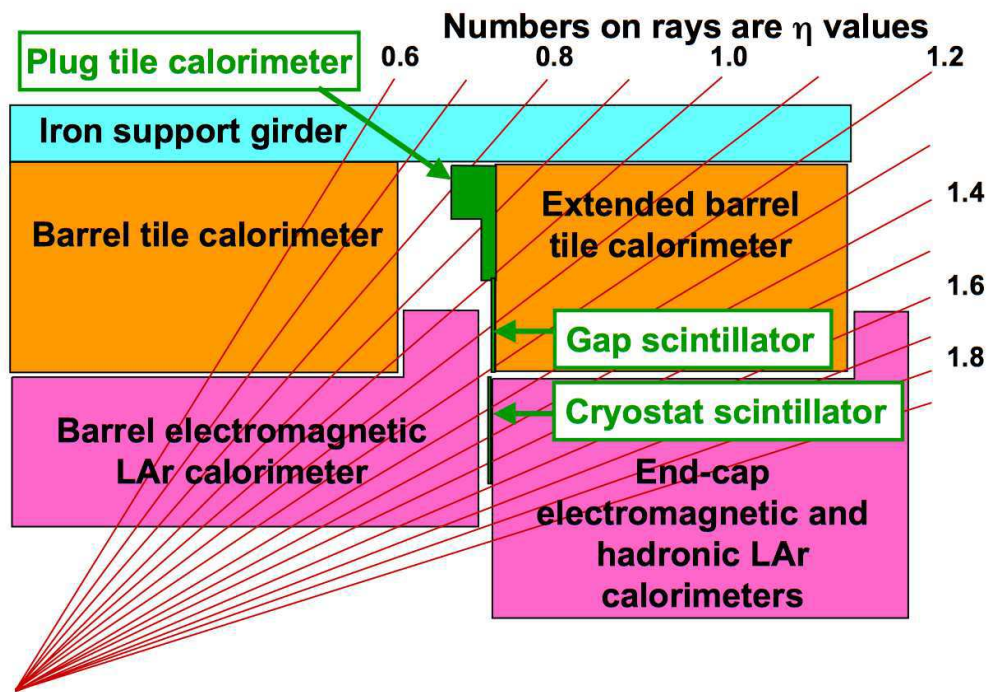


FIG. 2.12 – Schéma de la région de transition entre les cryostats du tonneau et des bouchons. Des éléments scintillateurs ont été installés pour corriger la perte en énergie dans de la matière inactive (pas montrée ici), comme les cryostats de l’argon liquide et les services du détecteur interne [6].

C_4H_{10} et de SF_6 , dans un champ électrique de 4.5 kVmm^{-1} qui provoque la multiplication par avalanche des électrons produits par l’ionisation primaire. Les plaques sont couvertes de peinture qui permet de les connecter à la haute tension. Chaque particule qui arrive ionise le gaz et les électrons d’ionisation primaire sont déviés vers les électrodes par le champ électrique. Ce signal est lu sur des bandes métalliques, les strips, sur chaque face des plaques de bakélite. Une chambre RPC est composée de deux couches rectangulaires de détecteurs lues par deux séries de bandes métalliques orthogonales entre elles. Les bandes constituant les rubans en η sont parallèles aux fils des chambres MDT, donnant une image de la mesure des MDT au premier niveau de déclenchement. Les bandes orthogonales donnent une granularité en ϕ . Elles servent pour le déclenchement de niveau 1 mais sont aussi utilisées pour la reconstruction des traces dans le programme de reconstruction. Ce système fournit une résolution spatiale de l’ordre du cm et une résolution temporelle de l’ordre de 25 ns.

Les chambres à espace fin TGC (Thin Gap Chambers) sont analogues aux CSC, mais avec un pas entre fils d’anode de 1.8 mm et une distance entre cathodes de 2.8 mm. Les fils d’anode, qui sont parallèles aux fils des MDT, ont un diamètre de $50 \mu\text{m}$. Ils fournissent les signaux de déclenchement de niveau 1. Les signaux des bandes métalliques orthogonales fournissent des informations sur l’autre coordonnée du point d’impact au système L1 et aux algorithmes de reconstruction. Le gaz utilisé comporte un absorbeur (quencher) contenant 55% de CO_2 et 45% de n-pentane.

Pour obtenir une précision de l’ordre de la dizaine de microns, un système d’alignement des chambres qui utilise un guidage laser est utilisé. Concernant la résolution en impulsion, elle est de l’ordre de 6 à 8 % pour de muons de $P_t < 10 \text{ GeV}/c$, de l’ordre de 4% pour $P_t \approx 100 \text{ GeV}/c$ et de l’ordre de 10% pour des impulsions de l’ordre du TeV/c.

2.2.4 Système de déclenchement (*trigger*)

Dans l'expérience ATLAS, le taux de croisement de faisceau est de 40 MHz et le taux de collisions est proche de 1 GHz pour des luminosités de l'ordre de $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Le volume de données serait donc trop important et impossible à analyser. Un grand nombre de ces données sont des processus de faible énergie, sans intérêt pour la physique recherchée dans ATLAS, comme la diffusion inélastique proton-proton, qui a une section efficace de l'ordre de 80 mb, 9 ordres de grandeur supérieure à celle de la production d'un boson de Higgs de 120 GeV. Le système de déclenchement d'ATLAS doit sélectionner les événements intéressants à partir de critères physiques pertinents, en limitant le bruit de fond. Il est séparé en trois niveaux, comme on peut voir à la Fig 2.16

– LVL1

Le premier niveau est utilisé pour réduire le taux initial d'événements dans un temps très court. La sélection est basée sur le dépôt dans le calorimètre et les signaux des chambres à muons. En particulier, les critères de déclenchement correspondent à l'énergie des *clusters*, à la multiplicité des traces de muons de grande impulsion et à l'énergie transverse manquante. Le traitement est effectué par un système d'électronique local pour chaque détecteur. Les objets détectés à ce niveau définissent des régions d'intérêt (ROI pour Region Of Interest) qui seront explorées plus en détail au niveau suivant. Le temps nécessaire pour obtenir une réponse à ce niveau est de l'ordre de $2.5 \mu\text{s}$ et ne provoque pas un temps mort pour les détecteurs, car l'information est stockée dans les mémoires tampons. Au LVL1, le taux d'événements est réduit de 40 MHz à 75 kHz.

– LVL2

Le deuxième niveau étudie les régions d'intérêt mises en évidence au niveau 1. Ici l'information de l'ensemble du détecteur est utilisée. Les particules sont identifiées et leur énergie et impulsion est mesurée et des critères de sélection plus élaborés sont utilisés. Le temps nécessaire à ce niveau est de 10 ms et le taux est réduit de 75 kHz à 3 kHz.

– LVL3

Les événements acceptés après le niveau 2 sont transférés vers une ferme de processeurs, où ils sont complètement reconstruits. A ce stade, le taux baisse à 200 Hz et les événements restant sont enregistrés.

2.2.4.1 Système de déclenchement pour les photons

Dans ce paragraphe on décrira la stratégie de sélection des photons en utilisant les trois étapes de sélection du *trigger*. Cette stratégie sera utilisée dans l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$. Les trois étapes de sélection du *trigger*, pour les photons sont de complexité croissante. Au niveau 1 les photons sont sélectionnés en utilisant l'information venant du calorimètre à une granularité réduite. Les ROI sont définis. Le niveau 2 utilise les ROI pour effectuer une sélection qui agit sur des *clusters* isolés en utilisant la granularité complète du calorimètre. La sélection est basée sur le E_T du *cluster* et des variables de forme de gerbe pour rejeter les jets. Un filtre d'événements (EF \equiv Event Filter) au niveau 3 complète la sélection.

Niveau 1 Le but de premier niveau de déclenchement est de sélectionner les candidats électromagnétiques (il n'y a pas de séparation entre les électrons et les photons pour le moment) qui pourraient faire part d'une signature physique intéressante et indiquer une ROI qui sera ensuite traitée par le deuxième niveau. Déjà à ce niveau là on doit avoir une bonne discrimination entre photon ou électrons et jets, tout en maintenant une grande efficacité pour des P_T supérieurs au seuil considéré. La procédure est la suivante :

1. On définit 3200 régions $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ dans le calorimètre, appelées tours de déclenchement. Les candidats photons sont définis par des maximums de E_T locaux dans une région de 2×2 tours. A ce moment là on peut appliquer un veto sur l'énergie transverse dans cette région ou dans la somme des tours les plus proches qui l'entourent.
2. Pour appliquer l'algorithme du trigger on définit une fenêtre de 4×4 , qui a quatre composantes (Fig 2.17) :
 - le centre qui est formé par un ensemble de 2×2 tours de déclenchement et qui consiste un éventuel ROI
 - quatre régions à deux tours électromagnétiques, utilisées pour calculer le E_T de la gerbe électromagnétique (la plus énergétique des quatre est utilisée)
 - un "anneau" de 12 tours électromagnétiques qui entourent la région centrale qui sera utilisée pour l'isolation électromagnétique des candidats
 - les 4 tours hadroniques se trouvant derrière la région centrale et l'"anneau" hadronique de 12 tours, utilisés pour appliquer une isolation hadronique
 On crée une telle fenêtre 4×4 pour chaque éventuelle ROI du calorimètre.
3. Pour qu'un déclenchement soit associé à une fenêtre on exige :
 - que le ROI soit un maximum de local d'énergie transverse
 - que le plus énergétique des quatre régions de 2 tours électromagnétiques ait une énergie supérieure au minimum exigé pour un *cluster* électromagnétique
 - que le E_T de l'"anneau" soit inférieur à la coupure d'isolation calorimétrique
 - que le E_T de la région des 16 *towers* hadroniques soit inférieur à la coupure d'isolation hadronique

La liste de coupures utilisées dans cette analyse pour le niveau 1 correspondant à g20i (appelé EM15i) est présentée dans le tableau 2.2. Notons que pour le niveau 1 g20 (sans isolation, appelé EM15) seule la première coupure est appliquée.

LVL1	L1 EM15i
$E_T^{max}_{2tours}$ (GeV) >	11
"anneau" em E_T (GeV) <	3
4 tours had E_T (GeV) <	2
"anneau" had E_T (GeV) <	2

TAB. 2.2 – Coupures appliquées au premier niveau du trigger électromagnétique (voir [15], [17], [28]).

Niveau 2 La première étape du deuxième niveau du trigger est le raffinement de l'information fournie par le calorimètre dans les ORI définis au premier niveau. Avec l'utilisation de la granularité complète et une calibration spécifique au niveau 2, la décision du premier niveau est confirmée et les quantités qui seront intéressantes pour le niveau 2 sont recalculées. La cellule à l'énergie maximale est recherchée dans la deuxième couche du calorimètre et un *cluster* 3×7 (où maintenant l'unité est la cellule du second compartiment du calorimètre) est construit autour de lui. Les variables suivantes sont calculées :

- Energie transverse dans le cluster électromagnétique
- Energie transverse dans le calorimètre hadronique
- Forme laterale dans la deuxième couche du calorimètre électromagnétique $R_\eta(37)$, voir paragraphe 5.1.1 (variable définie comme l'énergie déposée dans un cluster 3×7 autour de la cellule la plus énergétique sur l'énergie déposée dans un cluster 7×7 autour de la même cellule)

- Forme laterale dans la première couche du calorimètre électromagnétique R_{η}^{strip} , qui représente la significativité d'un éventuel deuxième maximum d'énergie, voir paragraphe 5.1.1 (variable définie comme la différence entre le premier et le deuxième maximum sur la somme de leurs énergies)

Les détails sur les coupures du deuxième niveau seront présentés au chapitre 5.4.

Filtre d'événements Après l'application des coupures du deuxième niveau du trigger électromagnétique, on a déjà une rejection de jets très significative. Le filtre d'événements (EF) utilise les mêmes coupures de façon plus raffinée (par exemple avec une correction par rapport à la taille finie des cellules). Les détails du filtre d'événements seront présentés au chapitre 5.

Les déclenchements photons que l'on pense utiliser à haute luminosité ($> 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) sont g60 et 2g20i. Ce dernier déclenchement, qui sera utilisé pour l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$, demande deux fois 20i. Le Fig 2.18 [14] représente l'efficacité de déclenchement pour g20. On voit la coupure au niveau 1 sur cette figure.

Taux de jets à chaque niveau du trigger Le tableau 2.3 présente le taux de jets restant après chaque étape du trigger 2g20i.

niveau	taux de jets
L1	140 ± 8 Hz
L2	4.7 ± 1.6 Hz
EF	1.6 ± 1 Hz

TAB. 2.3 – *Taux de jets à chaque niveau du trigger pour une luminosité de $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [18].*

On discutera les efficacités du trigger des photons dans le chapitre 5.

2.3 Simulation et reconstruction des données Monte-Carlo d'ATLAS

Athena [25] est utilisé pour la génération des événements, pour la simulation des événements avec Geant4 [26], la digitisation et la reconstruction qui donne deux formats, les ESD (Event Summary Data) et les AOD (Analysis Object Data) qui ont une information résumée (qui est utilisé la plupart du temps dans cette thèse), en particulier les candidats photons qui sont dans PhotonContainer et électrons qui sont dans ElectronContainer (voit chapitre 5.1). Comme on verra par la suite, la quantité de matière simulée évolue avec les différentes versions d'Athena et devient de plus en plus réaliste.

2.4 Différentes descriptions du détecteur utilisées dans l'analyse

Depuis le TDR (1999), une nouvelle géométrie du détecteur a été simulée et utilisée, appelée DC1⁴ (Data Challenge 1). Cette nouvelle simulation avait comme but de décrire de façon plus réaliste le détecteur. Par exemple, les bouchons du calorimètre électromagnétique ont été déplacés de 4 cm pour laisser de la place à la sortie des cables, les cellules des bouchons ne

⁴cette simulation a été suivie par une simulation légèrement modifiée appelée DC2

pointaient plus vers le vertex et une quantité de matière supplémentaire a été rajoutée au détecteur interne. La nouvelle distribution de quantité de la matière (utilisée dans l'analyse présentée au paragraphe 2.2.1.4) est présentée sur la Fig 2.19 [23].

Récemment, une nouvelle production de données a été entreprise, appelée CSC (Computing System Commissioning). La géométrie utilisée pour cette production diffère de celle de DC1 [19]- [21] :

1. une couche supplémentaire de pixels a été rajoutée au détecteur interne (la troisième couche n'était pas incluse dans la géométrie DC1)
2. une plus grande quantité de matière a été simulée
3. on a également simulé un possible désalignement du détecteur pour voir ses effets sur les mesures

Sur la Fig 2.20 on voit les nouvelles distributions de matière, pour une géométrie dite "idéal0" (parfaitement alignée) et "misal1" (misalignée avec de la matière supplémentaire, voir chapitre 3) [22]. Comme la matière supplémentaire dépend de ϕ (elle a été mise uniquement à $\phi > 0$), la partie droite de la Fig 2.20 intègre sur ϕ cette matière.

Cette nouvelle géométrie sera utilisée dans le cadre de l'analyse des données CSC, mais elle a été actualisée depuis en augmentant la matière. On peut voir la nouvelle quantité de matière dans [6] (figure 72). Une (encore) nouvelle actualisation devrait avoir lieu avant le démarrage du LHC et devrait être utilisée pour les productions utiles à l'analyse des premières données.

	Barrel	End-cap
EM calorimeter		
Number of layers and $ \eta $ coverage		
Presampler	1 $ \eta < 1.52$	1 $1.5 < \eta < 1.8$
Calorimeter	3 $ \eta < 1.35$	2 $1.375 < \eta < 1.5$
	2 $1.35 < \eta < 1.475$	3 $1.5 < \eta < 2.5$
		2 $2.5 < \eta < 3.2$
Granularity $\Delta\eta \times \Delta\phi$ versus $ \eta $		
Presampler	0.025×0.1 $ \eta < 1.52$	0.025×0.1 $1.5 < \eta < 1.8$
Calorimeter 1st layer	$0.025/8 \times 0.1$ $ \eta < 1.40$	0.050×0.1 $1.375 < \eta < 1.425$
	0.025×0.025 $1.40 < \eta < 1.475$	0.025×0.1 $1.425 < \eta < 1.5$
		$0.025/8 \times 0.1$ $1.5 < \eta < 1.8$
		$0.025/6 \times 0.1$ $1.8 < \eta < 2.0$
		$0.025/4 \times 0.1$ $2.0 < \eta < 2.4$
		0.025×0.1 $2.4 < \eta < 2.5$
Calorimeter 2nd layer	0.025×0.025 $ \eta < 1.40$	0.050×0.025 $1.375 < \eta < 1.425$
	0.075×0.025 $1.40 < \eta < 1.475$	0.025×0.025 $1.425 < \eta < 2.5$
Calorimeter 3rd layer	0.050×0.025 $ \eta < 1.35$	0.1×0.1 $2.5 < \eta < 3.2$
		0.050×0.025 $1.5 < \eta < 2.5$
Number of readout channels		
Presampler	7808	1536 (both sides)
Calorimeter	101760	62208 (both sides)
LAr hadronic end-cap		
$ \eta $ coverage		$1.5 < \eta < 3.2$
Number of layers		4
Granularity $\Delta\eta \times \Delta\phi$		0.1×0.1 $1.5 < \eta < 2.5$
		0.2×0.2 $2.5 < \eta < 3.2$
Readout channels		5632 (both sides)
LAr forward calorimeter		
$ \eta $ coverage		$3.1 < \eta < 4.9$
Number of layers		3
Granularity $\Delta x \times \Delta y$ (cm)		FCal1: 3.0×2.6 $3.15 < \eta < 4.30$
		FCal1: \sim four times finer $3.10 < \eta < 3.15$, $4.30 < \eta < 4.83$
		FCal2: 3.3×4.2 $3.24 < \eta < 4.50$
		FCal2: \sim four times finer $3.20 < \eta < 3.24$, $4.50 < \eta < 4.81$
		FCal3: 5.4×4.7 $3.32 < \eta < 4.60$
		FCal3: \sim four times finer $3.29 < \eta < 3.32$, $4.60 < \eta < 4.75$
Readout channels		3524 (both sides)
Scintillator tile calorimeter		
	Barrel	Extended barrel
$ \eta $ coverage	$ \eta < 1.0$	$0.8 < \eta < 1.7$
Number of layers	3	3
Granularity $\Delta\eta \times \Delta\phi$	0.1×0.1	0.1×0.1
	Last layer 0.2×0.1	0.2×0.1
Readout channels	5760	4092 (both sides)

FIG. 2.13 – Principaux paramètres du calorimètre ATLAS [6].

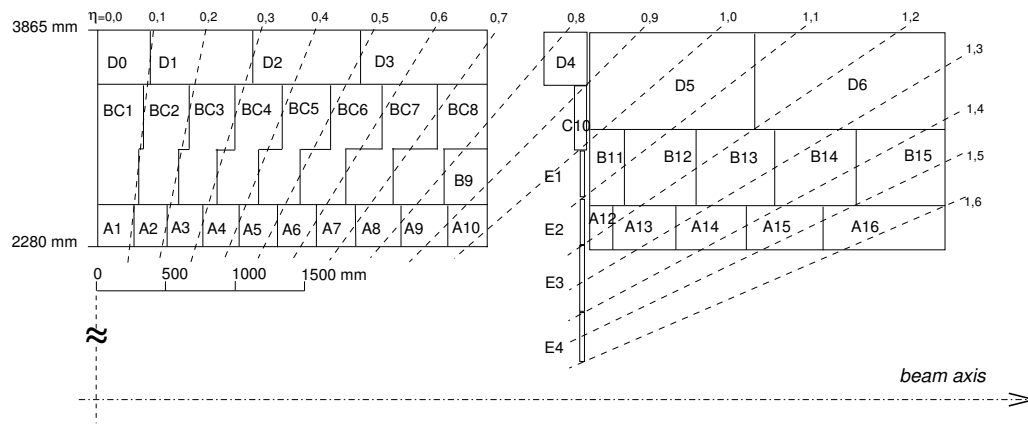


FIG. 2.14 – Granularité latérale et longitudinale du barrel central (à gauche) et des prolongements du calorimètre à tuiles [6].

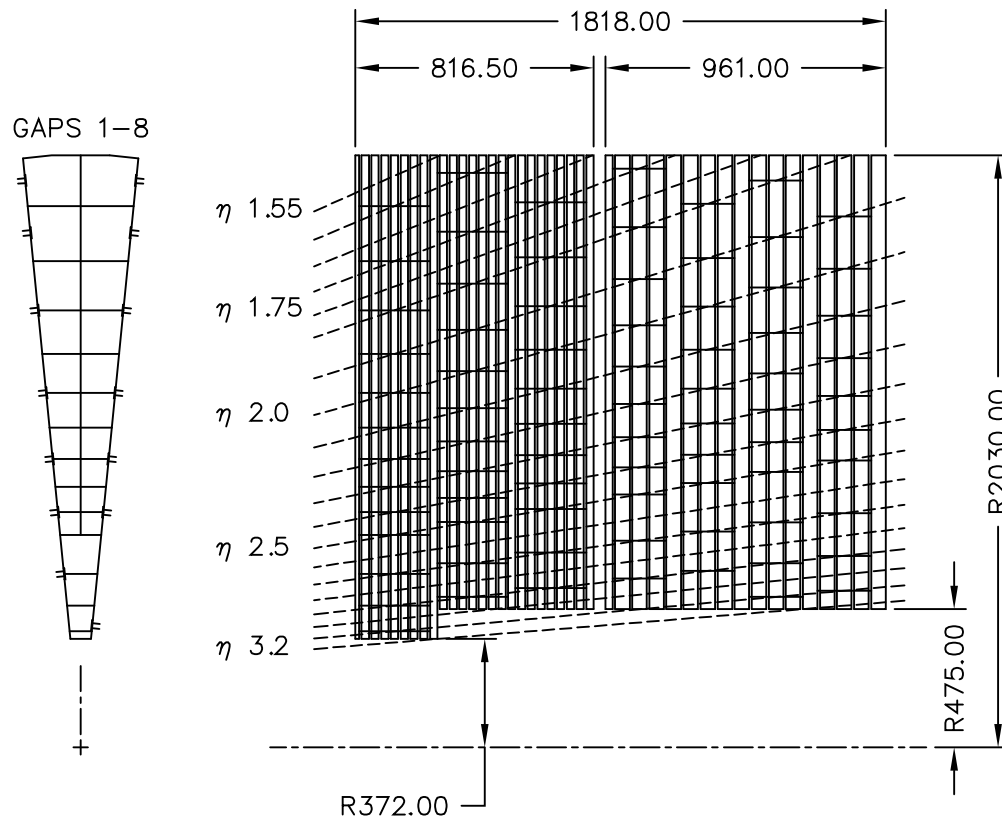


FIG. 2.15 – Vue schématique en R- ϕ (à gauche) et en R-z (à droite) du bouchon du calorimètre hadronique. Les distances sont en mm. [6]

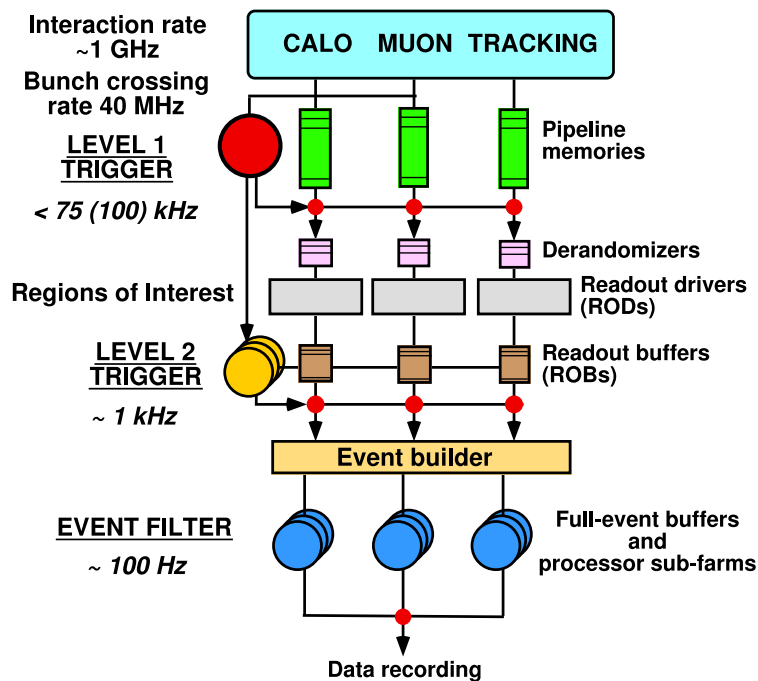


FIG. 2.16 – Schéma du système de déclenchement avec les différents niveaux de sélection [9].

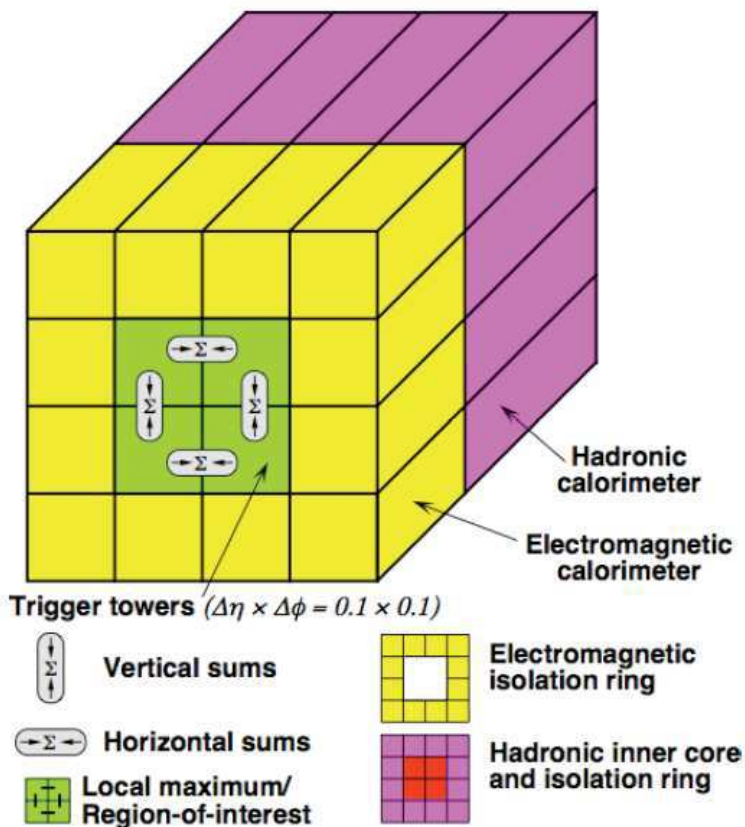


FIG. 2.17 – Régions définies au premier niveau du trigger électromagnétique [27].

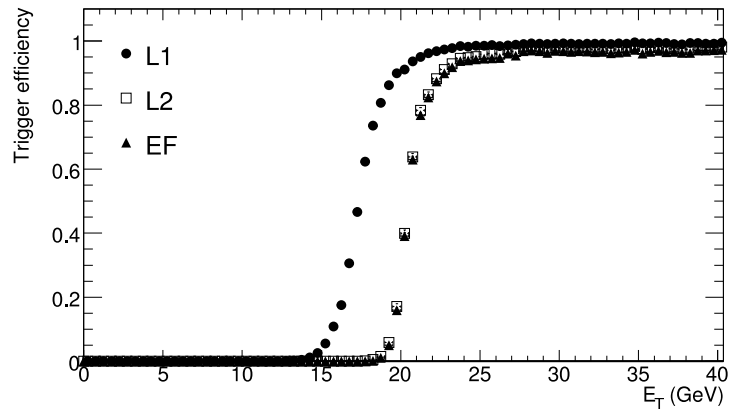


FIG. 2.18 – Efficacité des deux premiers niveaux de trigger g20 et du filtre en fonction de la vraie énergie transverse des photons, pour une géométrie idéale. [6] [29]

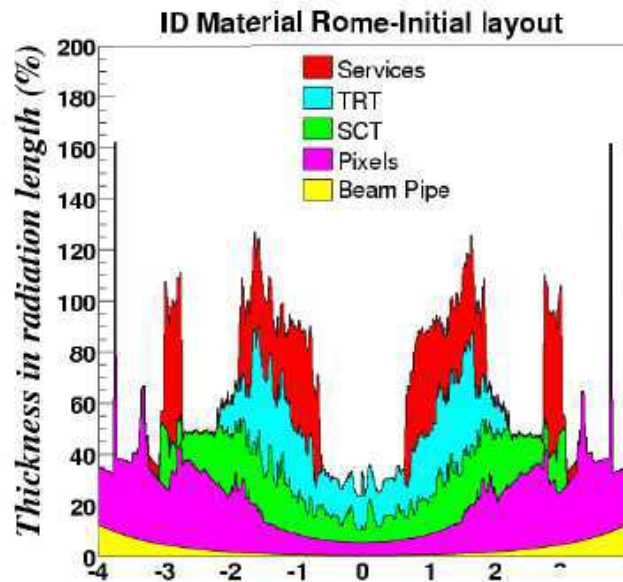


FIG. 2.19 – Quantité de matière dans le détecteur de traces en fonction de la pseudorapacité η , pour la géométrie DC1. [23]

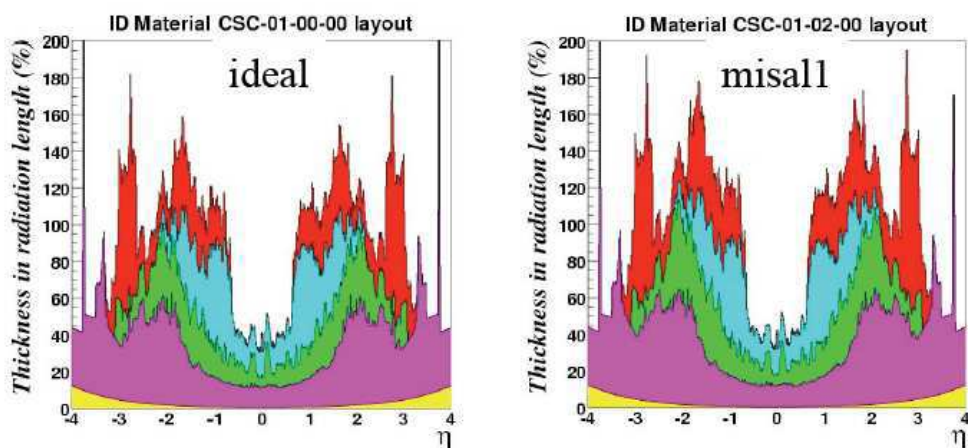


FIG. 2.20 – Quantité de matière au détecteur de traces en fonction de la pseudorapidité η , pour la géométrie idéale (à gauche) et misal1 (à droite), voir texte. [22]

Bibliographie

- [1] The LHC Study Group CERN/AC/DI/FA/90-06 (october 1990)
- [2] pour la simulation du pile-up dans le calorimetre a argon liquide voir par exemple : W.Lampl,S.Laplace,M.Lechowski,D.Rousseau,H.Ma,S.Menke and G.Unal " Digitization of LAr calorimeter for CSC simulations", ATL-LARG-PUB-2007-011
- [3] S.Baranov et al. "Estimation of Radiation Background, Impact on Detectors, Activation and Shielding Optimization in ATLAS ", ATL-GEN-2005-001
- [4] ATLAS Collaboration, CSC note Muon "Reconstruction and Simulated Performance in ATLAS : Studies with Simulated Monte Carlo Samples"
- [5] L.Evans, New J.Phys.9 :335,2007
- [6] ATLAS Collaboration (G.Aad et al) "The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider" ATL-COM-PHYS-2007-102
- [7] I.Koletsou presentation au meeting Higgs du 13-9-2006
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=3&sessionId=0&resId=1&materialId=slides&confId=a062475>
- [8] D.M. Gingrich et al, JINST 2 :P05005,2007
- [9] A.Artamonov et al., ATL-COM-LARG-2007-013
- [10] ATLAS Collaboration, Detector and Physics Performance Technical Design Report, volume 1 , CERN/LHCC/99-14 , 25 may 1999
- [11] L. Pontecorvo, The ATLAS Muon Spectrometer, 4th International Symposium on LHC : Physics and Detectors LHC 2003, 1-3 May 2003, Scientific Note SN-ATLAS-2003-030, Eur.Phys.J.C34 :S117-S128,2004
- [12] S. Horvat, O. Kortner, H. Kroha, A. Manz, S. Mohr dieck, V. Zhuravlov, Precision drift chambers for the ATLAS muon spectrometer, eConf C030626 (2003) FRAP13, physics/0308096
- [13] ATLAS Collaboration, Muon Spectrometer Technical Design Report, CERN/LHCC/97-22, 31 May 1997
- [14] ATLAS Collaboration note CSC EG-11 : "Overall trigger strategy for the electron and photon selection"
- [15] R.Goncalo, communication privee
- [16] V.Perez-Reale , thesis : " Electron/photon identification and Standard Model Higgs process studies at the High Level Trigger for the ATLAS experiment" CERN-THESIS-2006-055
- [17] https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/TriggerConfigPython#Currently_available_menus_in_Pyt
- [18] F.Monticelli , meeting Higgs du 28-8-2007
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=18&resId=0&materialId=slides&confId=16862>
- [19] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/SettingGeometryVersion>

- [20] https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/InDetGeometryVersions#Geometry_Layouts
- [21] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/DistortedMaterial>
- [22] Jean Baptiste De Vivie au workshop 'b tagging' du 10 mai 2007
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=44&sessionId=0&resId=0&materialId=slides&confId=14475>
- [23] Jean Baptiste De Vivie à l'ID week' du 3 juillet 2006
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=107&sessionId=s8&resId=1&materialId=slides&confId=a0625>
- [24] M. Lechowski, thèse LAL 05-20 (avril 2005)
- [25] Athena est l'environnement logiciel d'ATLAS. Il est écrit en C++.
- [26] S. Agostinelli et al. (GEANT4 Collaboration), Nucl. Instrum. Meth. A506 :250-303, 2003
- [27] R. Aschenbach et al "The ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger", ATL-DAQ-PUB-2008-001
- [28] V. Perez-Reale, communication privée
- [29] cette courbe d'efficacité correspond à un réglage du trigger légèrement différent de celui utilisé dans cette thèse (correspondant à la version 13 de Athena au lieu de la version 12 utilisée dans la thèse)

Chapitre 3

Le calorimètre électromagnétique

3.1 Description du calorimètre

La conception du calorimètre électromagnétique à accordéon de l'expérience ATLAS par D. Fournier [1], [2] et son design ont eu comme critère la meilleure exploitation des signatures physiques, liées notamment à la découverte du boson de Higgs et la supersymétrie. Les exigences pour ce détecteur ont été fixées et les objectifs sont :

- une couverture angulaire jusqu'à $|\eta|=2.5$ à fine granularité, pour augmenter la signification statistique des processus rares, comme le $H \rightarrow \gamma\gamma$ et le $H \rightarrow 4l$. Notons que l'ensemble de la calorimétrie a une couverture supplémentaire avec moins d'exigence en granularité jusqu'à $|\eta|=5$, pour détecter les jets qui se trouvent très près de l'axe de collisions et mesurer l'énergie manquante produite par des particules qui n'interagissent pas dans le détecteur
- une excellente identification des électrons et des photons et un très puissant rejet des jets, ce qui nécessite une très fine granularité, de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ au moins sur la région de pseudorapidité $|\eta| < 2.5$, une séparation en plusieurs compartiments dont un à une encore plus fine granularité en η qui permettra la séparation γ/π^0
- une très bonne résolution en énergie dans la gamme 10-300 GeV, pour assurer une résolution en masse de à peu près 1% pour les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow 4l$. Ceci implique un terme d'échantillonnage pas plus grand que $10\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ et un terme constant inférieur à 1%
- une résolution angulaire en θ de l'ordre de $50 \text{ mrad}/\sqrt{E(\text{GeV})}$, pour qu'elle ne contribue pas de façon importante à la résolution en masse du boson de Higgs. Concernant l'angle ϕ , la position des objets électromagnétiques dans le calorimètre suffit pour déterminer leur direction, car la position transverse du faisceau est connue avec une incertitude de seulement $15 \mu\text{m}$, bien que dans la direction longitudinale cette incertitude s'élève à 56 mm. On a donc besoin de la position de l'objet dans au moins deux compartiments pour en déduire son angle
- la combinaison de tout ce qui précède avec une rapidité de réponse et une résistance à des conditions de radiations très importantes

Sur la Fig 3.1 on voit la géométrie du calorimètre électromagnétique. Chaque cellule du calorimètre contient plusieurs structures constituées d'absorbeurs, d'électrodes et d'un intervalle d'argon liquide. Quand un photon ou un électron arrivent sur le détecteur, il crée une gerbe dans l'absorbeur, une feuille de plomb (matériel dense et peu coûteux) pour ATLAS. L'argon liquide est alors ionisé par les particules de la gerbe. Les électrons d'ionisation arrivent aux électrodes et le signal mesuré est proportionnel au dépôt d'énergie de la particule incidente. L'argon liquide

qui a été choisi a plusieurs avantages : une bonne résistance aux radiations, une bonne stabilité temporelle, une excellente linéarité de réponse sur une gamme d'énergie de 10 MeV à 3 TeV, une facilité pour la calibration et un faible terme constant. Les épaisseurs du plomb et de l'argon liquide varient avec la pseudorapidité. Entre les absorbeurs se trouvent les électrodes de lecture, constituées de trois couches de cuivre, dont les deux externes sont connectées à la haute tension, et deux couches de kapton. Le kapton est un excellent isolant avec un coefficient de contraction thermique proche de celui du cuivre et une très bonne résistance aux radiations. L'espace entre les absorbeurs et l'électrode est maintenu constant grâce à une structure isolante constituée d'alvéoles en forme de nids d'abeille. On voit également sur la Fig 3.1 la structure en accordéon du calorimètre qui sert à augmenter la vitesse de lecture et améliorer l'herméticité.

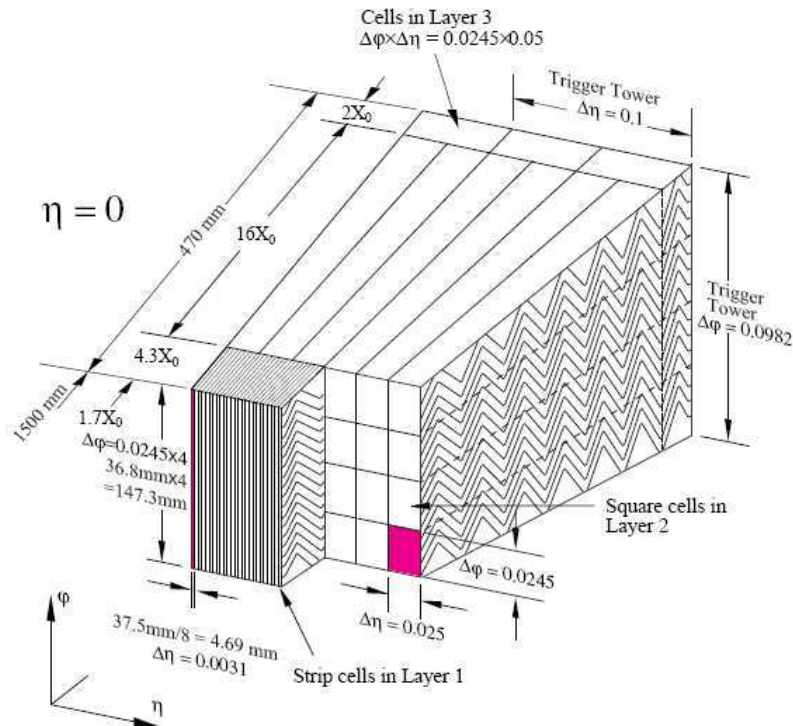


FIG. 3.1 – Géométrie du calorimètre électromagnétique. On voit la structure en accordéon [3].

Le calorimètre électromagnétique est séparé en trois compartiments :

- le premier compartiment (*strips*), le plus proche à l'axe des collisions, a une faible profondeur (6 longueurs de radiation X_0). Il a une segmentation particulièrement fine et est très utile à la séparation $\gamma - \pi^0$, parce-ce qu'il est capable de séparer les deux gerbes très proches des photons produits par les π^0 . Il sert également à mesurer le début de la gerbe électromagnétique
- le deuxième compartiment (*middle*) est plus profond (16 X_0). Il mesure l'énergie de la plus grande partie de la gerbe
- le troisième compartiment sert à récupérer la queue de la gerbe. Il est très peu profond (2 X_0)

Dans la Fig 2.13 sont présentées les granularités de chaque compartiment. Les bouchons ne sont pas complètement couverts de trois compartiments. L'agencement des électrodes du tonneau et des bouchons se trouve représenté dans la Fig 3.2.

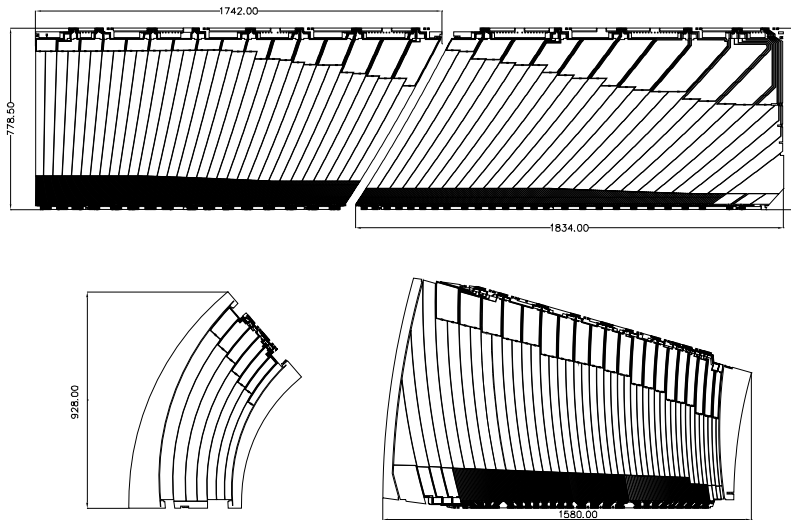


FIG. 3.2 – Granularité latérale et longitudinale du calorimètre électromagnétique pour le tonneau (en haut) et les bouchons (en bas). Les dimensions sont en mm. [3].

Les trois compartiments du calorimètre sont précédés d'un pré-échantillonneur dont le rôle est d'identifier les pertes en énergie des particules incidentes à cause de la matière située avant le calorimètre, en vérifiant si une gerbe a commencé avant que la particule arrive au premier compartiment. Le pré-échantillonneur est composé d'électrodes de cuivre et d'époxy qui baignent dans de l'argon liquide. Il couvre la pseudorapidité de $|\eta| < 1.52$ pour le tonneau et $1.5 < |\eta| < 1.8$ pour les bouchons, avec une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.1$ pour les deux cas.

L'électronique de lecture du calorimètre électromagnétique est décrite sur la Fig 3.3 où on voit en particulier les cartes de calibration [4], les cartes FEB (Front End Board) [20] qui sont placées sur les traversées du cryostat et qui reçoivent les signaux et font la préamplification et la digitisation (3 gains dans le rapport 1/10/100 sont utilisés) et l'électronique BE (Back End) qui fait le traitement [5] des données digitisées produisant l'énergie et le temps des cellules.

3.2 Comparaison des calorimètres d'ATLAS et CMS

Les deux expériences qui sont de façon plus importante impliquées dans la recherche du boson de Higgs, ATLAS et CMS ont des calorimètres électromagnétiques très différents. Une comparaison détaillée des deux détecteurs se trouve dans la Ref [6] et une comparaison des détecteurs de traces dans la Ref [7]. Les deux calorimètres électromagnétiques sont constitués d'une partie tonneau qui couvre la région de pseudorapidité $|\eta| < 1.5$ et deux bouchons qui couvrent $1.4 < |\eta| < 3.2$ pour ATLAS et $1.4 < |\eta| < 3.0$ pour CMS, avec une excellente uniformité dans les deux cas (par exemple pour le calorimètre ATLAS l'uniformité est de $\approx 0.5\%$ pour des régions de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.4$). Les performances des deux détecteurs sont significativement affectées par la quantité de matière qui les précède. En plus du détecteur de traces, pour ATLAS cette matière est le cryostat du tonneau et l'aimant solénoïdal et pour CMS le pré-échantillonneur situé devant les bouchons. CMS a choisi de placer tout le calorimètre électromagnétique et presque tout le calorimètre hadronique dans l'aimant solénoïdal (de 4 T au lieu de 2 T pour ATLAS). Dans le cas d'ATLAS les particules traversent cette matière supplémentaire avant d'arriver au calorimètre. Les principales différences entre les deux détecteurs

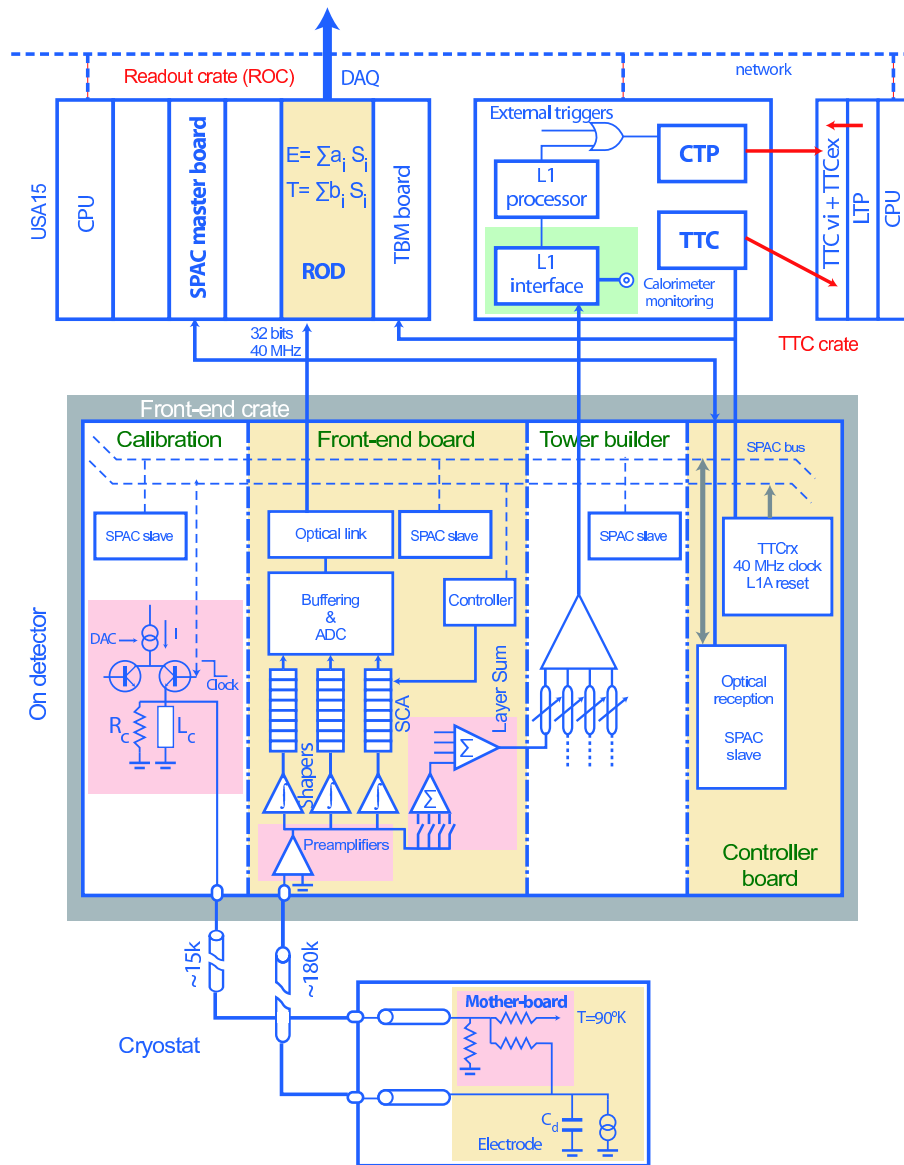


FIG. 3.3 – Schéma de l'électronique de lecture du calorimètre électromagnétique à argon liquide. La partie froide est représentée en bas suivie plus haut par les cartes d'électronique FEB qui se trouvent près de traversées froides puis par les "crates" de lecture ROD [3].

constituent également leurs points forts :

- le calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS a une excellente granularité latérale et longitudinale permettant une bonne identification de la direction des particules et un excellent rejet γ/π^0 et electron/jet (grâce aux *strips*).
- le calorimètre électromagnétique de CMS n'a pas de segmentation longitudinale mais une granularité latérale qui est très fine et une meilleure résolution intrinsèque.

Les performances des deux calorimètres ont été évaluées avec des prises de données utilisant des faisceaux test. Bien sur, cette évaluation, ainsi que la calibration effectuée avec ces données, sera poursuivie pendant la prise des premières données venant de collisions, avec des événements $Z \rightarrow ee$ et $W \rightarrow e\nu$. Sur la Fig 3.4 on voit les précisions attendues sur la mesure de l'énergie des photons. Pour ATLAS, il s'agit de résultats de simulation [18] de photons convertis et non convertis à une pseudorapidité de $\eta=1.1$, région où $\approx 3.5 X_0$ de matière est présente avant le calorimètre. L'énergie des photons est mesurée dans le tonneau dans un cluster 3×5 . Pour CMS, les photons choisis doivent déposer au moins 94.3% de leur énergie dans un cluster 3×3 en unités de cellules (normalisé avec un cluster 5×5), ce qui exclut la grande majorité des conversions. Ces photons se trouvent tous dans le baril. On voit que pour des photons de 100 GeV, la résolution d'ATLAS varie entre 0.96% et 1.26%, selon la quantité et la qualité des conversions. Si on rajoute à ces chiffres le terme constant de 0.7%, on obtient une résolution de 1.19 à 1.44%. La résolution de CMS pour des photons de la même énergie est de 0.75%, où le terme constant est déjà inclus. Ce chiffre augmenterait si on tenait compte du fait que 20 à 60% de photons se convertissent avant d'arriver au tonneau. Sur la Fig 3.5 on voit les résolutions attendues pour le cas des électrons. Dans le cas d'ATLAS les régions en pseudorapidité de $\eta=0.3$ et 1.1 sont considérées. L'énergie des électrons est toujours mesurée dans le tonneau dans un *cluster* 3×7 , plus étendu que pour les photons, dans le but de collecter les éventuels photons de bremsstrahlung mais toujours en faisant attention de préserver la linearité et la faible sensibilité en pile-up et bruit. Pour CMS tout le tonneau est considéré. Des algorithmes raffinés sont utilisés pour le détecteur de traces et le calorimètre, dans le but de reconstruire la plupart de l'énergie perdue dans des photons de bremsstrahlung et maintenir l'excellente résolution intrinsèque du calorimètre. Pour des électrons de 50 GeV, la résolution du calorimètre ATLAS est de 1.3% pour $\eta=0.3$ et de 1.8% pour $\eta=1.1$ (dans le cas d'ATLAS le détecteur de traces n'est pas utilisé pour l'instant). Pour CMS la résolution monte à 2% pour les électrons.

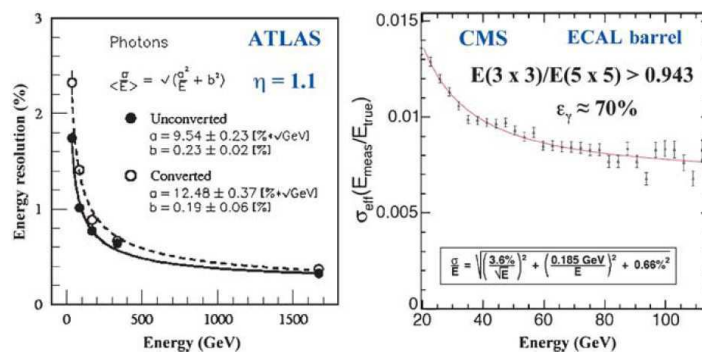


FIG. 3.4 – Précision relative attendue sur la mesure de l'énergie des photons, en fonction de leur énergie, pour ATLAS (à gauche) et CMS (à droite) [6].

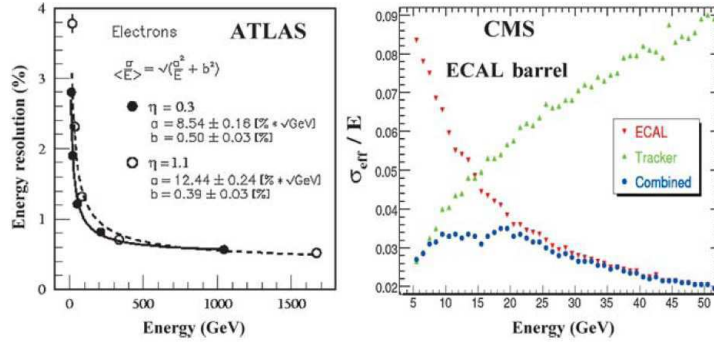


FIG. 3.5 – Précision relative attendue sur la mesure de l'énergie des électrons, en fonction de leur énergie, pour ATLAS (à gauche) et CMS (à droite) [6].

3.3 Reconstruction de la direction des photons en utilisant le premier et le deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique

A haute luminosité ce n'est pas simple de déterminer le vertex primaire avec le détecteur interne, à cause de la présence du pile-up qui donne des vertex supplémentaires. Pour reconstruire la masse invariante $H \rightarrow \gamma\gamma$ avec une grande précision, on peut utiliser le premier et le deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique pour calculer l'angle des photons et en déduire leur position initiale. Pour cela on a besoin de savoir la position en η et le barycentre radial de la gerbe du photon dans chacun des deux compartiments (Fig 3.1) qui sont obtenus par une méthode décrite plus loin [8] et utilisée dans l'algorithme de reconstruction d'ATLAS à partir de la version Athena 13 (Fig 3.7 et 3.8).

On peut ensuite tracer une ligne droite entre ces deux points et utiliser encore une fois la position en η du photon au premier compartiment et sa distance avec l'axe de collisions pour calculer la position en z du vertex de l'interaction.

Dans les figures suivantes sont présentées les résolutions en angle et z du vertex des photons, données par la méthode décrite ci-dessus, appliquée à des photons seuls d'une gamme d'énergie compatible avec celle des photons venant d'un événement $H \rightarrow \gamma\gamma$ (Fig 3.9).

Sur les Fig 3.10 et 3.11 on voit cette résolution multipliée par \sqrt{E} en fonction de η pour toute la gamme de l'énergie. Aux Fig 3.12 et 3.13 la même résolution est présentée en fonction de l'énergie des photons, pour des photons avec une pseudorapidité absolue inférieure à 0.5¹.

Le vertex de production du boson de Higgs est calculé ainsi :

$$z_{\text{pointing}} = \frac{\frac{z_1}{(\sigma(z_1))^2} + \frac{z_2}{(\sigma(z_2))^2}}{\frac{1}{(\sigma(z_1))^2} + \frac{1}{(\sigma(z_2))^2} + \frac{1}{(5.6\text{cm})^2}} \quad (3.1)$$

où z_1 est le z calculé pour le premier photon, z_2 le z calculé pour le deuxième photon et 5.6 cm représente le fait que les collisions ont lieu à $z=0$ avec une incertitude de 5.6 cm (taille du paquet de protons). Ainsi le z_{pointing} est déterminé avec une erreur de :

¹un accord raisonnable est vu avec les résultats du faisceau test, voir figures 13 et 14 de [12]

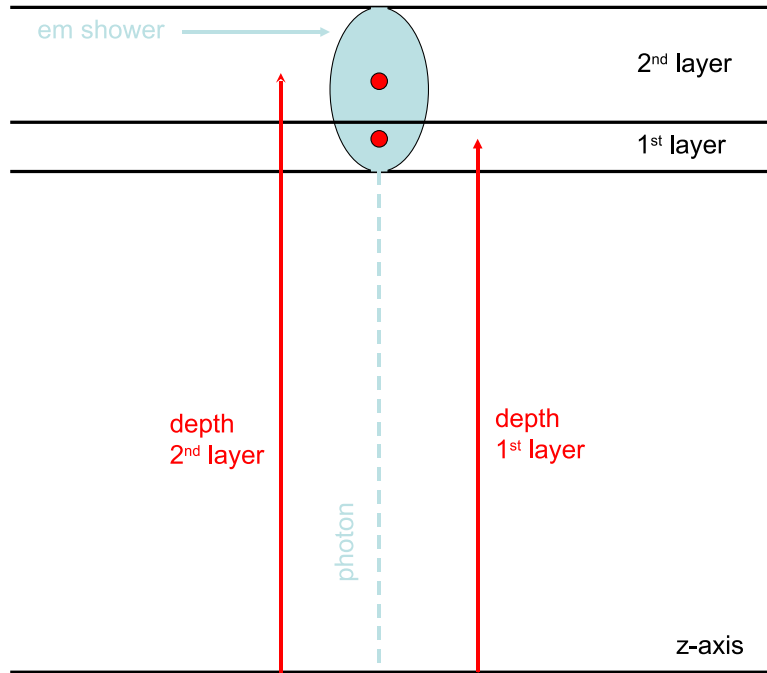


FIG. 3.6 – Schéma de la distance entre l’axe z et le barycentre de la gerbe photonique au premier et au deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique.

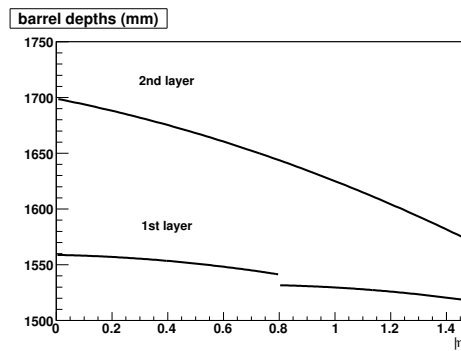


FIG. 3.7 – Distance entre l’axe de collisions et les barycentres de la gerbe des photons dans le premier et le deuxième compartiment du tonneau du calorimètre électromagnétique.

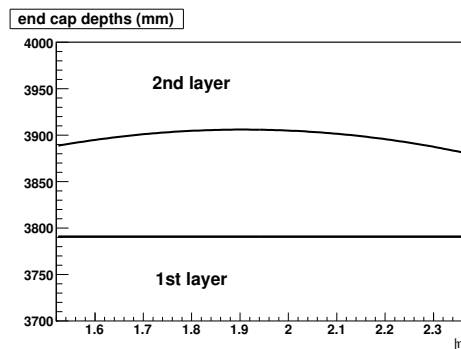


FIG. 3.8 – Distance entre l’axe de collisions et les barycentres de la gerbe des photons dans le premier et le deuxième compartiment des bouchons du calorimètre électromagnétique.

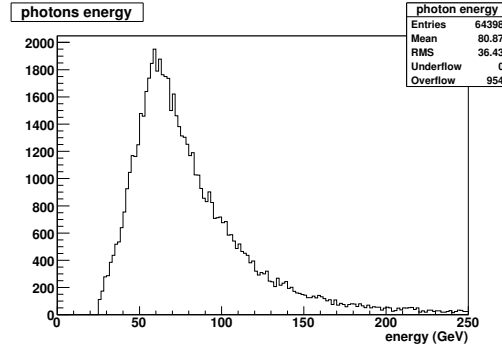


FIG. 3.9 – Gamme d'énergie de photons venant d'événements $H \rightarrow \gamma\gamma$, pour $m_H = 120$ GeV.

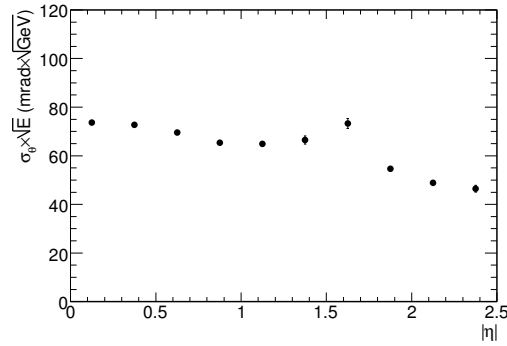


FIG. 3.10 – Résolution angulaire (ajustement gaussien) en fonction de η [17].

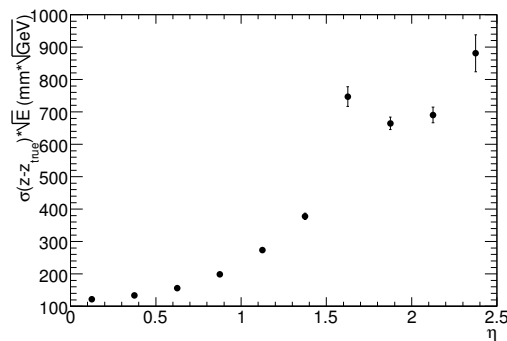


FIG. 3.11 – Résolution en z (ajustement gaussien) en fonction de η [17].

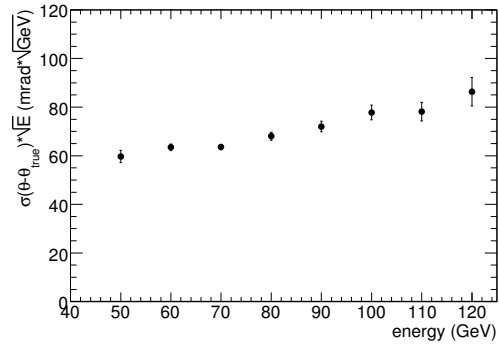


FIG. 3.12 – Résolution angulaire (ajustement gaussien) en fonction de l'énergie, pour des photons à $|\eta| < 0.5$ [17].

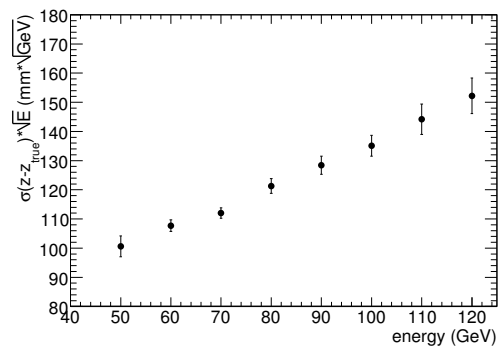


FIG. 3.13 – Résolution en z (ajustement gaussien) en fonction de l'énergie, pour des photons à $|\eta| < 0.5$ [17].

$$(\sigma(z))^2 = \frac{1}{\frac{1}{(\sigma(z_1))^2} + \frac{1}{(\sigma(z_2))^2} + \frac{1}{(5.6\text{cm})^2}} \quad (3.2)$$

Sur la Fig 3.14 on voit les distributions de $z_{pointing} - z_{true}$ pour les cas où les deux photons se trouvent dans le tonneau (noir), un photon se trouve aux bouchons (rouge) et les deux photons de trouvent aux bouchons (bleu).

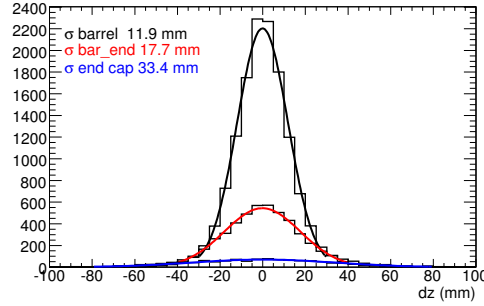


FIG. 3.14 – Distribution de $z_{pointing} - z_{true}$ des paires des photons, pour une géométrie idéale.

Les résultats ci-dessus sont obtenus en considérant une géométrie idéale pour le détecteur. Si on reconstruit les événements en tenant compte de ce désalignement² ainsi que de la matière supplémentaire (géométrie "misall") on voit que la résolution est un peu dégradée (Fig 3.15). Pour le barrel, le désalignement de la géométrie est de :

- pour la partie $\eta < 0$
 - une translation de $dx = -2$ mm et $dy = -1$ mm
 - une translation de $dz = 4$ mm
- pour la partie $\eta > 0$
 - une translation de $dx = 2$ mm et $dy = -3$ mm
 - une translation de $dz = 4$ mm
 - une rotation

La translation en dx , dy va créer une modulation du z donné par le pointing en fonction de l'angle ϕ , qui aura des extremums à -2.69 et 0.46 pour la partie $\eta < 0$ et à -0.98 et 2.16 pour la partie $\eta > 0$. La translation en z va directement décaler la distribution de pointing de 4 mm. La rotation de la partie positive va faire que la dépendance en angle ϕ va elle-même dépendre de η . La reconstruction des événements dans ce cas-là tient compte de ce désalignement et normalement on ne devrait plus voir ces effets, mais comme on verra par la suite la correction n'est pas parfaite.

Dans la Fig 3.16 on voit que la distribution de $z_{pointing} - z_{true}$ pour les paires de photons dans le tonneau est décalée de 4.4 mm, donc on se rend compte que les effets de misalignement sont visibles. Cet effet résiduel de désalignement, de taille voisine du désalignement injecté dans la simulation, est causé par une utilisation très approchée dans le code de reconstruction qui corrige le désalignement de la profondeur de gerbe et est expliqué dans l'appendice A. Les effets dus à la connaissance inexacte de la profondeur de gerbe sont très nombreux. On va les considérer ci-dessous en étudiant le pointing photon par photon. Sur la Fig 3.22 on voit la distribution pour des photons individuels, donc le point $z = 0 \pm 56$ mm n'intervient pas. On

²l'étude de la géométrie désalignée reconstruite en croyant qu'elle est alignée n'est pas décrite ici. On peut voir des études préliminaires dans [19]

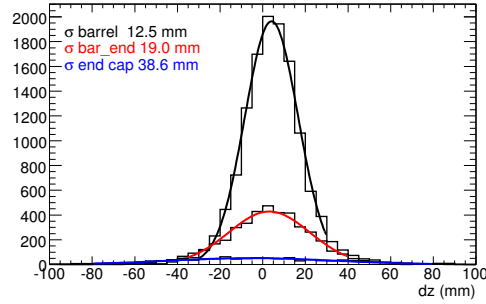


FIG. 3.15 – Distribution de $z_{pointing} - z_{true}$ des paires des photons, pour une géométrie désalignée.

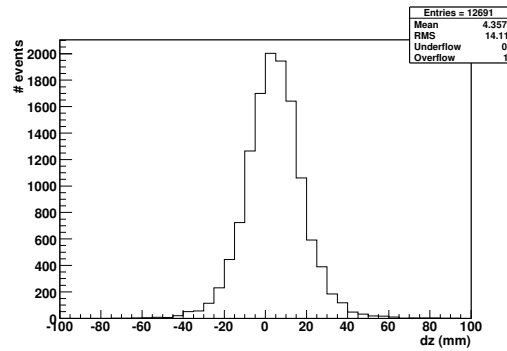


FIG. 3.16 – Distribution de $z_{pointing} - z_{true}$ des paires de photons dans le barrel, pour une géométrie désalignée.

va considérer trois différentes descriptions des profondeurs des gerbes des photons qui sont représentées sur les Fig 3.17 et 3.18.

- La première fonction est calculée [8] en séparant le calorimètre électromagnétique en intervalles de η et en optimisant pour chaque intervalle la profondeur, pour obtenir la meilleure résolution en η (la résolution en η dans ce cas-là est la différence entre le η extrapolé de la trace à ce rayon (compte tenu de son z (vertex) et de sa direction) et le η du calorimètre). Ensuite on calcule la fonction qui ajuste le mieux les profondeurs à chacun de ces intervalles. Cette fonction est représentée en bleu dans les Fig 3.17 et 3.18 et dans les Fig 3.7 et 3.8.
- La deuxième fonction qui décrit les profondeurs des gerbes des photons a été le résultat du calcul [9] direct du barycentre en rayon de l'énergie déposée pas à pas dans G4 par compartiment. La fonction calculée est représentée en noir dans les Fig 3.17 et 3.18.
- La troisième fonction a été calculée dans le cadre du TDR. C'est celle qui est utilisée par défaut dans la version Athena 12. Elle est représentée en rouge sur les Fig 3.17 et 3.18.

Toutes les trois fonctions ont une forme de polynôme :

$$\text{profondeur(strips)} = a_s + b_s * \eta + c_s * \eta^2$$

$$\text{profondeur(middle)} = a_m + b_m * \eta + c_m * \eta^2$$

Les paramètres dépendent de la pseudorapidité. Ils sont présentés au tableau 3.1.

tonneau			bouchons	
par.	$\eta < 0.8$	$\eta > 0.8$	$\eta < 1.5$	$\eta > 1.5$
première fonction				
a_s	1558.859292	1522.775373	12453.297448	3790.671754
b_s	-4.990838	27.970192	-5735.787116	0
c_s	-21.144279	-21.104108	0	0
a_m	1698.990944		8027.574119	3473.473909
b_m	-49.431767		-2717.653528	453.941515
c_m	-24.504976		0	-119.101945
deuxième fonction				
a_s	1556.9	1473.1	3800	
b_s	-0.5108	120.39	0	
c_s	-25.216	-63.687	0	
a_m	1690.56		3920	
b_m	-39.4884		0	
c_m	-23.556412		0	
troisième fonction				
a_s	1567.8	1503.2	3760	
b_s	-18.975	71.716	0	
c_s	-17.668	-41.008	0	
a_m	1697.1	1739.1	3880	
b_m	-15.311	-75.648	0	
c_m	-64.153	-18.501	0	

TAB. 3.1 – Valeurs utilisées pour la paramétrisation des profondeurs du premier et du deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique pour chaque fonction utilisée dans le cadre de cette thèse. Les profondeurs sont calculées en mm.

Dans les Fig 3.19 à Fig 3.20 on voit le décalage de la distribution du pointing en fonction du z de l'interaction (le vrai z du MC est utilisé). On voit qu'on a à peu près une valeur constante

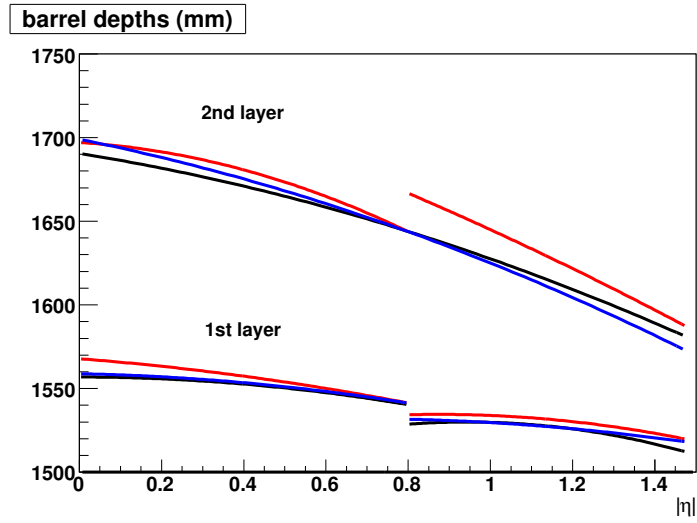


FIG. 3.17 – Profondeurs de la gerbe des photons dans le barrel du calorimètre électromagnétique, en fonction de η (voir texte).

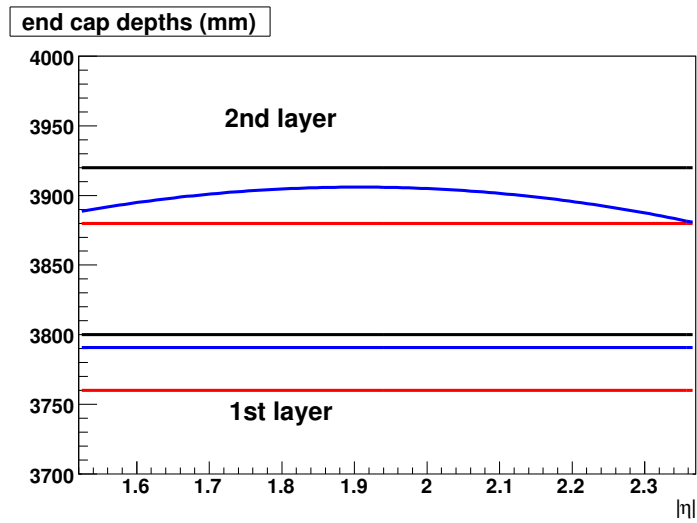


FIG. 3.18 – Profondeurs de la gerbe des photons dans les end-cap du calorimètre électromagnétique, en fonction de η (voir texte).

en fonction du z du vertex, ce qui est un signe que les profondeurs ont été bien calculées. Par contre, dans la Fig 3.21 on voit une pente qui montre qu'il y a un biais, donc une erreur dans le calcul des profondeurs. (En effet, une erreur sur la profondeur induit un effet sur le calcul du vertex qui est nul pour $z_v=0$ et qui augmente quand z_v augmente et qui est de signe différent pour $z_v < 0$ et $z_v > 0$.)

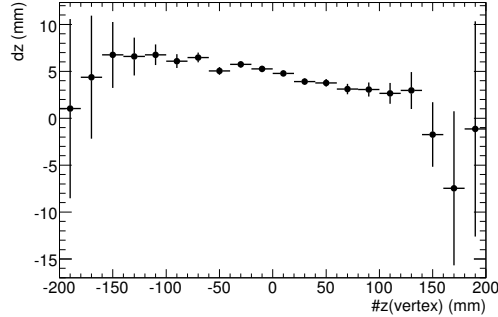


FIG. 3.19 – Différence entre le z calculé par le pointing avec la première fonction et le z vrai du vertex en fonction du z vrai du vertex.

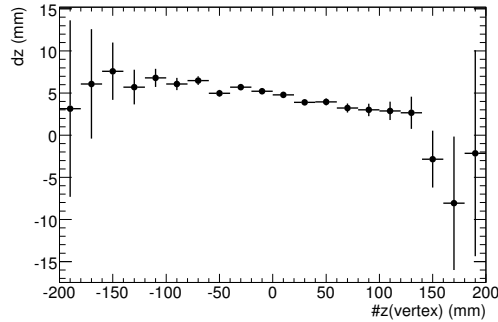


FIG. 3.20 – Différence entre le z calculé par le pointing avec la deuxième fonction et le z vrai du vertex en fonction du z vrai du vertex.

Cela ne veut pas dire que les deux premières descriptions des profondeurs ont été parfaitement calculées : sur la Fig 3.22 on voit que globalement dans les deux premiers cas on a une résolution supérieure au troisième cas. Dans la Fig 3.17 on voit que les trois descriptions diffèrent surtout à grandes valeurs de η . On regarde les résolutions calculées avec chaque description des profondeurs pour $|\eta| > 1$ seulement (Fig 3.23). Maintenant la résolution est moins bonne pour les deux premiers cas, donc les profondeurs ne sont pas bien décrites avec les deux premières méthodes à grands $|\eta|$.

En partie pour cette raison, on utilisera pour l'instant la troisième fonction de description des profondeurs pour tout ce qui suit dans cette analyse. D'ailleurs les effets présentés ci-dessous sont très similaires pour les trois cas.

Considérons pour l'instant la partie $\eta < 0$ du calorimètre, où il n'y a pas de rotation. Sur la Fig 3.24 on voit la modulation du z en fonction de l'angle ϕ . On voit également les deux extremum à -2.69 et à 0.46 .

Si on regarde la même dépendance pour la partie positive du calorimètre (Fig 3.25), on voit que l'effet n'est pas clair, à cause de la rotation supplémentaire que cette partie du détecteur a

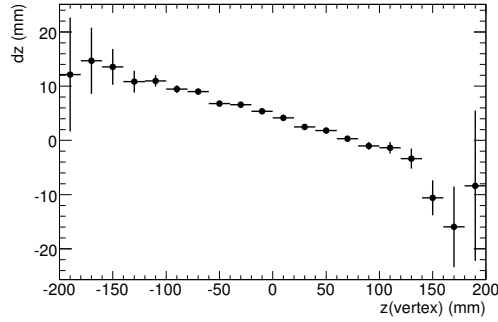


FIG. 3.21 – Différence entre le z calculé par le pointing avec la troisième fonction et le z vrai du vertex en fonction du z vrai du vertex.

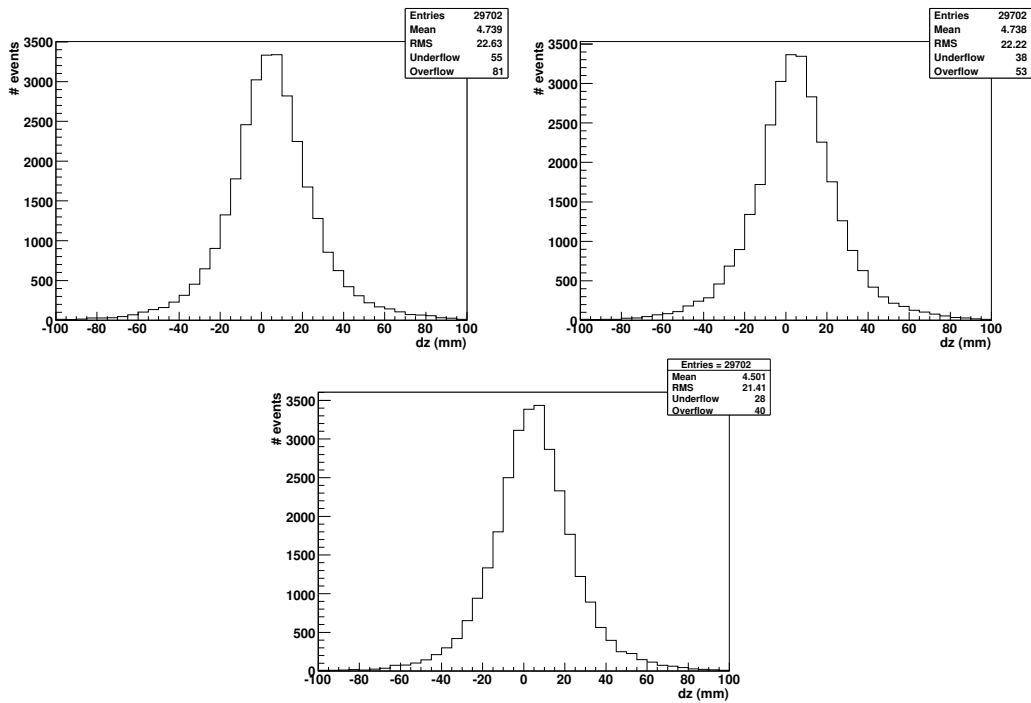


FIG. 3.22 – Distribution de $z_{pointing} - z_{vrai}$ pour les photons individuels dans le tonneau, pour une géométrie misalignée, avec la première (en haut à gauche), la deuxième (en haut à droite), et la troisième (en bas) fonction décrivant les profondeurs.

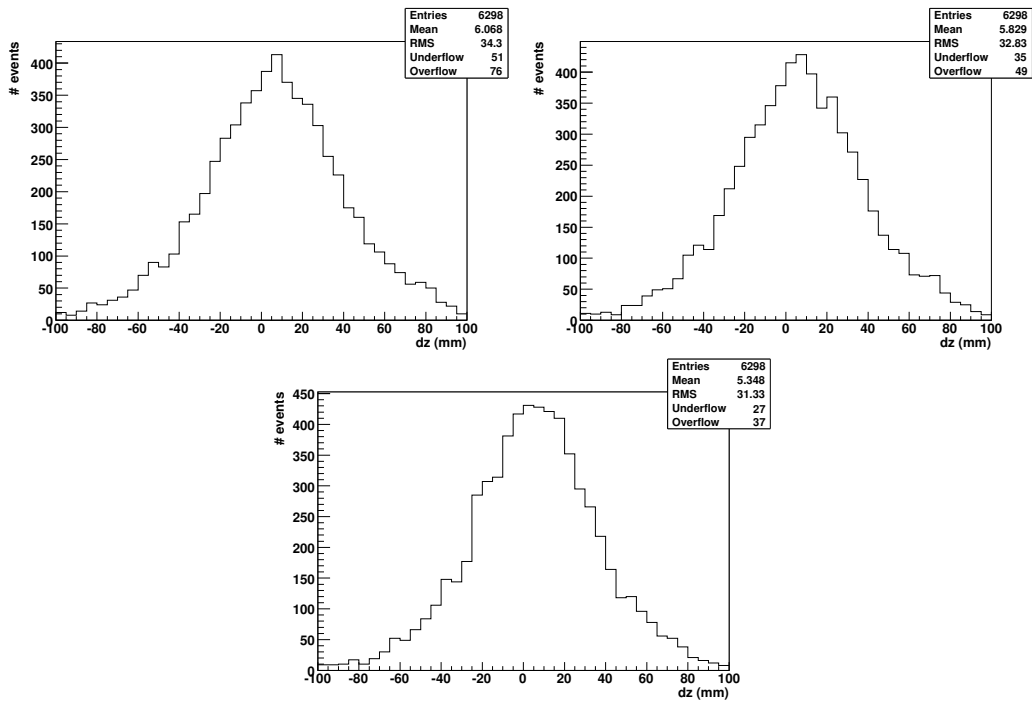


FIG. 3.23 – Distribution de $z_{pointing} - z_{vrai}$ pour les photons individuels dans le tonneau, pour une géométrie misalignée, avec la première (en haut à gauche), la deuxième (en haut à droite), et la troisième (en bas) fonction décrivant les profondeurs, pour $\eta > 1$.

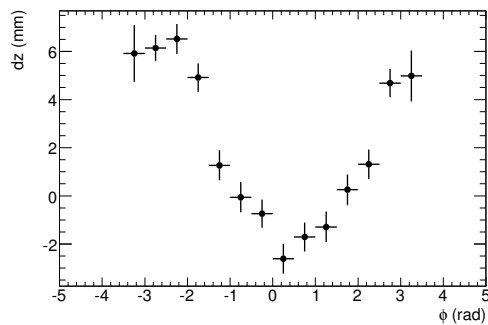


FIG. 3.24 – Différence entre le z calculé par le pointing avec la troisième fonction et le z vrai du vertex en fonction de l'angle ϕ , pour $\eta < 0$.

subie. Ces effets résiduels ne seront pas corrigés dans les analyses discutées plus loin.

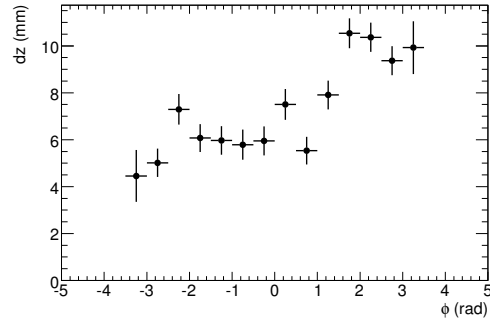


FIG. 3.25 – Différence entre le z calculé par le pointing avec la troisième fonction et le z vrai du vertex en fonction de l’angle ϕ , pour $\eta > 0$.

Dans ce paragraphe on a décrit la méthode qu’on utilise pour reconstruire la direction des photons avec la première et la deuxième couche du calorimètre électromagnétique, appelée “pointing”. Sa précision dépend de la pseudorapacité et de l’énergie des photons et elle est dégradée au cas d’une géométrie désalignée du détecteur (Fig 3.14 et 3.15). Cette étude a été motivée par le fait qu’en haute luminosité ce n’est plus facile de préciser le vertex du Higgs avec le détecteur interne et que pour avoir une grande précision sur la masse du boson de Higgs on a besoin d’une bonne résolution sur le z de l’interaction. La Fig 3.26 présente cette dépendance pour des événements tonneau/tonneau, c’est à dire des événements où les deux photons arrivent au calorimètre électromagnétique dans le tonneau (en noir), des événements bouchons/bouchons (en rouge) et des événements tonneau/bouchons (en vert). On voit également les valeurs moyennes de résolution en z pour chacune de ces catégories et la résolution en masse relative correspondante. Dans ce paragraphe on a également vu qu’une description

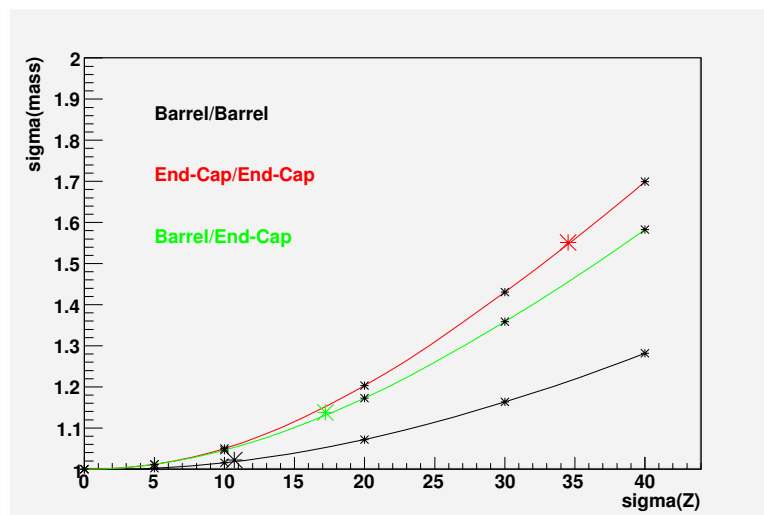


FIG. 3.26 – Résolution (relative) en m_H en fonction de la résolution en z (en mm), pour des paires de photons dans le tonneau (noir), dans les bouchons (rouge) et pour le cas où un photon se trouve dans le tonneau et l’autre dans un bouchon (vert). Les plus grands étoiles représentent l’incertitude moyenne pour chacun des cas.

précise des profondeurs des gerbes électromagnétiques dans le calorimètre est importante pour

obtenir une bonne résolution en z . L'utilisation de profondeurs inexactes est responsable d'un effet résiduel de désalignement de taille voisine du désalignement initial.

3.4 Reconstruction de la direction des photons en utilisant le temps des photons, calculé par le calorimètre électromagnétique.

Le point de collision peut également être reconstruit en utilisant le temps de l'arrivée des photons sur le calorimètre électromagnétique et leur pseudorapidité [9]- [10]. Dans la limite de packets d'interactions qui suivent des gaussiennes parfaites en position z et en temps t de collision, ils sont centrés à 0 avec une dispersion de 56 mm et 187 ps respectivement [11]. Pour un point d'impact r_i et z_i du photon sur la calorimètre, le temps peut être prédit par :

$$t_{pred} = \frac{1}{c} \sqrt{r_i^2 + (z_i - z)^2} + t \quad (3.3)$$

Au premier ordre en $\frac{z}{\sqrt{r_i^2 + z_i^2}}$, on peut écrire :

$$t_{pred} = \frac{1}{c} \sqrt{r_i^2 + (z_i)^2} - z \frac{z_i}{c \sqrt{r_i^2 + (z_i)^2}} + t \quad (3.4)$$

Definissons :

$$\rho_i = \sqrt{r_i^2 + z_i^2} \quad (3.5)$$

$$\omega_i = \frac{z_i}{c \sqrt{r_i^2 + z_i^2}} \quad (3.6)$$

$$(3.7)$$

La différence entre le temps prédit et le temps reconstruit de photon t_i est :

$$\Delta_i = t - z\omega_i - (t_i - \rho_i \frac{1}{c}) \quad (3.8)$$

et avec :

$$\tau_i = t_i - \rho_i \frac{1}{c} \quad (3.9)$$

$$\Delta_i = t - z\omega_i - \tau_i \quad (3.10)$$

Pour deux mesures du temps on a deux equations linéaires avec deux inconnues :

$$t - z\omega_1 = \tau_1 \quad (3.11)$$

$$t - z\omega_2 = \tau_2 \quad (3.12)$$

$$(3.13)$$

et on a :

$$z = \frac{\tau_1 - \tau_2}{w_2 - w_1} \quad (3.14)$$

donc si la resolution en temps pour chaque photon est σ_t la resolution en z est alors :

$$\sigma_z = \sqrt{2} \cdot \sigma_t \frac{1}{w_2 - w_1} \quad (3.15)$$

$$= \sqrt{2}c \cdot \sigma_t \frac{1}{\Delta \tanh(\eta)} \quad (3.16)$$

$$(3.17)$$

Si les deux photons ont la même pseudorapacité cette méthode ne peut nous donner aucune information.

Si on a une façon supplémentaire de connaître le temps d'interaction (par exemple le temps de collision $t=0$) avec une précision σ_0 , on peut combiner cette information avec les temps des deux photons donnés par le calorimètre et calculer :

$$z = \frac{(\frac{w_1\tau_1}{\sigma_1^2} + \frac{w_2\tau_2}{\sigma_2^2})(\frac{1}{\sigma_0^2} + \frac{1}{\sigma_1^2} + \frac{1}{\sigma_2^2}) - (\frac{t_0}{\sigma_0^2} + \frac{\tau_1}{\sigma_1^2} + \frac{\tau_2}{\sigma_2^2})(\frac{w_1}{\sigma_1^2} + \frac{w_2}{\sigma_2^2})}{(\frac{w_1}{\sigma_1^2} + \frac{w_2}{\sigma_2^2})^2 - (\frac{1}{\sigma_0^2} + \frac{1}{\sigma_1^2} + \frac{1}{\sigma_2^2})(\frac{w_1^2}{\sigma_1^2} + \frac{w_2^2}{\sigma_2^2})} \quad (3.18)$$

Pour étudier l'efficacité de cette méthode, des Monte Carlo ont été utilisés, en simulant trois différentes résolutions en temps du calorimètre électromagnétique :

1. $\sigma_t=50$ ps
2. $\sigma_t=100$ ps
3. $\sigma_t=200$ ps

Pour le pointing, des toy MC ont été générés également. La résolution générée pour l'angle θ des photons [12] et pour l'énergie déposée au calorimètre [13] est :

$$\sigma(\theta) = 55 \text{ mrad} / \sqrt{E} \quad (3.19)$$

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{f}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0.3}{E} \oplus 0.7\% \quad (3.20)$$

où E est l'énergie en GeV et $f=0.1$ pour $|\eta| \leq 1.25$, $f=0.13$ pour $|\eta| \geq 1.6$ et extrapolé linéairement avec les valeurs $f=0.12, 0.19, 0.25$ et 0.15 pour $|\eta|=1.3, 1.4, 1.5, 1.55$.

Sur la Fig 3.27 on voit la résolution du pointing pour des paires des photons utilisés, selon la position des photons sur le calorimètre. La résolution $\sigma_\theta(z)$ a été obtenue en utilisant les résultats de chaque photon : $1/\sigma_\theta^2(z)=1/\sigma_1^2+1/\sigma_2^2$, où $\sigma_i = r_i\sigma(\theta_i)/\sin^2\theta_i$. En noir on voit le cas où les deux photons se trouvent dans le tonneau, en vert le cas où un photon se trouve dans le tonneau et l'autre dans un bouchon et en rouge le cas où tous les deux photons se trouvent dans les bouchons. On voit que l'incertitude en z est de 10.7 mm pour le premier cas, de 17.2 mm pour le deuxième et de 34.5 mm pour le troisième.

Comme on a mentionné, on peut combiner l'information venant du temps pour chacun des deux photons avec le temps d'interaction $t=0$ (avec $\sigma_0=187$ ps) et on obtient une erreur sur cette valeur égale à $\sigma_t(z)$. Ensuite on peut également combiner le résultat obtenu en z avec le point d'interaction $z=0$ (avec $\sigma_z=56$ mm). On va appeler l'incertitude sur le résultat final utilisant le

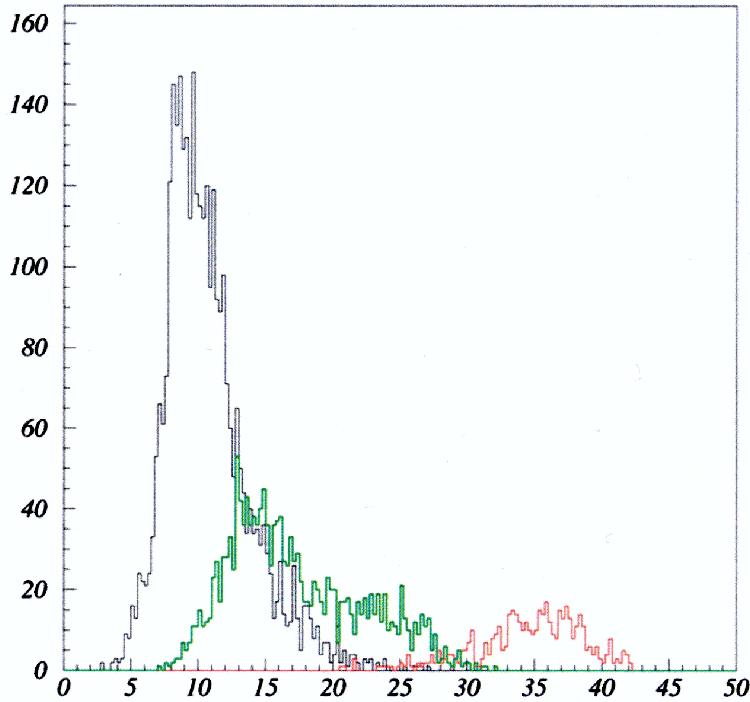


FIG. 3.27 – Résolution de pointing (en mm sur l'axe x) utilisée dans le cadre de cette analyse, pour des paires de photons dans le tonneau (noir), dans les bouchons (rouge) et pour le cas où un photon se trouve dans le tonneau et l'autre dans un bouchon (vert).

temps $\Sigma_t(z) = (1/\sigma_t(z) + 1/(56)^2)^{-1/2}$ (c'est le mieux qu'on puisse faire si on n'a pas d'information de pointing). En même temps, on calcule le $z_{pointing}$ comme il est décrit précédemment, c'est à dire qu'on calcule la direction de chaque photon pour trouver le z de l'interaction et on combine aussi le resultat avec le point d'interaction $z=0$. On appellera l'erreur sur ce résultat $\Sigma_\theta(z)$. Elle est égale à $\left(\frac{1}{\sigma_\theta(z)^2} + \frac{1}{(56)^2}\right)^{-1/2}$.

A la Fig 3.28 on voit la distribution bidimensionnelle de $\Sigma_t(z)$ et $\Sigma_\theta(z)$ pour 5415 événements simulés, pour le cas de $\sigma_t = 50$ ps. On remarque que $\Sigma_t(z) < \Sigma_\theta(z)$ pour 183 seulement événements (dont 134 sont des paires de photons tonneau-tonneau et 39 tonneau-bouchon).

Pour quantifier cet effet, on définit la variable σ_c :

$$\frac{1}{\sigma_c^2} = \frac{1}{\sigma_t(z)^2} + \frac{1}{\Sigma_\theta^2(z)} \quad (3.21)$$

et on calcule pour chaque événement le rapport $\sigma_c/\Sigma_\theta(z)$. Pour les événements où le temps n'a pas pu donner une précision comparable à celle du pointing ce rapport sera près de 1, alors que pour les événements où le calcul utilisant le temps a amélioré la précision cette valeur baissera, car σ_c sera plus petit que $\Sigma_\theta(z)$. On voit la distribution de la variable $\sigma_c/\Sigma_\theta(z)$ à la Fig 3.29, où on remarque que la plupart des fois cette valeur reste très proche de 1. Plus précisément, la valeur moyenne est :

- 0.9311 pour $\sigma_t = 50$ ps
- 0.9668 pour $\sigma_t = 100$ ps
- 0.9829 pour $\sigma_t = 200$ ps

L'amélioration de la détermination du vertex utilisant le temps et la précision en temps du

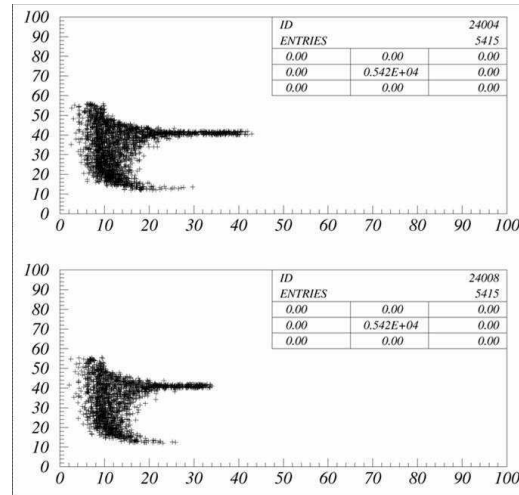


FIG. 3.28 – Distribution bidimensionnelle de $\Sigma_t(z)$ en fonction de $\sigma_\theta(z)$ (en haut) et de $\Sigma_t(z)$ en fonction de $\Sigma_\theta(z)$ (en bas) (tout est en mm).

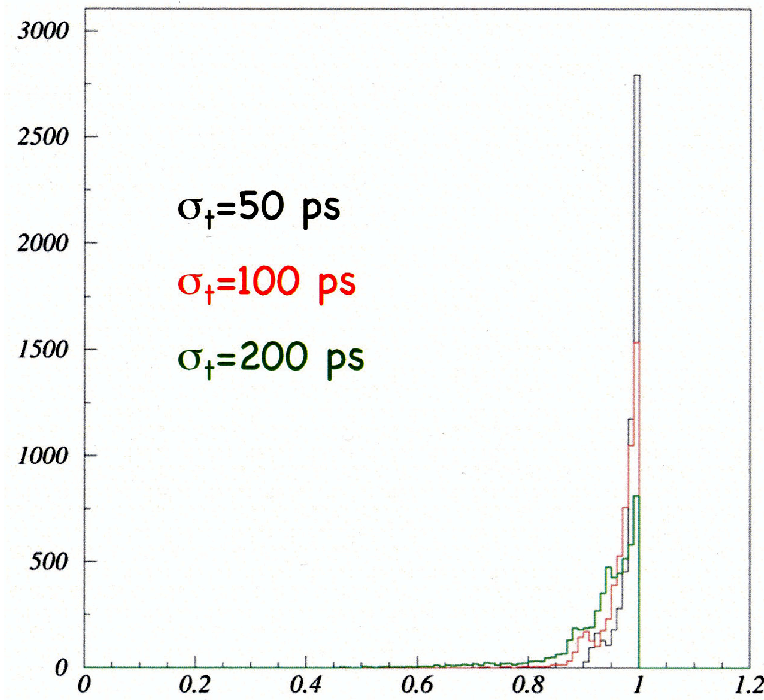


FIG. 3.29 – Distribution de la variable $\sigma_c/\Sigma_\theta(z)$ (axe x) pour les 5415 événements utilisés.

calorimètre [14] qui sera difficilement meilleure que 200 ps sera donc très marginale. Elle ne sera pas utilisée dans l'analyse décrite plus loin.

Bibliographie

- [1] D.Fournier in "Large Hadron Collider Workshop", Aachen, October 1990, volume 3 , report CERN 90-10, ECFA 90-133 (1990) p 356
- [2] ATLAS Collaboration, Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report, CERN/LHCC/96-41 , 15 December 1996
- [3] ATLAS Collaboration (G.Aad et al) "The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider " ATL-COM-PHYS-2007-102
- [4] N.Massol et al. "ATLAS/LAr calibration system", in CERN report CERN 2004-010 <http://doc.cern.ch/archive/cernrep/2004/2004-010/p302.pdf>
- [5] Liquid Argon Back End Electronics Collaboration (A. Bazan et al.), "ATLAS liquid argon calorimeter back end electronics", JINST 2 :P06002,2007
- [6] D.Froidevaux and P.Sphicas Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.56 :375-440,2006
- [7] F.Ragusa and L.Rolandi New J.Phys.9 :336,2007
- [8] C.Bourdarios et S.Snyder, communication privée
- [9] G.Unal, communication privée
- [10] I.Koletsou , presentation au meeting Higgs du 29-8-2007
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=22&resId=0&materialId=slides&confId=16862>
- [11] On neglige ici le petit angle entre les faisceaux et l'augmentation avec le temps de la taille des paquets qui n'est pas tres bien estimee. La taille des paquets pourrait d'ailleurs même diminuer avec le temps, si le bruit RF n'est pas trop grand : T.Linnecar, communication privée
- [12] J.Colas et al, (ATLAS Electromagnetic Barrel Liquid Argon Calorimeter Group) Nucl.Instrum.Meth.A550 :96-115,2005 (preprint physics/0505127)
- [13] M.Bettinelli et al., Analysis of the inclusive $H \rightarrow \gamma\gamma$ channel with DC1 samples, ATL-PHYS-PUB-2006-016
- [14] I.Nikolic-Audit and L.Serin, "Time resolution of the ATLAS barrel liquid argon electromagnetic calorimeter", ATL-LARG-2004-002
- [15] B.Aubert et al.(ATLAS Electromagnetic Barrel Liquid Argon Calorimeter Group) Nucl.Instrum.Meth.A558 :388-418,2006
- [16] étude faite en partie par les stagiaires A.Lefort, H.Le Grill et A.Lehmann
- [17] ATLAS Collaboration CSC note "EM calorimeter calibration and performance"
- [18] les résultats de simulation présentés ici sont un peu optimistes car la quantité de matière présente devant le calorimètre était sous estimée, voir chapitre 5.1 pour une meilleure estimation

-
- [19] R.Zitoun , transparents du meeting e-gamma du 21-4-2006
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=s0t6&resId=1&materialId=0&confId=a058233>
R.Zitoun , transparents du meeting calorimeter performance du 7-5-2007
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?subContId=1&contribId=6&resId=1&materialId=slides&confId=15399>
I.Koletsou , transparents du meeting e-gamma du 5-6-2007
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=45&sessionId=4&resId=0&materialId=slides&confId=16155>
- [20] N. Buchanan et al."Design and Implementation of the Front End Board for the Readout of the ATLAS Liquid Argon Calorimeters" JINST 3 :P03004,2008

Chapitre 4

Résultats d'analyse avant la génération des données CSC

4.1 Introduction

Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ est un de plus prometteurs pour la découverte du boson de Higgs au LHC. Il est particulièrement important pour un boson de Higgs léger, ce qui est le plus probable des scénarios. Son rapport de branchement de seulement 0.2%, le rapport S/B de 5%, ainsi que l'importance du bruit de fond réductible font de lui un défi, mais d'un autre côté il a une signature facile à reconstruire et offre une résolution en masse parmi les meilleures qu'on puisse obtenir au LHC. Ce canal a donc intéressé les expérimentateurs depuis très longtemps. La première analyse remonte à 1990 [1] dans ce qui deviendra plus tard CMS et a été suivie par de nombreuses études [2]- [16] dans ATLAS précédant DC1 (voir chapitre 2) insistant sur la résolution en masse et le réjet du bruit de fond réductible. Nous dirons également quelques mots des résultats obtenus par ATLAS au cours de l'analyse des simulations DC1 ou postérieures¹ mais précédant les simulations CSC [17]- [24], puis nous ferons une comparaison entre ces résultats et ceux présentés par CMS.

La forme du signal est (à peu près) une gaussienne étroite, dont la largeur exacte dépend de la performance du calorimètre, au dessus d'un continuum de bruit de fond. La Fig 4.1 représente un possible signal d'un boson de Higgs de 120 GeV, avec une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} , après les coupures d'identification des photons et les coupures d'analyse [21]. Les détails de ces coupures et les efficacités seront discutés dans la suite. Pour l'instant on mentionne seulement les coupures de base de l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ qui sont :

- $|\eta| < 2.37$ pour chacun des photons, en exceptant la région du crack $1.37 < \eta < 1.52$ (coupures fiducielles),
- $Pt_{max} > 40 \text{ GeV}$, $Pt_{min} > 25 \text{ GeV}$, pour les deux photons de plus haut Pt de l'événement (coupures en Pt)

Le bruit de fond a deux composantes :

- le bruit de fond irréductible, c'est à dire tous les processus qui donnent une paire de photons, qui a une section efficace de l'ordre de 125 fb/GeV (Fig 1.10, processus Born, Box et Bremsstrahlung)
- le bruit de fond réductible, c'est à dire tous les événements où au moins un jet est mal identifié comme un photon. Les jets créent aussi une gerbe dans le calorimètre électromagnétique, car les hadrons interagissent fortement avec les noyaux et lors de ces interactions des π^0 et des γ sont produits et génèrent des sous gerbes électromagnétiques. Ce type de

¹l'analyse présentée dans [20] correspond à la simulation DC2, très légèrement différente de DC1

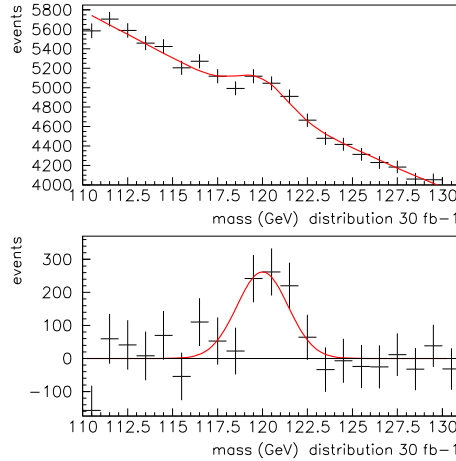


FIG. 4.1 – Exemple de distribution de la masse invariante diphoton, pour une pseudo-expérience de 30 fb^{-1} et un boson de Higgs de 120 GeV, avant (en haut) et après (en bas) soustraction du bruit de fond, réalisé avec des données DC1 [21].

bruit de fond dépasse avant tout rejet de plusieurs ordres de grandeur le bruit de fond irréductible : $\sigma(jj) = 2 * 10^6 * \sigma(\gamma\gamma)$ et $\sigma(\gamma j) = 8 * 10^2 * \sigma(\gamma\gamma)$. Un rejet très puissant des jets est donc nécessaire.

Le bruit de fond restant après les coupures calorimétriques est dominé par des jets de basse multiplicité contenant des π^0 de grand P_T . Ceci se voit sur la Fig 4.2 qui montre à gauche le rapport entre l'énergie du *cluster* électromagnétique et l'énergie du π^0 de plus grande impulsion dans un cône de 0.2 autour du *cluster* électromagnétique. A peu près 65% des *clusters* électromagnétiques sont formés de simples π^0 dominant. La Fig 4.2 à droite montre que le *cluster* électromagnétique ne prend pas toute l'énergie du parton qui l'a produit. Typiquement, seulement 70% de l'énergie du parton se retrouve dans l'énergie du *cluster* électromagnétique. Il y a donc une quantité non négligeable d'activité hadronique autour du *cluster* électromagnétique qui peut être utilisée comme critère de rejet.

Notons comme résultats principaux des analyses de la génération précédant les données CSC :

- la signification statistique [21] de l'analyse inclusive qui est présentée dans les tableaux 4.1 et 4.2 est meilleure qu'au moment du TDR de physique [11], principalement car un calcul NLO a été utilisé pour le signal et le bruit de fond
- le réjet des jets de quarks est moins performant que pour les gluons [18], [23] car la fragmentation en π^0 est plus dure. La différence entre la fonction de fragmentation des quarks [30] et des gluons en π^0 est illustrée sur la Fig 4.3. Pour une fraction égale à 70% (voir Fig 4.2) on voit un rapport à peu près égal à 5.
- des variables supplémentaires sont étudiées pour augmenter la signification statistique, comme l'impulsion de la paire des photons, des variables angulaires [22] ou le nombre de jets [24]. On voit en particulier que l'utilisation de l'impulsion transverse de la paire de photons et de $\cos\theta^*$ (où θ^* est l'angle des photons dans le système du centre de masse) augmente la signification statistique de 30% [21].

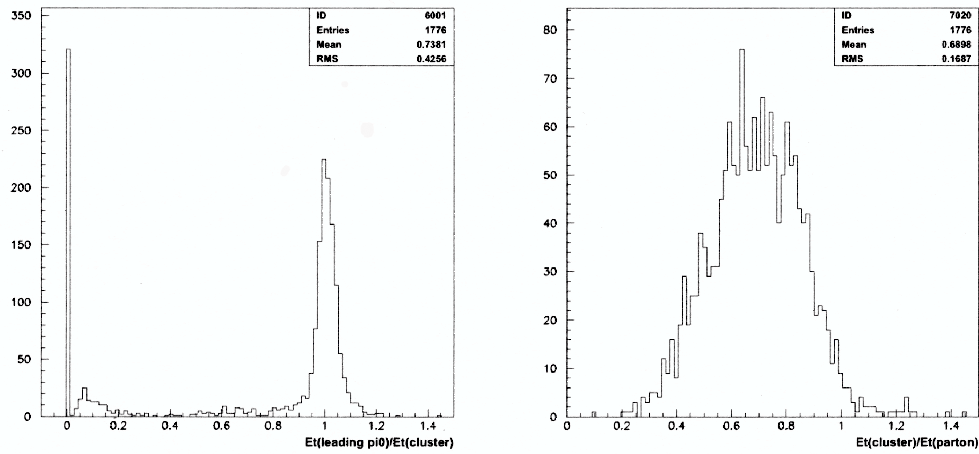


FIG. 4.2 – Rapport (à gauche) entre l'énergie du π^0 dominant et l'énergie du *cluster* électromagnétique et (à droite) entre l'énergie du *cluster* électromagnétique et l'énergie du parton [18].

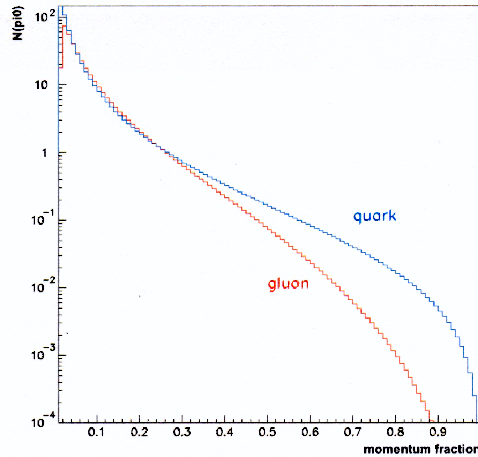


FIG. 4.3 – Fonction de fragmentation des quarks et gluons en π^0 [30].

4.2 Comparaison avec CMS

L'efficacité de ce canal est fonction des performances de chaque expérience du LHC, en ce qui concerne le rejet du bruit et la résolution en masse invariante des deux photons du signal. Les deux principales expériences impliquées dans la recherche du boson de Higgs au LHC, ATLAS et CMS, ont chacune des différents points forts qui ont été décrits plus haut (3.2) :

- ATLAS a un rejet de jets plus puissante que celle de CMS, grâce à la segmentation très fine du premier compartiment du calorimètre électromagnétique qui lui permet d'identifier et rejeter les π^0 (voir tableau 4.4)
- la mesure de z_{vertex} est plus facile dans ATLAS, car la direction des photons peut-être reconstruite en utilisant les deux compartiments du calorimètre électromagnétique (strips et middle)
- CMS a une excellente résolution en énergie qui comme on verra par la suite peut être très utile à l'analyse. Cette résolution est détériorée dans le cas des conversions, à cause du champ magnétique très intense (4 T au lieu de 2 T dans ATLAS)

Higgs Mass (GeV)	120	130	140
Signal	551	430	375
Irreducible background	9211	7475	6073
Jet-Jet Bkg	354	325	284
Photon-Jet Bkg	1979	1672	1387
Total Background	11544	9472	7744
Significance	4.8	4.4	4.3

TAB. 4.1 – Nombre d'événements attendus pour 30fb^{-1} et signification statistique (calculée avec S/\sqrt{B}) avec des normalisations LO [21].

Higgs Mass (GeV)	120	130	140
Signal	815	758	610
Irreducible background	14100	11472	12391
Jet-Jet Bkg	603	553	483
Photon-Jet Bkg	3364	2843	2356
Total Background	18067	14868	12391
Significance	6.1	6.2	5.4

TAB. 4.2 – Nombre d'événements attendus pour 30fb^{-1} et signification statistique (calculée avec S/\sqrt{B}) avec des normalisations NLO [21].

Comme on l'a mentionné, le bruit de fond peut-être différent pour chacune des deux expériences. Dans la table 4.4 on voit la section efficace après les coupures d'analyse de chaque catégorie de bruit de fond, comme il a été calculée par chaque expérience, pour une masse invariante de 120 GeV. Pour l'expérience ATLAS, le bruit de fond irréductible a été directement produit à l'ordre NLO, les processus Born et Box ayant été générés par ResBos [25]. Le bruit de fond réductible est produit à l'ordre LO et le facteur $K=1.7^2$ a été appliqué. Pour l'expérience CMS [26]- [27], les sections efficaces ont été calculées à l'ordre LO avec Pythia et les facteurs K de la table 4.3 ont été appliqués.

processus	Born	Box	Brem	γ -jet	jet-jet
facteur K	1.5	1.2	1.72	1	1

TAB. 4.3 – Facteurs K appliqués aux différentes sources de bruit de fond pour l'expérience CMS.

processus	$\sigma(\text{ATLAS})$	$\sigma(\text{CMS})$
Box	29	31
Born/Brem	95	84
γ -jet	29	34
jet-jet	5	27
total	158	176
DY	0	2

TAB. 4.4 – Section efficace en $\text{fb}^{-1}/\text{GeV}$ pour une masse invariante de 120 GeV, calculée par ATLAS (dans le cadre de DC1) et CMS.

²il s'agit du rapport entre la section efficace calculée à l'ordre NLO et la section efficace calculée à l'ordre LO

Une fois identifié le bruit de fond, chaque expérience construit une analyse qui met en valeur les point forts de son détecteur. Comme on a mentionné plus haut, CMS peut avoir une excellente résolution en énergie, donc il est très optimal de séparer les événements en catégories en créant ainsi au moins une catégorie à très bonne résolution en masse, qui pourra augmenter la signification statistique d'une observation. La séparation est faite selon deux variables :

1. la pseudorapidité $|\eta|$ des photons ;
2. le paramètre R_9 , défini comme la fraction de l'énergie du super-cluster trouvée dans un cluster 3×3 autour de la cellule qui porte l'énergie maximale.

En séparant en 12 catégories (3 régions de R_9^{min} (le R_9 minimum de l'événement) : $R_9^{min} > 0.948$, $0.9 < R_9^{min} < 0.948$ et $R_9^{min} < 0.9$ et 4 régions en $|\eta|^{max}$: $|\eta|^{max} < 0.9$, $0.9 < |\eta|^{max} < 1.4442$, $1.4442 < |\eta|^{max} < 2.1$ et $|\eta|^{max} > 2.1$) la signification statistique augmente jusqu'à 70%, pour $m_H = 120$ GeV. Par la suite, un réseau de neurones basé sur des variables cinématiques seulement, entraîné pour chaque catégorie séparément permet une augmentation supplémentaire de la signification statistique de l'ordre de 65%, pour $m_H = 120$ GeV. ATLAS utilise également des variables discriminantes pour séparer le signal et le bruit de fond. Deux variables sont utilisées : le P_T du Higgs et l'angle θ^* entre la direction d'un photon et la ligne de vol de la paire diphoton dans le référentiel où cette paire est au repos. Pour les deux expériences, la variable la plus importante est le P_T de la paire des photons. La Fig 4.4 présente la distribution [28] de $P_T/m_{\gamma\gamma}$ pour chaque photon pour le signal, calculé par Pythia (ligne pointillée), et pour le bruit de fond irréductible, calculé par Diphox [29] (ligne continue), un programme NLO, dans le cas d'ATLAS (histogramme) et par Pythia dans le cas de CMS (ellipses bleues) [26]- [27]. Les cercles bleus montrent la même distribution pour le bruit de fond irréductible, calculé par CMS avec Pythia.

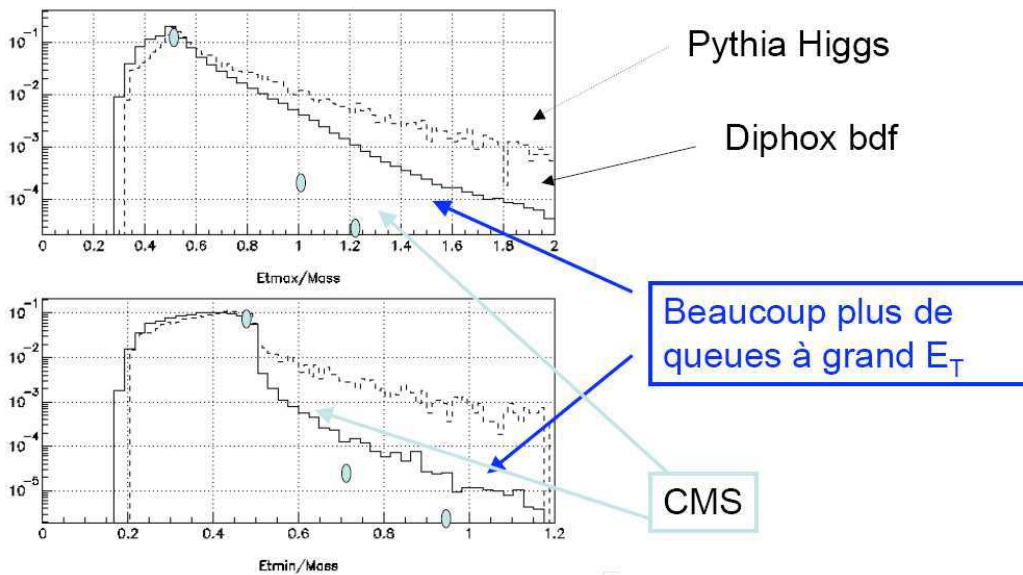


FIG. 4.4 – Distribution de P_T des photons (divisé par $m_{\gamma\gamma}$) calculée par ATLAS et CMS.

Le fond généré par Pythia (LO) a moins de queues que celui généré par Diphox (NLO). L'utilisation de ce fond donnera donc une meilleure discrimination entre le signal et le bruit de fond et donc une meilleure signification statistique pour le signal.

Les résultats trouvés par CMS (légèrement optimistes, voir plus haut) sont montrés sur la Fig 4.5 [26]. Les résultats sont en accord avec ceux présentés par ATLAS où la signification statistique est augmentée de 30% grâce aux variables supplémentaires (voir 4.1).

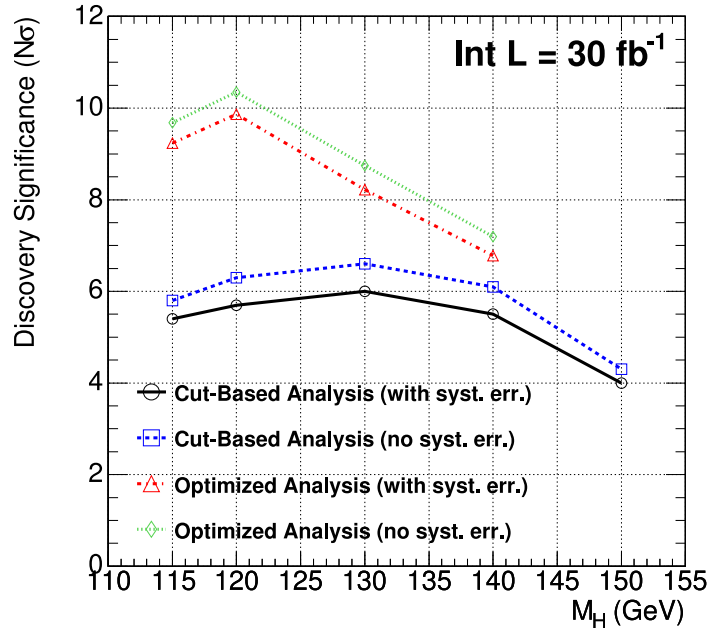


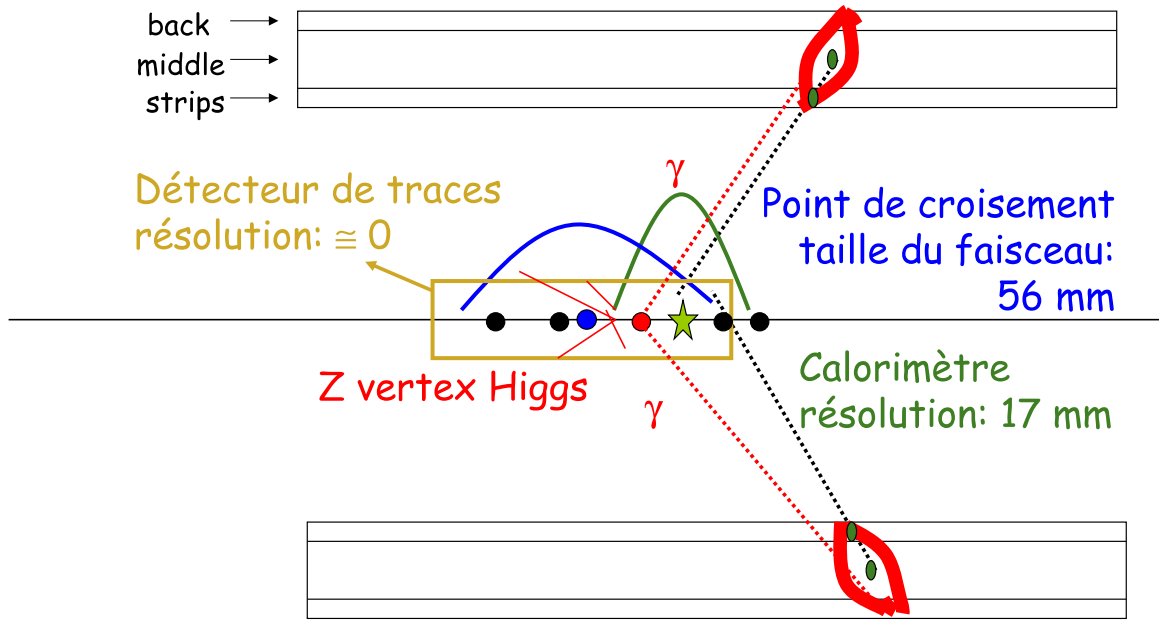
FIG. 4.5 – Signification statistique obtenue dans CMS [26].

4.3 Détermination du vertex primaire

Comme on l'a mentionné à la section 2.2.1.4, il est important pour la résolution en masse du boson de Higgs en deux photons de déterminer le vertex de l'interaction. Sur la Fig 4.6 on voit les différentes mesures de z_{vertex} . Le vertex du boson de Higgs est représenté par un cercle rouge sur l'axe z et en pointillé rouge on voit les deux photons issus de sa désintégration. Les deux lignes en pointillé noir montre la direction reconstruite avec la méthode de pointing pour chacun des deux photons et l'étoile verte représente la position reconstruite par le pointing, après avoir combiné les deux photons. Au cas où on n'avait aucune information supplémentaire sur la position en z du vertex primaire, on aurait considéré comme position d'interaction le point de croisement des faisceaux $z=0$ avec une incertitude de 56 mm. Ceci est représenté avec une gaussienne bleue. Le méthode de pointing est représentée avec une gaussienne verte et a une incertitude de l'ordre de 17 mm. La mesure la plus précise en Z peut être fournie par le détecteur interne (avec une incertitude de quelques dizaines de μm), mais à haute luminosité on doit ensuite discriminer le vertex du boson de Higgs parmi ceux de pile-up, représentés avec des cercles noirs sur l'image (on a à peu près 4 vertex MB pour une luminosité de $2 \cdot 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$).

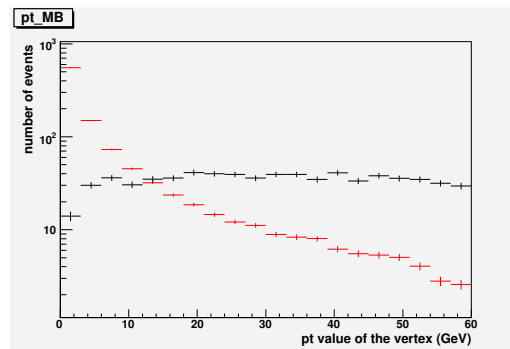
Cette partie de l'analyse est dédiée à cette discrimination. Dans ce but on utilise les 9827 événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ (avec $m_H=120$ GeV) produits par fusion de gluons uniquement qui ont été décrits (et utilisées) dans le chapitre 2.2.1.4.

Notons qu'on utilise ici la *simulation complète* du détecteur interne et une *paramétrisation 'simple'* de la résolution angulaire $\sigma(\theta) = 55 \text{mrad}/\sqrt{E}$ et de la résolution en masse (voir par 3.4).

FIG. 4.6 – Schéma des différentes manières de calculer le z_{vertex} .

Il y a deux informations indépendantes qu'on peut utiliser pour cette discrimination :

1. les informations venant du détecteur de traces, pour chacun des vertex, comme :
 - $\Sigma(P_{Ttracesduvertex})$: c'est le paramètre standard pour le choix du vertex du Higgs. La distribution de cette variable pour les vertex Higgs et les vertex pile-up est présentée sur la Fig 4.7. Choisir le vertex qui maximise cette variable correspond à une efficacité³ de 74%.

FIG. 4.7 – Distribution de P_T pour des vertex de Higgs (noir) et de MB (rouge).

- $\Sigma(P_{Ttracesduvertex}^2)$: la Fig 4.8 montre la valeur de la somme de P_T^2 des traces des vertex pour les vertex du Higgs et ceux du pile-up. Ce paramètre est un peu plus efficace, puisqu'il indique correctement le vertex du Higgs dans 76% des cas.
- $\max(P_{Ttracesduvertex})$: ce paramètre consiste à choisir le vertex auquel appartient la trace avec le plus haut P_T de l'événement. Son efficacité est de 74%.

³l'événement est efficace si le vertex reconstruit ayant le plus haut P_T se trouve à moins que ± 5 mm du vrai z du Higgs

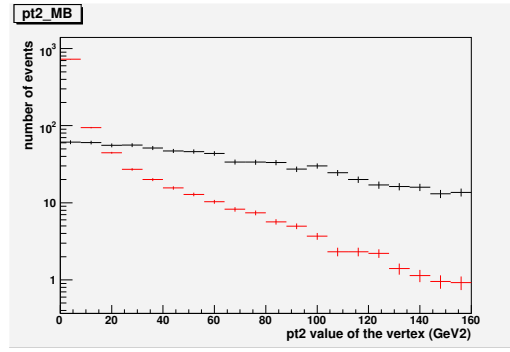


FIG. 4.8 – Distribution de P_T^2 pour des vertex de Higgs (noir) et de MB (rouge).

- Le nombre de traces associées au vertex. En général les vertex du Higgs ont plus de traces que ceux de MB. L'efficacité de la sélection du vertex ayant le nombre de traces maximal est de 70%.
- $\Sigma(-\cos\alpha * P_{Ttracesduvertex})$, où α est l'angle entre chaque trace et le Higgs, dans le plan transverse (Fig 4.9). Ce paramètre sera appelé “balance” par la suite. Sa distribution est présentée sur la Fig 4.10. On constate qu'on ne peut pas simplement choisir le vertex qui a la valeur de balance maximale (une telle discrimination serait efficace à 69%), car il y a un excès pour les vertex du Higgs à gauche de la distribution également (sans doute à cause des conversions⁴). Une façon plus correcte de discriminer est de calculer pour chaque intervalle de l'histogramme présenté sur la Fig 4.10 la probabilité $P_H(P_T^2)$ qu'un vertex du Higgs appartienne a cet intervalle et la même probabilité $P_{MB}(P_T^2)$ pour un vertex MB et ensuite choisir le vertex de plus haut $P_H(P_T^2)/P_{MB}(P_T^2)$ de l'événement. Cette discrimination donne une efficacité de 73%.

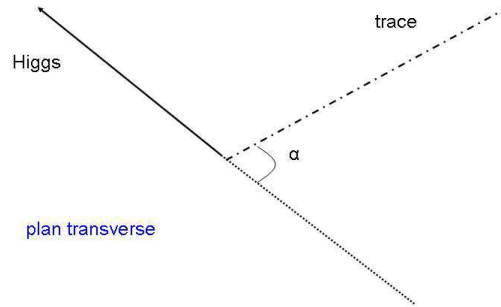


FIG. 4.9 – Représentation schématique de l'angle α utilisée dans la définition de la variable “balance”.

2. l'information venant du calorimètre électromagnétique, c'est à dire la distance entre chaque vertex et le z pointé par le calorimètre (z_{calo}). On voit cette variable pour des vertex de Higgs et de MB sur la Fig 4.11. On peut donc utiliser comme z_{vertex} le z du vertex de l'événement qui se trouve le plus proche du z_{calo} . Dans ce cas, à très haute luminosité la résolution de $z_{vertex} - z_{true}$ se rapprochera de la résolution de $z_{calo} - z_{true}$. Avec 4 MB en moyenne, l'efficacité⁵ est seulement de 54%, mais la distance entre chaque

⁴Une conversion crée des traces de haut P_T dans la direction du Higgs, donc dégrade la puissance discriminative de la variable “balance”. Ceci pourrait s'améliorer en identifiant et enlevant les traces venant d'une conversion de photon.

⁵un événement est maintenant efficace si le vertex reconstruit le plus proche du $z_{pointing}$ se trouve à moins de ± 5 mm du vrai vertex du Higgs

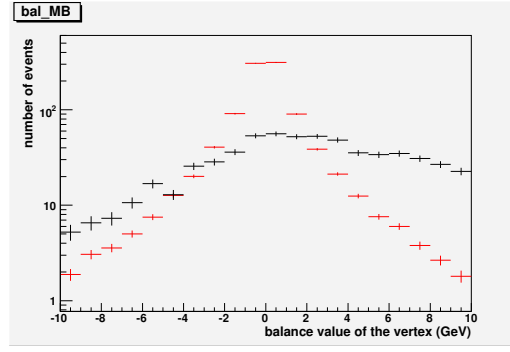
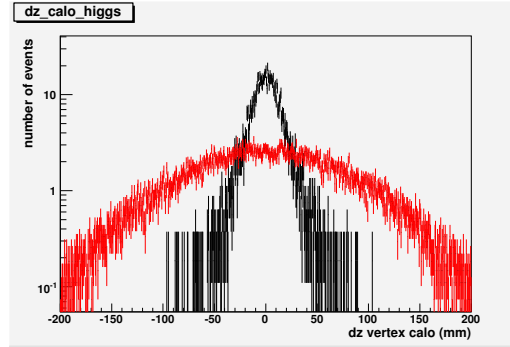


FIG. 4.10 – Distribution de la variable “balance” pour des vertex de Higgs (noir) et de MB (rouge).

paramètre	efficacité
#de traces	70 %
balance	73 %
max_{p_T}	74 %
p_T	74 %
p_T^2	76 %

TAB. 4.5 – Efficacité d'identification du vertex du Higgs pour chaque paramètre utilisant le détecteur interne.

vertex et z_{calo} est un paramètre très utile, en combinaison avec l'information venant du détecteur interne.

FIG. 4.11 – Distance entre le z_{vertex} et le z_{calo} pour les vertex de Higgs (noir) et les vertex MB (rouge).

L'idée est de créer un rapport de vraisemblance qui utilise une combinaison de l'information venant du calorimètre électromagnétique et du paramètre $\Sigma(P_{Tracesduvertex}^2)$ (appelé P_T^2 par la suite). On a $\mathcal{L} = \mathcal{L}_{P_T^2} * \mathcal{L}_{calo}$, avec :

$$\mathcal{L}_{P_T^2} = P_H(P_T^2)/P_{MB}(P_T^2) \quad (4.1)$$

$$\mathcal{L}_{calo} = \exp(-z^2/2 * 56^2) * \exp(-(z - z_{calo})^2/2 * \sigma_{z_{calo}}^2)/\exp(-z^2/2 * 56^2) \quad (4.2)$$

La première partie du rapport de vraisemblance (likelihood) est, pour une certaine valeur de P_T^2 la probabilité pour un vertex de Higgs d'avoir ce P_T^2 divisée par la même probabilité pour un vertex MB. La deuxième partie est, pour un certain z , la probabilité pour un vertex de Higgs d'avoir cette valeur de z , en tenant compte de la valeur moyenne du z d'interaction $z=0$ avec son incertitude de 56 mm et du résultat du pointing z_{calo} avec son incertitude $\sigma_{z_{calo}}^2$, divisé par la probabilité qu'un vertex de MB ait cette valeur de z , en tenant compte de la valeur moyenne du z d'interaction $z=0$ avec son incertitude de 56 mm. Sur la Fig 4.8 on peut voir la distributions utilisée pour la construction du $\mathcal{L}_{P_T^2}$.

Le z utilisé pour le calcul de la masse du Higgs est celui qui maximise le rapport de vraisemblance. A la Fig 4.12 on voit un exemple de comment le vertex de Higgs est sélectionné. On voit que le vertex du Higgs (cercle rouge) est proche du résultat donné par le pointing (étoile verte), mais en présence de plusieurs vertex de MB (cercles noirs) il est probable qu'un vertex MB se trouve à une distance encore plus petite du pointing, comme c'est ici le cas (le vertex MB juste à droite de l'étoile). Pourtant, le vertex du Higgs a un P_T^2 plus important que les MB (les lignes qui partent de chaque vertex représentent les traces du vertex), donc il sera finalement sélectionné par la méthode de rapport de vraisemblance.

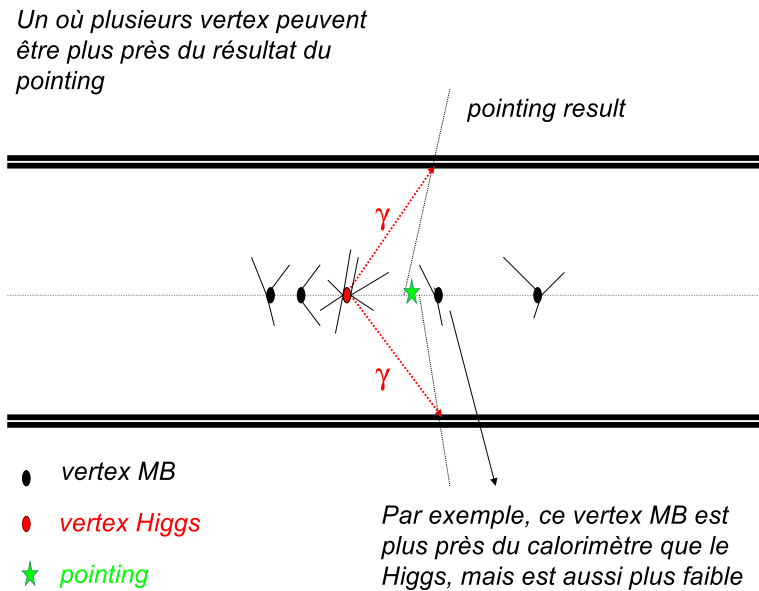


FIG. 4.12 – Exemple d'identification du vertex primaire.

Si cette méthode était à 100 % efficace, l'incertitude sur z baisserait de 17 mm à presque zéro et la résolution en masse du Higgs de 1.34 à 1.22 GeV. La résolution serait dans ce cas due uniquement à l'incertitude sur l'énergie. Cependant, cette méthode a une inefficacité de $9.05 \pm 0.39\%$ qui génère une résolution de 9.38 mm pour le z et la résolution en masse devient 1.26 GeV. Pour comprendre l'inefficacité de 9.05 %, on sépare les données utilisés en catégories, selon la valeur de likelihood du vertex choisi. On s'attend à ce que les catégories qui ont un likelihood maximal élevé aient une inefficacité très basse, car le vertex choisi a une très grande probabilité d'être le vertex du Higgs. On crée donc dix catégories, en commençant par le groupe d'événements qui ont un likelihood maximal supérieur à 1 jusqu'au groupe d'événements qui ont un likelihood maximal inférieur à 0.01, comme on peut voir dans la première colonne du

tableau 4.6. Dans la deuxième colonne on peut voir le nombre d'événements appartenant à chaque catégorie, à la troisième colonne la résolution en z fournie par cette méthode pour chaque groupe d'événements et dans la cinquième on voit l'inefficacité. Comme attendu, la résolution et l'inefficacité augmentent quand on se déplace vers les petits likelihood. On remarque aussi que la précision du pointing diminue pour les catégories à basse valeur maximale de likelihood. La raison est que le vertex du Higgs a dans ce cas une valeur de likelihood plus basse, car si la pointing est moins précis la distance $z_{vertex} - z_{pointing}$ augmente et $\mathcal{L}_{calo} \sim \exp(-(z_{vertex} - z_{calo})^2/2 * \sigma_{z_{calo}}^2)$. Les catégories à très hautes valeurs de likelihood sont par contre attendues à avoir une très bonne précision du pointing également. Les catégories à très basses valeurs maximales de likelihood peuvent avoir un pointing moins précis pour deux raisons : soit parce que les deux photons arrivent au détecteur dans des régions où la résolution du calorimètre est moins bonne, par exemple dans les bouchons, soit ces événements se trouvent simplement dans les queues des distributions gaussiennes (dans le cadre de cette étude) du pointing. Pour comprendre de quelle raison il s'agit, on calcule pour chacune des catégories l'incertitude du pointing qui correspond à ces événements, qu'on peut voir à la sixième colonne. On voit qu'une petite dépendance existe, car l'incertitude augmente vers le bas du tableau, mais beaucoup plus légèrement qu'à la quatrième colonne, donc on conclue que la raison la plus importante pour avoir une moins bonne précision aux catégories à basses valeurs de likelihood est que ces événements se trouvent dans les queues de la distribution du pointing. Il est aussi important de remarquer que le pointing seul (colonne quatre) donne dans tous les cas un résultat moins précis que la méthode du likelihood (colonne trois), donc des coupures sur la valeur maximale du likelihood seraient inutiles. On voit aussi que l'inefficacité de la méthode de likelihood ⁶ baisse quand la valeur maximale de likelihood augmente. Pour des très hauts rapports de vraisemblance, l'inefficacité d'un likelihood utilisant la variable 'balance', est inférieure que celle d'un likelihood utilisant la variable P_T^2 . Cela n'est pas étonnant, car la variable 'balance' est probablement meilleure à la discrimination entre un vertex de Higgs de haut P_T et un vertex MB de haut P_T .

max L	#événements	rms(méthode)	rms(pointing)	ineff.méthode	$\sigma(\text{calo})$
total	5346	9.38	17.2	9.05	15.12
≥ 1	1234	0.68	12.66	0.73	13.12
0.5-1	259	1.28	12.59	0.77	12.92
0.2-0.5	552	2.97	11.85	5.25	13.21
0.1-0.2	857	5.93	11.22	7.93	13.16
0.08-0.1	288	8.92	13.85	11.11	14.98
0.06-0.08	350	9.21	15.46	9.71	15.63
0.04-0.06	446	8.39	16.98	11.43	17.09
0.02-0.04	594	13.88	21.43	17.34	19.21
0.01-0.02	370	17.62	24.85	19.73	17.58
≤ 0.01	396	17.43	21.72	20.76	18.15

TAB. 4.6 – Séparation en groupe d'événements selon la valeur maximale de la valeur de vraisemblance.

⁶L'inefficacité est ici définie comme le pourcentage d'événements où le vertex choisi n'est pas le plus proche du vrai vertex du Higgs. Cette définition est légèrement différente que celle utilisée précédemment. Par exemple, un événement avec deux vertex, un à 0.1 mm et un autre à 1.6 mm (ce deuxième ayant une valeur de likelihood plus élevée) de distance du vrai vertex du Higgs est maintenant inefficace, bien qu'il serait efficace avec la définition précédente

Pour conclure, on a construit un rapport de vraisemblance qui procure le z du vertex de l'interaction avec une précision de quelques dizaines de μm au $\approx 90\%$ des cas. Le “pointing” reste toujours très important, car les performances de cette méthode dépendent de sa précision, ainsi que du P_T^2 du boson de Higgs. Comme on peut voir au tableau 4.6, l'utilisation du résultat de vraisemblance est, même pour les événements où le vertex de l'interaction n'a pas les caractéristiques typiques d'un vertex du Higgs, plus optimale que l'utilisation directe du z calculé par le “pointing”.

Bibliographie

- [1] C. Seez and J. Virdee in “LHC Workshop” at Aachen (oct 1990), CERN 90-10, edited by G. Jarlskog and D. Rein, vol 2 p 474
- [2] L. Fayard and G. Unal “Search for a Higgs decay into photons with EAGLE”, ATL-PHYS-92-001
- [3] B. Mansoulié, J. P. Meyer and V. Ruhlmann “Study of the rejection of pi-zeros by a cold preshower behind, the coil and cryostat (Dice-A) : rapidity dependance, noise dependance” ATL-CAL-92-008
- [4] G. Unal, “Preshower performances for photon identification”, ATL-CAL-92-009
- [5] Colas, Jacques ; Jézéquel, S ; Mansoulié, B, “Principles of a stereo preshower integrated in the accordion calorimeter ”, ATL-CAL-94-040
- [6] Froidevaux, D ; Gianotti, F ; Mansoulié, B ; Nevski, P ; Parrou, G ; Petroff, P ; Schwindling, J ; Seman, M ; Tisserand, V, “Simulation and optimization of the ATLAS electromagnetic calorimeter : gamma/pi0 separation ”, ATL-CAL-95-072
- [7] Gianotti, F ; Vichou, I , “Study of gamma/jet separation with the ATLAS detector”, ATL-PHYS-96-078
- [8] V. Tisserand, these LAL 97-01 (fevrier 1997)
- [9] V. Zmushko, “Search for H to $\gamma\gamma$ in association with jets ”, ATL-PHYS-99-014
- [10] M. Wielers, “Photon Identification with the ATLAS Detector ”, ATL-PHYS-99-016
- [11] ATLAS Collaboration, Detector and Physics Performance Technical Design Report, Volume 2, CERN/LHCC/99-15
- [12] M.Wielers “Isolation of Photons” ATL-PHYS-2002-004

- [13] V.Zmushko “Search for $H \rightarrow \gamma\gamma$ in association with one jet” ATL-PHYS-2002-020
- [14] Cranmer, K ; Mellado, B ; Quayle, W ; Wu Sau Lan, “Search for Higgs Boson Decay H to gamma gamma Using Vector Boson Fusion”, ATL-PHYS-2003-036
- [15] Cranmer, K ; Fang, Y Q ; Mellado, B ; Paganis, S ; Quayle, W ; Wu Sau Lan, “Prospects for Higgs Searches via VBF at the LHC with the ATLAS Detector”, ATL-PHYS-2004-005, hep-ph/0401148
- [16] Cranmer, K ; Mellado, B ; Quayle, W ; Wu Sau Lan, “Statistical Methods to Assess the Combined Sensitivity of the ATLAS Detector to the Higgs Boson in the Standard Model”, ATL-PHYS-2004-034
- [17] M. Escalier, thèse CERN-THESIS-2005-023 (avril 2005)
- [18] M.Escalier et al. “Photon/Jet separation with DC1 data ” ATL-PHYS-PUB-2005-018
- [19] M.Bettinelli et al. “Analysis of the inclusive $H \rightarrow \gamma\gamma$ channel with DC1 samples” ATL-PHYS-PUB-2006-016

- [20] Fayard, L; Unal, G, "Photon identification in gamma-jet events with Rome layout simulation and background to H to gamma gamma", ATL-PHYS-PUB-2006-025
- [21] M.Bettinelli et al. "Search for a SM Higgs decaying to two photons with the ATLAS detector" ATL-PHYS-PUB-2007-013
- [22] M.Escalier et al. "Search for a Standard Model Higgs boson in the ATLAS experiment on the $H \rightarrow \gamma\gamma$ channel", ATL-PHYS-INT-2006-002
- [23] K. Loureiro et al., "Rejection of QCD reducible background in the H to gamma gamma channel at the LHC", ATL-COM-PHYS-2004-047
- [24] Y. Fang et al., "Search for Standard Model Higgs Boson with combination of $H \rightarrow \gamma\gamma + N_{\text{jets}}$ ", ATL-COM-PHYS-2007-046
- [25] C.Balazs et al., Phys Rev D57,6934,1998
C.Balazs hep-ph/9906422 (thesis)
C.Balazs et al., Phys Lett B489,157,2000
C.Balazs et al., Phys Lett B637 (2006) 235
P.Nadolsky et al., Phys.Rev.D76 :013008,2007
C.Balazs et al., Phys.Rev.D76 :013009,2007
- [26] CMS Collaboration, Physics Technical Design Report, volume 2 CMS TDR 8.2 CERN/LHCC 2006-021
- [27] M. Pieri et al., "Inclusive Search for the Higgs boson in the Higgs to gamma gamma Channel", CMS-NOTE-2006-112
- [28] G. Unal, transparents du meeting CSC du 2-2-2007
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=2&resId=1&materialId=slides&confId=12081>
- [29] T.Binoth et al. Eur Phys J C16,311,2000; Phys Rev D63, 114016,2001
- [30] A. Kniehl, G. Kramer and B. Potter Nucl.Phys.B582 :514-536,2000, hep-ph/0010289

Chapitre 5

Analyse des données CSC

5.1 Les *objets photons* et les *objets électrons*.

Les objets électromagnétiques sont séparés en deux catégories :

- les *candidats électrons* qui sont associés à une trace [8] de $0.7 < E/p < 4$. avec $|\Delta\eta| < 0.025$ et $-0.05 < \Delta\phi < 0.025$ ¹. L'énergie des électrons correspond à la somme de l'énergie des cellules dans un cluster de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ (en unités de cellule du second compartiment du calorimètre) pour le calorimètre tonneau et $\Delta\eta \times \Delta\phi = 5 \times 5$ dans les bouchons. Ils se trouvent dans le *ElectronContainer*
- les *candidats photons*. L'énergie des photons correspond à la somme des énergies des cellules dans un cluster de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 5$ dans le tonneau et $\Delta\eta \times \Delta\phi = 5 \times 5$ dans les bouchons. Ils se trouvent dans le *PhotonContainer*

Notons que le *clustering* initial est fait dans tous les cas (tonneau, bouchons, électrons, photons) avec des clusters $\Delta\eta \times \Delta\phi = 5 \times 5$.

Les calibrations (voir [17] du chapitre 3) sont faites indépendamment pour les électrons et les photons. Les Fig 5.1 et 5.2 montrent la différence entre l'énergie mesurée et l'énergie vraie, normalisée à la vraie énergie, pour les électrons d'énergie de 100 GeV, dans le cas où on se place à une pseudorapidité de $\eta=0.325$ et dans le cas où $\eta=1.075$. La différence entre l'énergie mesurée et l'énergie vraie pour les photons, normalisée à la vraie énergie, de 100 GeV à $\eta=1.075$ est présentée à la Fig 5.3 et la même résolution pour des photons non convertis à la Fig 5.4. [1]

Notons que ces quatre figures [2] sont faites pour la géométrie idéale (voir Fig 2.20) et n'incluent pas le terme constant de 0.7%. On voit très bien sur la Fig 5.3 la dégradation en énergie des photons à cause des conversions et sur les Fig 5.1 et Fig 5.2 la détérioration de la résolution en énergie des électrons à grande rapidité à cause de la matière additionnelle.

On peut voir que, la quantité de matière étant mieux estimée, les résolutions sont plus mauvaises que celles citées dans le chapitre 3.2. Incluant le terme constant de 0.7% on peut comparer une résolution de 1.44% (Fig 5.4) à 1.19% (Fig 3.4). Pour les électrons à une rapidité de 0.3 on peut comparer une résolution de 1.32% (Fig 5.1) à 1.21% (Fig 3.5).

5.2 Identification des photons

Pour identifier les photons et les séparer de tout autre objet électromagnétique, on applique des coupures d'identification [3]-[5], optimisées pour des photons d'un spectre d'énergie de 20-

¹L'association est faite avec l'extrapolation de la trace des électrons sur le second compartiment du calorimètre électromagnétique

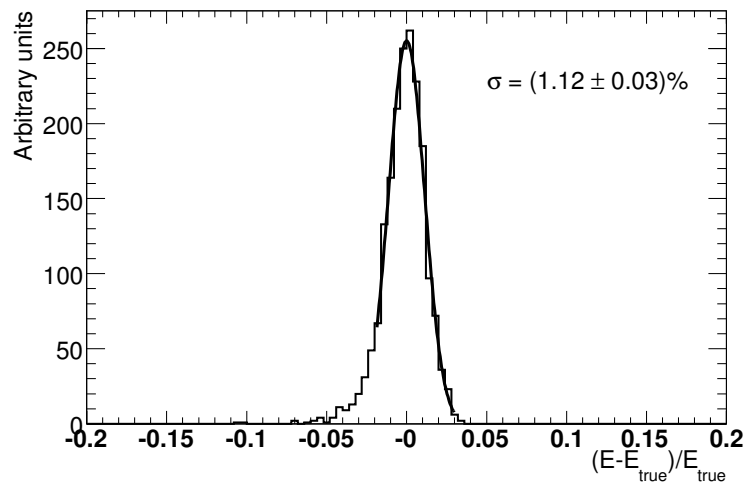


FIG. 5.1 – Différence entre l'énergie mesurée et l'énergie vraie, normalisée à l'énergie vraie, pour des électrons de 100 GeV à $\eta=0.325$. [2]

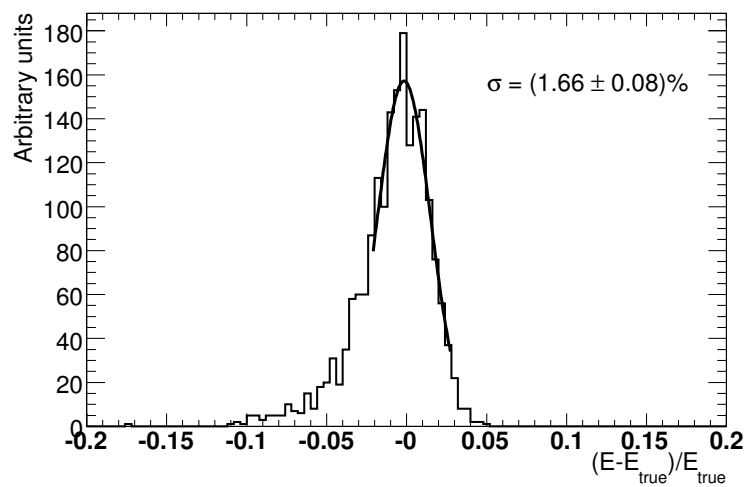


FIG. 5.2 – Différence entre l'énergie mesurée et l'énergie vraie, normalisée à l'énergie vraie, pour des électrons de 100 GeV à $\eta=1.075$. [2]

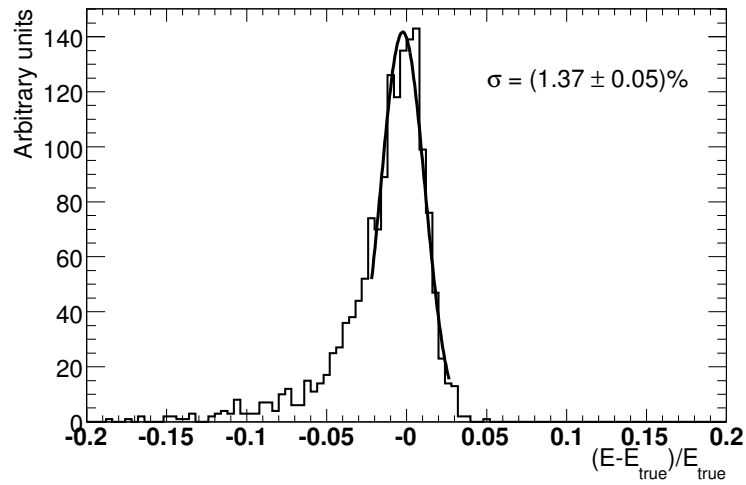


FIG. 5.3 – Différence entre l'énergie mesurée et l'énergie vraie, normalisée à l'énergie vraie, pour des photons de 100 GeV à $\eta=1.075$. [2]

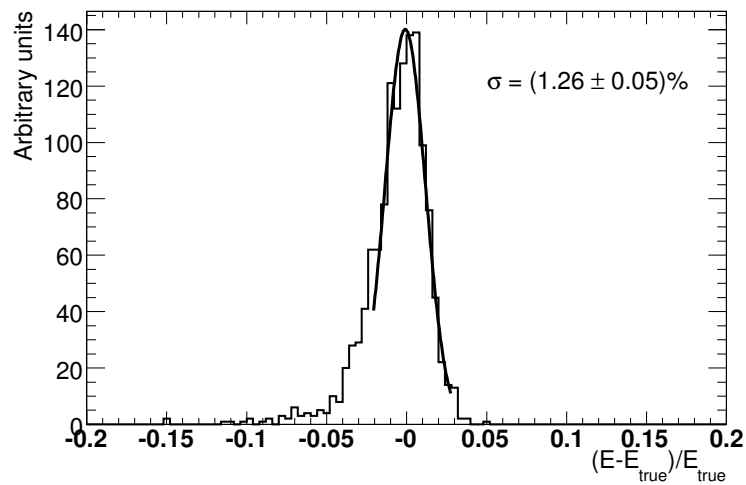


FIG. 5.4 – Différence entre l'énergie mesurée et l'énergie vraie, normalisée à l'énergie vraie, pour des photons non convertis de 100 GeV à $\eta=1.075$. [2]

30 GeV. Le principe de ces coupures [6] est la réjection des jets étendus avec l'utilisation de variables de profil de la gerbe dans le deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique et de fuite hadronique dans le premier compartiment du calorimètre hadronique, suivie par la réjection des π^0 restant avec la recherche d'un deuxième maximum d'énergie déposée dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique. Ensuite des coupures supplémentaires pour isoler les photons et rejeter les π^0 (non isolés) à haut Pt qui restent sont appliquées. Les coupures d'isolation utilisent le fait que pour les jets restant après ces premières coupures les clusters électromagnétiques (dont l'énergie est dominée par l'énergie des π^0) portent seulement une partie (le 70% en moyenne) de l'énergie des partons initiaux (voir chapitre 4, Fig 4.2), donc il y a une activité hadronique autour du candidat photon qui ne serait pas présente dans le cas d'un vrai photon et qui peut être détectée par le détecteur interne. Les coupures ont été optimisées pour maintenir une grande efficacité des photons en présence de pile-up. Notons que les résultats présentés ici sont obtenus avec la version du logiciel Athena 12.0.6 [7].

5.2.1 Coupures d'identification des photons utilisant le calorimètre électromagnétique

Les photons sont dans le calorimètre électromagnétique des objets étroits, bien que les jets ont un profil beaucoup plus étendu. On peut donc utiliser des variables de forme de gerbe pour identifier les photons. Précisément, les variables utilisées sont :

– **la fuite hadronique**

définie comme le rapport entre l'énergie transverse déposée dans le premier compartiment du calorimètre hadronique dans une fenêtre de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.24 \times 0.24$ et l'énergie transverse déposée dans le cluster électromagnétique

– la forme des objets dans la **deuxième couche du calorimètre électromagnétique**

– les variables R_η (37) et R_ϕ (33) sont définies comme le rapport entre l'énergie reconstruite dans un cluster $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ (unités de cellule de la deuxième couche du calorimètre électromagnétique) pour R_η (37) et dans un cluster 3×3 pour R_ϕ (33) sur l'énergie reconstruite dans un cluster 7×7 . Les définitions de ces variables partent du principe que les photons laissent la plupart de leur énergie dans un cluster $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$. La variable R_ϕ (33) est moins discriminante que la variable R_η (37), à cause du champ magnétique qui augmente la taille des photons convertis dans la direction ϕ . Sur la Fig 5.5 on voit la distribution de la variable R_η (37) pour des photons (venant d'échantillons $H \rightarrow \gamma\gamma$ de masse=120 GeV) et des jets [9] et sur la Fig 5.6 on voit la distribution de sa valeur moyenne en fonction de η . Notons que ces figures correspondent à la géométrie misal1 définie au chapitre 2.4 avec de la matière supplémentaire et à seulement des clusters électromagnétiques de $E_T > 20$ GeV

– la largeur de la gerbe en η est calculée dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 5$ en pondérant chaque cellule par la fraction de l'énergie déposée :

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{\sum E_c \times \eta^2}{\sum E_c} - \left(\frac{\sum E_c \times \eta}{\sum E_c}\right)^2} \quad (5.1)$$

où on applique une correction en fonction du point d'impact dans la cellule, pour réduire le biais dû à la taille finie de la cellule

– la forme des objets dans la **première couche du calorimètre électromagnétique** (les variables suivantes sont utilisées pour $\eta < 2.35$, où la granularité des strips est suffisamment fine et seulement pour les cas où au moins une fraction de 0.5% de l'énergie totale

est reconstruite dans les strips). Deux cellules en ϕ de la première couche sont sommées. Jusqu'ici, les coupures ont éliminé les jets avec des pions de haute énergie et qui ont de gerbes très étendues. Le bruit de fond qui reste est dominé par des jets avec des simples ou multiples η et π^0 . Pour identifier et rejeter les π^0 , on utilisera la fine granularité de la première couche du calorimètre, qui nous permet de voir les sous structures des gerbes des objets électromagnétiques, comme :

- la présence d'un deuxième maximum d'énergie dans le cluster (dans une fenêtre de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.125 \times 0.2$ de la cellule au maximum d'énergie déposée), signe d'un π^0 se désintégrant en deux photons. On utilise deux variables :
 - $\Delta E = E_{max2} - E_{min}$, c'est à dire la différence en énergie entre la cellule qui présente le deuxième maximum (d'énergie la plus élevée) et la cellule de l'énergie la plus basse entre les deux maximums. La distribution de cette variable pour des photons et des jets est présentée à la Fig 5.7 et la distribution de sa valeur moyenne en fonction de η à la Fig 5.8.
 - $\bar{E}_{max2} = E_{max2}/(1 + 9 \times 10^{-3} E_T)$ [tout est exprimé en GeV], où E_T est l'énergie dans tout le cluster. La valeur de l'énergie du deuxième maximum est corrigée en fonction de l'énergie transverse pour éviter d'être sensible aux fluctuations.
- la fraction de l'énergie déposée en dehors du centre de la gerbe, exprimée comme $F_{side} = [E(\pm 3) - E(\pm 1)]/E(\pm 1)$, où $E(\pm n)$ est l'énergie déposée en $\pm n$ cellules autour de la cellule de la plus haute énergie
- la largeur de la gerbe dans un rayon de trois strips autour de celle à la plus haute énergie, exprimée comme $\omega_{3strips} = \sqrt{\sum E_i \times (i - i_{max})^2 / \sum E_i}$, où i est le numéro de cellule et i_{max} le numéro de la cellule la plus énergétique avec Σ représentant une somme sur 3 strips. Une correction de la dépendance en fonction du point d'impact est également appliquée
- $\omega_{tot\ strips}$ est similaire à $\omega_{3\ strips}$ avec la différence que la somme Σ est effectuée sur 20 strips au lieu de 3

Les mêmes coupures de forme de gerbe sont appliquées pour des photons convertis et non convertis. On a cependant montré que l'utilisation de coupures différentes pour chaque cas pouvait augmenter la rejection des jets de 10-20%.

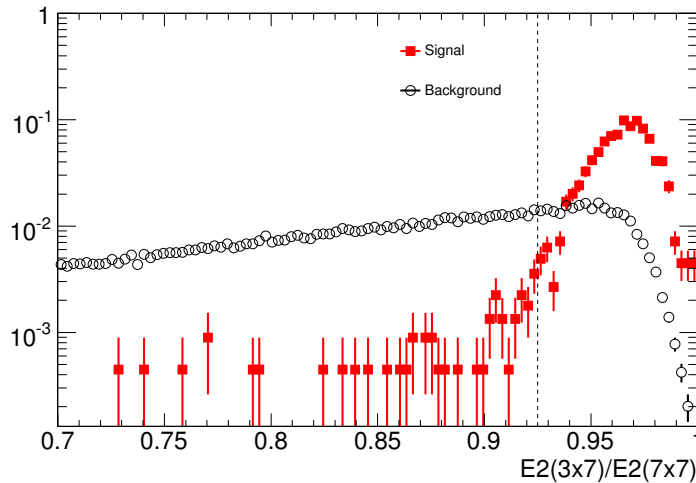


FIG. 5.5 – Distribution de la variable $R_\eta(37)$ pour des vrais photons et des jets pour des clusters électromagnétiques satisfaisant $20 < E_T < 30$ GeV et $|\eta| < 0.7$, pour une géométrie misal1 [4].

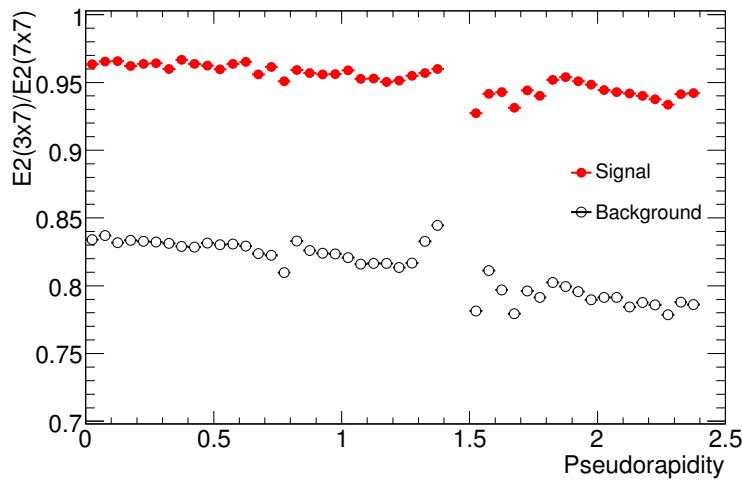


FIG. 5.6 – Distribution de la valeur moyenne de la variable $R_\eta(37)$ en fonction de la pseudorapidité η , pour des vrais photons et des jets pour des clusters électromagnétiques satisfaisant $20 < E_T < 30$ GeV et $|\eta| < 0.7$, pour une géométrie misal1 [4].

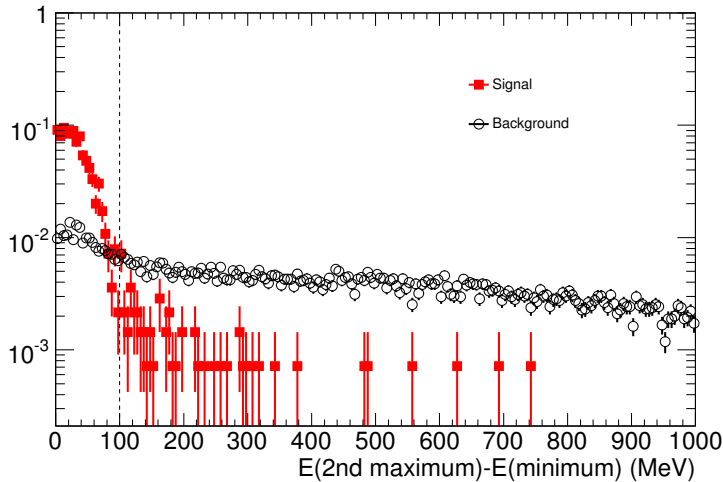


FIG. 5.7 – Distribution de la variable $\Delta E = E_{max2} - E_{min}$ pour des vrais photons et des jets pour des clusters électromagnétiques satisfaisant $20 < E_T < 30$ GeV et $|\eta| < 0.7$, pour une géométrie misal1 [4].

Comme on voit par exemple sur les Fig 5.6 et 5.8, les valeurs des variables discriminantes dépendent de la pseudorapidité, à cause des changements de quantité de matière et de granularité. On divise donc toute la région en bins en η et on optimise les coupures pour chacun de bins séparément. La séparation est : $\eta = 0-0.7$, $0.7-1.0$ et $1.0-1.37$ pour le barrel et $\eta = 1.52-1.80$, $1.80-2.0$, $2.0-1.37$ pour les end-caps. On voit que le crack ($1.37 < \eta < 1.52$) est exclu. Des bins en énergie transverse sont également utilisés pour les variables utilisant le premier et le deuxième compartiment du calorimètre.

Sur les Fig 5.9 et 5.10 on voit les valeurs moyennes des variables $R_\eta(37)$ et $\Delta E = E_{max2} - E_{min}$ en fonction de la pseudorapidité, sans et avec pile-up (correspondant à une luminosité instantanée de $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) et avec une géométrie idéale et une géométrie misalignée. On voit

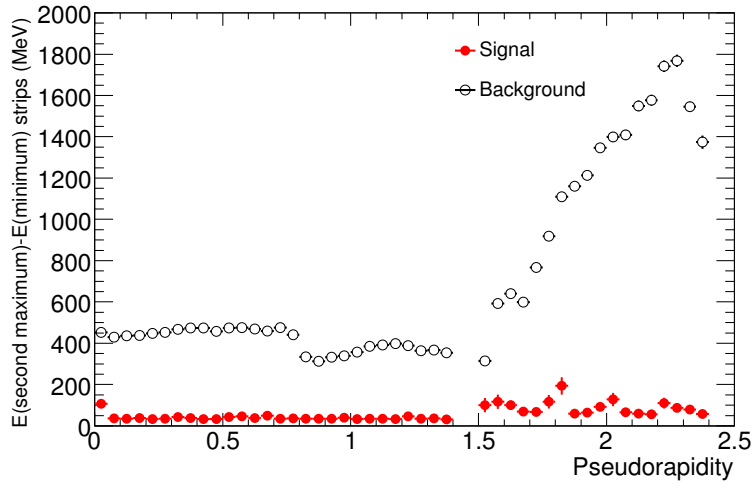


FIG. 5.8 – Distribution de la valeur moyenne de la variable $\Delta E = E_{max} - E_{min}$ en fonction de la pseudorapidity η , pour des vrais photons et des jets pour des clusters électromagnétiques satisfaisant $20 < E_T < 30$ GeV et $|\eta| < 0.7$, pour une géométrie misal1 [4].

que le pile-up ne modifie pas beaucoup les variables pour une telle luminosité, mais que l'effet de la matière supplémentaire correspondant à la géométrie misal1 (voir chapitre 2.4) est présent, surtout à la région de pseudorapidity entre 1.5 et 1.8 où on a une quantité importante de matière supplémentaire. L'optimisation des coupures a donc été faite en utilisant la géométrie misal1. Des photons venant du Higgs et des jets inclusifs ont été utilisés et l'optimisation a été plus détaillée dans la région d'énergie transverse de $E_T < 30$ GeV, où la statistique pour le bruit de fond est plus importante. Une marge d'amélioration de l'optimisation est possible aux plus grands E_T .

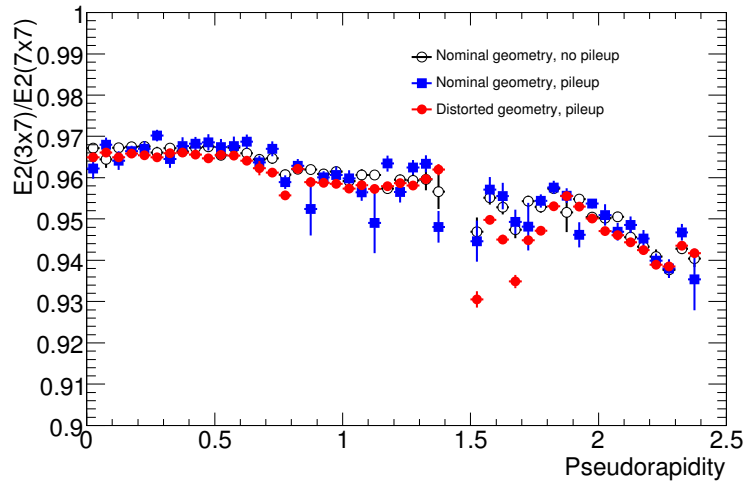


FIG. 5.9 – Effet de la matière supplémentaire et du pile-up sur la variable $R_\eta(37)$, pour des photons venant d'un Higgs [4].

L'efficacité des coupures d'identification (voir plus loin chapitre 5.2.3) a été estimée avec un lot statistiquement indépendant de celui utilisé pour l'optimisation des coupures. Elle est

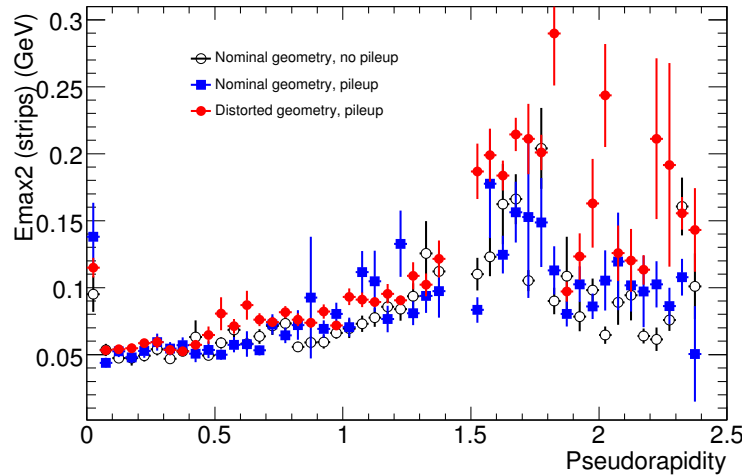


FIG. 5.10 – Effet de la géométrie misalignée et du pile-up sur la variable $\Delta E = E_{max2} - E_{min}$, pour des photons venant d'un Higgs [4].

évaluée avec la version Athena 12. Les distributions en E_T des jets mal identifiés restant après chaque coupure et la contribution des π^0 à chaque étape des coupures d'identification peuvent être vues sur la Fig 5.11. Les lignes noires montrent les distributions de tous les jets et les lignes rouges seulement des jets provenant des π^0 :

- la ligne noire en pointillé, associée à des carreaux, correspond aux jets mal identifiés avant chaque coupure et la ligne rouge en pointillé, associée à des triangles, à ceux d'entre eux qui proviennent d'un π^0 .
- la ligne noire en pointillé, associée à des triangles, montre la distribution de tous jets mal identifiés après les coupures sur la forme des gerbes dans le deuxième compartiment et les coupures hadroniques. La ligne rouge en pointillé, associée à des cercles, montre la contribution des π^0 .
- les lignes continues montrent les mêmes distributions après les coupures précédentes et en plus les coupures de la forme des gerbes dans le premier compartiment.

On voit que le bruit de fond venant des hadrons chargés a beaucoup diminué et on remarque également que déjà après la première coupure sur la forme des gerbes dans le deuxième compartiment, le bruit de fond dominant vient des π^0 . Après toutes les coupures utilisant le calorimètre, les π^0 représentent le 70% du bruit de fond, ce qui dicte l'utilisation du détecteur interne pour rechercher une activité hadronique autour des candidats photons et augmenter la réjection.

5.2.2 Coupures d'identification des photons utilisant le détecteur interne

Le bruit de fond restant après l'application des coupures qui utilisent le calorimètre est dominé par des jets de basse multiplicité qui contiennent des π^0 de haut P_T . Pour appliquer une isolation des candidats photons, on définit une variable d'isolation qui est la somme de P_T de toutes les traces [10] de P_T supérieur à 1 GeV qui se trouve dans un cône de $\Delta R < 0.3$ autour du photon candidat. Pour ne pas compter les traces venant d'une éventuelle conversion du photon, on ajoute quelques conditions supplémentaires pour traces qui sont dans un cône

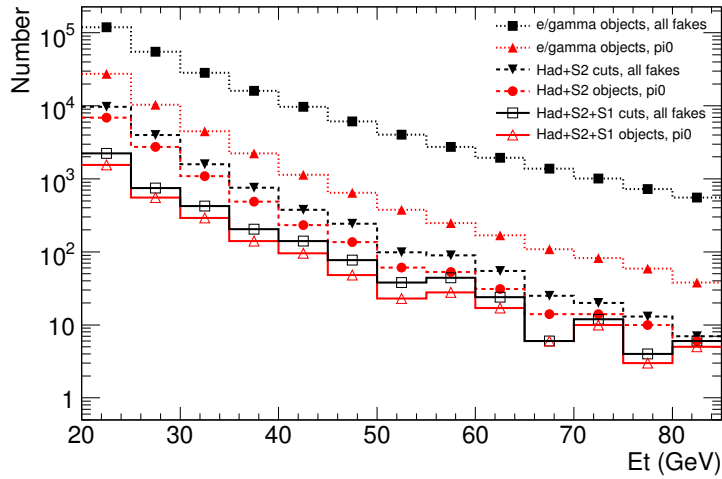


FIG. 5.11 – Spectre de E_T des jets mal identifiés, avec la contribution par les π^0 , pour les différentes étapes des coupures d'identification (un jet mal identifié est considéré comme provenant d'un π^0 si l'énergie du π^0 le plus énergétique dans un cône de 0.2 autour du cluster est supérieur à 80% de l'énergie totale reconstruite du cluster) [4]. Voir texte.

de $\Delta R < 0.1$:

- le paramètre d'impact doit être inférieur à 0.01 cm
- le P_T de la trace doit être inférieur à 15 GeV, pour éliminer les traces produites lors d'une conversion très asymétrique
- la trace ne doit pas être associée à un vertex de conversion reconstruit (voir chapitre 5.3)
- la trace doit avoir un hit dans la première couche de pixels

On voit la distribution de cette variable sur la Fig 5.12. On remarque qu'il est possible de séparer le fond du signal. Typiquement on applique une coupure pour $\Sigma P_T > 4$ GeV. On peut avoir une rejection des jets de ≈ 1.5 -2 avec une faible perte en efficacité (de l'ordre du pourcent) des photons.

5.2.3 Efficacité de sélection

L'efficacité de ces coupures sur des photons a été calculée sur des photons venant des événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ pour des photons avec un $E_T > 25$ GeV et est présentée au tableau 5.1. La deuxième colonne montre l'efficacité des coupures utilisant le calorimètre électromagnétique et la troisième colonne montre l'efficacité des coupures d'isolation, utilisant le détecteur interne.

	coupures em	coupures isolation
ideal, 0 pile-up	87.6 ± 0.2	99.0 ± 0.1
ideal, $10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	86.6 ± 0.5	98.0 ± 0.2
misall, $10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	83.6 ± 0.2	98.1 ± 0.1

TAB. 5.1 – Efficacité en % des coupures d'identification des photons, pour des photons issus d'événements $H \rightarrow \gamma\gamma$.

Sur la Fig 5.14 on voit l'efficacité des coupures calorimétriques en fonction du P_T des photons et sur la Fig 5.15 en fonction de leur pseudorapidité η , pour différentes conditions de pile-up

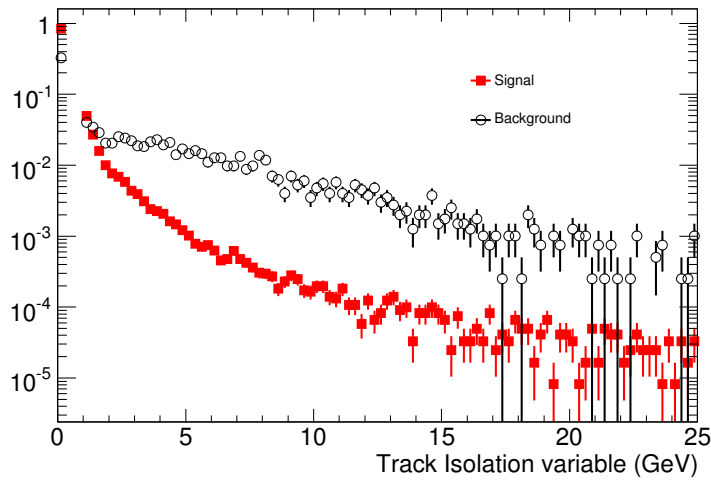


FIG. 5.12 – Distribution de la variable d’isolation pour des photons et des jets ayant passé les coupures calorimétriques [4].

(le pile-up utilisé ici correspond à une luminosité de $10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) et des différentes géométries. La même efficacité pour des vrais photons seuls et π^0 seuls de $E_T=40$ GeV, en fonction de la pseudorapidité, est présentée à la Fig 5.16. On voit que pour la partie centrale du tonneau la réjection est légèrement supérieure à 3, en accord avec les simulations précédentes [14] ou avec les mesures sur faisceau test qui sont montrées dans la Fig 5.13 où on trouve une rejection de 3.54 ± 0.12 [16].

5.2.4 Rejection des jets

Pour calculer la rejection des jets $3.213 * 10^6$ événements di-jet ont été produits avec Pythia [31]. La rejection (en fonction de E_T est) définie comme le rapport entre le nombre de jets et le nombre de candidats photons. E_T est défini pour les candidats photons comme l’énergie trasverse du photon et pour les jets comme l’énergie transverse du jet reconstruit par la verité en utilisant un algorithme de cone de $\Delta R=0.4$. Les eventuels vrais photons, venant par un processus dur ou par un bremsstrahlung, ont été supprimés. La rejection a été calculée pour des jets avec un $E_T > 25$ GeV et est présentée au tableau 5.2. La rejection pour des jets de $E_T > 40$ GeV est présentée dans le tableau 5.3.

	tous	quarks-jets	gluon-jets
avant isolation			
N(fake)/N(evnts filtrés)	$(5.43 \pm 0.13) * 10^{-4}$	$(3.87 \pm 0.11) * 10^{-4}$	$(1.44 \pm 0.07) * 10^{-4}$
Rejection	5070 ± 120	1770 ± 50	15000 ± 700
après isolation			
N(fake)/N(evnts filtrés)	$(3.38 \pm 0.10) * 10^{-4}$	$(2.47 \pm 0.08) * 10^{-4}$	$(0.78 \pm 0.49) * 10^{-4}$
Rejection	8160 ± 250	2760 ± 100	27500 ± 2000

TAB. 5.2 – Facteurs de rejection mesurés en utilisant des jets simulés de $E_T > 25$ GeV [4].

Sur la fig 5.17 on voit le taux de mauvaise identification de jets de $E_T > 25$ GeV en fonction de la pseudorapidite. On remarque que le taux augmente en allant vers des η élevés. Cet effet

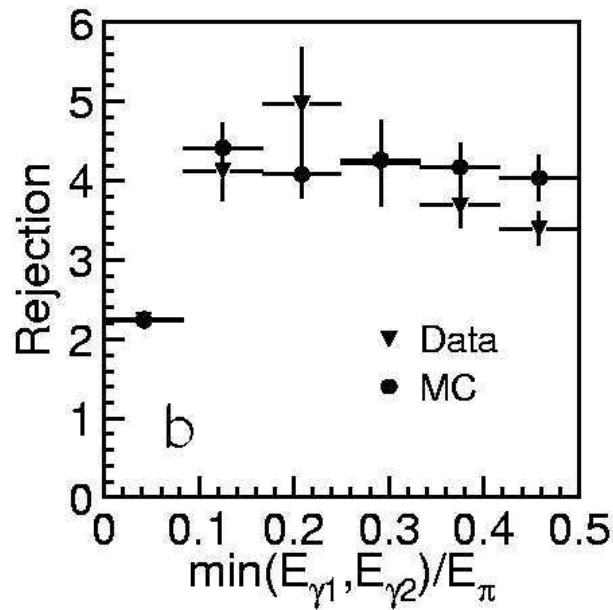


FIG. 5.13 – Rejection des π^0 calculée en bins de $\min(E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2})/E_{\pi^0}$ pour les données et la simulation. [15]

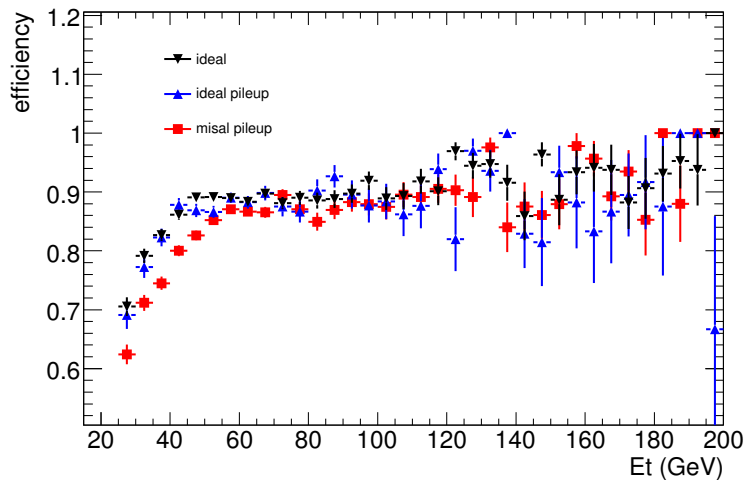


FIG. 5.14 – Efficacité en % en fonction de P_T des coupures d'identification des photons utilisant le calorimètre électromagnétique, pour des photons issus d'événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ [4].

	tous	quarks-jets	gluon-jets
avant isolation			
N(fake)/N(evnts filtrés)	$(1.16 \pm 0.06) * 10^{-4}$	$(8.3 \pm 0.5) * 10^{-5}$	$(2.8 \pm 0.3) * 10^{-5}$
Rejection	4400±230	1610±100	15000±1600
après isolation			
N(fake)/N(evnts filtrés)	$(6.4 \pm 0.4) * 10^{-5}$	$(4.6 \pm 0.5) * 10^{-5}$	$(1.5 \pm 0.2) * 10^{-5}$
Rejection	7800±540	2900±240	28000±4000

TAB. 5.3 – Facteurs de rejection mesurés en utilisant des jets simulés de $E_T > 40$ GeV [4].

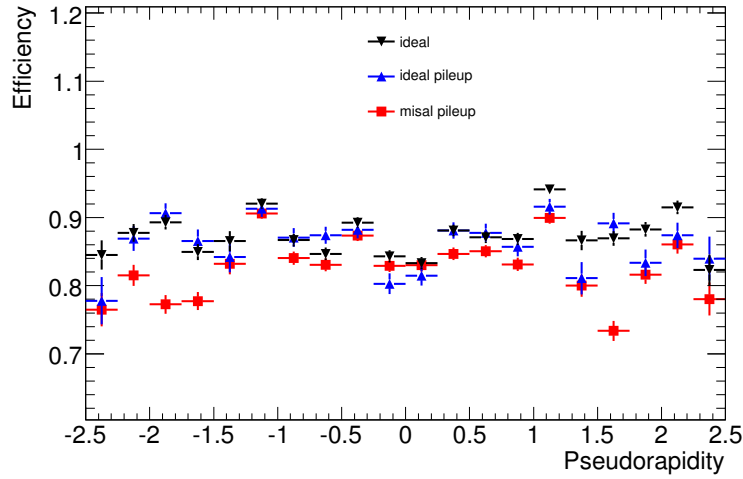


FIG. 5.15 – Efficacité en % en fonction de η des coupures d'identification des photons utilisant le calorimètre électromagnétique, pour des photons issus d'événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ [4].

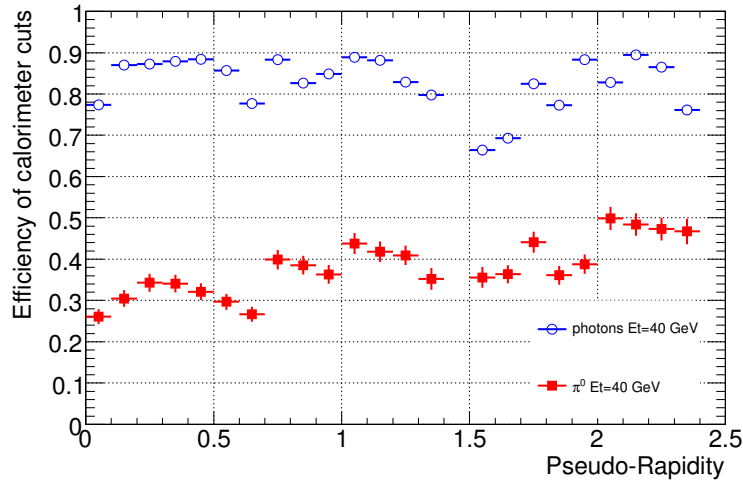


FIG. 5.16 – Efficacité en % en fonction de η des coupures d'identification des photons, pour des photons et des π^0 de 40 GeV, sans pile-up et pour une géométrie misal1 [4].

est due à la quantité de matière qui augmente quand on se place à des grandes pseudorapidités et crée des gerbes plus étendues. On est donc obligés d'appliquer des coupures plus souples pour préserver la haute efficacité des photons, ce qui augmente aussi le taux de mauvaise identification des jets.

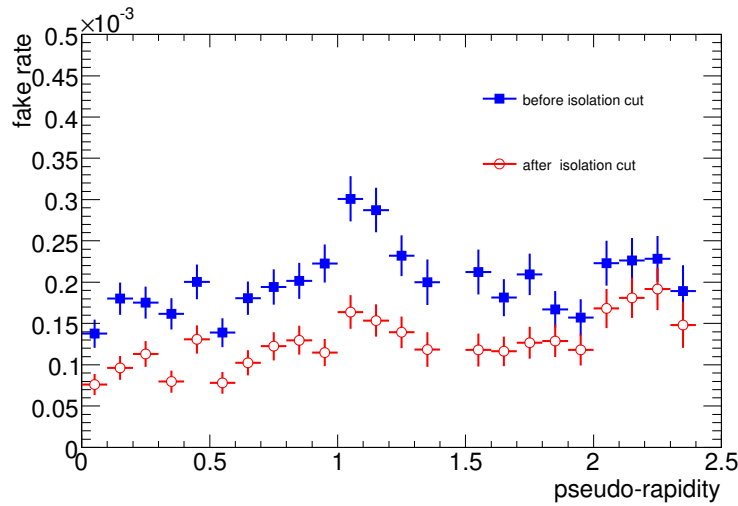


FIG. 5.17 – Taux de mauvaise identification de jets en fonction de la pseudorapidité, pour des jets de $E_T > 25$ GeV [4].

Sur la Fig 5.18 on voit la distribution de E_T des jets et des jets mal identifiés comme des photons, avant et après les coupures d'isolation. On voit que dans le cas où on utilise une normalisation basée sur des jets Atlfast pas corrigés (comme c'était le cas dans le passé), la rejection est de $\approx 30\%$ inférieure pour $E_T = 25$ GeV.

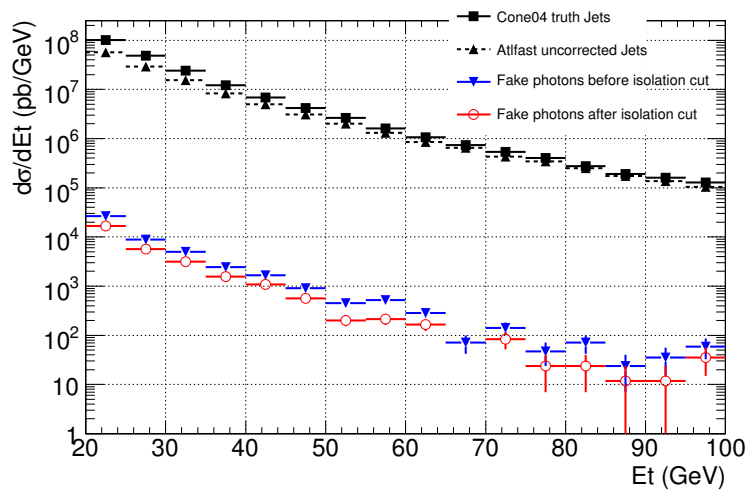


FIG. 5.18 – Spectre de E_T des jets générés (en haut) et des jets mal identifiés, avant et après les coupures d'isolation [4].

Il faut noter que les rejections calculées présentent une grande incertitude, car ils dépendent très fortement de la modélisation de la fragmentation dans Pythia, ainsi que de la simulation

de la réponse du détecteur. Il semble en particulier [17] que la fragmentation des jets en π^0 dans Herwig est plus dure que dans Pythia, conduisant à un taux de jets mal identifiés deux fois plus grand.

5.2.5 Rejection supplémentaire possible dans le cas des conversions

Si une conversion de photon en un électron et un positron est reconstruite par le détecteur interne², on peut avoir une discrimination supplémentaire entre les photons et les jets provenant de π^0 . [3], [18], [19]

- Une conversion d’un simple photon donne deux traces dans le détecteur interne et un cluster électromagnétique ayant en général l’énergie de l’électron et du positron (pour les conversions reconstruites et donc symétriques l’électron et le positron forment en général un seul cluster dans le calorimètre électromagnétique mais il y a des pertes d’énergie comme on verra dans le chapitre 5.4.5.3). Le P_T donc des deux traces en GeV, reconstruit par le détecteur interne, est à peu près égal à l’énergie du cluster électromagnétique.
- Quand un photons venant d’un π^0 est converti dans le détecteur interne, on a également l’électron et le positron qui donnent deux traces et en général un seul cluster électromagnétique mais ce cluster comprends aussi l’énergie du deuxième photon venant du π^0 . Donc le P_T des deux traces n’est maintenant pas égal à l’énergie du cluster électromagnétique mais a une valeur qui dépend de la fraction de l’énergie du π^0 qu’avait le photon qui s’est converti.

La Fig 5.19 montre la variable P_T/E_T , où P_T est la somme des impulsions transverses des deux traces de la conversion calculé par le détecteur interne et E_T est l’énergie du cluster calorimétrique, pour des photons, des jets et des π^0 . La courbe noire correspond à des photons simples de 40 GeV, la courbe bleue à des π^0 simples de 40 GeV, la rouge à des jets venant d’un lot de bruit de fond γ -jet et le vert à des photons venant d’un lot de bruit de fond γ -jet. Les distributions sont normalisées au nombre totale d’événements.

Les distribution sont clairement différentes pour les photons où la majorité des événements se trouve près de 1 et pour les jets où on se place à des valeurs de P_T/E_T beaucoup plus basses. On remarque pourtant que :

- les distributions des photons ont une fraction importante de queues vers la gauche
- les distributions de π^0 ne sont pas plates mais c’est les valeurs basses de P_T/E_T qui sont privilégiées

La raison est que les électrons de conversion, courbés par le champ magnétique, perdent une fraction de leur énergie à cause de rayonnement bremsstrahlung. Les photons issus du bremsstrahlung arrivent souvent dans le même cluster que les électrons dans le calorimètre électromagnétique, mais le P_T de l’électron est maintenant plus bas, donc la valeur de P_T/E_T baisse. Cet effet peut rendre la discrimination utilisant la variable P_T/E_T moins efficace. Notons que cette variable P_T/E_T doit permettre d’améliorer légèrement la réjection des jets mais peut également [3] permettre de mesurer le rapport γ/π^0 dans les données. Ceci sera très utile pour “calibrer” la rejection pendant la prise de données.

²une conversion *reconstruite* signifie que les deux traces de la conversion sont reconstruites par le détecteur interne, il ne s’agit pas donc de conversions très asymétriques où un électron porte presque la totalité de l’énergie du photon

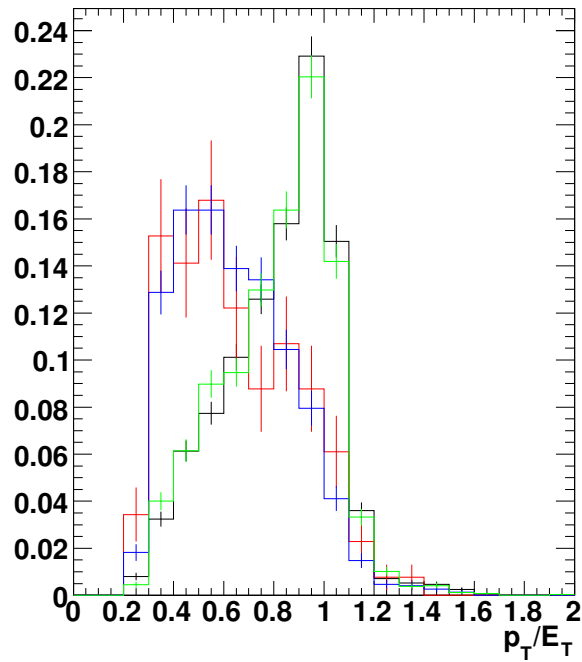


FIG. 5.19 – Distribution de la variable P_T/E_T pour des photons (courbe noire et courbe verte) et des π^0 (courbe bleue et courbe rouge) de différents lots d'événements. (voir texte)

5.2.6 Coupures d'analyse

Parmi les événements où au moins deux candidats photons ont passé les coupures d'identification (dans le cas où il y en a plus que deux, on choisi les deux au P_T maximum) utilisant le calorimètre électromagnétique et le détecteur interne, on choisi ceux qui satisfaisaient également les deux critères suivants :

1. le P_T maximum soit être supérieur à 40 GeV et le P_T minimum doit être supérieur à 25 GeV
2. les clusters formés par les deux photons doivent avoir une pseudorapidité $|\eta| < 1.37$ ou $1.52 < |\eta| < 2.37$

Les événements choisis participeront à l'analyse.

5.3 Algorithmes utilisés pour le traitement des données CSC et dans le cadre de cette thèse

PhotonIdentificationTool Il s'agit d'un algorithme qui applique les coupures d'identification utilisant le calorimètre, décrites ci-dessus (voir chapitre 5.1.1), à chacun de candidats photons de l'événement.

TrackIsolationTool Cet algorithme applique les coupures d'identification utilisant le détecteur interne, dites coupures d'isolation (voir chapitre 5.2.2). Ils est généralement utilisé après le PhotonIdentificationTool.

ConversionFlagTool Les photons qui ont passé ces coupures sont en suite séparés en catégories s'ils sont ou non convertis en un électron et un positron (à peu près 57% des événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ avec des photons dans la region de pseudorapidité $|\eta| < 2.5$ ont au moins une (vraie) conversion avec un rayon inférieur à 80 cm), par un algorithme nommé ConversionFlagTool [11]. Chaque photon porte un numéro (flag), de 0 à 2, qui signifie :

- si flag=0, le photon n'a pas été converti et a été identifié comme un photon (il se trouve dans le PhotonContainer)
- si flag=1, le photon a été converti, il a été identifié comme un électron (il se trouve dans le ElectronContainer), seulement une trace a été reconstruite et elle n'a pas donné de hit dans la couche b (voir chapitre 2.1.1.1), ce qui est interprété comme signe de conversion
- si flag=2, le photon a été converti, il a été identifié comme un électron (il se trouve dans le ElectronContainer), les deux traces de la conversion ont été reconstruites ainsi que le vertex de la conversion

Nous cherchons à prendre en compte les photons convertis dont une seule trace a été reconstruite car ça correspond à un nombre important d'événements : en effet 36% des photons convertis à un rayon inférieur à 350 mm sont reconstruits avec une trace seulement [11]. Nous demandons aux traces de ne pas avoir de hit dans la couche b car on perd peu de conversions (93% des conversions dont une trace seulement a été reconstruite n'ont pas de hit dans la couche b) et on perd beaucoup d'électrons direct (92% des électrons ont un hit dans la couche b).

La Fig 5.20 présente la probabilité qu'un photon se convertisse en un électron et un positron en fonction du rayon. L'évaluation de cette probabilité a été faite avec une géométrie idéale.

La Fig 5.21 montre l'efficacité de reconstruction des conversions du type flag=1 (en bleu) et des conversions du type flag=2 (en vert). Notons que récemment un effort a été fait pour reconstruire les conversions tardives [20] avec le TRT. Malheureusement elles n'ont pas pu être prises en compte dans cette analyse.

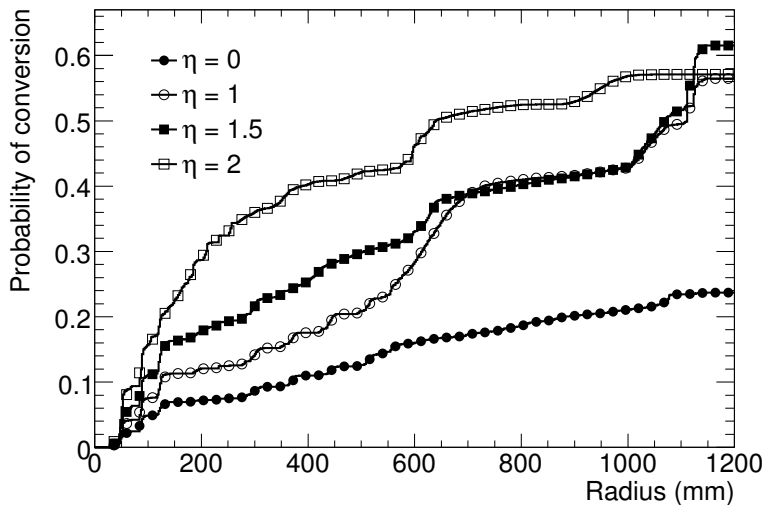


FIG. 5.20 – Probabilité de conversion des photons en fonction du rayon de la conversion, pour une géométrie idéale ([6] du chapitre 2). A la Fig 2.20 du deuxième chapitre à gauche on peut voir la matière correspondant à cette géométrie.

Les efficacités des coupures d'analyse (fiducielles et en Pt, décrites dans le chapitre précédent, et appliquées aux deux objets électromagnétiques au plus haut Pt de l'événement qui

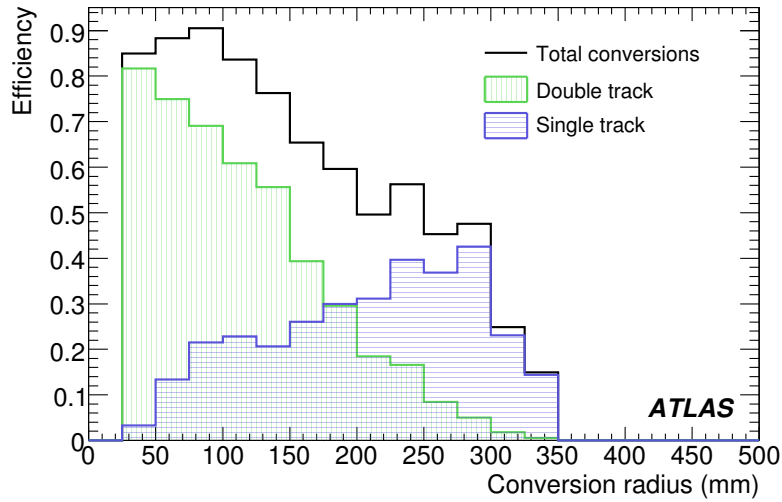


FIG. 5.21 – Efficacité de reconstruction des conversions avec flag=1 (en bleu) et flag=2 (en vert), en fonction du rayon de la conversion, pour une géométrie misal1 [3].

passent les coupures d’identification) selon si on compte aussi les photons convertis sont présentées au tableau 5.4. Dans la première colonne, on voit le pourcentage d’événements qui passent les coupures d’identification et les coupures fiducielles. Dans la deuxième colonne, on applique en plus les coupures en Pt. Sur la première ligne est présenté le pourcentage d’événements qui passe chaque coupure, quand seulement les photon à flag=0 sont considérés, sur la deuxième ligne on ajoute les photons converti à flag=2 et sur la troisième ligne les photons convertis à une trace et flag=1 sont aussi compris à l’analyse.

	coupures ID+fiducielles	+coupures en Pt
flag=0	43.84	39.43
flag=1 ou 2	50.92	45.87
flags 0,1 ou 2	54.37	48.62

TAB. 5.4 – Efficacité en % des coupures d’analyse.

PrimaryVertexFinder L’algorithme PrimaryVertexFinder calcule le rapport de vraisemblance décrit au paragraphe 4.3 et indique le z du vertex au maximum likelihood, donné par le programme de vertexing du détecteur interne. Dans le cas où dans l’événement aucun photon ne s’est converti en un électron et un positron, la distribution en z utilisée par PrimaryVertexFinder est le resultat du pointing, comme au paragraphe 4.3. Si par contre un des photons a donné une conversion, le z utilisé est le z_0 de la trace de l’électron, calculé avec une grande précision par le détecteur interne. Les performances de cet algorithme dépend de la précision du z utilisé dans le likelihood.

HggFitter HggFitter est un algorithme qui utilise chaque mesure disponible au long de l’itinéraire du photon pour tracer la ligne droite la mieux ajustée à toutes ces mesures [22]. Les informations qui peuvent être disponible concernant l’itinéraire de la trace sont :

- le point $z=0$ des collisions avec l’incertitude de 56 mm
- le vertex primaire, donné par l’algorithme PrimaryVertexFinder, et son erreur, qui considéré comme la resolution du vertexing

- le vertex de la conversion, dans le cas où le photon à été converti et les deux traces ont été reconstruites et ont donc formé un vertex
- le point z_0 de la trace, dans le cas où le photon a été converti et seulement une trace a été reconstruite
- la position du photon au presempler
- la position du photon au premier compartiment
- la position du photon au deuxième compartiment

Dans le cadre de cette thèse cet algorithme ne sera pas utilisé pour les résolutions en masse (par contre il est utilisé par défaut dans [3]) et en vertex. La position du vertex utilisé pour le calcul de la masse sera le résultat direct de l'algorithme PrimaryVertexFinder.

5.4 Optimisation du trigger

Le trigger utilisée dans le cadre de cette analyse est optimisé pour sélectionner les événements avec au moins deux photons isolés de $P_T > \approx 17$ GeV (2g20i). La liste de coupures calorimétriques utilisées pour le niveau 2 (voir chapitre 2) est présentée sur le tableau 5.5.

LVL2	2g20i
E_T^{em} (GeV) >	16.8
R_η^{shape} >	4.0
R_η^{strip} >	0.84
E_T^{had} (GeV) <	0.7

TAB. 5.5 – Coupures appliquées aux candidats photons au deuxième niveau du trigger électromagnétique [21].

Ensuite on applique un filtre d'événements qui utilise les variables suivantes :

- l'énergie transverse électromagnétique calculée avec toutes les couches du calorimètre dans un *cluster* de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$, E_T^{em}
- la fraction de l'énergie trouvée dans la première couche, fl
- la fuite hadronique, E_T^{had}
- la variable $R_\eta(37)$, décrite ci-dessus
- la variable ω_2 , décrite ci-dessus
- la variable $R_\eta(33)$, définie ici comme le rapport entre l'énergie reconstruite dans un cluster $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 3$ sur l'énergie reconstruite dans un cluster 7×7
- la variable $\Delta E = E_{max2} - E_{min}$, décrite ci-dessus
- la largeur de la gerbe dans dans 20 strips de la première couche, ω_{tot}
- la fraction de l'énergie déposée en dehors du centre de la gerbe, définie ici comme $frac{s1 = [E(\pm 7) - E(\pm 3)] / E(\pm 7)$, où $E(\pm n)$ est l'énergie déposée en $\pm n$ cellules autour de la cellule à la plus haute énergie
- la largeur corrigée dans dans 3 strips de la première couche, (variable $\omega_{3strips}$ ci-dessus)

Les coupures sur ces variables ont été optimisées dans les intervalles en $|\eta|$: $[0., 0.75]$, $[0.75, 1.5]$, $[1.5, 1.8]$, $[1.8, 2.0]$, $[2.0, 2.5]$. Elles sont présentées sur le tableau 5.6.

EF	2g20i
$E_T^{em} \text{ (GeV)} >$	[17.,17.,17.,17.,17.]
f1 >	[0.005,0.005,0.005,0.005,0.005]
$E_T^{had} \text{ (GeV)} >$	[0.05,0.05,0.06,0.03,0.04]
$R_\eta(37) >$	[0.8,0.6,0.75,0.85,0.75]
$\omega_2 <$	[0.017,0.02,0.02,0.15,0.15]
$R_\eta(33) >$	[0.6,0.6,0.6,0.75,0.75]
$\Delta E = E_{max2} - E_{min} <$	[0.15,0.15,0.15,0.15,0.10]
$\omega_{tot} <$	[7.5,.5,0,5.0,3,0,4,0]
fracs1 <	[0.5,0.75,0.75,0.5,0.5]
$\omega_{3strips} <$	[0.8,0.83,0.8,0.8,0.8]

TAB. 5.6 – Coupures appliquées aux candidats photons au filtre d'événements du trigger électromagnétique [21].

La Fig 5.22 montre les étapes entre la liste des objets électromagnétiques et les photons participant finalement à l'analyse. Pour chaque objet électromagnétique on recherche une association avec une trace (voir chapitre 5.1). Les objets avec une telle association entrent dans le *ElectronContainer* et les objets sans aucune association entrent dans le *PhotonContainer*. Dans le premier cas l'énergie est reconstruite dans un cluster de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ dans le tonneau et dans un cluster de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 5 \times 5$ dans les bouchons. Pour le deuxième cas l'énergie est reconstruite dans un cluster de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 5$ dans le tonneau et dans un cluster de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 5 \times 5$ dans les bouchons. Aux électrons est ensuite attribué un nombre de 0 à 2, dit flag, comme décrit au chapitre 5.3. Les clusters du *PhotonContainer* et du *ElectronContainer* avec flag=1 ou flag=2 sont les candidats photons pour l'analyse. Ensuite on applique à tous ces clusters (de façon identique dans les trois cas) les coupures d'identification et l'isolation décrites au chapitre 5.2. On applique aussi les trois niveaux de trigger et les événements qui ont à la fin au moins deux photons qui passent les coupures d'analyse ($P_T^1 > 40$ GeV, $P_T^2 > 25$ GeV et coupures fiducielles) participeront à l'analyse.

5.5 Signal

5.5.1 Sections efficaces de production

La production du boson de Higgs du Modèle Standard au LHC a lieu, en ordre de décroissance de section efficace, par les processus suivants :

1. fusion de gluons (Fig 1.7 à gauche) La section efficace de ce processus est évaluée par le programme HIGLU [12] en LO (deuxième colonne du tableau 5.7) et en NLO (cinquième colonne du tableau 5.7)
2. fusion de bosons vecteurs (Fig 1.7 à droite) La section efficace VBF a été calculée par le programme VV2HF [12] et est présentée au tableau 5.8. Les corrections QCD et électrofaibles de la deuxième et troisième colonne ont été évaluées sans aucune coupure expérimentale. La dernière colonne montre les corrections NLO électrofaibles après l'application des coupures suivantes (au niveau des partons) :

$$P_T > 20 \text{ GeV}, |y| < 4.5, |y_1 - y_2| > 4, y_1 \cdot y_2 < 0$$

où P_T est le moment transverse et y la pseudorapidité des jets (numérotés 1 et 2). Ces dernières corrections électrofaibles ne sont pas appliquées ici.

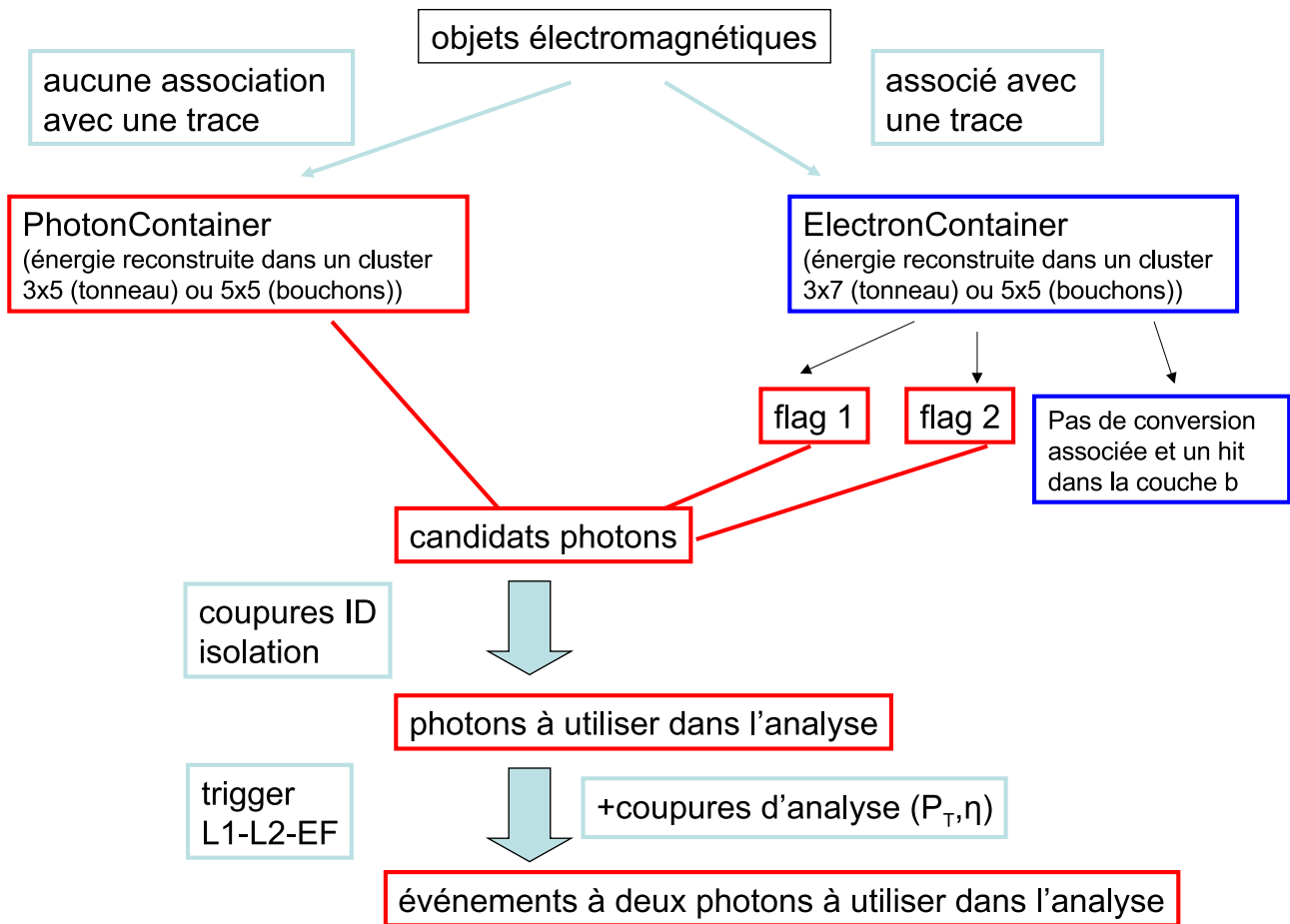


FIG. 5.22 – Schéma des étapes de sélections des photons participant à l'analyse à partir des objets électromagnétiques (voir texte).

3. en association avec des bosons faibles et avec $t\bar{t}$ (Fig 1.8) Les sections efficaces de ces processus est beaucoup plus faible que des deux précédents (Fig 1.9). Elles sont présentées sur les tableau 5.9 à 5.11.

Les PDF (Parton Density Functions = fonctions de structure) utilisées pour les calculs sont CTEQ6L1 à LO et CTEQ6M pour NLO. L'échelle de factorisation (utilisée dans les fonctions de structure) et l'échelle de renormalisation (utilisée dans α_s) sont prises égales à la masse du boson de Higgs.

m_H	σ_{LO} (pb)	δ_{QCD}	δ_{EW}	σ_{NLO} (pb)	m_H	σ_{LO} (pb)	δ_{QCD}	δ_{EW}	σ_{NLO} (pb)
100	27.788	0.80	0.04	51.264	105	25.518	0.80	0.04	47.189
110	23.519	0.81	0.05	43.590	120	20.170	0.81	0.05	37.579
130	17.491	0.82	0.06	32.809	140	15.314	0.82	0.07	28.886
150	13.521	0.82	0.08	25.680	160	12.029	0.83	0.07	22.854
170	10.776	0.84	0.03	20.114	180	9.715	0.84	0.02	18.080
190	8.812	0.85	-0.01	16.212	200	8.038	0.85	-0.02	14.760
250	5.490	0.88	-0.02	10.231	300	4.286	0.91	-0.01	8.143
350	4.414	0.97	-0.01	8.666	400	4.124	0.93	0.00	7.923
450	2.945	0.91	0.00	5.622	500	1.975	0.91	0.00	3.772
550	1.307	0.92	0.00	2.505	600	0.869	0.93	0.00	1.675
650	0.585	0.94	0.00	1.134	700	0.398	0.95	0.00	0.777
750	0.275	0.97	0.00	0.541	800	0.193	0.97	0.00	0.381
850	0.137	0.99	0.00	0.272	900	0.098	1.01	0.00	0.197
950	0.071	1.03	0.00	0.144	1000	0.052	1.06	0.00	0.107

TAB. 5.7 – Section efficace de la production du boson de Higgs par fusion de gluons, à l'ordre LO et NLO, pour des masses du boson de Higgs entre 100 et 1000 (GeV/c^2). Les sections efficaces sont données en pb. La première colonne donne la masse du boson de Higgs en GeV, la deuxième la section efficace à l'ordre LO, la troisième et la quatrième les corrections QCD et électrofaibles et la cinquième colonne donne la section efficace au NLO. [30]

Rappelons que la section efficace $gg \rightarrow H$, la plus importante, est connue à l'ordre NLO depuis 1991 dans la limite m_{top} infini [38] et pour tout m_{top} depuis 1993 [39]. Depuis, dans la limite m_{top} infini le calcul a été fait à l'ordre NNLO [40] et un calcul partiel a même été fait à l'ordre NNNLO [41] dont un resultat est présenté dans la Fig 5.23.

On voit que l'incertitude sur la section efficace si on varie l'échelle de renormalisation de $M_H/2$ à $2M_H$ passe de 20% à NLO à 10% NNLO et 5% NNNLO. On sait (voir Ref [22] du chapitre 4) que l'incertitude principale sur la section efficace de production du Higgs provient de l'incertitude sur les échelles.

5.5.2 Rapports de branchement

Les rapports de branchement du boson de Higgs sont calculées avec le programme HDECAY [12]. Les rapports de branchement $H \rightarrow \gamma\gamma$ sont présentés au tableau 5.12.

5.5.3 Efficacité des différentes étapes du trigger

Pour les paragraphes qui suivent, on utilise des données correspondant à une simulation faite par Pythia [31] correspondant à la production de $H \rightarrow \gamma\gamma$ (de masse 120 GeV) par fusion de gluons et par fusion VBF (le numero correspondant à ces données = dataset est égal à 6384) :

m_H	σ_{LO}	δ_{QCD}	δ_{EW}	σ_{NLO}	δ_{EW}^{Cuts}	m_H	σ_{LO}	δ_{QCD}	δ_{EW}	σ_{NLO}	δ_{EW}^{Cuts}
100	5.037	0.04	-0.05	5.001	-0.07	105	4.835	0.04	-0.05	4.802	-0.07
110	4.633	0.04	-0.05	4.608	-0.06	120	4.277	0.04	-0.05	4.246	-0.07
130	3.961	0.04	-0.05	3.931	-0.06	140	3.670	0.04	-0.05	3.651	-0.06
150	3.415	0.04	-0.05	3.397	-0.06	160	3.173	0.05	-0.05	3.154	-0.06
170	2.956	0.05	-0.04	2.976	-0.05	180	2.770	0.04	-0.04	2.764	-0.05
190	2.591	0.05	-0.03	2.624	-0.05	200	2.427	0.04	-0.04	2.447	-0.05
250	1.789	0.04	-0.04	1.795	-0.06	300	1.355	0.05	-0.04	1.358	-0.06
350	1.053	0.04	-0.06	1.037	-0.07	400	0.833	0.04	-0.03	0.848	-0.04
450	0.670	0.04	0.00	0.694	-0.01	500	0.542	0.05	0.01	0.574	0.00
550	0.447	0.04	0.03	0.477	0.02	600	0.371	0.04	0.04	0.402	0.03
650	0.311	0.04	0.06	0.341	0.05	700	0.262	0.04	0.08	0.292	0.07
750	0.222	0.04	0.10	0.252	0.09	800	0.190	0.03	0.13	0.220	0.12
850	0.163	0.03	0.15	0.193	0.15	900	0.140	0.03	0.19	0.170	0.18
950	0.121	0.03	0.23	0.152	0.22	1000	0.105	0.03	0.27	0.136	0.26

TAB. 5.8 – Section efficace (en pb) de la production du boson de Higgs par VBF, à l'ordre LO et NLO, pour des masses du boson de Higgs entre 100 et 1000 (GeV/c^2). Les sections efficaces sont données en pb. La première colonne donne la masse du boson de Higgs en GeV, la deuxième la section efficace à l'ordre LO, la troisième et la quatrième les corrections QCD et électrofaibles et la cinquième colonne donne la section efficace au NLO. Dans la sixième colonne on voit les corrections électrofaibles après l'application des coupures VBF. [30]

$m_H(\text{GeV}/c^2)$	σ_{LO} (pb)	δ_{QCD}	δ_{EW}	σ_{NLO} (pb)
100	2.476	0.22	-0.06	2.877
110	1.855	0.22	-0.06	2.154
120	1.414	0.23	-0.07	1.641
130	1.095	0.23	-0.07	1.269
140	0.860	0.23	-0.08	0.995
150	0.684	0.24	-0.09	0.787
160	0.550	0.24	-0.12	0.615
170	0.447	0.24	-0.10	0.511
180	0.366	0.24	-0.11	0.417
190	0.303	0.25	-0.09	0.349
200	0.252	0.25	-0.09	0.292

TAB. 5.9 – Section efficace de la production du boson de Higgs en association avec des bosons W, à l'ordre LO et NLO, pour des masses du boson de Higgs entre 100 et 200 (GeV/c^2). Les sections efficaces sont données en pb. La première colonne donne la masse du boson de Higgs, la deuxième la section efficace à l'ordre LO, la troisième et la quatrième les corrections QCD et électrofaibles et la cinquième colonne donne la section efficace au NLO. [30]

$m_H(\text{GeV}/c^2)$	σ_{LO} (pb)	δ_{QCD}	δ_{EW}	σ_{NLO} (pb)
100	1.298	0.22	-0.05	1.519
110	0.980	0.22	-0.05	1.148
120	0.752	0.23	-0.05	0.882
130	0.585	0.23	-0.05	0.687
140	0.462	0.23	-0.06	0.543
150	0.368	0.23	-0.06	0.433
160	0.297	0.24	-0.09	0.342
170	0.242	0.24	-0.06	0.286
180	0.199	0.24	-0.07	0.233
190	0.165	0.24	-0.06	0.195
200	0.137	0.25	-0.06	0.163

TAB. 5.10 – Section efficace de la production du boson de Higgs en association avec des bosons Z , à l'ordre LO et NLO , pour des masses du boson de Higgs entre 100 et 200 (GeV/c^2). Les sections efficaces sont données en pb. La première colonne donne la masse du boson de Higgs, la deuxième la section efficace à l'ordre LO , la troisième et la quatrième les corrections QCD et électrofaibles et la cinquième colonne donne la section efficace au NLO . [30]

$m_H(\text{GeV}/c^2)$	σ_{LO} (pb)	σ_{NLO} (pb)	K Factor
100	0.873	1.088	1.25
110	0.680	0.848	1.25
120	0.537	0.669	1.25
130	0.428	0.534	1.25
140	0.345	0.431	1.25
150	0.282	0.352	1.25
160	0.232	0.291	1.26
170	0.193	0.243	1.26
180	0.162	0.204	1.26
190	0.137	0.174	1.27
200	0.117	0.149	1.27

TAB. 5.11 – Section efficace de la production du boson de Higgs en association avec $t\bar{t}$ à l'ordre LO et NLO , pour des masses du boson de Higgs entre 100 et 200 (GeV/c^2). Les sections efficaces sont données en pb. La première colonne donne la masse du boson de Higgs, la deuxième la section efficace à l'ordre LO , la troisième et la quatrième les corrections QCD et électrofaibles et à la cinquième colonne la section efficace en ordre NLO . [30]

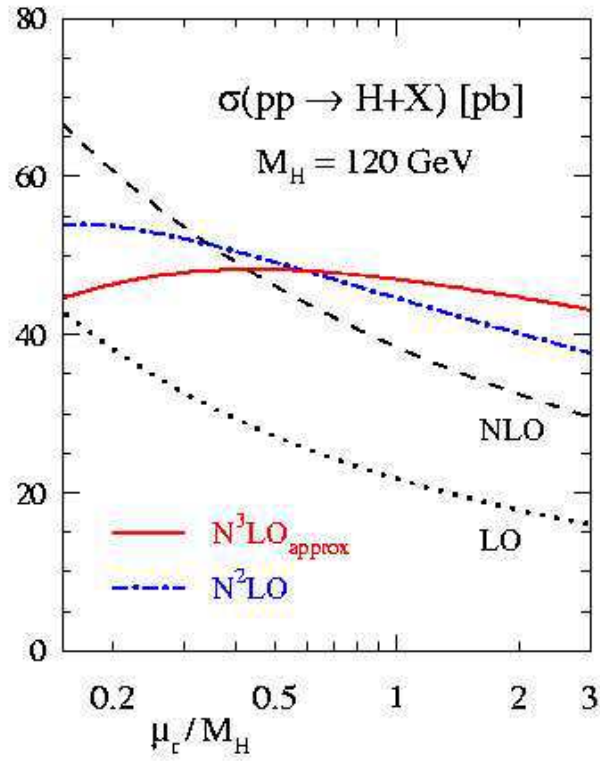


FIG. 5.23 – Dépendance de la section efficace de production $gg \rightarrow H$ en fonction de l'échelle de renormalisation pour une échelle de fragmentation égale à la masse du Higgs [41].

$m_H(GeV/c^2)$	$\Gamma_H(GeV/c^2)$	$H \rightarrow \gamma\gamma$
100	0.0026	0.00157
110	0.0029	0.00189
120	0.0036	0.00218
130	0.0050	0.00222
140	0.0082	0.00192
150	0.0173	0.00136
160	0.0813	0.00053
170	0.3787	0.00015
180	0.6293	0.00010
190	1.0373	0.00007
200	1.4300	0.00005

TAB. 5.12 – Rapports de branchement $H \rightarrow \gamma\gamma$ pour des masses du boson de Higgs entre 100 et 200 (GeV/c^2). [30]

- 48650 événements sans pile-up (9500 événements tid 7905 et 39250 événements tid 8690³)
- 50350 événements correspondant à une luminosité instantanée de $10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ où l'effet de bruit de fond de la caverne (voir chapitre 2) produit par le pile-up a été pris en compte⁴ (7500 événements tid 9269 et 42850 événements tid 16340)
- 41350 événements correspondant à une luminosité instantanée de $10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ où l'effet de bruit de fond caverne produit par le pile-up n'a pas été pris en compte (tid 16341⁵)
- 44100 événements correspondant à une luminosité instantanée de $2 * 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ où l'effet de bruit de fond caverne produit par le pile-up n'a pas été pris en compte (tid 16342)

simulés et reconstruits avec la géométrie misall (décrite au paragraphe 2.3) et avec la version d'Athena 12.0.6. Notons que ces événements ont passé un *filtre* basé sur les valeurs vraies des deux photons :

$$P_T^\gamma > 20 \text{ GeV} \text{ et } |\eta^\gamma| < 2.7.$$

L'efficacité de ce filtre pour une masse de 120 GeV est de 0.751.

Au tableau 5.13, on voit l'efficacité de chaque niveau de trigger, appliqué à tous les événements $H \rightarrow \gamma\gamma$, sans aucune sélection. La deuxième ligne montre le pourcentage d'événements qui passent le premier niveau de trigger (L1), la troisième le pourcentage d'événements qui passent également le deuxième niveau de trigger (L2) et la quatrième la fraction d'événements qui passe aussi le filtre d'événements (EF). Pour la cinquième ligne on ajoute les coupures d'analyse (sur le P_T et la pseudorapidité des deux photons, on inclue aussi ici les coupures d'identification des photons) et pour la sixième ligne on ajoute également les coupures d'isolation des photons. Notons que les efficacités du tableau 5.13 ne tiennent pas compte de l'efficacité du filtre décrit plus haut et égale à 0.751. On voit que l'efficacité (après les coupures finales) en présence de pile-up décroît de $\approx 9\%$ pour une luminosité de $10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ et de $\approx 19\%$ pour $2 * 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

	0 pile-up	$10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	$2 * 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
L1	88.6 ± 0.1	85.1 ± 0.2	79.8 ± 0.2
L2	71.8 ± 0.2	68.8 ± 0.2	64.1 ± 0.2
EF	66.8 ± 0.2	62.9 ± 0.2	57.9 ± 0.2
analyse	48.5 ± 0.2	44.9 ± 0.2	40.1 ± 0.2
+isolation	47.9 ± 0.2	43.6 ± 0.2	38.9 ± 0.2

TAB. 5.13 – *Efficacité (en %) de chaque niveau de trigger, sur un lot d'événements Higgs $\rightarrow \gamma\gamma$ de masse 120 GeV, sans aucune sélection. Chaque efficacité est calculée par rapport aux événements filtrés, avec une efficacité de filtre de 0.751.*

Il est également intéressant pour nous de voir la fraction d'événements passant toutes les coupures de l'analyse coupée à chaque étape du trigger. Au tableau 5.14 on voit donc l'efficacité de chaque étape de trigger, appliqué aux événements qui ont passé les coupures d'identification, les coupures d'isolation et les coupures d'analyse⁶.

³on mentionne ici les noms des lots d'événements utilisés, tid \equiv task identifier

⁴le bruit de fond caverne ne doit pas du tout influencer la reconstruction des événements Higgs en deux photons

⁵les événements du tid=16341 sont les mêmes événements générés que ceux du tid=16340, mais avec une reconstruction statistiquement indépendante. On peut donc utiliser les deux tid mélangés pour des mesures de résolution de valeurs reconstruites mais pas pour des mesures d'efficacité de trigger, par exemple, où on a une dépendance en fonction des valeurs générées corrélées, comme le P_T du Higgs et la pseudorapidité

⁶les données sans l'effet du bruit de fond de la caverne (tid 16341) ont été utilisées pour les deux tableaux précédents

	0 pile-up	$10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	$2 * 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
L1	96.3 ± 0.1	92.9 ± 0.2	87.8 ± 0.2
L2	95.9 ± 0.1	92.3 ± 0.2	87.0 ± 0.2
EF	92.9 ± 0.2	88.6 ± 0.2	82.8 ± 0.3

TAB. 5.14 – Efficacité (en %) de chaque niveau de trigger, sur un lot d'événements $Higgs \rightarrow \gamma\gamma$ qui ont passé les coupures ID, les coupures d'isolation et les coupures d'analyse. Les efficacités sont toutes calculées par rapport au nombre initial d'événements.

On voit que l'inefficacité du trigger augmente en présence de pile-up et atteint $\approx 17\%$ pour une luminosité instantanée de $2 * 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. On remarque également que cette augmentation de l'inefficacité avec le pile-up n'est significative que pour le premier niveau de trigger, car les efficacités relatives entre le premier niveau et les niveaux suivants ne change pas beaucoup. Cela est dû au fait qu'une isolation des candidats est incluse au premier niveau. Quand la luminosité augmente, les candidats ne sont plus bien isolés, car il peut avoir à proximité une activité provoquée par d'autres événements, indépendants de ce qu'on étudie.

5.5.4 Détermination du z du vertex

Pour déterminer la direction des photons, on applique la méthode décrite au paragraphe 3.3 (pointing, voir formule 3.1), pour le cas où aucun des photons n'a converti en un électron et un positron. (Fig 5.24 pour des événements sans pile-up)

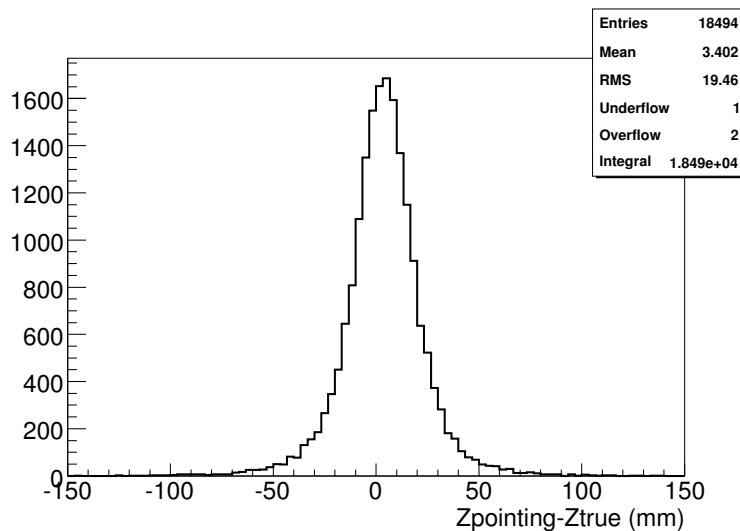


FIG. 5.24 – Distribution de $z_{pointing} - z_{vrai}$ pour des événements sans aucune conversion et sans pile-up.

0 pile-up	10^{33}	$2 * 10^{33}$
19.46 ± 0.10	19.18 ± 0.08	19.44 ± 0.12

TAB. 5.15 – Résolution de $z_{pointing} - z_{vrai}$ en mm pour des événements sans aucune conversion, pour différentes luminosités (en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$). Pour une luminosité de $10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ les tid 9269, 16340 et 16341 ont été utilisés.

Pour les conversions, le z du vertex peut être déterminé par l'électron reconstruit dans le détecteur interne, avec une grande précision. A la Fig 5.25 on voit la distribution $z_{vertex} - z_{vrai}$, où z_{vertex} est obtenu par la méthode de pointing, en absence de conversion, et par la trace de l'électron, reconstruite par le détecteur interne, dans le cas où au moins un photon a subi une conversion (notons que quand les deux photons sont convertis on utilise les deux traces pour trouver le vertex.), pour des événements sans pile-up. On voit la partie centrale très étroite, due aux photons convertis et également l'amélioration de la résolution par rapport à la Fig 5.24.

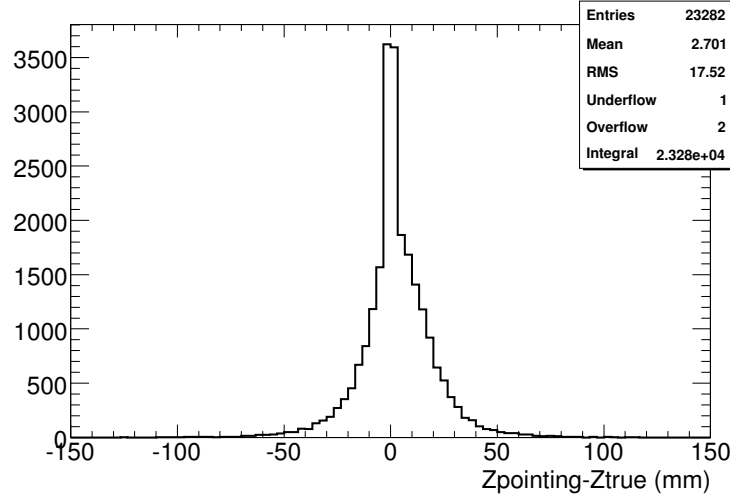


FIG. 5.25 – Distribution de $z_{vertex} - z_{vrai}$ pour des événements sans pile-up. Dans le cas de conversion, le z_{vertex} est déterminé par la trace de l'électron, reconstruite par le détecteur interne.

0 pile-up	10^{33}	$2 * 10^{33}$
17.52 ± 0.08	17.46 ± 0.06	17.77 ± 0.10

TAB. 5.16 – Résolution de $z_{vertex} - z_{vrai}$ pour des événements incluant les conversions, pour différentes luminosités en $cm^{-2}s^{-1}$. Le z_{vertex} est calculé par les traces de l'électron (ou des électrons) quand au moins un des photons est converti et par la méthode de pointing, quand il n'y a aucune conversion dans l'événement. Pour une luminosité de $10^{33} cm^{-2}s^{-1}$ les tid 9269, 16340 et 16341 ont été utilisés.

Le vertex de l'interaction peut également être indentifié par l'algorithme PrimaryVertexFinder (voir chapitre 5.3). Sans pile-up, la résolution est très bonne, car le programme de vertexing calcule le z_{vertex} avec une très grande précision. On voit le resultat sur la Fig 5.26.

A plus haute luminosité, l'inefficacité de cette méthode augmente et la résolution en z_{vertex} devient plus mauvaise. Pour calculer cette efficacité (puisqu'elle dépend par exemple du P_T du Higgs généré) on utilisera les tid 16340 et 9269 seulement. Pour une luminosité de $10^{33} cm^{-2}s^{-1}$, cette inefficacité⁷ s'élève à 9.38%, dans le cas où l'algorithme PrimaryVertexFinder utilise un z_{vertex} qui tient compte de la trace de l'électron, quand il y a conversion (avec une résolution donc de 17.48 mm. On peut voir la distribution de $z_{vertex} - z_{true}$ sur la Fig 5.27. Pour une luminosité de $2 * 10^{33} cm^{-2}s^{-1}$, la même inefficacité est de 14.42%, correspondant à une résolution de 17.60 mm (Fig 5.28).

⁷rappelons qu'un événement est dit inefficace si le vertex choisi se trouve à plus de ± 5 mm du vertex du Higgs.

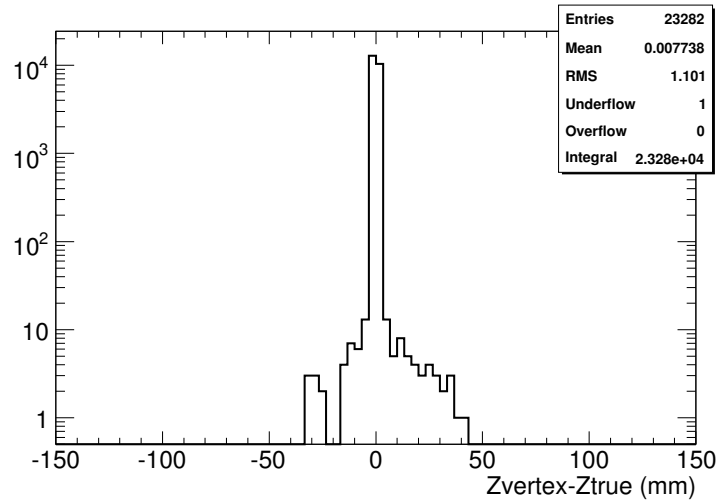


FIG. 5.26 – Distribution de $z_{vertex} - z_{vrai}$ quand z_{vertex} est calculé par PrimaryVertexFinder, sans pile-up.

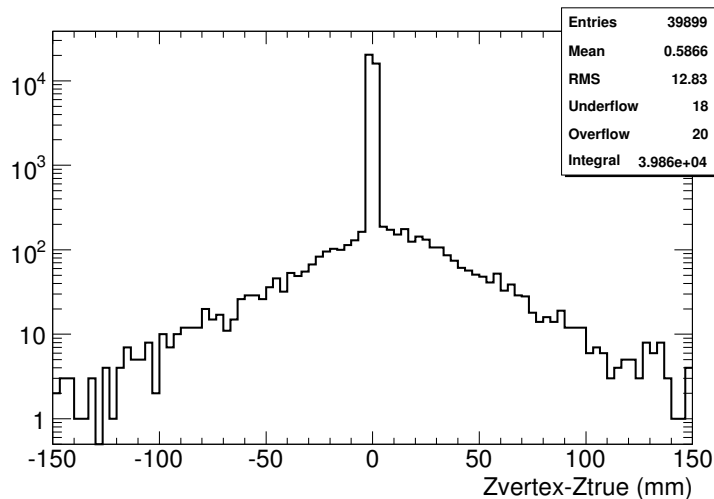


FIG. 5.27 – Distribution de $z_{vertex} - z_{vrai}$ quand z_{vertex} est calculé par PrimaryVertexFinder, pour une luminosité instantanée de $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La distribution comprend aussi des événements avec au moins une conversion, pour lesquels z_{vertex} est défini par la trace de l'électron, avant d'être utilisé par PrimaryVertexFinder.

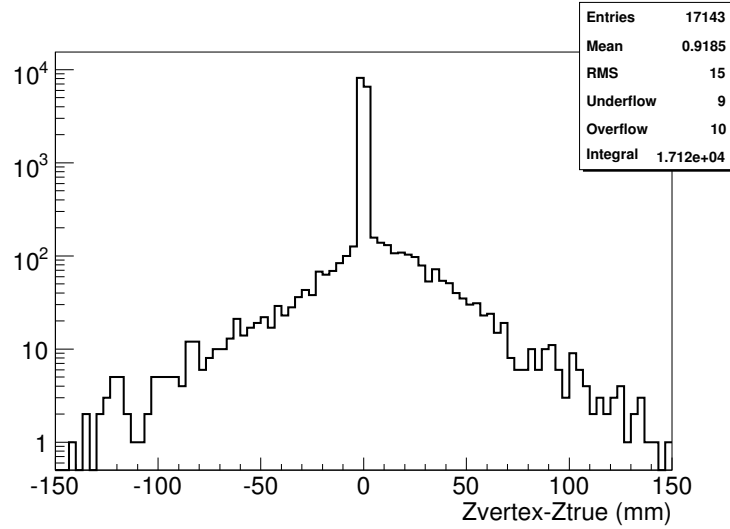


FIG. 5.28 – Distribution de $z_{vertex} - z_{vrai}$ quand z_{vertex} est calculé par PrimaryVertexFinder, pour une luminosité instantanée de $2 * 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$. La distribution comprend aussi des événements avec au moins une conversion, pour lesquels z_{vertex} est défini par la trace de l'électron, avant d'être utilisé par PrimaryVertexFinder.

Si on veut comparer avec les résultats obtenus au paragraphe 4.3, on ne doit pas utiliser les traces des électrons. On utilise donc une résolution de pointing de 19.18 mm pour une luminosité de $10^{33} cm^{-2} s^{-1}$ et de 19.51 mm pour une luminosité de $2 * 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$ (tableau 5.16). PrimaryVertexFinder a maintenant une inefficacité de 9.83% pour le premier et de 15.64 dans le deuxième cas (voir tableau 5.17).

L'inefficacité et la résolution fournie par PrimaryVertexFinder sont maintenant clairement plus élevés qu'au paragraphe 4.3 où nous avons une inefficacité de 9% et une résolution de 9.4 mm (dans le cas du paragraphe 4.3 on avait 4 MB en moyenne et pour $10^{33} cm^{-2} s^{-1}$ on en a 2.3). Pour comprendre cette détérioration du résultat, on utilise le même algorithme avec le pointing gaussien du paragraphe 4.3 (au lieu d'utiliser le pointing des photons reconstruits de la version 12.0.6). L'inefficacité baisse maintenant à 7.03% pour une luminosité de $10^{33} cm^{-2} s^{-1}$ et à 11.55% pour une luminosité de $2 * 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$ (voir tableau 5.17⁸), valeur assez proche de celle trouvée au chapitre 4.3 de 9% (pour une luminosité légèrement plus faible).

5.5.5 Résolution en masse

5.5.5.1 Effet du trigger et de l'isolation sur la résolution en masse

Pour voir l'effet de l'application du déclenchement ou trigger (EF, incluant les niveaux 1 et 2) et de l'isolation des photons sur la résolution en masse, on sélectionne des événements qui passent les coupures d'identification des photons et les coupures d'analyse (coupures standard d'analyse définies au chapitre 5.2.1, complètes sauf l'isolation de traces) et on applique le trigger et les coupures d'isolation. Dans le tableau 5.18 on voit comment chacune de ces étapes modifie la résolution en masse invariante⁹. Tous les résultats qui suivent concernent un boson de Higgs de

⁸les données avec l'effet du bruit de fond de la caverne (tid 16340 et tid 9269) ont été utilisées pour ce tableau

⁹pour tout calcul de la résolution en masse on utilise les tid=9269, 16340 et 16341, pour une luminosité de $10^{33} cm^{-2} s^{-1}$

avec conversions			
	RMS pointing	ineff. PVF	RMS PVF
10^{33}	17.48 ± 0.08	$9.38 \pm 0.20\%$	12.65 ± 0.06
$2 * 10^{33}$	17.77 ± 0.10	$14.86 \pm 0.27\%$	15.00 ± 0.08
sans conversions			
	RMS pointing	ineff. PVF	RMS PVF
10^{33}	19.20 ± 0.10	$9.87 \pm 0.22\%$	12.15 ± 0.06
$2 * 10^{33}$	19.44 ± 0.12	$15.88 \pm 0.31\%$	14.2 ± 0.09
pointing gaussien			
	RMS pointing	ineff. PVF	RMS PVF
10^{33}	16.52 ± 0.08	$7.03 \pm 0.16\%$	9.41 ± 0.04
$2 * 10^{33}$	16.26 ± 0.09	$11.78 \pm 0.25\%$	10.27 ± 0.06

TAB. 5.17 – Inefficacité de l’algorithme *PrimaryVertexFinder* (troisième colonne) et RMS de la distribution $z_{vertex} - z_{vrai}$ qu’il fourni (quatrième colonne, en mm) pour différentes luminosités (première colonne, en $cm^{-2}s^{-1}$) et pour différentes distributions de z insérées dans l’algorithme (leurs RMS sont montrés dans la deuxième colonne).

masse $m_H=120$ GeV. La résolution en masse est calculée avec un ajustement gaussien effectué par MINUIT [33], avec la valeur moyenne (qui correspond à la masse du boson Higgs) et le σ comme paramètres libres. On effectue dix itérations et à chaque fois la valeur moyenne initiale, insérée dans l’ajustement, est le resultat de l’ajustement précédent. L’ajustement est à chaque itération effectué dans un intervalle de [valeur moyenne - 1.5σ , valeur moyenne + 3σ], où σ est également définie par l’ajustement précédent.

Notons que la résolution n’augmente pas beaucoup quand la luminosité augmente. En effet (voir ref [2] du chapitre 2) les coefficients donnant l’énergie en fonction de l’amplitude des 5 échantillons en temps dépendent de la luminosité et quand la luminosité est multipliée par deux ceci a comme effet d’augmenter un peu le bruit d’électronique et d’augmenter par moins que $\sqrt{2}$ le bruit de pile-up [23].

	aucune sélection	EF	isolation	EF+isolation
0 pile-up	1.41 ± 0.01	1.41 ± 0.01	1.41 ± 0.01	1.41 ± 0.01
10^{33}	1.51 ± 0.01	1.48 ± 0.01	1.48 ± 0.01	1.48 ± 0.01
$2 * 10^{33}$	1.55 ± 0.01	1.54 ± 0.01	1.54 ± 0.01	1.53 ± 0.01

TAB. 5.18 – Résolution en masse invariante diphoton en GeV avant et après le filtre d’événements et l’isolation pour différentes luminosités (en unités de $cm^{-2}s^{-1}$). [29]

5.5.5.2 Effet de la précision sur z_{vertex} sur la résolution en masse

La résolution en masse invariante dépend de la précision obtenue pour le z_{vertex} . Le tableau 5.19 présente la résolution de la masse invariante des deux photons, quand elle est calculée en utilisant des z_{vertex} avec des différentes précisions. Dans la première colonne on considère la méthode de pointing ou l’utilisation des traces des électrons dans le cas de conversion, donc avec une précision de ≈ 17.5 mm (tableau 5.16). Pour la deuxième colonne le z_{vertex} fourni par *PrimaryVertexFinder* est utilisé, avec une précision donc de ≈ 13 mm pour $L = 10^{33} cm^{-2}s^{-1}$ (Fig 5.27) et de ≈ 15 mm pour $L = 2 * 10^{33} cm^{-2}s^{-1}$ (Fig 5.28). Pour la troisième colonne le

vrai z_{vertex} est utilisé, donc la résolution en masse est seulement due à la résolution en énergie des photons dans le calorimètre électromagnétique.

	z pointing+traces	z vertex	z vrai
0 pile-up	1.49±0.01	1.41±0.01	1.41±0.01
10^{33}	1.55±0.01	1.48±0.01	1.44±0.01
$2 * 10^{33}$	1.57±0.01	1.53±0.01	1.47±0.01

TAB. 5.19 – Résolution de la masse invariante diphoton en utilisant des z_{vertex} fourni par le pointing, par PrimaryVertexFinder et par la vérité.

Le tableau 5.19 montre que si l’algorithme PrimaryVertexFinder était toujours efficace, comme dans le cas de 0 pile-up, la résolution en masse invariante di-photon serait la même que si on pouvait utiliser le vrai z de l’interaction (la résolution du z déterminé par le détecteur interne est seulement de quelques μm et n’a donc aucun effet sur la masse). Quand on a du pile-up cet algorithme n’est plus à 100% efficace et l’incertitude sur le vertex maintenant est suffisamment importante pour augmenter la résolution en masse. On voit qu’en augmentant la luminosité la résolution en masse calculé avec le z du PrimaryVertexFinder se détériore de plus en plus par rapport au cas où le vrai z est utilisé (dans le cas de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ on a une augmentation de 2.8% et dans le cas de $2 * 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ une augmentation de 4.1%), parce-que l’inefficacité de l’algorithme augmente. Cependant on voit que l’utilisation de PrimaryVertexFinder est clairement plus intéressante que l’utilisation directe du pointing. En comparant la résolution en masse pour les deux cas, on voit qu’on s’améliore de 5.4% pour une très basse luminosité (0 pile-up), de 4.5% pour une luminosité de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et de 2.5% pour une luminosité de $2 * 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. L’amélioration dévient moins importante avec l’augmentation de la luminosité, car le pointing n’est pas très affecté mais l’efficacité de l’algorithme PrimaryVertexFinder baisse.

5.5.5.3 Effet des conversions sur la résolution en masse

Au paragraphe 3.2 on a discuté de l’incertitude dans la reconstruction de l’énergie des photons dans le calorimètre électromagnétique. Dans le cadre du canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ cependant les conversions d’une fraction très importante des photons dégradent un peu la mesure en énergie car elles contribuent de façon importante à la dégradation de cette résolution. Comme on a mentionné au paragraphe 5.1, les photons sont partagés en trois catégories, selon une éventuelle conversion. Les photons qui portent un ‘flag’ égal à 0 n’ont pas été convertis ou ont subi une conversion très tardive, qui n’a pas beaucoup d’effet sur la reconstruction de l’énergie du photon. Les photons à flag=1 ont été convertis mais seulement une trace issue de la conversion a été reconstruite. Cela généralement signifie que la conversion a été très asymétrique. Un électron porte une grande partie de l’énergie du photon, donc suit à peu près la même trajectoire (il n’est pas dévié) et en arrivant au calorimètre électromagnétique il crée une gerbe qui est entièrement (dans le cadre de la reconstruction des photons) reconstruite. La perte en énergie vient de l’autre électron (de plus basse énergie) qui a subi une forte déviation par le champ magnétique. Les cas des photons à flag=2 est très différent. Ces photons ont subi une conversion et toutes les deux traces ont été reconstruites et ont formé un vertex de conversion. Généralement les conversions de ce type sont suffisamment symétriques pour former un seul cluster dans le calorimètre, mais un cluster plus étendu que pour les simples photons. Dans le programme de reconstruction, le cluster se place autour de la cellule la plus énergétique, avec une taille fixe. Le centre de cette cellule sera donc le centre de l’électron le plus énergétique des deux et le cluster qui se formera n’inclura peut-être pas toute la gerbe du deuxième électron de conversion, ce qui pourra entraîner une petite perte en énergie du photon.

Dans le cas des conversions les queues vers la gauche de la distribution de la masse invariante diphoton sont importantes, donc on effectue un deuxième ajustement avec une fonction “crystal ball” qui a une partie gaussienne et une partie exponentielle pour décrire les queues. La Fig 5.29 montre la distribution en masse invariante des paires de photons pour tous les événements. La Fig 5.30 montre la distribution en masse invariante des paires de photons qui n’ont pas été convertis¹⁰ (ou ont fait une conversion très tardive), pour des événements sans pile-up. La distribution n’a pas de queue importante. La distribution de la Fig 5.31 concerne les événements où exactement un photon a été converti (c’est à dire porte un flag égal à 1 ou 2). Les queues de la distribution et la dégradation de la résolution est très visible. La Fig 5.32 inclut seulement les événements où tous les deux photons ont été convertis. Le nombre d’événements est beaucoup moins important, mais la dégradation de la résolution est encore plus visible. Les résolutions et les fraction d’événements pour chaque cas sont présentés au tableau 5.20. Sur les trois figures on voit à gauche l’ajustement gaussien et à droite l’ajustement avec une fonction “crystal ball”. [34]

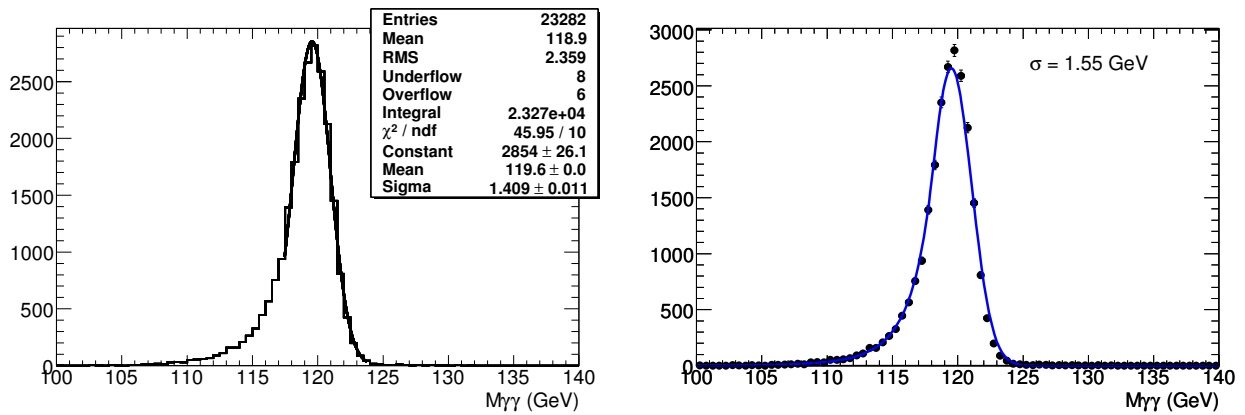


FIG. 5.29 – Distribution de la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ pour tous les événements. L’ajustement est effectué avec une gaussienne à gauche et avec une fonction “crystal ball” à droite.

	fraction (%)	valeur moyenne	résolution
tout	100	119.9	1.41 ± 0.01
0 conversion	79.4 ± 0.3	119.7	1.38 ± 0.01
1 conversion	19.3 ± 0.3	118.8	1.62 ± 0.03
2 conversions	1.2 ± 0.1	117.5	1.92 ± 0.14

TAB. 5.20 – Valeurs moyennes et résolution des distributions de masse invariante m_H pour 0,1 et 2 photons convertis. Dans la première colonne on voit la fraction d’événements pour chaque catégorie.

Pour voir les différentes pertes en énergie pour flag=1 et flag=2, on considère le cas où il y a exactement une conversion dans l’événement et on regarde la distribution en masse invariante dans le cas où cette conversion correspond à flag=1 (Fig 5.33) et dans le cas où elle correspond à flag=2 (Fig 5.34). Les pertes en énergie sont visiblement plus importantes dans le premier cas, sans doute à cause de l’électron ‘perdu’ où ‘perdu’ en partie (issu d’une conversion du type flag=1). Notons sur le tableau 5.20 que les déviations de la valeur moyenne par rapport

¹⁰plus précisément, c’est le cas où aucune conversion n’a été indentifiée : les queues vers la gauche de la distribution montrent que des conversions ont eu lieu

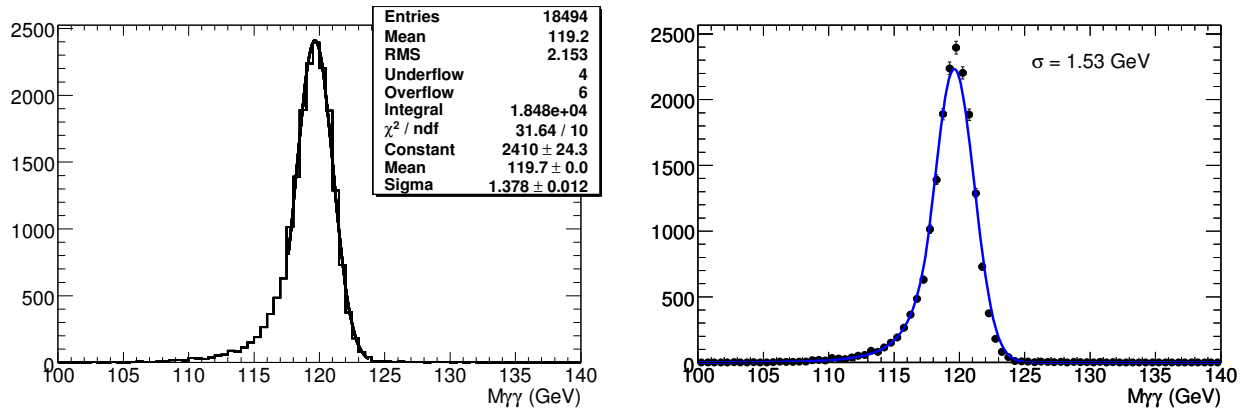


FIG. 5.30 – Distribution de la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ dans le cas où aucun des deux photons n'a été converti. L'ajustement est effectué avec une gaussienne à gauche et avec une fonction "crystal ball" à droite.

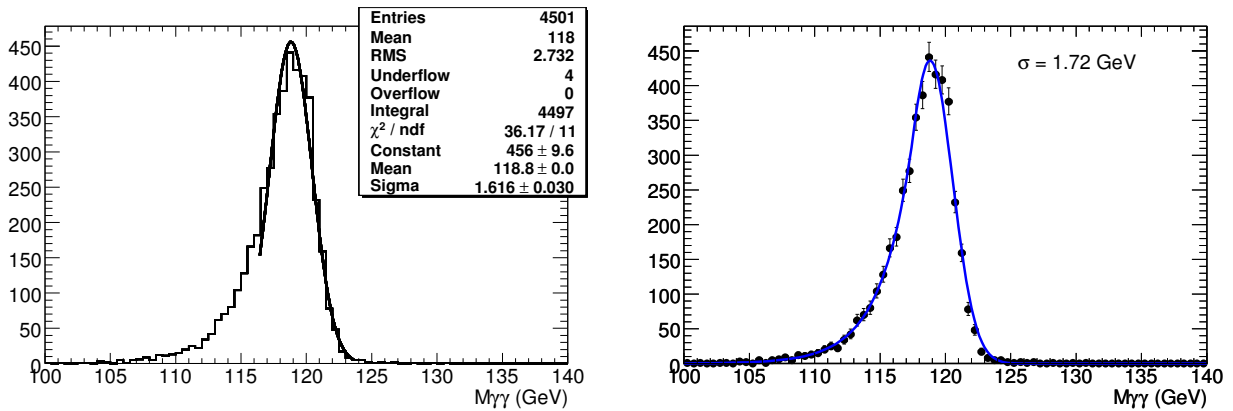


FIG. 5.31 – Distribution de la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ dans le cas où exactement un photon a été converti. L'ajustement est effectué avec une gaussienne à gauche et avec une fonction "crystal ball" à droite.

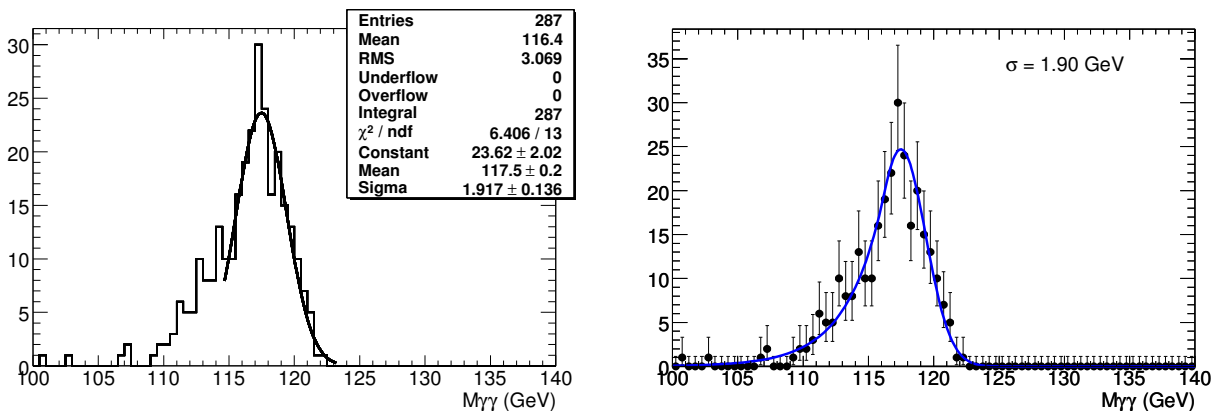


FIG. 5.32 – Distribution de la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ dans le cas où tous les deux photons ont été convertis. L'ajustement est effectué avec une gaussienne à gauche et avec une fonction "crystal ball" à droite.

à la valeur attendue ne sont pas négligeables par rapport aux résolutions. Dans une analyse ultérieure on devra en tenir compte.

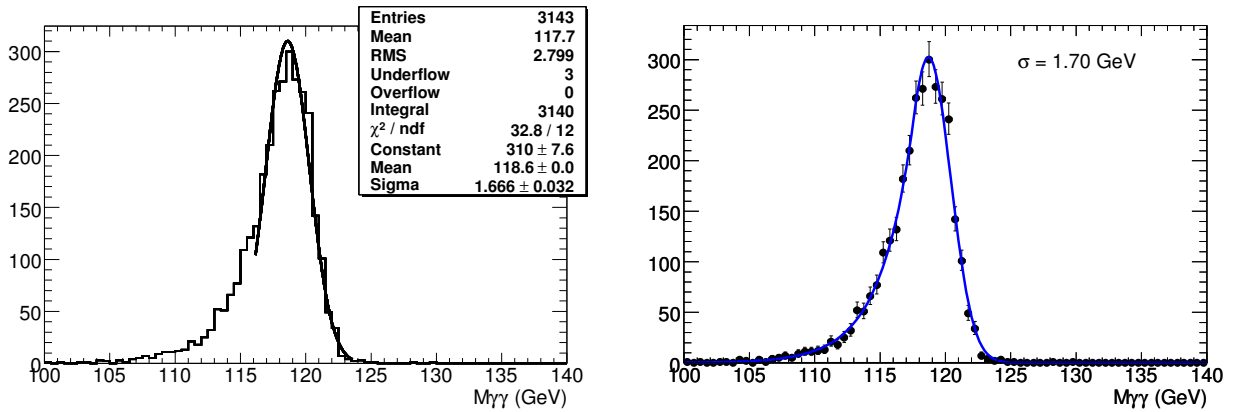


FIG. 5.33 – Distribution de la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ dans le cas où exactement un photon a été converti et cette conversion correspond à flag=2. L’ajustement est effectué avec une gaussienne à gauche et avec une fonction “crystal ball” à droite.

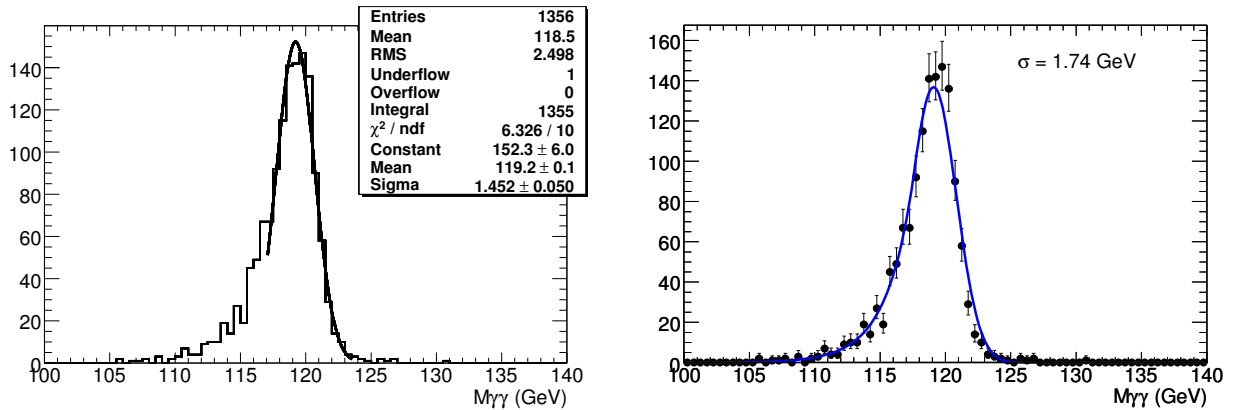


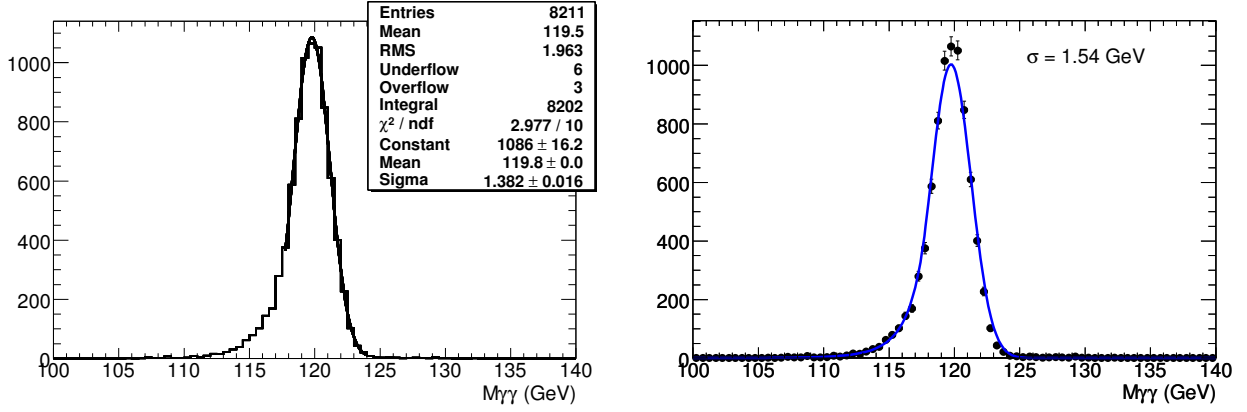
FIG. 5.34 – Distribution de la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ dans le cas où exactement un photon a été converti et cette conversion correspond à flag=1. L’ajustement est effectué avec une gaussienne à gauche et avec une fonction “crystal ball” à droite.

5.5.5.4 Résolution de la masse invariante correspondant à une géométrie idéale

La Fig 5.35 montre la distribution de la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ pour une géométrie idéale (correspondant à la géométrie ideal0, Fig 2.20 du chapitre 2 à gauche) et sans pile-up¹¹. On trouve une résolution de 1.382 ± 0.016 GeV, pas beaucoup plus basse que la résolution de 1.409 ± 0.011 GeV qui correspond à la géométrie misal1 (Fig 2.20 du chapitre 2 à droite) qui est utilisée partout ailleurs dans ce chapitre.

Les taux de conversions des photons sont aussi similaires (tableau 5.20 et tableau 5.21), car la quantité de matière ne change pas de façon très significative entre ces deux géométries.

¹¹correspondant au tid 9307

FIG. 5.35 – Distribution de la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ pour une géométrie idéale.

	fraction (%)	valeur moyenne	résolution
tout	100	119.8	1.38±0.02
0 conversion	79.5±0.4%	119.9	1.34±0.02
1 conversion	19.5±1.0%	119.3	1.59±0.05
2 conversions	1.1±0.1%	118.9	2.48±0.38

TAB. 5.21 – Valeurs moyennes et résolution des distributions de masse invariante m_H pour 0,1 et 2 photons convertis, pour une géométrie idéale. Dans la première colonne on voit la fraction d'événements pour chaque catégorie.

5.5.5.5 Comparaison avec les analyses précédentes

On peut comparer les résolutions obtenues avec celles obtenues précédemment dans le TDR (Ref [11] du chapitre 4) et dans l'analyse DC1 (Ref [19] et [21] du chapitre 4). La résolution citée dans le TDR de 1.43 GeV pour une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ était clairement sous estimée (correspondant à une simulation bien moins précise).

La valeur trouvée dans l'analyse DC1 était de 1.36 GeV à une luminosité de $2 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. C'est une résolution meilleure de 11% que celle trouvée dans le tableau 5.19 (colonne *zvertex*) de 1.53 GeV. La raison principale est l'augmentation de matière dans la simulation depuis DC1. Notons que le fit utilisé dans l'analyse DC1 était fait dans un intervalle [masse moyenne- 2σ , masse moyenne+ 3σ] : si on fait ça la résolution passe de 1.53 GeV à 1.61 GeV. Il faut aussi noter que la résolution de 1.36 GeV de l'analyse DC1 a été obtenue avec l'utilisation du vrai z du vertex du Higgs. Il faudrait donc comparer avec la colonne *zvrai* du tableau 5.19, c'est à dire avec une résolution 1.47 GeV.

On peut regarder sur la table 5.22 le nombre d'événements attendus dans ± 1.9 GeV autour de 120 GeV.

Ce nombre d'événements est à comparer à celui de la table 7 de la Ref [21] du chapitre 4 et est légèrement inférieur, principalement à cause de la matière supplémentaire.

processus	nombre d'événements
$gg \rightarrow H$	206
VBF H	26.4
ttH	3.5
VH	12.5

TAB. 5.22 – Nombre attendu d'événements de signal dans une fenêtre de ± 1.9 GeV autour de 120 GeV pour 10 fb^{-1} .

5.6 Bruit de fond

5.6.1 Sections efficaces des processus du bruit de fond

Comme on a mentionné dans le chapitre 4, on a deux sources de bruit de fond : le bruit de fond irréductible qui vient des événements où deux photons isolés de haut P_T sont produits (processus Born, Box et Bremsstrahlung, voir Fig 1.10) et le bruit de fond reductible, c'est à dire les événements où au moins un jet est mal identifié comme un photon. Pour l'analyse qui suit on considère des corrections de QCD à NLO pour calculer les sections efficaces du bruit de fond. Le bruit de fond irréductible a été évalué en utilisant des diagrammes $q\bar{q}, qg \rightarrow \gamma\gamma$ à l'ordre $\alpha^2\alpha_s$ pour les processus Born et Bremsstrahlung et des diagrammes $gg \rightarrow \gamma\gamma$ à l'ordre $\alpha^2\alpha_s^3$ pour le processus Box. Les générateurs DIPHOX et ResBos (voir chapitre 4) ont été utilisés pour le calcul du bruit de fond irréductible. Leur prédictions sont en accord avec une erreur de moins que 10% (voir [22] du chapitre 4). Les deux premières lignes du tableau 5.23 présentent les section efficaces des processus de bruit de fond calculées avec ResBos pour $80 < M_{\gamma\gamma} < 150$ GeV/ c^2 , pour $P_{T\gamma\gamma} > 25$ GeV/ c et une pseudorapidité absolue pour les deux photons inférieure à $|\eta|=2.5$. La section efficace des processus γj sont obtenus avec le programme JETPHOX [24] et est présentée à la troisième ligne du tableau 5.23, pour $P_{T\gamma j} > 25$ GeV/ c et $|\eta| < 2.5$. Elle est 2.1 fois plus grande que celle calculée par Pythia [26]. La quatrième ligne montre la section efficace des processus donnant deux jets à $P_{T\gamma j} > 25$ GeV/ c et $|\eta| < 2.5$, calculée par le programme NLOJET++ [25], qui tient compte des corrections QCD en NLO. La section efficace calculée est 1.3 fois supérieure à celle calculée par Pythia. Finalement le générateur ALPGEN [27] a été utilisé, normalisé aux section efficaces du tableau 5.23, pour les deux types de bruit de fond. La motivation pour utiliser ALPGEN a été qu'il est capable de générer des événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ en association avec des jets de haut P_T , ce qui peut être très utile pour l'analyse, comme on verra par la suite. Les distribution en masse invariante et P_T des paires des photons données par ALPGEN ont été renormalisées par rapport à ResBos.

processus	section efficace (pb)
Born & Brem	20.87
Box	7.98
γj	$180 \cdot 10^{33}$
jj	$477 \cdot 10^6$

TAB. 5.23 – Sections efficaces (en pb) du bruit de fond irréductible et reductible utilisées dans l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ [3].

5.6.2 Bruit de fond après les coupures d'analyse

On a vu à la section 5.2.4 que les coupures d'identification rejettent les jets de quarks avec un facteur de ≈ 1500 et avec des coupures d'isolation supplémentaires on a finalement un facteur de réjection de l'ordre de 3000 (la réjection est bien plus élevée pour les jets de gluons). En appliquant en plus les coupures d'analyse (voir chapitre 5.2.6) et après la reconstruction de l'événement on a la distribution de la masse invariante di-photon de la Fig 5.36, où on voit les différentes contributions des processus de bruit de fond en différentes couleurs et le signal en rouge, correspondant à une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} . Le tableau 5.24 présente le nombre d'événements de chaque type de bruit de fond dans une fenêtre de $\pm 1.9 \text{ GeV}$ autour de 120 GeV . Les contributions du bruit de fond après reconstruction ont été calculées en utilisant une simulation rapide du détecteur, avec une correction dans le but de reproduire la performance du détecteur évaluée avec la simulation complète.

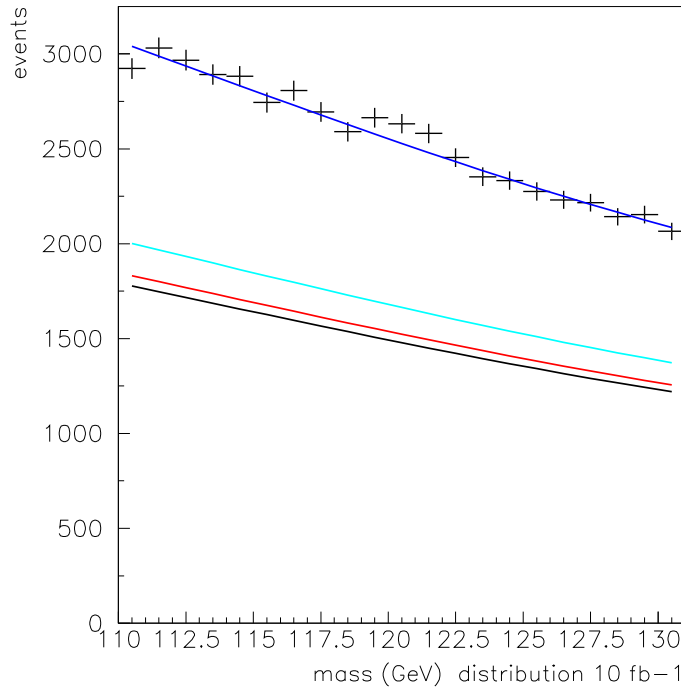


FIG. 5.36 – Distribution de masse invariante di-photon en nombre d'événements par GeV après l'application des coupures d'identification, d'isolation et des coupures d'analyse, pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . Les résultats sont obtenus avec une simulation rapide et les contributions par les divers processus sont présentés en différentes couleurs. En noir on voit la contribution du bruit de fond irréductible (Born, Box et Brem) où on rajoute le bruit de fond Drell Yan (en rouge), le bruit de fond jet-jet (en bleu clair) et le bruit de fond γ -jet (en bleu foncé).

Le tableau 5.24 présente un bruit de fond reductible de $\approx 40\%$ du bruit de fond total, beaucoup plus grand que ce qui était calculé dans le TDR de physique d'ATLAS [13], dans l'analyse DC1 (voir Ref [21] du chapitre 4) et dans l'analyse DC2 (voir Ref [20] du chapitre 4). On voit dans le tableau 5.25 l'évolution des bruits de fond entre ces diverses analyses.

– *bruit de fond $\gamma\gamma$*

La différence entre DC1 et CSC est faible : de l'ordre de 20% ($5660/4700=1.2$). Si on sépare les contributions en Born+Brem et Box on a 3610 et 1090 dans le cas de DC1 et

type de bdf	# d'événements
irréductible	5660
γj	3310
jj	540
$Z \rightarrow e^+e^-$	170

TAB. 5.24 – Nombre d'événements pour 10 fb^{-1} pour chaque type de bruit de fond dans une fenêtre de $\pm 1.9 \text{ GeV}$ autour de 120 GeV . La contribution $Z \rightarrow e^+e^-$ est expliquée plus loin (elle est calculée en utilisant une simulation complète du détecteur).

bdf	CSC	DC1 NLO	LO	DC2	TDR
irréductible	5660	4700	3070		2750
γj	3310	1120	660	1220	550
jj	540	200	120		440

TAB. 5.25 – Nombre d'événements pour 10 fb^{-1} pour chaque type de bruit de fond dans une fenêtre de $\pm 1.9 \text{ GeV}$ autour de 120 GeV [35].

4090 et 1565 dans le cas de l'analyse CSC. La différence est de 10% (très faible) dans le cas de Born+Brem et de 45% dans le cas de Box, qui était sous estimé au moment de DC1. Notons que les valeurs correspondant au TDR et à DC1 LO sont en fait les valeurs LO multipliées par 1.5.

– *bruit de fond γj*

Notons qu'un facteur K de 1.7 est inclu dans la valeur de DC1 NLO et un facteur K de 2.1 dans celle de CSC (il y a un facteur K de 1 pour DC2 et TDR). La valeur de DC1 était calculée avec une paramétrisation et était sous évaluée. C'est ce qui était vu dans l'estimation de DC2. La dégradation de 30% de la réjection observée sur les données CSC comparées à DC2 (après correction du facteur K) est principalement due à l'augmentation de matière (les photons se convertissent plus souvent et donnent donc des gerbes généralement plus étendues).

– *bruit de fond jj*

Dans le cas du bruit de fond jj on voit que le nombre d'événements diminue entre le TDR et DC1 en LO. C'est à cause de la grande réjection présentée au chapitre 5.2.4. Cette réjection est beaucoup plus grande que dans le cas du bruit de fond γj , parce-que le bruit de fond γj est dominé par des événements γ -quark et on a vu que le facteur de réjection des quarks est inférieur du facteur de rejection des gluons. Dans le cas du bruit de fond jj la réjection est meilleure pour DC1, que pour le TDR car dans ce dernier cas une réjection moyenne était utilisée pour tous les jets (quarks ou gluons). Le nombre d'événements augmente quand on applique les corrections NLO (troisième colonne) et augmente de nouveau quand on se place dans le cadre de données CSC où la quantité de matière est encore plus importante.

Si on veut utiliser une simulation complète (avec GEANT), on doit utiliser le générateur Pythia, donc générer des événements à l'ordre LO. Les figures 5.37 et 5.38 présentent la distribution de signal et bruit de fond après une simulation complète et donc le bruit de fond correspond à une section efficace sans application de facteur K. Le bruit de fond jet-jet n'est pas inclu mais on a la contribution supplémentaire¹² (par rapport à la Fig 5.36) du bruit de fond

¹²les problèmes de misidentification $e \rightarrow \gamma$ ont été également regardés en [36]

$Z \rightarrow e^-e^+$ [28]. Sur la Fig 5.37 on voit la resonance au dessus de la masse du Z et sur la Fig 5.38 on se place dans l'intervalle de masse invariante intéressant pour la recherche du $H \rightarrow \gamma\gamma$. Pour ces distributions un nombre d'événements correspondant à une luminosité intégrée de $\approx 203 fb^{-1}$ a été utilisé pour le signal, $\approx 5 fb^{-1}$ a été utilisé pour le bruit de fond des processus Born et Box, $\approx 0.16 fb^{-1}$ pour le bruit de fond γ -jet et le processus Bremsstrahlung et $\approx 0.34 fb^{-1}$ pour le processus Drell-Yan. Ensuite les distributions ont été normalisées pour une luminosité de $30 fb^{-1}$.

Notons que, comme on regarde maintenant la simulation complète, on n'a pas de simulation de jj (il aurait fallu produire plus de 10^9 événements!). On voit sur la Fig 5.38 que la contribution des γj est d'à peu près 1500 événements par GeV, en accord avec le tableau 5.24 (où rappelons qu'un facteur K de 2.1 est appliqué). La contribution $\gamma\gamma$ (Born+Born+Box) est d'à peu près 3500 événements par GeV, inférieure à ce qu'on voit dans le tableau 5.24 car Pythia n'a pas de calcul complet NLO.

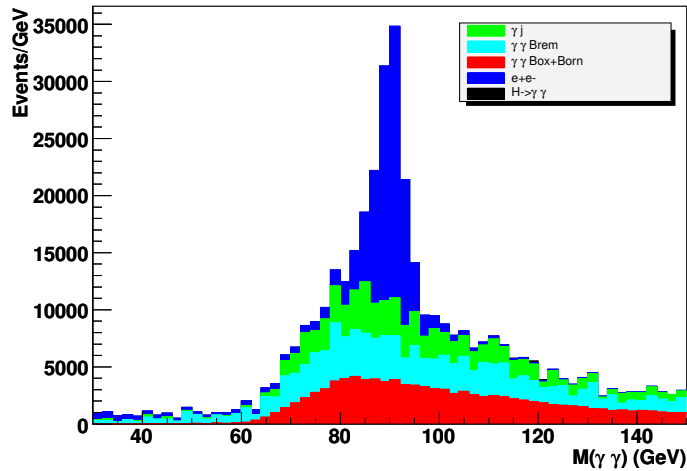


FIG. 5.37 – Distribution de masse invariante di-photon en nombre d'événements par GeV dans l'intervalle de 0 à 150 GeV après l'application des coupures d'identification, d'isolation et des coupures d'analyse, pour une luminosité intégrée de $30 fb^{-1}$. Les résultats sont obtenus avec une simulation complète et les contributions des divers processus sont présentés en différentes couleurs.

Il est possible de diminuer le bruit de fond, si on utilise des événements où le boson de Higgs est produit en association avec un ou deux jets de haut P_T . La raison est que l'état initial de deux gluons dans le processus de fusion de gluons présente une radiation plus importante que les processus de bruit de fond, donc une discrimination peut être possible¹³. La Fig 5.39 montre la distribution de signal et de bruit de fond, calculée avec une simulation rapide, pour des événements Higgs + 1 jet. Les événements sont sélectionnés avec les critères suivants :

- les coupures fiducielles standards de l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$
- des coupures de 45 et 25 GeV/c sur le P_T du premier et du deuxième photon de l'événement
- la présence d'au moins un jet à $P_T > 20$ GeV/c dans $|\eta| < 5$
- une coupure sur la masse invariante di-photon/jet (le plus énergétique) : $M_{\gamma\gamma jet} > 350$ GeV/c²

¹³en plus de la contribution VBF du signal qui produit des jets à grand P_T

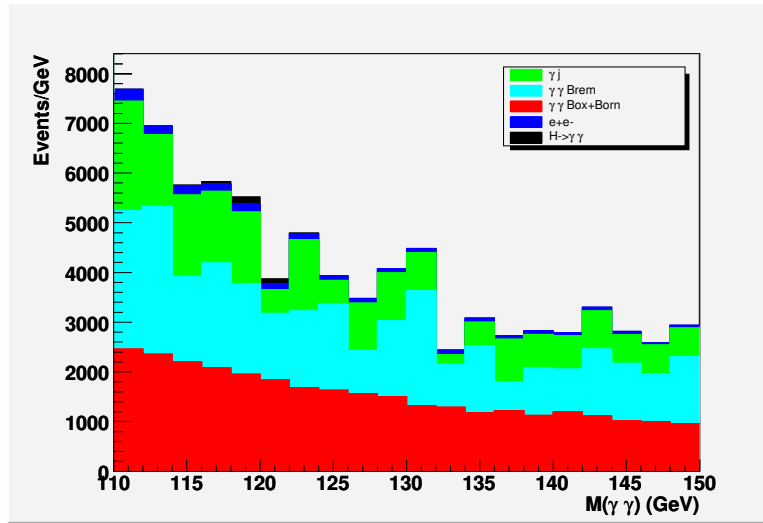


FIG. 5.38 – Distribution de masse invariante di-photon en nombre d'événements par GeV dans l'intervalle de 110 à 150 GeV après l'application des coupures d'identification, d'isolation et des coupures d'analyse, pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} . Les résultats sont obtenus avec une simulation complète et les contributions par les divers processus sont présentés en différentes couleurs.

Cette dernière coupure est ajoutée parce-que le jet produit lors d'une fusion de gluons est généralement dur et très séparé du boson de Higgs.

La Fig 5.40 montre la même distribution pour des événements où le boson de Higgs est produit en association avec deux jets de haut P_T . Le processus est dans ce cas là principalement la fusion de bosons vecteurs. Les événements sont sélectionnés avec les critères suivants :

- les coupures fiducielles standards de l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$
- des coupures de 50 et 25 GeV/c sur le P_T du premier et du deuxième photon de l'événement
- la présence d'au moins deux jets de $P_T > 40, 20 \text{ GeV}/c$ dans $|\eta| < 5$, avec $\eta_{jet1} \cdot \eta_{jet2} < 0$ (c'est à dire que les deux jets doivent être dans des hémisphères opposés, comme c'est le cas dans un processus VBF) et $\Delta\eta_{jet1-jet2} > 3.6$
- les photons doivent se trouver entre les deux jets, en η
- la masse invariante des deux jets doit être supérieure à $500 \text{ GeV}/c^2$
- l'événement ne doit pas avoir un troisième jet de $P_T > 20 \text{ GeV}/c$ dans la région de pseudorapidité $|\eta| < 3.2$

5.7 Potentiel de découverte

5.7.1 Effet *look-elsewhere*

Pour calculer correctement la signification statistique d'un éventuel excès sur la distribution de masse invariante diphoton, il faut tenir compte du fait qu'on recherche le boson de Higgs dans une vaste région de $m_{\gamma\gamma}$ (entre ≈ 115 et $\approx 140 \text{ GeV}$). On doit donc évaluer la probabilité qu'un tel excès se produise par une fluctuation statistique du bruit de fond dans tout le spectre de $m_{\gamma\gamma}$ qu'on utilise. Le sujet de ce paragraphe consiste en l'évaluation de cet effet et est basé sur une analyse préCSC [32].

On utilise une forme réaliste de bruit de fond (la forme de la distribution $m_{\gamma\gamma}$ produite par le processus Born), normalisée à la section efficace total du bruit de fond irréductible au

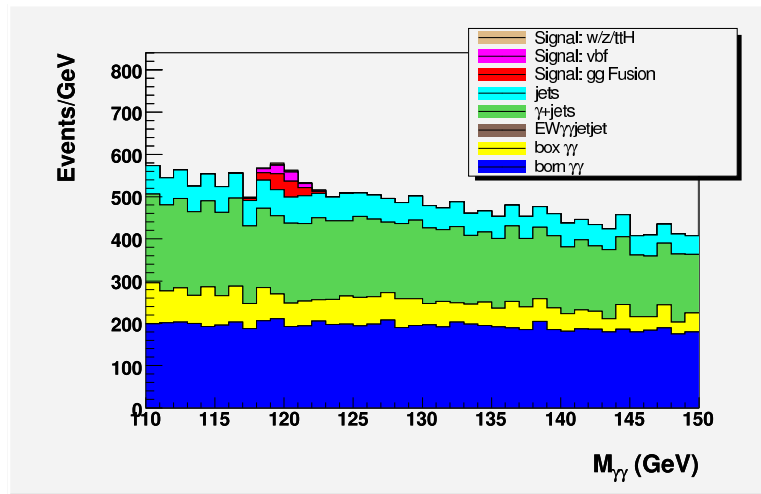


FIG. 5.39 – Distribution de masse invariante di-photon en nombre d'événements par GeV après l'application des coupures d'identification, d'isolation et des coupures d'analyse, pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} et des événements Higgs + 1 jet. Les résultats sont obtenus avec une simulation rapide et les contributions par les divers processus sont présentés en différentes couleurs. [3]

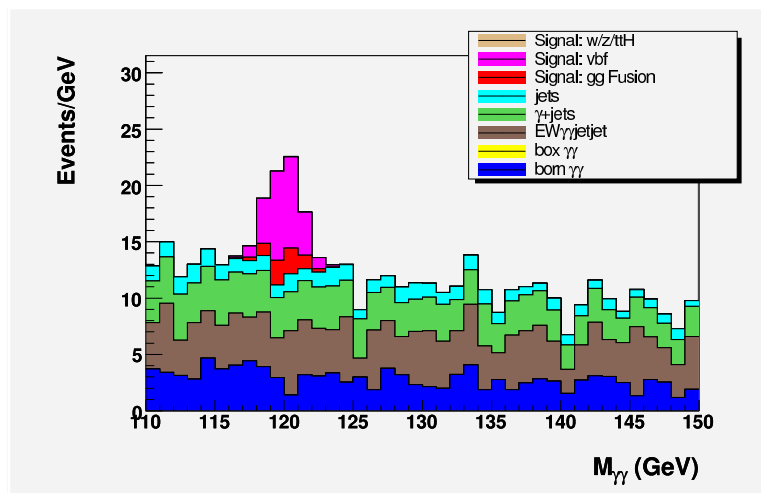


FIG. 5.40 – Distribution de masse invariante di-photon en nombre d'événements par GeV après l'application des coupures d'identification, d'isolation et des coupures d'analyse, pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} et des événements Higgs + 2 jet. Les résultats sont obtenus avec une simulation rapide et les contributions par les divers processus sont présentés en différentes couleurs. [3]

dessus de $m_{\gamma\gamma}=120$ GeV (on néglige ici le bruit de fond reductible). Dans le cadre de cet étude elle est égale à 0.12 pb/GeV (l'efficacité de détection des photons de 0.8 incluse) ce qui donne 1200 événements/GeV à 120 GeV¹⁴, pour une luminosité intégrée de $10 fb^{-1}$. En utilisant cette distribution, présentée à la Fig 5.41, on génère 10000 expériences en fluctuant le bruit de fond dans des bins de 0.5 GeV. Pour chaque expérience on effectue un ajustement χ^2 binné avec un polynôme p4 plus une gaussienne, dans le spectre $100 < m_{\gamma\gamma} < 140$ GeV. Les paramètres donc du fit sont les p0...p4 et le paramètre A de la gaussienne $y=A/\sqrt{2\pi\sigma^2}e^{-((x-\bar{x})^2/2\sigma^2)}$. Le paramètre σ représente la résolution qu'on s'attend pour un éventuel signal de Higgs et est fixé à 1.4 GeV. A est donc l'intégrale de la gaussienne : $A=\int y(x)dx$. L'ajustement est fait par le programme MINUIT [33] et la signification statistique est donnée pour chaque expérience par $A/\sigma(A)$, où $\sigma(A)$ est l'erreur sur A, évaluée par MINUIT. On avait alors estimé le nombre de Higgs à 317 pour $10 fb^{-1}$. Superposant une gaussienne avec cette valeur on a fait un ajustement pour 10000 'pseudo expériences'. Le résultat des ajustements est montré sur la Fig 5.42. Notons qu'on ne retrouve pas exactement 317 sur cette figure car il y a un léger biais du fit. On voit qu'on a un effet de 3 (307/103) σ avec une erreur de 1, inférieur¹⁵ à ce qu'on attend d'un comptage d'événements en négligeant l'erreur systématique du bruit de fond = 3.87.

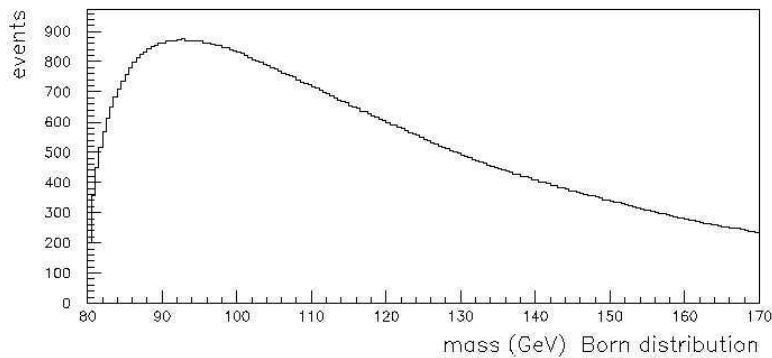


FIG. 5.41 – Distribution de bruit de fond utilisé dans le cadre de cette étude. La forme correspond au bruit de fond du processus Born. [32]

Pour calculer cet effet *look-elsewhere* on effectue alors 10000 ajustements de distributions *sans signal* avec le centre de la gaussienne fixé à 120 GeV et on calcule la probabilité que ces fits donnent $A/\sigma(A) > 3$. Cela correspond à la probabilité que le bruit de fond donne une fluctuation statistique de 3 σ à 120 GeV. On trouve que cette probabilité est de $0.13 \pm 0.01\%$, ce qui est en parfait accord avec la probabilité théorique de 0.13% (c'est à dire la probabilité qui correspond à 3 σ). Cependant, cette valeur ne correspond pas à la probabilité d'avoir une fluctuation de bruit de fond de 3 σ , car on investiguera dans toute la région de 110 à 140 GeV. Par exemple, si au lieu de faire un ajustement centré à 120 GeV pour chaque pseudoexpérience on fait quatre ajustements différents avec les centres des gaussiennes séparés d'une distance de 10 GeV, on peut définir une nouvelle variable qui est le maximum de $A/\sigma(A)$ de ces quatre ajustements. La Fig 5.43 montre en pointillé la distribution de $A/\sigma(A)$ dans le cas d'un seul ajustement et en continu la distribution de $\max(A/\sigma(A))$ dans le cas de quatre ajustements. C'est évident que la probabilité d'avoir une fluctuation de bruit de fond significative augmente quand on recherche à plusieurs masses.

¹⁴on voit que cette valeur correspond à 80% de la valeur du bruit de fond irréductible du tableau 5.24 et à 45% de la valeur du bruit de fond total du même tableau

¹⁵car une partie de l'information statistique est absorbée par l'ajustement du fond

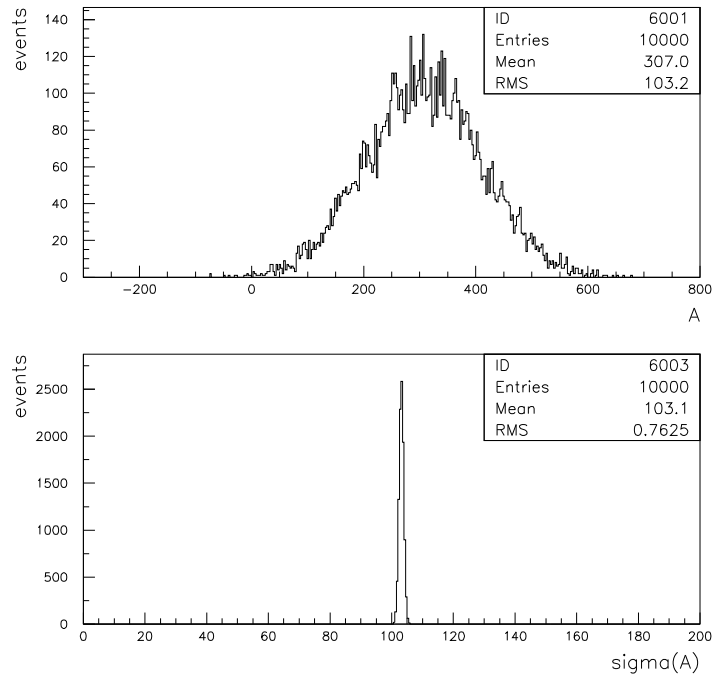


FIG. 5.42 – Distribution de A et $\sigma(A)$ pour 120 GeV et 10 fb^{-1} (voir texte). [32]

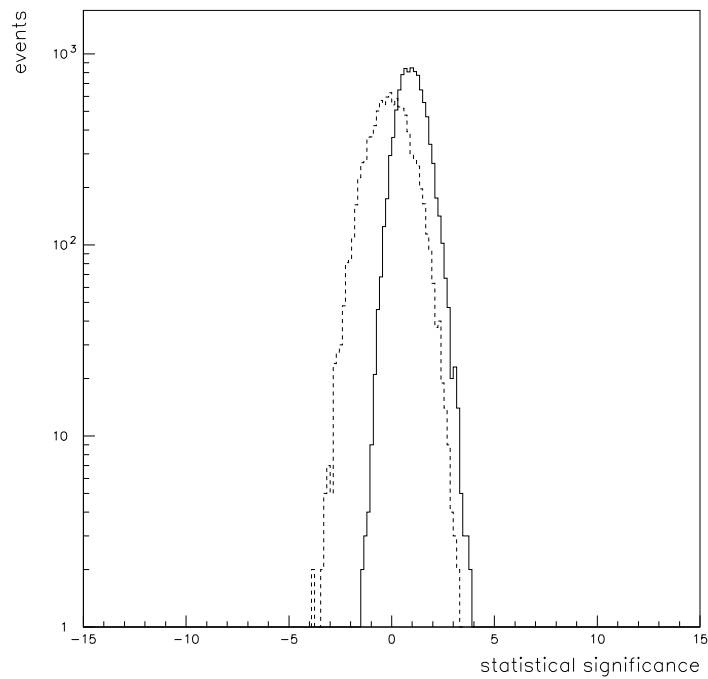


FIG. 5.43 – Distribution de $A/\sigma(A)$ (en pointillé) et $\max(A/\sigma(A))$ pour quatres ajustements différents (en continu). [32]

Pour calculer la probabilité totale on varie le nombre d'ajustements qu'on effectue dans la région 110-140 GeV. Pour chaque nombre d'ajustement on calcule avec 10000 pseudoexpériences la probabilité que $\max(A/\sigma(A)) > 3$. Cette probabilité en fonction du nombre d'ajustements est présentée sur la Fig 5.44.

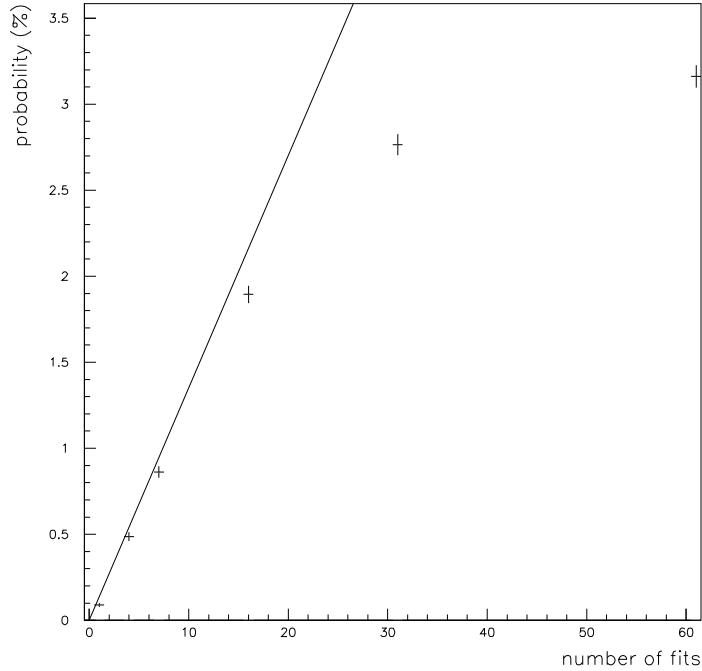


FIG. 5.44 – Probabilité que $\max(A/\sigma A) > 3$ en fonction de nombre d'ajustement dans la région 110-140 GeV. La courbe tend vers une valeur maximale qui est la probabilité total d'une fluctuation à 3σ dans cette région. La ligne droite montre comment évoluerait cette probabilité si les ajustements étaient indépendants les uns des autres. [32]

On voit que pour des grands nombre de fits la probabilité totale tend vers une valeur maximale. La raison est que quand deux centres de gaussienne utilisée pour l'ajustement commencent à être très proche (plus proche que la résolution en masse) le résultats deviennent très similaires et il n'y a pas d'augmentation supplémentaire de $\max(A/\sigma(A))$. Cette limite maximale représente donc la probabilité totale d'avoir une fluctuation du bruit de fond supérieure à 3σ dans toute la région de 110 à 140 GeV. La Fig 5.44 montre qu'elle est supérieure à 3%, donc 25 fois plus grande que la probabilité calculée par une seul ajustement.

5.7.2 Estimation de la signification statistique

Faisons une estimation de la signification statistique par comptage d'événements, donnée pas S/\sqrt{B} dans une fenêtre de ± 1.9 GeV pour une masse de 120 GeV. Pour $10 fb^{-1}$, utilisant les tableaux 5.22 et 5.24, on trouve 2.52. La signification statistique en fonction de la masse est représentée sur la Fig 5.45.

Notons qu'est représentée l'erreur statistique sur cette signification statistique (de ± 1 , voir Fig 5.42) et une erreur systématique sur le bruit de fond, qu'on a prise égale à $\pm 30\%$ (voir Ref [22] du chapitre 4). Notons qu'on a une dégradation de la signification statistique avec

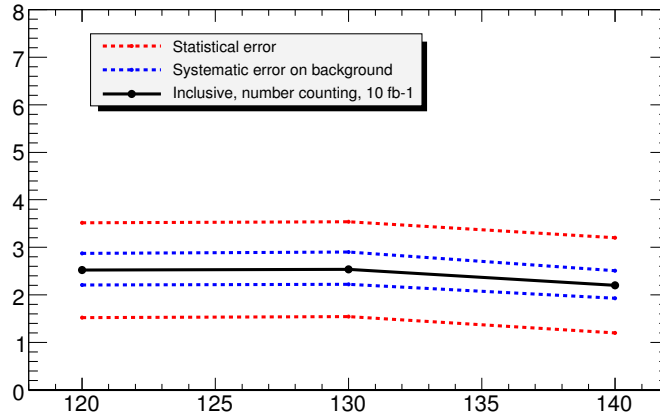


FIG. 5.45 – Signification statistique (voir texte) en fonction de la masse.

du pile-up de 7% pour une luminosité de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et de 13% pour $2 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (voir tableau 5.13 et 5.18). On s'attend également à une amélioration de la signification statistique de l'ordre de 35% en utilisant des variables additionnelles (voir plus loin) mais aussi une dégradation (avec une probabilité de $1/25$) due à l'effet look-elsewhere. Notons que nous n'avons pas tenu compte ici de l'incertitude sur la section efficace du signal, dont on a dit un mot dans le chapitre 5.5.1 et qui avait été évaluée dans le Ref [22] de chapitre 4 (avec conservatisme à l'ordre NLO) à $\pm 35\%$. Comme la section efficace gg est calculée à NNLO (voir en partie à NNNLO) l'erreur doit être plus petite.

En dehors du simple comptage d'événements, une méthode plus raffinée a été développée [5], [37] et peut être utilisée pour le calcul de la signification statistique, en utilisant des variables supplémentaires pour la discrimination du signal et du bruit de fond. Les résultats présentés ici correspondent à une analyse légèrement différente de celle faite précédemment. Les deux variables qui sont généralement utilisées (en plus de la masse invariante di-photon) sont :

- le moment transverse di-photon $P_{T\gamma\gamma}$
- l'angle θ^* entre la direction d'un photon et la ligne de vol de la paire di-photon dans le référentiel où cette paire est au repos

La séparation des événements en catégories avec des différents $m_{\gamma\gamma}$ peut aussi augmenter la signification statistique. On crée des catégories selon trois critères :

- la pseudorapidité des photons (car la reconstruction de l'énergie et de la direction des photons dépend du η des photons au calorimètre)
- des éventuelles conversions des photons (on a vu que les conversions dégradent la résolution en masse)
- la présence des jets de haut P_T dans l'événement (définie comme décrit précédemment)

La séparation a lieu de telle façon que chaque catégorie comprenne des événements qui correspondent à des résolutions en masse similaire et le maximum possible différentes des événements des autres catégories. On construit donc un rapport de vraisemblance utilisant les formes des variables présentées sur les Fig 5.46 à 5.48 et une séparation en catégories. Les variables présentées ci-dessous correspondent à tous les événements, sans séparation. Les distributions du signal ont été calculées par Pythia et une simulation complète et pour les distributions du bruit

de fond une simulation rapide a été utilisée.

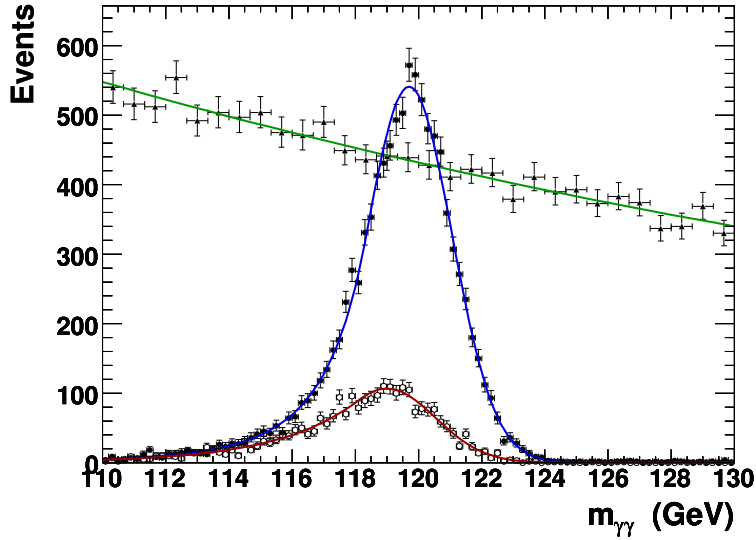


FIG. 5.46 – Distributions de masse invariante utilisées pour la construction du rapport de vraisemblance pour le bruit de fond (en vert), le signal correspondant aux événements sans aucune conversion (en bleu) et le signal correspondant aux événements avec au moins une conversion (en rouge). [3]

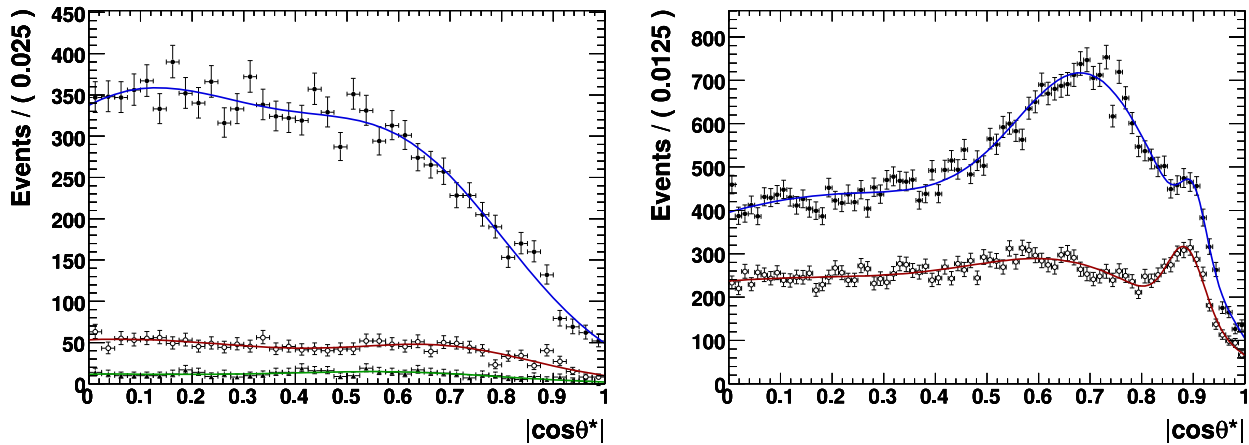


FIG. 5.47 – Distributions de la variable $\cos\theta^*$ utilisées pour la construction du rapport de vraisemblance pour le signal (à gauche) et le bruit de fond (à droite). En bleu sont représentées les distributions pour des événements sans jets et en rouge pour les événements avec jets (qui satisfont les critères décrits précédemment). [3]

La séparation en catégories selon la pseudorapidité des photons est représentée sur la Fig 5.49. La fraction d'événements appartenant à chaque catégorie ainsi que la résolution en masse (RMS) sont montrés. Ces nombres diffèrent entre la catégorie d'événements qui n'ont aucune conversion (à gauche de la Fig 5.49) et la catégorie d'événements avec au moins une conversion (à droite de la Fig 5.49). Pour simplifier la construction du rapport de vraisemblance on utilise trois catégories :

- la “meilleure”, comprenant les sous catégories (1) et (9),
- la “moyenne”, comprenant les sous catégories (2), (3), (4) et (6),

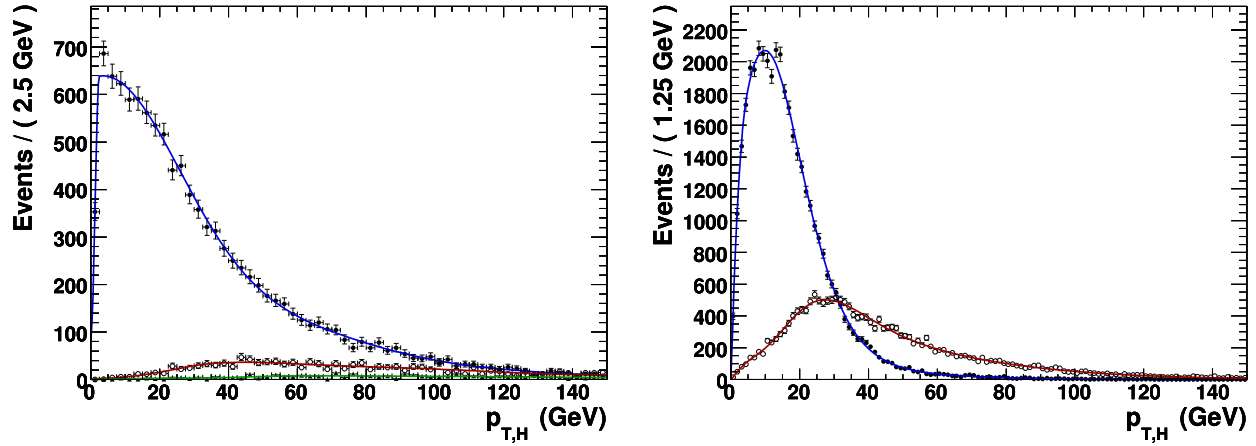


FIG. 5.48 – Distributions de la variable $P_{T\gamma\gamma}$ utilisées pour la construction du rapport de vraisemblance pour le signal (à gauche) et le bruit de fond (à droite). En bleu sont représentées les distributions pour des événements sans jets et en rouge pour les événements avec jets (qui satisfaisaient les critères décrits précédemment). [3]

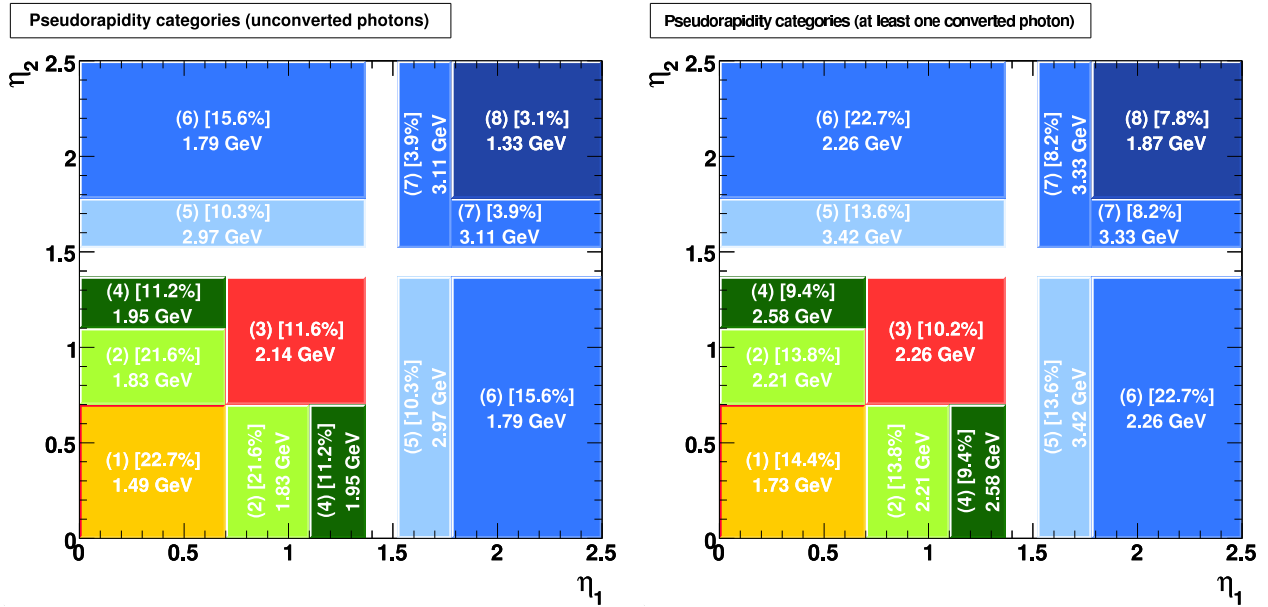


FIG. 5.49 – Séparation en catégories selon la pseudorapidité des photons, pour des événements sans conversion (à gauche) et avec au moins une conversion (à droite). Les résolutions (RMS) en masse de chaque catégorie et la fraction d'événements lui appartenant sont montrés. [3]

– et la “moins bonne” qui comprends les sous catégories (5) et (7).

Le tableau 5.26 présente la signification statistique calculée sans l’utilisation de variables supplémentaires à la masse invariante di-photon, pour trois analyses différentes : l’analyse inclusive (c’est à dire qui comprends tous les événements, sans et avec des jets) à la première colonne, l’analyse qui comprends seulement les événements di-photon + 1 jet à la deuxième colonne et l’analyse di-photon + 2 jets à la troisième colonne. Les premières des sous colonnes montrent la signification statistique obtenue avec un simple comptage d’événements, les deuxièmes avec un fit d’une dimension (c’est à dire qui utilise seulement $m_{\gamma\gamma}$ comme variable discriminante) et où la masse du boson de Higgs a été fixée et les troisièmes colonnes avec un fit d’une dimension où m_H a été une variable libre. La motivation pour ce dernier a été de tenir compte de l’effet *look-elsewhere*. Les significations statistiques sont présentés pour des masses de bosons de Higgs de 120, 130 et 140 GeV. On remarque que l’analyse inclusive est plus optimale que les analyses en association avec des jets.

M_H	Analyse								
	Inclusive			$H + 1\text{jet}$			$H + 2\text{jet}$		
	$\sigma(S, B)$	σ_{1Df}^{Fix}	σ_{1Df}^{Float}	$\sigma(S, B)$	σ_{1Df}^{Fix}	σ_{1Df}^{Float}	$\sigma(S, B)$	σ_{1Df}^{Fix}	σ_{1Df}^{Float}
120	3.30	2.93	2.01	2.22	2.11	0.96	1.97	1.85	0.86
130	3.37	3.05	2.19	2.46	2.41	1.44	2.23	2.22	1.27
140	2.96	2.48	1.54	2.18	2.12	1.13	2.07	2.04	1.10

TAB. 5.26 – Significations statistiques pour des bosons de Higgs de 120, 130 et 140 GeV, obtenues avec un comptages d’événements et avec un fit d’une dimension, pour trois analyses différentes (voir texte). Les chiffres correspondent à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . [3]

Le tableau 5.27 compare la signification statistique obtenue en utilisant un simple fit avec seulement $m_{\gamma\gamma}$ comme variable discriminante avec le fit global qui utilise les trois variables discriminantes décrite précédemment et la séparation en catégories.

$M_H[\text{GeV}/c^2]$	σ_{1Df}^{Fix}	σ_{1Df}^{Float}	$\sigma_{C_3Df}^{Fix}$	$\sigma_{C_3Df}^{Float}$
120	2.93	2.01	3.91	3.23
130	3.05	2.19	4.20	3.53
140	2.48	1.54	4.20	3.46

TAB. 5.27 – Significations statistiques (correspondant à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1}) pour des bosons de Higgs de 120, 130 et 140 GeV, obtenues avec un fit d’une dimension (deuxième colonne pour une masse fixe et troisième colonne pour une masse qui est un paramètre du fit) et avec un fit qui utilise trois variables et une séparation en catégories (quatrième colonne pour une masse fixe et cinquième colonne pour une masse qui est un paramètre du fit). [3]

Ces résultats sont résumés sur la Fig 5.50 : en vert le résultat du simple comptage d’événements, en bleu pointillé (continu) le résultat obtenu par une analyse inclusive et un fit d’une dimension quand la masse est une variable libre (quand la masse est fixe) et en rouge pointillé (continu) le résultat obtenu par un fit global utilisant trois variables discriminantes et une séparation en catégories et où la masse est une variable libre (où la masse est fixe).

Les incertitudes systématiques pourraient dégrader la signification statistique. L’incertitude sur la résolution en masse invariante di-photon joue un rôle important concernant la signification statistique. Pour évaluer cet effet on utilise un fit à une dimension (la seule variable discriminante est $m_{\gamma\gamma}$) et on compare trois cas :

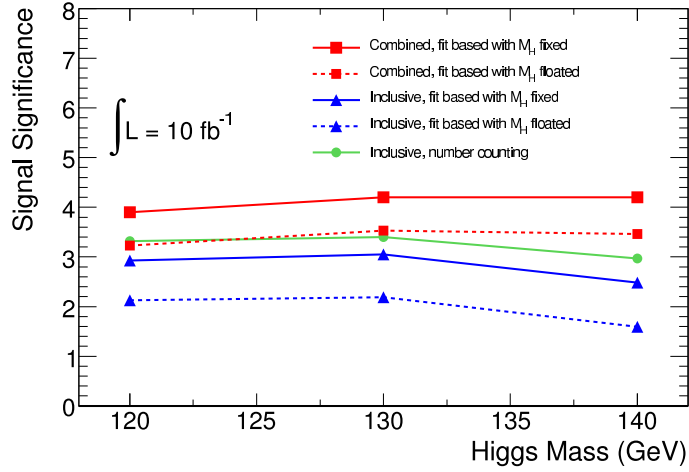


FIG. 5.50 – Signification statistique en fonction de la masse du boson de Higgs, pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} (voir texte). [3]

- la résolution en masse est de 1.36 GeV et cette valeur est aussi utilisée dans le fit
- la résolution en masse est de 1.58 GeV et cette valeur est aussi utilisée dans le fit
- la résolution en masse est de 1.58 GeV et le fit assume une résolution de 1.36 GeV

Les résultats sont présentés au tableau 5.28. On voit qu'une dégradation d'une résolution en masse peut affecter de façon importante la signification statistique, surtout si elle n'est pas prise en compte dans le fit. La dégradation de la masse invariante de 1.36 à 1.58 GeV correspond à un terme constant additionnel de 1% à la résolution en énergie des photons.

$\sigma(M_{\gamma\gamma})^{Toy}(GeV/c^2)$	$\sigma(M_{\gamma\gamma})^{Fit}(GeV/c^2)$	σ_{1Df}^{Fix}	$\Delta(\%)$
1.36	1.36	3.08	-
1.58	1.58	2.82	-8.4
1.58	1.36	2.70	-12.0

TAB. 5.28 – Impact de la résolution en masse sur la détermination de la signification statistique. La première colonne montre le cas où une résolution de masse invariante di-photon de 1.36 a été générée et la même valeur a été utilisée dans le fit, la deuxième colonne le cas à la génération et au fit la résolution de 1.58 GeV a été utilisée et la troisième colonne le cas où la résolution de 1.36 GeV a été générée et la résolution de 1.58 GeV a été utilisée dans le fit.

Bibliographie

- [1] Dans la Fig 5.4 un photon est dit non converti s'il est trouvé dans le *PhotonContainer*. La Fig 5.3 comprend tous les photons, dans le *PhotonContainer* et l'*ElectronContainer*, S. Paganis, communication privée
- [2] ATLAS Collaboration (G.Aad et al) "The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider " ATL-COM-PHYS-2007-102
- [3] ATLAS Collaboration , note CSC " Prospects for the Discovery of the Standard Model Higgs using the $H \rightarrow \gamma \gamma$ decay with the ATLAS detector"
- [4] ATLAS Collaboration , note CSC "ATLAS Photon Identification algorithms and their performances"
- [5] G.Unal meeting CSC EG2 du 19-11-2007
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=0&resId=1&materialId=slides&confId=23834>
- [6] M.Wielers "Photon Identification with the ATLAS Detector" ATL-PHYS-99-016
- [7] pour une comparaison avec la version 13.0.30 voir : G.Unal meeting CSC EG2 du 16-1-2008
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=1&resId=1&materialId=slides&confId=27215>
- [8] E.Turley meeting egamma du 25-4-2007
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=3&resId=0&materialId=slides&confId=14297>
- [9] Les jets sont pris à partir des objets 'e/gamma' des AOD (voir chapitre 2.3) d'un échantillon de jets filtrés (DS 5802)
- [10] Une isolation calorimétrique pourra être utilisée dans le futur : voir par exemple :
C Collard meeting e-gamma du 21-6-2006
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=s0t4&resId=0&materialId=0&confId=a058243>
I Ludwig meeting CSC EG1 du 24-1-2008
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=1&resId=0&materialId=slides&confId=27700>
- [11] J-F Marchand meeting CSC HG1 du 25-5-2007
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=2&resId=0&materialId=slides&confId=16756>
J-F Marchand meeting CSC HG1 du 22-6-2007
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=1&resId=0&materialId=slides&confId=17945>
- [12] M .Spira, <http://people.web.psi.ch/spira/proglist.html>
- [13] ATLAS Collaboration, Detector and Physics Performance Technical Design Report, Volume 2, CERN/LHCC/99-15
- [14] C.Reifen et al. "gamma pi0 separation in the 1st compartment of the ATLAS EM calorimeter with DC2 data " ATL-PHYS-INT-2005-005
- [15] ATLAS Liquid Argon Calorimeter Collaboration (J. Colas et al.), "Position resolution and particle identification with the ATLAS EM calorimeter", Nucl.Instrum.Meth.A550 :96-115,2005 physics/0505127

- [16] notons que cette valeur de 3.54 est un peu plus élevée car les photons non convertis ont été enlevés
- [17] J.Tanaka meeting Higgs du 19-12-2007
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=26&resId=0&materialId=slides&confId=17537>
- [18] F.Polci transparents du meeting CSC H->gamma gamma du 20-12-2007
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=2&resId=0&materialId=slides&confId=25784>
- [19] J-F Marchand meeting CSC H->gamma gamma du 5-3-2008
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=0&resId=0&materialId=slides&confId=30059>
- [20] ATLAS Collaboration , note CSC "Photon conversions in ATLAS"
- [21] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/TrigHLTphotonHypo>
- [22] M.Fanti meeting CSC H->gamma gamma du 16-10-2007
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=5&resId=0&materialId=slides&confId=22633>
- [23] G. Unal, communication privée
- [24] S.Catani, M.Fontannaz, J.P.Guillet and E.Pilon JHEP 0205 :028,2002 hep-ph/0204023
 P.Aurenche, M.Fontannaz, J.P.Guillet,E.Pilon and M.Werlen Phys.Rev.D73 :094007,2006 hep-ph/0602133
- [25] Z.Nagy Phys.Rev.Lett.88 :122003,2002 hep-ph/0110315
 Z.Nagy Phys.Rev.D68 :094002,2003 hep-ph/0307268
- [26] B.Mellado meeting CSC H-> gamma gamma du 28-1-2008
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=2&resId=0&materialId=slides&confId=27714>
 P.Bernat meeting Higgs du 30-1-2008
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=19&resId=0&materialId=slides&confId=23744>
 P.Bernat meeting CSC H-> gamma gamma du 5-3-2008
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=1&resId=0&materialId=slides&confId=30059>
- [27] M.Mangano,F.Piccinini,A.Polosa,M.Moretti and R.Pittau JHEP 0307,001,2003 hep-ph/0206293
- [28] F.Polci meeting Higgs du 29-8-2007
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=23&resId=0&materialId=slides&confId=16862>
- [29] Pour les données correspondant à une luminosité de $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ avec le bruit de fond caverne on trouve une résolution en masse de $1.508 \pm 0.011 \text{ GeV}$ et les données correspondant à une luminosité de $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ sans le bruit de fond caverne une résolution de $1.474 \pm 0.014 \text{ GeV}$. Cette différence (0.034 ± 0.018) n'est pas très significative.
 Pour les données sans pile-up les résolutions en masse correspondant aux tid 7905 et 8690 sont $1.362 \pm 0.023 \text{ GeV}$ et $1.416 \pm 0.013 \text{ GeV}$ et donc compatibles (différence de 0.054 ± 0.026).
- [30] ATLAS Collaboration , note CSC , "Introduction on Higgs Boson Searches at the Large Hadron Collider"
- [31] T.Sjostrand,S.Mrenna and P.Skands JHEP 0605 :026,2006 hep-ph/0603175
- [32] I.Koletsou,G.Unal and L.Fayard "Preliminary Study of S/sqrt(B) in Higgs->gamma gamma" ATL-PHYS-INT-2006-003
- [33] CN/ASD group, MINUIT, Users guide (version 94.1),Program Library D506,CERN,1994
- [34] La fonction "crystal ball" consiste en une distribution gaussienne avec des queues exponentielles à gauche (ou à droite). Elle est donnée par :

$$f(x; \alpha, n, \bar{x}, \sigma) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right), & \frac{(x-\bar{x})}{\sigma} > -\alpha \\ A \cdot \left(B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^{-n}, & \frac{(x-\bar{x})}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases}$$

où $A = \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right)$
 et $B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|$.

- [35] les valeurs de la colonne TDR correspondent à celles du tableau 19-2 [13] multipliées par 0.95 (la largeur considérée dans le TDR étant de 4 GeV)
- [36] Y. Gao transparents du meeting e-gamma du 30-8-2007
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=4&sessionId=8&resId=0&materialId=slides&confId=18276>
- [37] N.Berger transparents du meeting Higgs du 16-1-2007
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=9&sessionId=1&resId=1&materialId=slides&confId=9717>
 Y.Fang transparents du meeting CSC H-> gamma gamma du 25-5-2007
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=6&resId=1&materialId=slides&confId=16756>
 Y.Fang transparents du meeting CSC H-> gamma gamma du 20-7-2007
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=0&resId=1&materialId=slides&confId=19111>
 N.Berger transparents du meeting CSC H-> gamma gamma du 19-11-2007 <http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=2&resId=2&materialId=slides&confId=24071>
 N.Berger transparents du meeting CSC H-> gamma gamma du 20-12-2007
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=1&resId=3&materialId=slides&confId=25784>
 Y.Fang transparents du statistics forum du 17-3-2008
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=1&resId=1&materialId=slides&confId=30700>
- [38] S.Dawson Nucl Phys B359,283,1991
 A.Djouadi,M.Spira and P.Zerwas Phys Lett B264,440,1991
- [39] D.Graudenz,M.Spira and P.Zerwas Phys Rev Lett 70,1372,1993
- [40] R.Harlander and W.Kilgore Phys Rev Lett 88,201801,2002
 C.Anastasiou and K.Melnikov Nucl Phys B646,220,2002
 V.Ravindran,J.Smith and W.L.van Neerven Nucl Phys B665,325,2003
- [41] S.Moch and A.Vogt Phys Lett B631,48,2005 hep-ph/0508265

Conclusion

Le but de cette thèse a été la préparation à la recherche du boson du Higgs dans sa désintégration en deux photons avec le détecteur ATLAS. Les analyses exploratrices de ce canal remontent au début des années 1990. Dans cette thèse on a montré l'évolution de cette analyse depuis le TDR de l'expérience ATLAS et plus particulièrement depuis la production des données DC1. Une nouvelle et plus réaliste description du détecteur a été récemment mise en place, avec la simulation d'une quantité de matière plus importante, ainsi qu'un désalignement possible. Cette nouvelle géométrie a été utilisée pour la production des données CSC qui servent à donner une image mise à jour de l'analyse. L'analyse en elle-même a également évolué, avec le développement de nouveaux outils pour rejeter le bruit de fond, traiter les cas de conversions et améliorer la résolution en z du vertex de l'interaction. Dans le cadre de cette thèse on a particulièrement étudié ce dernier point.

- La première étape a été d'utiliser les deux premiers compartiments du calorimètre électromagnétique pour déterminer la direction des photons. Ainsi on diminue notre incertitude de 56 mm, venant de la taille du faisceau, à ≈ 17 mm.
- Ensuite on a développé un algorithme qui a comme but de déterminer le vertex du Higgs parmi le MB. L'utilisation de cet algorithme nous fournit une résolution en z de quelques dizaines de μm , dans $\approx 90\%$ des cas.

On a étudié la résolution en masse pour différentes conditions de pile-up. On s'attend pour une masse de 120 GeV à une résolution de 1.42 GeV pour une luminosité très basse et à une résolution de 1.54 GeV pour une luminosité de $2 * 10^{33} cm^{-2}s^{-1}$. L'effet de la conversion des photons a également été étudié et il a été jugé utile de séparer les événements en catégories selon le nombre de conversions afin de calculer la signification statistique, car on trouve une résolution de 1.38 GeV dans le cas de deux photons non convertis et une résolution de 2.08 GeV dans le cas de deux conversions. L'effet de ne pas connaître la masse du boson de Higgs a été évalué et a été pris en compte dans le calcul de la signification statistique. Une étude améliorée de la signification statistique a montré qu'on peut avoir un signal de 3σ avec une luminosité intégrée de $10 fb^{-1}$.

Annexe A

Effet de la translation en z du calorimètre électromagnétique sur le pointing

Dans le cadre de la géométrie “misal1”, le calorimètre électromagnétique a subi une translation de +4 mm en direction de l’axe z. Si la position en η des cellules n’était pas corrigée, chacune indiquerait pour les photons une position de 4mm inférieure à la réelle, comme on voit à la Fig A.1. Cependant, des corrections ont été appliquées sur l’angle et sur la pseudorapacité

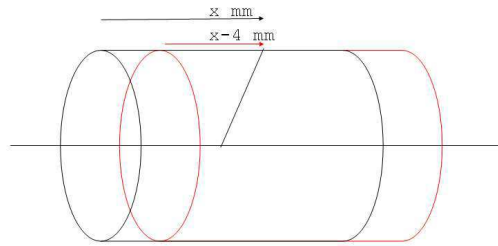


FIG. A.1 – Le calorimètre électromagnétique avant (noir) et après (rouge) la translation de +4 mm en z. On voit que si on ne corrige pas les positions des cellules on se trompe de -4 mm sur la position initiale des photons en z.

η des cellules ($\eta = -\ln(\theta/2)$). A la Fig A.2, on voit un photon arriver sur une cellule du calorimètre électromagnétique et on voit cette cellule pointer sur un z' qui est de +4 mm et indiquer ainsi un angle θ' pour la direction du photon. Pourtant, cet angle ne correspond pas à la vraie direction du photon, puisque sa position initiale vraie est 0. Le programme de reconstruction qui est sensé corriger le misalignement fait une correction pour donner l’angle de la cellule θ par rapport à 0 à partir de θ' . En sachant que le calorimètre a subi une translation en z de +4 mm, cela consiste à trouver θ pour que (voir Fig A.2) :

$$\frac{r}{\tan\theta} - 4 = \frac{r}{\tan\theta'} \quad (\text{A.1})$$

On voit donc que la correction qu’on doit appliquer dépend de r, la distance entre l’axe z et chaque cellule. C’est donc important de bien connaître cette distance. Si on regarde la Fig A.3, on se rend compte que pour suivre la direction des photons on doit reconstruire la position du barycentre de leur gerbe à chaque couche du calorimètre (à cette image, le photon arrive au calorimètre perpendiculièremment, ce qui n’est bien sur pas le cas en réalité). Les barycentres de ce photon à chaque couche sont représentés par un cercle rouge. Les lignes bleues indiquent le centre géométrique de chaque couche et c’est la distance entre ces lignes bleues et l’axe z qui

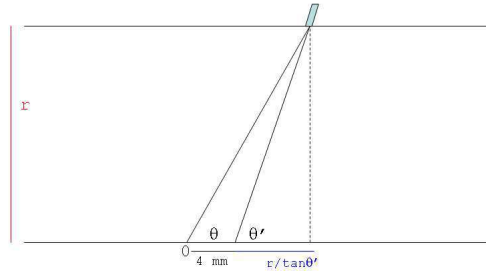


FIG. A.2 – Direction reconstruite avant (angle θ') et après (angle θ) correction de la pseudorapidity des cellules du calorimètre électromagnétique.

a été utilisé dans le programme de reconstruction pour la correction des η des cellules, au lieu des barycentres des gerbes des photons. La correction n'est donc pas exacte, puisque le r utilisé n'est pas tout à fait correct. Pour évaluer cet effet, considérons l'exemple d'un photon partant

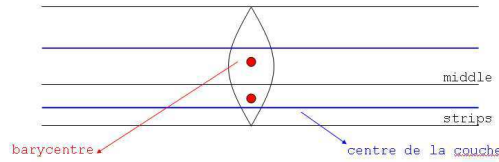


FIG. A.3 – Les deux premiers compartiments du calorimètre électromagnétique, avec les barycentres des gerbes des photons représentés avec un cercle rouge et les centres géométriques représentés avec une ligne bleue.

de $z_{vertex} = 0$ et arrivant sur le calorimètre avec une pseudorapidity de $\eta=1$. Pour le premier compartiment on aura $r_{barycentre}=1560$ mm et $r_{centre}=1520$ mm. Pour le deuxième compartiment on aura $r_{barycentre}=1705$ mm et $r_{centre}=1760$ mm. Comme on voit à la Fig A.4, le photon arrive sur le premier compartiment à la cellule représenté avec un cercle vert. Cette cellule pointe sur $z=4$ et cette direction est représentée par une ligne rouge. Le programme de reconstruction, en considérant que la distance entre l'axe z et le premier compartiment est de 1520 et pas de 1560 mm, va utiliser cette direction et reconstruire comme position du photon dans les strips ce qui est un point rouge sur la Figure A.4. L'angle donc qui va nous fournir est l'angle de la ligne qui unit $z=0$ sur l'axe z et le point rouge (ligne bleue fine), $\tilde{\theta}$. Maintenant nous utilisons cet angle $\tilde{\theta}$ pour trouver la position du photon sur les strips et l'utiliser pour le pointing. Cependant, nous nous plaçons à une distance entre l'axe z et les strips de 1560 mm (qui est la 'vraie' position du barycentre de la gerbe, voir par. 3.2), donc on suit la ligne bleue jusqu'au point représenté avec un cercle bleu et qui est pour nous la position du photon sur les strips. La distance entre le point vert (vraie position du photon sur les strips) et le point bleu (position du photon sur les strips reconstruite) est de + 0.11 mm. De la même façon, on se trompe de - 0.13 mm sur le middle, car on voit sur la Fig A.4 que le position reconstruite (point bleu) est maintenant de 0.13 mm à gauche de la position vraie (point vert). Nous utilisons les deux points bleus pour reconstruire la direction du photon (pointing) et nous calculons que la ligne bleue croise l'axe z à ≈ 3 mm à droite de $z=0$, qui est la vraie position initiale du photon. On trouve donc une valeur proche de celle citée dans le paragraphe 3.3.

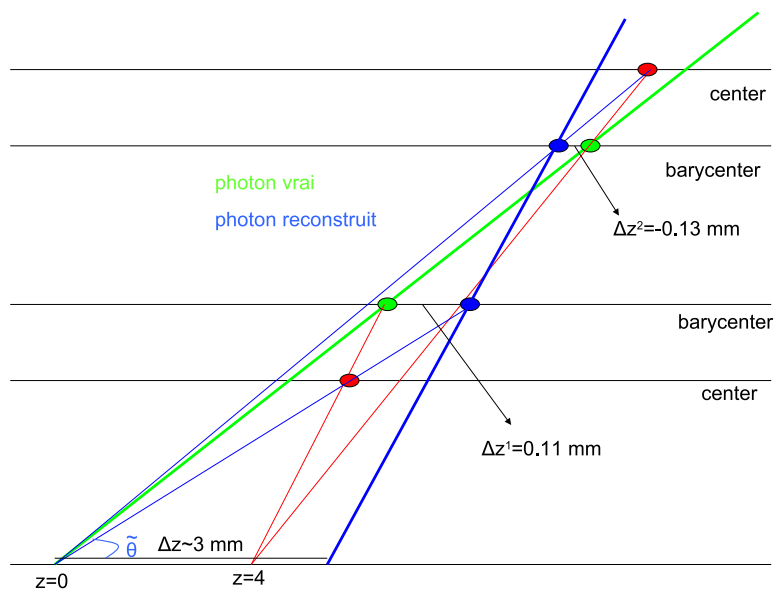


FIG. A.4 – Direction initiale du photon (ligne verte), angles reconstruites par le programme de reconstruction et direction reconstruite avec le pointing (ligne bleue). Voir texte.

Acronymes

ATLAS	A Toroidal LHC ApparatuS
AOD	Analysis Object Data
BE	Back End
CERN	Centre Européen pour la Recherche Nucléaire
CMS	Compact Muon Solenoid
CSC	Computing System Commissioning
CSC	Cathode Strip Chamber
DC1	Data Challenge 1
DC2	Data Challenge 2
ESD	Event Summary Data
FEB	Front End Board
LEP	Large Electron Positron collider
LHC	Large Hadron Collider
LO	Leading Order
MB	Minimum Bias
MDT	Monitored Drift Tubes
NLO	Next to Leading Order

QCD	Quantum Chromo Dynamics
QED	Quantum Electro Dynamics
ROD	Read Out Driver
ROI	Region of Interest
RSP	Resistive Plate Chamber
SCT	Semi Conductor Tracker
TDR	Technical Design Report
tid	task identifier
TGC	Thin Gap Chamber
TRT	Transition Radiation Tracker
VBF	Vector Boson Fusion

Remerciements

Je remercie les directeurs successifs du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Bernard D'Almagne et Guy Wormser, de m'avoir accueilli au sein de ce laboratoire.

Mes remerciements vont aussi à tous les membres du jury, Leonardo Carminati, Louis Fayard, Karl Jakobs, Sylvie Rosier-Lees, Guy Wormser et Chris Seez. Un merci particulier à Sylvie Rosier-Lees et Chris Seez d'avoir rapporté sur ce travail.

Je tiens particulièrement à remercier mon directeur de thèse Louis Fayard pour son aide, son soutien et l'orientation qu'il a donné à mes travaux de thèse. Je le remercie pour m'avoir fait découvrir et aimer la recherche en physique des particules.

Je remercie Guillaume Unal pour son aide très précieuse tout le long de ma thèse. Ses explications, ses suggestions et ses remarques ont joué un rôle très important au déroulement de ma thèse. Je le remercie également pour tout le travail qu'il a fait pour m'aider.

Je suis très reconnaissante de l'accueil dont j'ai bénéficié au sein du groupe ATLAS au LAL. Je remercie le directeur du groupe, Daniel Fournier. Merci également à Lydia Fayard de son accueil chaleureux tout le long de mon séjour et surtout à mon arrivée à Paris. J'aimerais remercier aussi Mathieu Plamondon, qui a commencé sa thèse au même moment que moi, d'être devenu un ami. Je remercie tous les membres du groupe : Dirk Zerwas, Ilija Vukotic, Dimitris Varouchas, Emmanuel Turlay, Stefan Simion, Laurent Serin, Arthur Schaffer, David Rousseau, Patrick Puzo, Francesco Polci, Luc Poggioli, Mathieu Plamondon, Mathieu Benoit, Stéphane Bimbot, Nikola Makovec, Abdenour Lounis, Marumi Kado, Lydia Fayard, Sophie Henrot-Versillé, Mathieu Heller, Louis Fayard, Fanny Dudziak, Jean Baptiste de Vivie, Caroline Collard, Pauline Bernat, Etienne Augé et Claire Adam-Bourdarios. C'était très agréable de travailler avec eux pendant ces trois ans.

Je souhaiterais remercier particulièrement Francesco Polci, avec qui j'ai eu le plaisir de travailler pendant la dernière année de ma thèse, pour sa disponibilité, son aide et la bonne ambiance qu'il a toujours créé avec sa bonne humeur. Je remercie Jean Baptiste de Vivie de ne jamais avoir hésité à consacrer du temps à des problèmes et des questions qui se sont présentés pendant ma thèse. Un grand merci à David Rousseau pour ses nombreuses aides. Merci également à Marumi Kado pour les discussions enrichissantes et les suggestions qui se sont prouvées très intéressantes.

J'aimerais remercier les conveners du groupe Higgs en deux photons au CERN, Leonardo Carminati et Bruce Mellado, pour avoir coordonné les travaux de la note CSC, ainsi que tous les membres du groupe. Merci en particulier à Isabelle Wingerter-Seez et Jean-François Marchand pour leur aide et leur cordialité. Ca fut un grand plaisir pour moi de travailler avec eux. Je souhaiterais aussi remercier Leonardo Carminati et Marcello Fanti pour la collaboration agréable et fructueuse qu'on a eu pendant la dernière année. Merci aussi aux conveners du groupe Higgs, Markus Schumacher et Aleandro Nisati.

Je remercie Andreas Wildauer, Kirill Prokofiev et Giacinto Piacquadio pour leur aide pendant l'étude du vertexing.

Je remercie les membres du service administratif du LAL pour leur aide pendant ces trois

ans.

Je souhaiterais remercier le directeur de l'école doctorale Yves Charon, ainsi que tous ceux qui ont participé à l'organisation et à l'enseignement des cours que j'ai suivis pendant l'année du Master 2 et de la thèse.

Je n'oublie pas mes amis du Master 2, Marion Arthaud, Marine Aubert, Giulia Superina, Armand Fiasson, Rémy Braive, Christophe Ochando, Mathieu Bongrand, William Guyard et Vincent Rotival. Je n'oublierai pas les moments agréables qu'on a passé ensemble et je suis sûre qu'on en vivra encore dans le futur. Merci beaucoup à mes colocataires, Marine, Marion, Rémy et William, qui ont empêché tout moment de solitude. J'ai passé trois années très agréables avec eux et ils vont tous me manquer. Le plus grand merci va à Armand. Grâce à lui je ne sens jamais que je suis dans un pays étranger. Merci pour tout.

Je tiens vraiment à remercier ma famille qui a toujours été là pour moi. Je les remercie pour tout ce qu'ils ont fait pour moi et surtout parce qu'ils font partie de ma vie.

Resumé

Cette thèse a comme but la préparation à la recherche du boson de Higgs dans le canal diphoton au LHC, avec le détecteur ATLAS.

Les problématiques qui sont étudiées s'articulent autour de la reconstruction du vertex $H \rightarrow \gamma\gamma$, avec l'aide du calorimètre électromagnétique et du détecteur interne, et de la résolution en masse invariante diphoton.

Des simulations différentes du détecteur ATLAS et les effets de la quantité de matière et des désalignements ont été étudiés. Des problématiques de calcul de la signification statistique ont également été discutées et le potentiel de découverte pour une basse luminosité intégrée a été évalué.

Une partie de la thèse se place dans le cadre des données CSC qui utilisent la plus récente simulation du détecteur ainsi que des méthodes de reconstruction mises au point et qui servent à effectuer une mise à jour de l'analyse effectuée par ATLAS. Toutes les étapes du traitement du signal et du bruit de fond ont été discutées. Finalement on s'attend à voir un signal de 3σ avec une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} .

Mots clés : ATLAS, boson de Higgs, LHC.

Abstract

The goal of this thesis is the preparation of the Higgs boson search in its diphoton decay at LHC with the ATLAS detector.

The issues that have been studied deal with the $\text{Higgs} \rightarrow \gamma\gamma$ vertex reconstruction, with the electromagnetic calorimeter and the inner detector, and the diphoton invariant mass resolution. Different simulations of the ATLAS detector and the effects of additional material and of detector misalignments have been studied.

Issues concerning the statistical significance calculation have also been discussed and the discovery potential has been evaluated.

A part of this thesis is done with CSC data, that use the most recent detector simulation and new reconstruction methods. Every step of the signal and background treatment has been discussed. We finally evaluate that with an integrated luminosity of 10 fb^{-1} we will be able to see a $\text{Higgs} \rightarrow \gamma\gamma$ signal with a statistical significance of 3σ .

Key words : ATLAS, Higgs boson, LHC