



HAL
open science

Reconstruction des photons et recherche d'un second boson de Higgs dans le canal di-photon au sein de l'expérience CMS au LHC

Benoit Courbon

► **To cite this version:**

Benoit Courbon. Reconstruction des photons et recherche d'un second boson de Higgs dans le canal di-photon au sein de l'expérience CMS au LHC. Physique des accélérateurs [physics.acc-ph]. Université de Lyon, 2016. Français. NNT : 2016LYSE1187 . tel-01487297

HAL Id: tel-01487297

<https://theses.hal.science/tel-01487297>

Submitted on 11 Mar 2017

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.



N° d'ordre NNT : xxx

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

effectuée au sein de
l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale de Physique et d'Astrophysique

Spécialité de doctorat : Physique des particules

Soutenue publiquement le 18/10/2016, par :
Benoit COURBON

Reconstruction des photons et recherche d'un second boson de Higgs dans le canal di-photon au sein de l'expérience CMS au LHC

Devant le jury composé de :

F. Ledroit
P. Sphicas
K. Assamagan
P. Bloch
F. Ferri
L. Silvestris

Rapportrice
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur
Examinatrice

S. Gascon-Shotkin
M. Lethuillier

Directrice de thèse
Co-directeur de thèse

Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu mes directeurs de thèse, Suzanne Gascon-Shotkin et Morgan Lethuillier. Suzanne m'a permis de découvrir et trouver ma place dans le monde de la physique des particules et au CERN en particulier, ce qui représente un apport considérable pour moi. Morgan fut indispensable pour son aide au quotidien au cours de ces trois années et je le remercie également pour la bonne humeur qu'il a pu instaurer dans notre groupe de travail.

Je remercie ensuite les membres de mon jury : Phillipe Bloch, Fabienne Ledroit, Paris Sphicas, Ketevi Assamagan, Federico Ferri, Lucia Silvestris. Leurs remarques suite à la lecture de ce document furent très utiles, notamment de la part de mes deux rapporteurs, et je garde un très bon souvenir des discussions que nous avons pu avoir lors de ma soutenance.

Je voudrais également remercier tous les membres du groupe CMS de Lyon et tous les membres de l'IPNL que j'ai pu côtoyer au cours de cette thèse. Plus particulièrement, je suis fortement reconnaissant envers Bernard Ille qui a toujours fait l'effort de me pousser à la réflexion de manière pédagogique, ce qui s'est avéré précieux. Merci à Roberto Chierici qui a souvent contribué au bon déroulement de cette thèse. Je remercie évidemment mes amis Jose, Camilo, Martin, David, Julien, Albert ... L'entraide mutuelle dont nous avons fait preuve avec Jose fut essentielle et nous a permis de vivre de très bons moments. L'expérience et la générosité de Camilo furent également très importantes, tout comme les riches apports scientifiques et sportifs (entre autres) de Martin !

Je voudrais ensuite avoir une pensée particulière pour ma famille. Le soutien indéfectible dont ont fait preuve mes parents au cours de l'intégralité de mes études ont été indispensables à ma réussite actuelle et je les remercie pour cela. Merci également à mon terrible frère Kunta, à ma chère soeur Tiphaine, à Mamette et à Papi Léon, sans oublier Mamie et Papère qui aurait apprécié lire ce document. Enfin merci à mes cousins, oncles, tantes, en particulier ceux qui m'ont fait l'honneur d'être présents à ma soutenance !

Je vais terminer évidemment par un hommage à tous mes formidables amis pour les excellents moments qu'ils me font vivre et qui me permettent d'avoir un nécessaire équilibre entre mes études et ma vie sociale. Je ne peux évidemment pas tous les citer et m'en excuse par avance, j'aimerais toutefois avoir une pensée en vrac pour Mac, Ramon, Hedi, Camille, Olivia, Tintin, Julia, BT, Ligé, Nacim, Ayman, Jérôme, Antoine, Coco, Purpuro, mes camarades de la JC42, mes acolytes de la Tarm's et de la #SMFT, mes coéquipiers de la BB Team et du Spartak... Merci à tous.

Résumé

Une particule compatible avec le boson de Higgs du Modèle Standard de la physique des particules a été découverte au grand collisionneur de hadrons (LHC) en juillet 2012 par les expériences ATLAS et CMS. A ce jour, l'ensemble des mesures des couplages de ce boson de Higgs sont compatibles avec ceux prédits par le Modèle Standard. Toutefois le Modèle Standard possède des limitations et d'autres théories, telle la supersymétrie, ont été bâties afin de pallier ces manques. Certaines de ces théories prédisent en particulier un secteur scalaire enrichi avec la présence de bosons de Higgs additionnels.

D'un point de vue expérimental, le canal de désintégration du boson de Higgs en deux photons offre une signature claire avec une excellente résolution en masse permettant d'explorer le secteur de Higgs au voisinage de la résonance du boson Z.

Les travaux présentés dans cette thèse ont été effectués dans le cadre de l'expérience CMS au LHC.

La première partie est dédiée à l'étude de la reconstruction expérimentale des photons. Tout d'abord, une méthode de correction en énergie des photons est exposée. Puis, une étude prospective concernant l'évolution de la qualité de leur reconstruction avec le vieillissement du détecteur est présentée.

La recherche d'un second boson de Higgs de basse masse (en dessous de 110 GeV) dans le canal di-photon fait l'objet de la deuxième partie. Le résultat de l'analyse finale des données enregistrées au Run 1 en 2012 (soit une luminosité intégrée de 19.7 fb^{-1} collectée à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV) est tout d'abord présenté. Les premiers résultats obtenus avec le lot de données collecté au Run 2 en 2015, représentant 2.7 fb^{-1} de luminosité intégrée à une énergie de 13 TeV dans le centre de masse, sont enfin introduits.

Abstract

A particle compatible with the Standard Model Higgs boson has been discovered at the Large Hadron Collider (LHC) in July 2012 by ATLAS and CMS experiments. All the coupling measurements are so far compatible with those predicted by the Standard Model. However, this model is not able to address several fundamental physics issues and theories beyond the Standard Model, such as supersymmetry, have been proposed to address these questions. Some of them predict an extended Higgs sector with additional particles at low mass.

On the experimental point of view, the diphoton decay channel provides a clear signature and an excellent mass resolution which allows us to explore the Higgs sector with high precision.

The studies presented in this thesis have been performed using the data collected by CMS at the LHC.

The first part of the document is dedicated to photon reconstruction studies. First, a photon energy correction method is presented. Then, photon reconstruction performance is assessed in the context of the Phase I and Phase II detector upgrades, in high luminosity conditions.

The second part of the document is dedicated to the search for an additional light Higgs boson (with a mass below 110 GeV) in the diphoton channel. First, the full set of results corresponding to 2012 dataset (corresponding to an integrated luminosity of 19.7 fb^{-1} with a center of mass energy of 8 TeV) are exposed. Finally, results corresponding to 2015 data (corresponding to an integrated luminosity of 2.7 fb^{-1} with a center of mass energy of 13 TeV) are presented.

Table des matières

Introduction	11
1 Le boson de Higgs dans le Modèle Standard et au delà	13
1.1 Introduction au Modèle Standard	13
1.1.1 Historique	13
1.1.2 Particules et Interactions	15
1.2 Formalisme mathématique du Modèle Standard	19
1.2.1 Le concept de champ	19
1.2.2 Le concept de symétrie	20
1.2.3 Le Lagrangien du Modèle Standard	21
1.3 Le boson de Higgs dans le Modèle Standard	26
1.3.1 Le problème de la masse	26
1.3.2 Brisure spontanée de symétrie et mécanisme de Higgs	27
1.3.3 Interactions de Yukawa	29
1.3.4 Contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs	30
1.4 Le boson de Higgs au LHC	33
1.4.1 Modes de production et de désintégration	33
1.4.2 Découverte d'une particule compatible avec le boson de Higgs	38
1.4.3 Propriétés du boson de Higgs découvert	40
1.5 Au delà du Modèle Standard	44
1.5.1 Les limitations du Modèle Standard	44
1.5.2 Modèles à Deux Doublets de Higgs	46
1.5.3 La Supersymétrie	48
2 L'accélérateur LHC et l'expérience CMS	53
2.1 Le grand collisionneur de hadrons (LHC)	53
2.1.1 Présentation	53
2.1.2 Fonctionnement	55
2.1.3 Paramètres	60
2.1.4 Expériences	64
2.2 L'expérience Compact Muon Solenoid (CMS)	67
2.2.1 Présentation	67
2.2.2 Architecture interne	69
2.3 Le calorimètre électromagnétique (ECAL) de CMS	80
2.3.1 Structure	80
2.3.2 Les cristaux scintillants	82
2.3.3 Les photo-détecteurs et l'électronique de lecture	84

2.3.4	Performance globale	87
3	Reconstruction des photons	89
3.1	Introduction	89
3.1.1	Clusterisation	89
3.1.2	Définition de variables associées au photon	92
3.1.3	Corrections en énergie	94
3.2	Régression en énergie des photons	98
3.2.1	Principe	98
3.2.2	L'algorithme	100
3.2.3	Ré-entraînement et études de performance	105
3.3	Performances futures de reconstruction des photons	127
3.3.1	Contexte	127
3.3.2	Étude de performance pour le "Technical Proposal"	132
4	Recherche d'un boson de Higgs de basse masse dans le canal di-photon	147
4.1	Introduction	147
4.1.1	Motivations	147
4.1.2	Phénoménologie	148
4.1.3	Vue d'ensemble de l'analyse	152
4.2	Analyse Run 1	156
4.2.1	Déclenchement	156
4.2.2	Reconstruction des événements	157
4.2.3	Sélection et catégorisation	159
4.2.4	Modèle du signal et du bruit de fond	164
4.2.5	Incertitudes systématiques	174
4.2.6	Analyse statistique	177
4.2.7	Interprétation	183
4.3	Analyse Run 2	184
4.3.1	Déclenchement	187
4.3.2	Reconstruction des événements	187
4.3.3	Sélection et catégorisation	188
4.3.4	Modèle du signal et du bruit de fond	193
4.3.5	Incertitudes systématiques	201
4.3.6	Analyse statistique	203
	Conclusions	205
	Bibliographie	209

Introduction

La physique des particules cherche à décrire la Nature selon un cheminement fécond visant à englober sans cesse plus de complexité, tout en réduisant le nombre d'axiomes sur lesquels elle repose, dans une quête d'unification.

C'est selon cette démarche qu'à été bâti au cours de la seconde moitié du vingtième siècle le Modèle Standard de la physique des particules, théorie descriptive des composants élémentaires de la matière et de leurs interactions. Ce modèle a été admirablement vérifié expérimentalement et a été couronné par la découverte récente d'une particule, le boson de Higgs, auprès du grand collisionneur de particules au CERN. Cette particule clé du modèle, reliquat d'un mécanisme permettant de conférer leur masse aux autres particules, demeurerait en effet l'ultime particule à découvrir dans le cadre du Modèle Standard. D'aucuns peuvent alors considérer ce modèle comme abouti.

Toutefois, suivant le cheminement qui lui est propre, la physique des particules cherche maintenant à décrire des phénomènes que le Modèle Standard est incapable de prendre en compte, telle l'existence de la matière noire. Elle cherche également à fournir des explications quant à l'origine de la valeur de certains paramètres du modèle, qui paraissent peu naturels dans sa version actuelle. Enfin, un autre objectif réside dans l'unification des interactions. C'est dans cette optique que se sont construits au cours des dernières décennies de nouveaux modèles plus fondamentaux, visant à répondre aux nombreuses questions en suspens évoquées, tout en incorporant le Modèle Standard. Cependant, ces modèles se heurtent pour l'instant à l'expérience, moteur de la science, et aucune preuve de leur véracité n'a pu être établie.

C'est dans ce contexte de recherche de nouvelle physique que s'ancrent les travaux exposés dans cette thèse. L'objectif est de sonder indirectement des théories au delà du Modèle Standard par la recherche d'une nouvelle particule, un boson de Higgs additionnel de basse masse, prédite dans le cadre de ces théories. Nous nous focaliserons sur le canal de désintégration de cette particule en une paire de photons. Cette recherche se base sur les données collectées par l'expérience CMS, située auprès du grand collisionneur de particules du CERN.

Le premier chapitre de cette thèse est une présentation théorique et phénoménologique du Modèle Standard et des modèles au delà. Une approche générale puis formelle du Modèle Standard sera exposée, en mettant l'accent sur la description du boson de Higgs. Des aspects phénoménologiques liés à la recherche de cette particule auprès des accélérateurs de particules seront introduits. Puis, nous nous pencherons sur les limitations du Modèle Standard et présenterons deux nouveaux modèles, les modèles à deux doublets de Higgs et la supersymétrie, susceptibles d'y remédier.

Le chapitre suivant sera axé autour des aspects expérimentaux liés à la physique des particules. Nous présenterons tout d'abord le fonctionnement du grand accélérateur de particules du CERN, le LHC. Nous nous intéresserons ensuite à l'une des expériences qu'il accueille, le détecteur CMS, dont nous détaillerons la structure. Une attention particulière sera enfin portée sur le fonctionnement de l'un de ses sous-détecteurs, le calorimètre électromagnétique, crucial pour la mesure précise des photons.

Les photons feront l'objet du troisième chapitre. En effet, une connaissance précise de tous les aspects de leur reconstruction sera primordiale pour effectuer notre recherche. Ainsi, une première partie sera dédiée à la détermination de leur énergie. Nous développerons une méthode multivariée de correction en énergie, appelée "méthode de la régression", et établirons sa performance. Puis, une deuxième partie traitera de l'évolution future de la performance de reconstruction des photons. Nous verrons de manière quantifiée comment le vieillissement du détecteur couplé à la hausse de l'empilement devrait dégrader cette performance, et comment des améliorations apportées au détecteur permettraient de récupérer une bonne performance.

Toutes ces connaissances au sujet des photons seront mises à profit pour effectuer notre recherche d'un boson de Higgs additionnel de basse masse dans le canal di-photon, à laquelle le quatrième et dernier chapitre sera consacré. Nous tenterons dans un premier temps de mettre en avant des motivations pour entreprendre une telle recherche, en se basant notamment sur les prédictions de théories au delà du Modèle Standard. Nous pourrons alors détailler les analyses mises en places à partir des données de CMS de 2012 puis de 2015 et présenter les résultats obtenus. Cette thèse s'achèvera par une discussion sur les perspectives envisagées concernant la poursuite de cette recherche.

1 Le boson de Higgs dans le Modèle Standard et au delà

Le Modèle Standard de la physique des particules est le cadre théorique permettant de décrire la structure de la matière ainsi que trois des quatre interactions fondamentales de l'Univers à partir d'un nombre restreint de particules élémentaires. Par particule élémentaire, on entend particule n'ayant pas de structure interne mesurable. Les quatre interactions fondamentales présentes dans l'Univers sont la gravitation, l'électromagnétisme et les forces nucléaires forte et faible.

Dans ce chapitre nous allons présenter le Modèle Standard, de manière générale dans un premier temps, puis sous un angle plus formel, en mettant plus particulièrement l'accent sur le boson de Higgs, particule clé du modèle. Nous détaillerons les aspects phénoménologiques et expérimentaux liés à cette particule et discuterons de la récente découverte au CERN d'une nouvelle particule qui lui est compatible. Enfin nous introduirons de nouveaux modèles théoriques au delà du Modèle Standard et discuterons certaines de leurs implications telle l'existence de bosons de Higgs supplémentaires.

1.1 Introduction au Modèle Standard

1.1.1 Historique

On peut faire correspondre l'origine de la physique des particules aux prémices de la pensée réductionniste apparus chez les philosophes de la Grèce Antique, incarnés par Thales de Milet, qui le premier suggéra que toute chose peut être réduite à une entité fondamentale de nature plus profonde. Cette pensée trouva écho notamment chez Démocrite et ses atomes, ou chez Aristote et ses quatre éléments.

Il faut toutefois opérer un saut de plusieurs siècles pour que la physique des particules se développe réellement. Ainsi, une découverte fondatrice est celle de l'électron par Thomson en 1889. Elle sera suivie par la mise en évidence du noyau atomique par la célèbre expérience de Rutherford en 1909 qui bombarda de particules α une feuille d'or. On apprit que ces noyaux étaient composites grâce à la découverte du proton en 1919 par Rutherford et du neutron en 1932 par Chadwick. Si l'on ajoute le photon, introduit par Einstein en 1905 pour expliquer l'effet photo-électrique et découvert par Compton en 1923, on connaissait dans les années 30 les composants de la matière ordinaire.

Toutefois des particules plus inhabituelles furent mises en évidence par la suite. Tout d'abord, dans le cadre de ses travaux sur la mécanique quantique relativiste, Dirac proposa en 1931 l'existence de l'antimatière, composée d'antiparticules ayant les mêmes propriétés

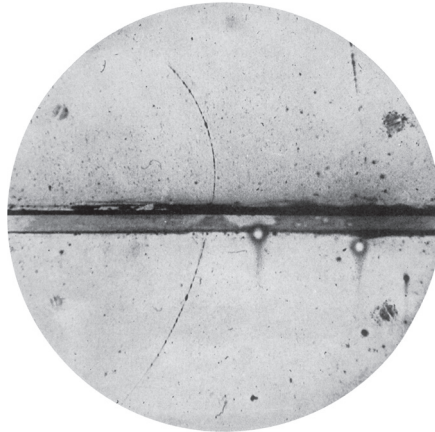


FIG. 1.1: Découverte du positron par Anderson : cette photographie prise dans une chambre à bulle met en évidence une particule de charge positive de même masse que l'électron

que les particules usuelles à l'exception que certains nombres quantiques, telle la charge, étaient opposés. Cette prédiction fut brillamment confirmée en 1932 par la découverte du positron par Anderson et sa chambre à brouillard (Figure 1.1). Ensuite furent découverts le muon (1937), le neutrino (1956 mais postulé dès 1930 par Pauli) ou encore un grand nombre de particules dites "étranges" dans les années 50 (en réalité des hadrons), ce qui enrichit et complexifia nos connaissances sur la structure de la matière. Mais malgré des premières descriptions des interactions nucléaires fortes et faibles (Chadwick, Fermi...), il n'existait pas de principes fondateurs permettant d'expliquer l'existence de toutes ces particules. Dans les années 50, le domaine commençait à s'apparenter à de la "zoologie".

On peut considérer que le Modèle Standard naquit lorsqu'on réussit à classifier les particules connues et décrire leurs interactions à partir de principes fondamentaux de symétrie et d'un faible nombre de particules élémentaires. D'un point de vue mathématique, ce type de classification est fondé sur les théories dites de jauge, notamment les théories de Yang-Mills (années 50) [1]. La première de ces théories a été l'électrodynamique quantique (QED, 1946) qui permit d'expliquer les interactions électromagnétiques. Puis Gell-Mann proposa le modèle des quarks en 1964 qui permit de classifier tous les hadrons connus à partir de 3 quarks (up, down et strange) et de lois de symétrie [2]. Le nombre de quarks fut par la suite étendu à 6, avec la mise en évidence des quarks charm (1974 au SLAC et à Brookhaven), bottom (1977 à Fermilab) et top (1995 à Fermilab) [3]. La théorie générale pour décrire l'interaction forte à partir des quarks est une théorie de jauge appelée la chromodynamique quantique (QCD), qui prédit, outre des quarks, l'existence de bosons médiateurs appelés gluons [4]. En ce qui concerne l'interaction faible, elle fut unifiée avec l'interaction électromagnétique et décrite par le modèle de Glashow-Weinberg-Salam (GSW, 1964) [5] [6]. Ce modèle prédit l'existence des bosons W^\pm et Z , médiateurs de l'interaction et découverts au CERN en 1983 [7], mais aussi d'un boson scalaire, appelé

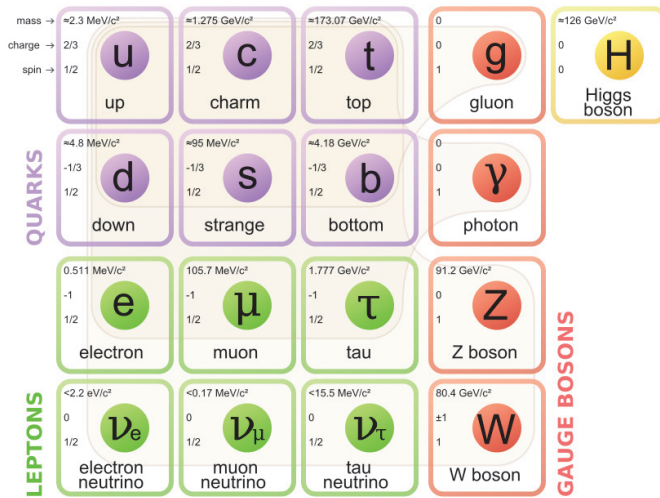


FIG. 1.2: Classification des particules élémentaires du Modèle Standard

boson de Brout-Englert-Higgs (ou plus communément boson de Higgs) afin d'expliquer l'origine de la masse des autres particules [8] [9] [10]. Une particule compatible avec le boson de Higgs fut découverte en 2012 au CERN, auprès du grand collisionneur de hadron (LHC) par les expériences ATLAS et CMS. Cette récente découverte pourrait alors marquer l'aboutissement du Modèle Standard, qui serait alors complet.

1.1.2 Particules et Interactions

Après avoir introduit la physique des particules sous un angle historique, nous allons maintenant donner une vue d'ensemble du Modèle Standard en énumérant et classifiant les particules élémentaires connues, tout en citant leurs propriétés générales. Cette vue d'ensemble peut être illustrée par la figure 1.2. Le Modèle Standard parvient à décrire la structure de la matière connue ainsi que trois des quatre interactions fondamentales dans l'Univers (électromagnétisme, interactions nucléaires forte et faible) à partir d'un nombre restreint de particules élémentaires. On peut diviser ces particules en deux grandes familles, les fermions et les bosons, selon leur spin, ou moment cinétique intrinsèque.

Fermions

Les fermions sont des particules de spin demi-entier, les fermions élémentaires ayant un spin 1/2 dans le cadre du Modèle Standard. Ils obéissent à la statistique de Fermi-Dirac et respectent le principe de Pauli, c'est à dire que deux fermions ne peuvent occuper le même état quantique. On peut les voir comme les constituants ou "briques" de la matière. Les fermions sont divisés en deux sous-familles : les leptons et les quarks. On compte trois générations de fermions au sein de ces sous-familles, chaque génération correspondant à une paire de leptons et de quarks. La masse des particules augmente avec la génération,

et sur Terre à basse énergie on ne trouve que des fermions de première génération. Les fermions des deux générations suivantes peuvent être trouvés à l'état naturel dans les rayons cosmiques, ou peuvent être produits artificiellement par les collisionneurs de particules. Ce sont des particules instables, qui se désintègrent au bout d'un certain temps en des particules de première génération. Enfin à chaque particule est associée une antiparticule qui possède la même masse mais des nombres quantiques internes, telle la charge électrique, opposés. Pour une raison jusqu'ici inexpliquée, l'Univers contient seulement de la matière, l'antimatière n'apparaissant que dans des environnements de très haute énergie (rayons cosmiques, collisionneurs de particules).

Les leptons sont des fermions qui ne sont pas sensibles à l'interaction forte. Leur nom vient du grec "leptos" qui signifie léger, ce qui constitue un abus de langage. En effet, ce nom a été choisi car le premier lepton découvert a été l'électron e^- , qui a une masse de 511 keV, ce qui est très léger par rapport aux noyaux atomiques par exemple. L'électron possède une charge électrique négative $-e = -1.6 \times 10^{-19}$ C. On lui associe une particule neutre de masse nulle dans le cadre du Modèle Standard, le neutrino électronique ν_e . En réalité, le neutrino a une masse extrêmement faible mais non nulle. De part sa faible masse, sa neutralité électrique et sa nature leptonique, le neutrino n'est sensible qu'à l'interaction faible, ce qui fait qu'il n'interagit quasiment pas avec le reste de la matière, en témoignent les milliards de neutrinos traversant la Terre chaque seconde. Les deux autres générations de leptons, sont de même constituées d'un lepton massif et chargé négativement, qui sont le muon μ^- , d'une masse de 105 MeV, et le tau τ^- , d'une masse de 1.78 GeV ¹, associé à une particule neutre de très faible masse, qui sont les neutrinos muoniques ν_μ et tauiques ν_τ [11]. On dit que les électrons, muons et taus définissent les trois saveurs leptoniques. Le changement de saveur au sein d'une même génération peut se faire via l'interaction faible. Concernant les neutrinos, un point intéressant est qu'ils peuvent osciller, c'est à dire se transformer en neutrinos de saveur différente [12]. Ce phénomène est une preuve indirecte qu'ils ne peuvent pas avoir une masse nulle. Enfin, les antiparticules associées à ces leptons sont le positron e^+ , l'antimuon μ^+ , l'antitau τ^+ et leurs anti-neutrinos associés $\bar{\nu}_{e,\mu,\tau}$. Une question ouverte intéressante a trait à la relation entre les neutrinos et leurs antineutrinos, à savoir si les neutrinos sont leur propre antiparticule ("neutrinos de Majorana") ou non ("neutrinos de Dirac")

Les quarks sont au contraire des fermions sensibles à l'interaction forte. Ils portent une charge électrique fractionnaire : pour chaque génération il existe un quark de charge $+2/3$ et un quark de charge $-1/3$. Le quark up u , de masse 2.3 MeV, et le quark down d , de masse 4.8 MeV, forment la première génération ; le charm c , de masse 1.2 GeV et le strange s , de masse 95 MeV, forment la deuxième ; le top t , de masse 173 GeV, et le bottom b , de masse 4.18 GeV, forment la troisième. On peut noter que les quarks possèdent des masses très variées, le quark top étant la particule la plus lourde du Modèle Standard. Comme pour les leptons, ces six quarks définissent six saveurs, le changement de saveur au sein d'une génération étant possible sous l'effet de l'interaction faible. De plus, les quarks interagissent entre eux sous l'effet de l'interaction forte car il portent une charge dite de couleur, qui peut-être verte, rouge ou bleue. On associe aux six quarks leurs antiparticules $\bar{u}, \bar{d}, \bar{c}, \bar{s}, \bar{t}, \bar{b}$, de charge et couleur (antiverde, antirouge et antibleue)

¹D'où l'abus de langage pour le terme "lepton".

opposées. Contrairement aux leptons, les quarks ne peuvent pas exister de manière isolée dans la nature, comme on le verra dans le descriptif de l'interaction forte. Ils existent sous forme d'états liés qu'on appelle les hadrons. Ces états liés doivent être de couleur nulle (ou blanche), qu'on obtient par le mélange vert-rouge-bleu, ou bien le mélange d'une couleur et son anti-couleur. Ainsi, il existe deux familles de hadrons : les baryons, qui sont formés de 3 quarks, et les mésons, qui sont formés d'un quark et son anti-quark ². Deux hadrons constitués à partir des quarks de première génération composent la matière ordinaire : le proton, constitué de deux quarks up et un down (ce qui lui donne une charge +1) et le neutron, constitué d'un quark up et deux down (ce qui lui donne une charge nulle). La masse des hadrons ne correspond par contre pas à la somme des masses des quarks qui les constituent, mais provient d'effets dus à l'interaction forte.

Bosons

Les bosons sont des particules de spin entier. Ils obéissent à la statistique de Bose-Einstein ce qui signifie entre autres que plusieurs bosons peuvent se retrouver dans le même état quantique. On distingue les bosons de spin 1, qu'on appelle les bosons vecteurs, et les bosons de spin 0, qu'on appelle les bosons scalaires.

Les bosons vecteurs sont des particules permettant de véhiculer les interactions fondamentales du Modèle Standard.

Tout d'abord, le photon γ est le médiateur de l'interaction électromagnétique, c'est à dire que deux particules chargées électriquement peuvent s'attirer ou se repousser en échangeant un photon. Pour rappel, cette interaction est responsable de la cohésion des atomes et est à la base de nombreux phénomènes macroscopiques, notamment la chimie ou l'optique. Elle est de portée infinie, ce qui est relié au fait que le photon a une masse nulle, et décroît en $1/r^2$.

Les gluons g , qui sont au nombre de huit, sont les bosons vecteurs associés à l'interaction nucléaire forte. Cette interaction, qui concerne seulement les particules possédant une charge de couleur, est responsable du confinement des quarks au sein des hadrons, et de façon indirecte du confinement des nucléons au sein des noyaux atomiques, ce qui permet la stabilité de la matière. Les gluons sont eux aussi sans masse, pourtant l'interaction forte est de portée limitée, de l'ordre de 10^{-15} m (taille des noyaux atomiques). Ceci s'explique par le fait qu'au delà d'un certain seuil de séparation entre deux quarks, la création d'une paire quark - antiquark est énergétiquement plus favorable que l'augmentation du potentiel d'interaction. Cela implique que les quarks ne puissent jamais se comporter comme des particules libres excepté sur de très courtes distances, et donc qu'on ne puisse jamais les observer de façon isolée mais seulement sous la forme d'état liés, les hadrons. L'interaction forte tire son nom du fait qu'elle est l'interaction de plus forte intensité, environ cent fois supérieure à celle de l'interaction électromagnétique (en se plaçant à très courte échelle : 10^{-18} m)

²Il existerait toutefois des baryons et mésons plus exotiques : les pentaquarks (composés de 5 quarks) et les tétraquarks (composés de 2 quarks et leurs antiquarks).

Quant à l'interaction nucléaire faible, elle est transmise par les bosons W^+ , W^- et Z . Cette interaction, qui agit sur tous les fermions, a pour effet principal d'être responsable de la radioactivité β , en transformant un proton en neutron. En effet, des changements de saveurs parmi les fermions peuvent être effectués par le biais des bosons chargés W^\pm . Mais il existe aussi des interactions faibles sans changement de saveur, par le biais du boson neutre Z . Les bosons vecteurs de l'interaction faible sont massifs : les bosons W^\pm ont une masse de 80 GeV, tandis que le boson Z a une masse de 91 GeV. Ceci implique que cette interaction soit de portée limitée, de l'ordre de 10^{-18} m. Enfin comme son nom l'indique, celle-ci est de faible intensité : environ cent fois inférieure à celle de l'interaction électromagnétique.

Pour comparer l'intensité des différentes interactions, on a dû se placer à une échelle donnée (la plus grande distance à laquelle ces interactions coexistent). Ceci est dû au fait que les constantes de couplages de ces interactions, qui définissent leur intensité, varient avec l'énergie, selon une équation différentielle dite du groupe de normalisation. En particulier, à très haute énergie, ces constantes ont des valeurs proches. Cependant elles ne convergent pas vers une unique valeur, ce qui est un frein aux tentatives d'unification de ces trois interactions dans le cadre du Modèle Standard.

Enfin, la dernière interaction fondamentale, la gravitation, n'est pas incluse dans le Modèle Standard. Responsable de l'attraction entre les corps massifs, de portée infinie, elle a de nombreux effets à l'échelle macroscopique, et est l'interaction dominante à l'échelle cosmique. Pourtant, elle est d'une intensité extrêmement faible : 10^{-35} fois inférieure à celle de l'électromagnétisme (à une échelle de 10^{-18} m) ! De ce fait, elle est négligeable dans la description des phénomènes microscopiques. Sa prédominance à l'échelle macroscopique s'explique par la portée limitée des interactions faibles et fortes, et par le fait que les charges électriques se neutralisent à grande échelle. Un des grands challenges actuels est de construire un modèle théorique permettant de l'inclure au même titre que les trois autres interactions : ce sont les théories de gravité quantique. En effet, bien que d'intensité négligeable à l'échelle 10^{-18} m, on s'attend à ce que la gravité joue un rôle important à l'échelle de Planck (10^{-35}), étant donné que les valeurs des constantes de couplages des différentes interactions se rapprochent à haute énergie. Or, une description complète de la Nature est nécessaire à cette échelle pour comprendre des problèmes tels que les premiers instants de l'Univers ou la physique des trous noirs. Dans certaines théories de gravité quantique, un candidat générique semblable aux bosons vecteurs est introduit en tant que médiateur de la gravitation : c'est le graviton, qui aurait un spin de 2 et une masse nulle.

Les bosons scalaires sont des particules de spin nul. Il n'en existe qu'un seul dans le cadre du Modèle Standard : le boson de Higgs H . Celui-ci participe à un mécanisme permettant de conférer leur masse aux autres particules élémentaires. Il joue de ce fait un rôle central dans le Modèle Standard. Ce mécanisme sera décrit en détail dans la section 1.3. Le boson de Higgs a été activement recherché auprès des collisionneurs de particules depuis plusieurs décennies, et une particule compatible avec celui-ci, d'une masse de 125 GeV, a été découverte en 2012 au CERN, comme on le verra plus en détail dans la section 1.4 Les recherches actuelles tentent de déterminer s'il s'agit effectivement du boson de Higgs du Modèle Standard, ou bien d'une particule semblable mais descriptible dans un cadre théorique au delà du Modèle Standard.

1.2 Formalisme mathématique du Modèle Standard

1.2.1 Le concept de champ

Le formalisme sur lequel repose le Modèle Standard s'appelle la théorie quantique des champs. Le principe est d'associer à chaque type de particule une grandeur physique complexe $\varphi(x^\mu)$, appelée champ, définie en tout point de l'espace et du temps $x^\mu = (\vec{x}, t)$. Ce champ est quantifié selon différents niveaux d'énergie : l'état de plus basse énergie correspond à l'état du vide, tandis que les états d'ordre n décrivent des états où n particules sont présentes. De cette manière, pour chaque type de particule un seul champ permet théoriquement de décrire l'ensemble de ces particules dans l'Univers. La description de la dynamique et des interactions des particules est contenue dans le lagrangien ³ \mathcal{L} , qui est une fonction des champs et de leurs dérivées partielles. Le lagrangien vérifie les équations d'Euler-Lagrange :

$$\partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \varphi)} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \varphi} = 0 \quad (1.1)$$

avec $\partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu}$

Le premier champ auquel on peut s'intéresser est le champ fermionique de spin 1/2, qu'on notera ψ . Il fut introduit en tant que solution de l'équation de Dirac, équation fondamentale permettant de décrire la dynamique d'une particule libre de haute énergie, en mariant les principes de la mécanique quantique et ceux de la relativité restreinte :

$$(i\gamma_\mu \partial^\mu - m)\psi = 0 \quad (1.2)$$

γ_μ sont des matrices complexes appelées matrices de Dirac, m est la masse de la particule considérée.

La solution de cette équation est un spineur, c'est à dire un objet à 4 composantes de champs :

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix}$$

Les 4 composantes du spineur correspondent à 2 états de spin (+1/2 et -1/2), couplés à 2 états d'énergie (positive et négative, ce qui correspond à une particule et une anti-particule). Le spineur ψ permet donc bien de décrire un fermion.

Le lagrangien associé au champ fermionique libre est le lagrangien de Dirac :

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi \quad (1.3)$$

avec $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$

ψ^\dagger étant l'hermitien conjugué de ψ .

On peut remarquer que ce lagrangien vérifie bien les équations d'Euler-Lagrange.

³C'est en réalité un abus de langage : ici \mathcal{L} est la densité lagrangienne, le lagrangien L au sens de la mécanique analytique s'obtenant par $L = \int \mathcal{L} dx^\mu$.

1.2.2 Le concept de symétrie

Pour intégrer les interactions à notre cadre théorique, il faut faire appel au concept de symétrie. En effet, le théorème de Noether [13] nous apprend qu'à chaque grandeur physique qui se conserve dans la Nature on peut associer une transformation de symétrie. Ces symétries fondamentales se reflètent dans la structure du lagrangien, et permettent de faire apparaître les interactions et les bosons de jauge associés dans le cas des symétries dites continues. Les transformations de symétries continues peuvent être décrites dans le cadre de la théorie des groupes. En physique des particules, on s'intéressera plus particulièrement aux groupes unitaires, ou spéciaux-unitaires ⁴, car ils assurent la conservation de la probabilité d'un processus quel que soit le référentiel. De façon imagée on peut voir les transformations associées à ces groupes comme des rotations dans un espace complexe.

De par leur nature quantique, les champs fermioniques sont définis à une phase près, ce qui signifie que le lagrangien est invariant sous la transformation :

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{i\theta} \psi(x) \quad (1.4)$$

On peut ainsi choisir la phase θ du champ, on dit qu'il y a invariance de jauge globale.

Mais pour être plus général, on voudrait que le lagrangien soit invariant sous transformation de jauge locale, c'est à dire quand la phase varie localement : $\theta \rightarrow \theta(x)$. Une telle transformation peut s'écrire de manière générale :

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{i\theta_a(x)T^a} \psi(x) \quad (1.5)$$

où les T^a sont les générateurs d'un groupe de symétrie associé au champ ψ .

Si le lagrangien de Dirac est invariant sous transformation de jauge globale, il ne l'est pas sous transformation de jauge locale. Pour le rendre invariant, il faut remplacer la dérivée usuelle ∂_μ par la dérivée covariante D_μ définie par :

$$D_\mu = \partial_\mu - igA_\mu^a(x)T_a \quad (1.6)$$

On a fait apparaître des nouveaux champs A_μ^a , dits champs de jauge, qui vont être associés aux bosons de jauge. Ces champs se transforment selon :

$$A_\mu^a T_a \rightarrow A_\mu^{a'} T_a = e^{-i\theta_a T^a} A_\mu^a T_a e^{i\theta_a T^a} + \frac{1}{g} (\partial_\mu \theta_a) T^a \quad (1.7)$$

En définissant le tenseur de jauge :

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (1.8)$$

où f^{abc} sont les constantes de structure du groupe, définies par :

⁴Un groupe spécial-unitaire est un groupe dont les éléments sont des matrices U vérifiant :

- $\det(U) = 1$ (spécial)
- $U^\dagger U = U U^\dagger = \mathbb{I}$ (unitaire)

$$[T_a, T_b] = if^{abc}T_c \quad (1.9)$$

on obtient une expression générale pour un lagrangien invariant de jauge local, qu'on appelle lagrangien de Yang-Mills :

$$\mathcal{L}_{YM} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi + g\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu^a T_a \psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} \quad (1.10)$$

Le premier terme décrit la cinématique des fermions. Le deuxième terme décrit les interactions entre fermions et bosons de jauge. Le troisième terme décrit la cinématique des bosons de jauge, ainsi que les interactions entre bosons de jauge.

Pour construire le lagrangien du Modèle Standard, il suffit alors de choisir les groupes de symétries appropriés et les champs fermioniques concernés pour chaque interaction fondamentale.

Par ailleurs, il existe trois symétries dites discrètes dans la Nature, qui contraignent les processus du Modèle Standard. Il s'agit de la symétrie de parité P (invariance par inversion des coordonnées spatiales), de conjugaison de charge C (invariance par inversion des nombres quantiques) et de renversement du temps T . Ces symétries peuvent être violées individuellement, ainsi que la combinaison CP dans le cadre de l'interaction faible, mais la combinaison CPT ne peut être violée dans le cas du Modèle Standard sous peine de violer le principe de causalité [14].

1.2.3 Le Lagrangien du Modèle Standard

Dans la description suivante, nous allons utiliser des champs fermioniques génériques : e correspondra à l'électron, au muon et au tau, ν correspondra aux trois types de neutrinos, u correspondra aux quarks up, charm et top, d correspondra aux quarks down, strange et bottom. De plus, chaque champ ϕ peut être décomposé selon deux états de chiralité gauche et droite, ϕ_L et ϕ_R , avec $\phi = \phi_L + \phi_R$ ⁵.

Le groupe U(1) et l'interaction électromagnétique

On va associer à l'interaction électromagnétique le groupe unitaire de dimension 1, U(1). Ce modèle s'appelle l'électrodynamique quantique, ou QED.

Le groupe U(1) possède un seul générateur, l'opérateur unité $\mathbb{1}$. C'est un groupe abélien, car l'opérateur unité commute avec lui-même, et donc l'écriture du lagrangien de l'électromagnétisme va être simplifiée. Le champ ψ considéré dans ce modèle peut correspondre à n'importe quel champ fermionique chargé, soit e , u ou d . Ce champ ψ se transforme sous U(1) selon :

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{i\alpha(x)}\psi(x) \quad (1.11)$$

⁵La chiralité est l'équivalent de l'hélicité, qui est la projection du spin d'une particule sur son vecteur impulsion, dans le cas d'une particule de masse nulle. Plus généralement, elle se définit

selon : $\phi_L = \frac{1+\gamma^5}{2}\phi$ et $\phi_R = \frac{1-\gamma^5}{2}\phi$, avec $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$.

La dérivée covariante s'écrit :

$$D_\mu = \partial_\mu - iqA_\mu \quad (1.12)$$

q est la charge électrique du fermion associé au champ ψ , A_μ est le champ associé au photon. Il se transforme selon :

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha \quad (1.13)$$

Le tenseur de jauge, appelé aussi tenseur de Maxwell est :

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (1.14)$$

On obtient finalement le lagrangien de la QED :

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi + q\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.15)$$

On voit que ce lagrangien décrit correctement l'électromagnétisme, à savoir des interactions entre fermions chargés transmises par un photon, d'intensité dépendant de la charge du fermion.

Le groupe SU(2) et l'interaction faible

Pour décrire l'interaction faible, on peut utiliser le groupe spécial unitaire de dimension 2, SU(2). Ceci peut-être motivé par le fait que ce groupe possède 3 générateurs, or on suspectait à juste titre que trois bosons de jauge participaient à l'interaction faible. Ces générateurs sont les matrices de Pauli :

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Elles vérifient la relation de commutation :

$$[\tau_i, \tau_j] = i\epsilon^{ijk}\tau_k \quad (1.16)$$

où ϵ^{ijk} est le tenseur anti-symétrique de Levi-Civita ⁶.

Comme le groupe est de dimension 2, on va traiter des doublets de champs fermioniques, regroupant les quarks ou les leptons d'une génération. De plus, des observations expérimentales ont montré que l'interaction faible ne s'appliquait que sur des champs de chiralité gauche. On considère donc ici :

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$$

⁶

$$\epsilon^{ijk} = \begin{cases} 1 & \text{si } \epsilon^{ijk} = (1, 2, 3); (2, 3, 1); (3, 1, 2) \\ -1 & \text{si } \epsilon^{ijk} = (1, 3, 2); (2, 1, 3); (3, 2, 1) \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (1.17)$$

Ces champs se transforment selon :

$$\psi_L(x) \rightarrow \psi'_L(x) = e^{i\frac{\beta_a(x)}{2}\tau_a}\psi_L(x) \quad (1.18)$$

La dérivée covariante est :

$$D_\mu = \partial_\mu - i\frac{g}{2}W_\mu^a\tau_a \quad (1.19)$$

Dans ce modèle, les 3 champs W_μ^a peuvent s'apparenter aux bosons de l'interaction faible, mais ils ne correspondent pas exactement aux bosons physiques W^+ , W^- , Z . Pour obtenir ces bosons physiques, il faut utiliser le modèle d'unification électrofaible.

Le groupe $U(1) \times SU(2)$ et l'unification électrofaible

L'unification électrofaible (EWK) consiste à décrire simultanément l'interaction électromagnétique et l'interaction faible en utilisant le produit de leur groupe de symétrie respectif : $SU(2) \times U(1)$.

On considère $\psi_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$ et $\psi_R = e_R, u_R, d_R$ (ν_R ⁷)

Les champs se transforment sous $SU(2) \times U(1)$ comme :

$$\psi_L(x) \rightarrow \psi'_L(x) = e^{i\frac{\beta_a(x)}{2}\tau_a} e^{i\frac{\alpha(x)}{2}Y} \psi_L(x) \quad (1.20)$$

$$\psi_R(x) \rightarrow \psi'_R(x) = e^{i\frac{\alpha(x)}{2}Y} \psi_L(x) \quad (1.21)$$

Y est un nombre quantique qu'on appelle l'hypercharge.

Les dérivées covariantes correspondantes sont :

$$D_\mu^L = \partial_\mu - i\frac{g}{2}W_\mu^a\tau_a - i\frac{g'}{2}B_\mu \quad (1.22)$$

$$D_\mu^R = \partial_\mu - i\frac{g'}{2}B_\mu \quad (1.23)$$

où W_μ^a et B_μ sont les champs de jauge associés aux groupes $SU(2)$ et $U(1)$.

On définit les tenseurs de jauge correspondant :

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g\epsilon^{abc}W_\mu^b W_\nu^c \quad (1.24)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (1.25)$$

⁷Le neutrino n'étant sensible qu'à l'interaction faible, et celle-ci n'agissant que sur les champs de chiralité gauche, le neutrino droit ne participe à aucun phénomène physique donc on considère qu'il n'existe pas dans le cadre du Modèle Standard.

Finalement on obtient une expression pour le lagrangien électrofaible à partir de 1.10 (on ne considère pas pour l'instant le terme de masse des fermions) :

$$\mathcal{L}_{EWK} = \bar{\psi}_L \gamma^\mu \left(i\partial_\mu - \frac{g}{2} W_\mu^a \tau_a - \frac{g'}{2} Y B_\mu \right) \psi_L + \bar{\psi}_R \gamma^\mu \left(i\partial_\mu - \frac{g'}{2} Y B_\mu \right) \psi_R - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} \quad (1.26)$$

On peut ensuite définir les champs :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (1.27)$$

$$Z_\mu = B_\mu \cos \theta_W + W_\mu^3 \sin \theta_W \quad (1.28)$$

$$A_\mu = -B_\mu \sin \theta_W + W_\mu^3 \cos \theta_W \quad (1.29)$$

Ces champs vont correspondre aux champs associés aux bosons W^+, W^-, Z et au photon.

θ_W est l'angle de Weinberg, qui est une constante fondamentale de la physique des particules. Il vérifie la relation :

$$\tan \theta_W = \frac{g'}{g} \quad (1.30)$$

De plus, en choisissant adéquatement la valeur de l'hypercharge, et en introduisant le nombre quantique d'isospin T_3 (qui vaut $+1/2$ pour la première composante des doublets de champs gauche, $-1/2$ pour la deuxième composante, et 0 pour les champs droits), on peut définir la charge électrique de chaque fermion grâce à la formule de Gell-Mann - Nishijima :

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.31)$$

On peut aussi définir la charge électrique élémentaire :

$$e = g \sin \theta_W \quad (1.32)$$

A partir de ces définitions, et en développant ce lagrangien, on pourra vérifier que ce modèle décrit naturellement les interactions électromagnétiques et faibles. En effet, on peut retrouver des termes d'interactions :

- entre deux fermions chargés et le photon, d'intensité proportionnelle à la charge du fermion,
- entre deux fermions de chiralité gauche, et de saveur différente, et les bosons W ,
- entre deux fermions de chiralité gauche, et de même saveur, et le boson Z .

Mais aussi :

- entre un boson W^+ , un boson W^- et un boson Z (ou un photon),
- entre un boson W^+ , un boson W^- et deux bosons Z (ou deux photons),
- entre deux bosons W^+ et deux bosons W^- .

Enfin, des observations expérimentales ont montré que les états physiques de quarks étaient en fait des mélanges des états propres de saveur de l'interaction faible correspondant aux différentes générations. Si l'on note d , s , b les champs correspondant aux états physiques de quark down, strange et bottom, et d' , s' et b' les champs correspondant aux états propres de l'interaction faible (correspondant au champ générique que l'on notait précédemment d), alors on a la relation :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

V_{CKM} est la matrice de Cabibbo–Kobayashi–Maskawa [15], [16], et toutes ses composantes sont connues avec une bonne précision. La partie du lagrangien électrofaible décrivant l'interaction des quarks avec les bosons W (le lagrangien des courants chargés) peut alors s'écrire :

$$\mathcal{L}_{CC} = \sum_{q_a=u,c,t} \sum_{q_b=d,s,b} -\frac{g}{\sqrt{2}} \left(\overline{q_{a,L}} \gamma_\mu \sum_b V_{ab} q_{b,L} W_+^\mu + \overline{q'_{a,L}} \gamma_\mu \sum_b V_{ab}^* q_{b,L} W_-^\mu \right) \quad (1.34)$$

Le groupe SU(3) et l'interaction forte

Enfin, dans le cadre de la chromodynamique quantique (QCD) on va associer à l'interaction forte le groupe spécial unitaire de dimension 3, SU(3). Ce groupe possède 8 générateurs $T_a = \frac{1}{2} \lambda_a$, où les λ_a sont les matrices de Gell-Mann. On notera les constantes de structure du groupe SU(3) f^{abc} . Le groupe étant de dimension 3, on va considérer des triplets de champs de quarks :

$$Q = \begin{pmatrix} q_V \\ q_R \\ q_B \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

q_V , q_R et q_B constituent des états propres dits de couleurs, possédant une charge de couleur rouge, verte et bleue.

Ces champs se transforment selon :

$$Q(x) \rightarrow Q'(x) = e^{i \frac{\varepsilon_a(x)}{2} \lambda_a} Q(x) \quad (1.36)$$

La dérivée covariante est :

$$D_\mu = \partial_\mu - i \frac{g_s}{2} G_\mu^a \lambda_a \quad (1.37)$$

g_s est la constante d'interaction de l'interaction forte. Les champs G_μ^a sont associés aux gluons. Ils sont au nombre de 8.

Après avoir défini le tenseur de jauge de l'interaction forte :

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu + g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (1.38)$$

On peut écrire le lagrangien de la QCD :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{Q}\gamma^\mu \left(i\partial_\mu - \frac{g_s}{2} G_\mu^a \tau_a \right) Q - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (1.39)$$

L'interaction forte est ainsi décrite à partir d'interactions entre quarks, portant une charge de couleur, transmises par des gluons. On peut voir de plus qu'il existe des termes d'interactions entre 3 et 4 gluons.

Plus rigoureusement, il est nécessaire d'ajouter des termes dans le lagrangien de la QCD. Il s'agit du lagrangien de "gauge fixing" \mathcal{L}_{GF} (qui permet de calculer le propagateur du gluon), et du lagrangien de Fadeev-Popov \mathcal{L}_{FP} (qui fait intervenir des champs "fantômes" qui servent à annuler des degrés de liberté non physiques dans le propagateur du gluon). Ces termes n'ont aucune implication phénoménologique. Ainsi, le lagrangien effectif de la QCD s'écrit :

$$\mathcal{L}_{QCD,eff} = \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_{GF} + \mathcal{L}_{FP} \quad (1.40)$$

Le groupe $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ et le Modèle Standard

Pour résumer, le Modèle Standard fournit une description formelle des interactions fortes, faibles et électromagnétiques. On dit que le groupe de symétrie associé au Modèle Standard, qui correspond au produit des groupes de symétries décrivant chaque interaction, est $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. L'indice C fait référence à la charge de couleur présente dans l'interaction forte, l'indice L fait référence au fait que l'interaction faible n'agit que sur les champs de chiralité gauche, tandis que l'indice Y fait référence à l'hypercharge.

Si la description des interactions est maintenant complète, un aspect reste pour l'instant inexpliqué : l'origine de la masse des particules. Nous n'avons vu aucun moyen d'introduire la masse des bosons de jauge, et la façon d'introduire la masse des fermions lors de la description de la QED est arbitraire, et ne fonctionne pas dans le modèle électrofaible. Il va donc falloir faire appel à un mécanisme supplémentaire pour expliquer cet aspect : le mécanisme de Brout-Englert-Higgs, que nous allons détailler dans la section suivante. Les lagrangiens associés à ce mécanisme se notent \mathcal{L}_{Higgs} et \mathcal{L}_{Yukawa} . Au final, le lagrangien complet du Modèle Standard est donc :

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{EWK} + \mathcal{L}_{QCD,eff} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (1.41)$$

1.3 Le boson de Higgs dans le Modèle Standard

1.3.1 Le problème de la masse

Nous avons vu que dans le cas d'un fermion libre, il est possible d'avoir un terme de masse dans le lagrangien permettant de vérifier l'équation de Dirac, c'est à dire respectant à la fois les principes de la mécanique quantique et de la relativité restreinte. Ce terme de masse est :

$$m\bar{\psi}\psi \quad (1.42)$$

Si l'on peut utiliser ce même terme dans le lagrangien de la QED, on va se rendre compte rapidement que ce n'est pas possible dans le cas électrofaible. En effet, si on le décompose sur les deux états de chiralité on a :

$$m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) \quad (1.43)$$

Les composantes ψ_L et ψ_R se transformant différemment sous $SU(2) \times U(1)$, ce terme de masse n'est pas invariant de jauge local et donc ne peut pas être incorporé explicitement dans le lagrangien car il brise sa symétrie.

De même, par analogie avec les fermions et par analyse dimensionnelle ⁸, on voudrait avoir un terme de masse pour les bosons de jauge de la forme :

$$m^2\bar{\varphi}\varphi \quad (1.44)$$

Cependant, on peut démontrer à partir de la loi de transformation des champs de jauge 1.7 que ce terme n'est pas non plus invariant de jauge local.

Dans les années 60, les physiciens ont donc cherché un moyen d'incorporer un terme de masse pour des bosons de jauge, car on savait à l'époque que les bosons médiateurs de l'interaction faible étaient massifs. En se basant sur les travaux de Salam notamment [6], Brout, Englert et Higgs ⁹ proposèrent ainsi en 1964 un mécanisme qui porte leur nom, permettant de résoudre les problématiques liées à la masse dans le Modèle Standard, en introduisant une brisure spontanée de la symétrie électrofaible [8] [9] [10].

1.3.2 Brisure spontanée de symétrie et mécanisme de Higgs

Une brisure spontanée de symétrie a lieu lorsqu'un système physique ne respecte pas les symétries des équations le décrivant. Par analogie, les équations décrivant un bâton posé à la verticale sont invariantes par rotation, mais le bâton va tout de même tomber dans une direction particulière arbitraire.

Plus formellement, le mécanisme de Higgs consiste au départ à introduire un doublet complexe de champ scalaire, d'hypercharge +1, invariant sous $SU(2) \times U(1)$:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.45)$$

Le champ scalaire, censé décrire une particule massive de spin 0, avait été conceptualisé quelques décennies auparavant à partir de l'équation de Klein-Gordon, visant comme l'équation de Dirac à concilier mécanique quantique et relativité restreinte.

Une écriture générale pour le lagrangien associé à ce doublet de champ scalaire est :

$$\mathcal{L}_{scalaire} = (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - V(\phi) \quad (1.46)$$

⁸En terme d'énergie, les champs fermioniques sont de dimension 3/2 et les champs bosoniques de dimension 1. Tous les termes contenus dans la densité lagrangienne \mathcal{L} doivent être de dimension 4 en énergie pour que le lagrangien au sens de la mécanique analytique L soit sans dimension.

⁹auxquels il faut associer Hagen, Guralnik et Kibble...

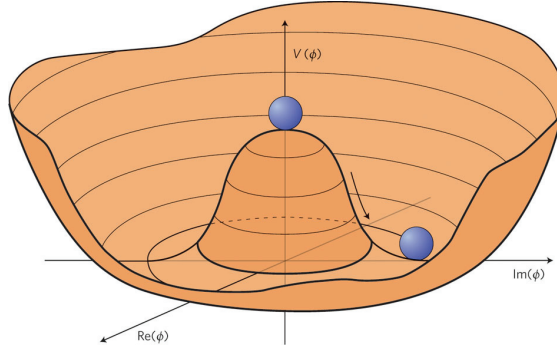


FIG. 1.3: Potentiel associé au champ de Higgs

V est le potentiel scalaire, dont on choisit une forme générale :

$$V(\phi) = \mu^2(\phi^\dagger\phi) + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \quad (1.47)$$

Dans le cas $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$, ce potentiel, représenté par la célèbre figure 1.3 dite du "chapeau mexicain", admet un minimum correspondant à un état d'énergie non nulle :

$$\phi_0^\dagger\phi_0 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = v^2 \quad (1.48)$$

On appelle v l'énergie du vide. Bien que le minimum du potentiel soit invariant par rotation, l'état du vide ϕ_0 est unique donc il doit prendre une direction privilégiée, qu'on peut choisir telle que :

$$\phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.49)$$

Le potentiel scalaire introduit donc une brisure spontanée de symétrie.

Dès lors, on peut réécrire le champ scalaire, qu'on appellera maintenant champ de Higgs, en le développant autour de l'état du vide et en effectuant une transformation de jauge $SU(2)$ adéquate :

$$H = e^{i\frac{\beta_a}{2}\tau^a}\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} \quad (1.50)$$

Étant donné que $SU(2)$ possède 3 générateurs, le nombre de degrés de liberté associés au champ scalaire est passé de 4 à 1. On associe aux trois degrés de liberté qu'on a fixés β_a des particules virtuelles, appelées bosons de Goldstone [17]. De façon imagée, on dit que les bosons de l'interaction faible vont acquérir une masse en absorbant ces bosons de Goldstone. Le degré de liberté restant h est associé à un boson scalaire massif : le boson de Higgs.

Dès lors, à partir de 1.46, 1.22, 1.50, on peut réécrire le lagrangien scalaire, qu'on appellera maintenant lagrangien de Higgs.

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \frac{1}{2} \left[\left(\partial_\mu - i\frac{g}{2}W_\mu^a\tau_a - i\frac{g'}{2}B_\mu \right) \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} \right]^\dagger \left[\left(\partial_\mu - i\frac{g}{2}W_\mu^a\tau_a - i\frac{g'}{2}B_\mu \right) \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} \right] - V(H^\dagger H) \quad (1.51)$$

En développant, et en faisant apparaître les champs associés aux bosons W^\pm , Z et au photon comme dans 1.27, 1.28, 1.29, on peut retrouver les termes suivants :

$$- m_W^2 W_\mu^+ W^{\mu-}, \quad \frac{1}{2} m_Z^2 Z_\mu Z^\mu$$

en posant $m_W = \frac{gv}{2}$ et $m_Z = \frac{gv}{2\cos\theta_W} = \frac{m_W}{\cos\theta_W}$

On a fait apparaître naturellement des termes de masse pour les bosons de jauge de l'interaction faible par le biais de leur interaction avec le champ de Higgs. Par contre, du fait de l'hypercharge du champ de Higgs, on a aucun terme proportionnel à $A_\mu A^\mu$. Ceci explique pourquoi le photon est sans masse.

$$- \frac{1}{2} m_h^2 h^2, \quad \text{en posant } m_H = \sqrt{-2\mu^2}$$

C'est le terme de masse du boson de Higgs.

$$- \frac{2m_W^2}{v} W_\mu^+ W^{\mu-} h, \quad \frac{m_Z^2}{v} Z_\mu Z^\mu h, \quad \frac{m_W^2}{v^2} W_\mu^+ W^{\mu-} h^2, \quad \frac{m_Z^2}{2v^2} Z_\mu Z^\mu h^2$$

Ce sont les termes décrivant les interactions entre les bosons vecteurs et un ou deux bosons de Higgs, d'intensité proportionnelle au carré de la masse des bosons vecteurs. Là encore, on voit que le boson de Higgs n'interagit pas avec le photon ce qui explique que ce dernier soit de masse nulle.

$$- \frac{m_h^2}{2v} h^3, \quad \frac{m_h^2}{8v^2} h^4$$

Ce sont les termes d'interactions entre trois ou quatre bosons de Higgs.

Le mécanisme de Brout-Englert-Higgs permet donc de résoudre le problème de la masse des bosons de jauge : celle ci provient de leur couplage avec un doublet de champ scalaire complexe, le champ de Higgs, dont un boson scalaire, le boson de Higgs, est le reliquat.

1.3.3 Interactions de Yukawa

L'explication de l'origine de la masse des fermions n'est par contre pas une conséquence naturelle du mécanisme de Brout-Higgs-Englert. Il faut ainsi faire appel à un mécanisme supplémentaire : l'interaction de Yukawa. Ce modèle postule, par analogie avec les bosons, que la masse des fermions a pour origine une interaction entre les champs fermioniques et le champ de Higgs. Cette interaction est décrite par le lagrangien de Yukawa :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -y(\bar{\psi}_R H^\dagger \psi_L + \bar{\psi}_L H \psi_R) \quad (1.52)$$

y est le couplage de Yukawa entre le champ ψ et le champ de Higgs.

Dans le cas leptonique, en ignorant le neutrino droit on a $\psi_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$, et $\psi_R = e_R$, ce qui fait que ce lagrangien se développe simplement :

$$\mathcal{L}_{Yukawa,leptons} = -y_e \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{e}e - y_e \frac{h}{\sqrt{2}} \bar{e}e \quad (1.53)$$

On voit apparaître un terme de masse pour les leptons, avec par analogie avec 1.42 :

$$m_e = y_e \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (1.54)$$

On voit apparaître en plus du terme de masse un terme d'interaction entre les leptons et le boson de Higgs, d'intensité proportionnelle à leur masse.

Dans le cas des quarks, en considérant $\psi_L = Q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$, et $\psi_R = u_R, d_R$, on peut écrire les lagrangiens de Yukawa pour les quarks de type "down" et de type "up" :

$$\mathcal{L}_{Yukawa,down} = -y_d(\bar{d}_R H^\dagger Q_L - \bar{Q}_L H d_R) \quad (1.55)$$

$$\mathcal{L}_{Yukawa,up} = -y_u(\bar{u}_R H^{C\dagger} Q_L - \bar{Q}_L H^C u_R) \quad (1.56)$$

avec

$$H^C = -i\tau_2 H^* \quad (1.57)$$

En développant on voit apparaître, comme pour les leptons, des termes de masse pour les quarks et des termes d'interactions entre les quarks et le boson de Higgs, d'intensité proportionnelle à la masse des quarks, avec :

$$m_d = y_d \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (1.58)$$

$$m_u = y_u \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (1.59)$$

On notera que les masses des fermions sont proportionnelles aux couplages de Yukawa, et de ce fait leur valeur n'est pas prédite dans le cadre du Modèle Standard.

En conclusion, l'interaction de Yukawa entre le champ de Higgs et les champs fermioniques permet de conférer une masse aux fermions. Le lagrangien du Modèle Standard est maintenant complet.

1.3.4 Contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs

Dans le cadre du Modèle Standard, la masse du boson de Higgs, proportionnelle au paramètre μ du potentiel de Higgs, est un paramètre libre. Cependant, certaines considérations théoriques supplémentaires permettent de contraindre sa valeur [18] [19].

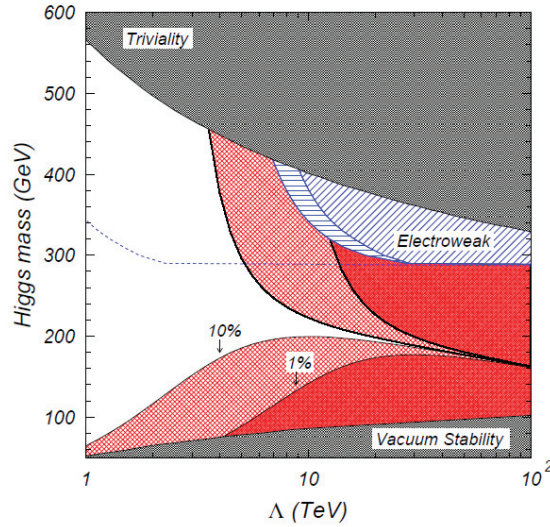


FIG. 1.4: Contraintes sur la masse du boson de Higgs en fonction de l'échelle d'énergie Λ . On considère les contraintes d'unitarité ("electroweak"), de stabilité ("vacuum stability") et de trivialité ("triviality"). Les régions en rouge sont théoriquement autorisées mais nécessitent des degrés d'ajustement fin de 10% et 1% [18]

Unitarité

Cette contrainte provient du calcul de la section efficace de diffusion des bosons W , $\sigma_{W+W^- \rightarrow W+W^-}$. Sans la présence d'un médiateur scalaire, cette section efficace diverge comme le carré de l'énergie dans le centre de masse. Cette divergence viole le principe d'unitarité, qui stipule que la probabilité d'un processus doit être comprise entre 0 et 1. Ce problème a ainsi été une motivation supplémentaire à la recherche du boson de Higgs. Cette divergence est réduite avec la présence du boson de Higgs, mais elle peut toutefois toujours être présente en fonction de la valeur de sa masse. En effet, sans présence de nouvelle physique à plus haute énergie, cette divergence est résolue seulement pour :

$$M_H \leq \sqrt{\frac{2\pi\sqrt{2}}{G_F}} \sim 860 \text{ GeV} \quad (1.60)$$

où G_F est la constante de Fermi :

$$G_F = \frac{g^2\sqrt{2}}{8m_W^2} \quad (1.61)$$

En combinant cette contrainte avec celles obtenues pour d'autres canaux pouvant violer l'unitarité, on a une contrainte finale $m_H < O(700) \text{ GeV}$

Stabilité

Cette contrainte provient de l'évolution du paramètre λ du potentiel de Higgs, qu'on appelle la constante d'autocouplage, avec l'échelle d'énergie. Cette évolution est donnée par une équation dite de normalisation :

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{3}{4\pi^2} \left(\lambda_2 + \frac{1}{2}\lambda y_t^2 - \frac{1}{4}\lambda y_t^4 + \beta(g, g') \right) \quad (1.62)$$

où $t = \ln Q^2$ est le transfert d'impulsion, y_t le couplage de Yukawa du quark top et $\beta(g, g')$ un terme incluant les contributions des bosons de jauge.

On veut que la constante d'autocouplage reste positive jusqu'à une échelle d'énergie Λ , qu'on considère comme l'échelle d'énergie jusqu'à laquelle le Modèle Standard est valide. En effet, une valeur négative de λ n'impliquerait pas de minimum pour le potentiel de Higgs, ce qui signifierait que le vide serait instable. Pour des petites valeurs de λ , l'équation 1.62 permet d'exprimer la valeur de λ en fonction d'une échelle d'énergie de référence. La contrainte de stabilité $\lambda > 0$ implique alors une contrainte sur la masse du boson de Higgs :

$$M_H > -\frac{v^2}{8\pi^2} \left[-12\frac{m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16}(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2) \right] \ln \frac{\Lambda^2}{v^2} \quad (1.63)$$

Par exemple, pour une valeur de $\Lambda=1$ TeV, on a $m_H > 70$ GeV

Trivialité

Pour de grandes valeurs de λ , l'équation 1.62 permet d'aboutir à :

$$\lambda(Q^2) = \frac{\lambda(v^2)}{1 - \frac{3\lambda(v^2)}{4\pi^2}} \ln \frac{Q^2}{v^2} \quad (1.64)$$

On voit apparaître une singularité, le pôle de Landau λ_C :

$$\lambda_C = v e^{\frac{4\pi^2 v^2}{3m_H^2}} \quad (1.65)$$

Pour s'en affranchir, une possibilité est d'avoir une valeur nulle pour λ à une échelle d'énergie v . Mais ceci mènerait à une théorie "triviale" où les champs n'interagissent pas entre eux. L'autre possibilité est que le Modèle Standard ne soit pas valide jusqu'au pôle de Landau, ce qui implique :

$$M_H < \frac{8\pi^2 v^2}{3 \ln \frac{\Lambda^2}{v^2}} \quad (1.66)$$

Par exemple, pour une valeur de $\Lambda=1$ TeV, on a $m_H < 760$ GeV.

Les trois contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs sont résumées sur la figure 1.4.

1.4 Le boson de Higgs au LHC

Après avoir présenté le cadre théorique prédisant l'existence du boson de Higgs, nous allons maintenant introduire quelques aspects phénoménologiques et expérimentaux liés à sa recherche. Des contraintes expérimentales ont été placées sur l'existence de boson de Higgs dès la fin des années 70, puis sa recherche approfondie a débuté dans les années 1990 auprès des collisionneurs LEP et Tevatron. Toutefois, nous nous placerons ici dans le contexte actuel du grand collisionneur de hadrons (LHC). Nous considérerons deux gammes d'énergie dans le centre de masse, correspondant à deux campagnes de prises de données au LHC : 7/8 TeV (Run 1, de 2010 à 2012) et 13/14 TeV (Run 2, à partir de 2015). Enfin, nous nous intéresserons plus particulièrement aux résultats de l'expérience CMS (Compact Muon Solenoid), l'une des deux expériences généralistes du LHC (avec l'expérience ATLAS). L'expérience CMS, ainsi que le collisionneur LHC seront décrits en détail dans le chapitre 2.

1.4.1 Modes de production et de désintégration

Pour comprendre quels sont les modes de production et de désintégration principaux du boson de Higgs, il faut reprendre les termes de couplages dans le lagrangien du Modèle Standard entre le boson de Higgs (H) et les fermions (f) ou les bosons vecteurs (V) (à partir de 1.51 et 1.52) :

$$H\bar{f}f = \frac{m_f}{v} \text{ et } HVV = \frac{2m_V^2}{v}$$

On voit que le boson de Higgs se couple préférentiellement aux particules lourdes. Par ailleurs, ces couplages diminuent avec la masse du boson de Higgs.

Production

Le LHC est un collisionneur hadronique. Il existe ainsi 4 modes principaux de production du boson de Higgs au LHC, représentés par les diagrammes de Feynman de la figure 1.6 :

– **La fusion de gluons (ggH) :**

Le boson de Higgs est produit à partir de deux gluons, par l'intermédiaire d'une boucle de quarks top. C'est le mode de production principal au LHC (environ 90% de la section efficace de production du boson de Higgs). Ceci s'explique notamment par le fait que la luminosité partonique y est plus importante pour les gluons que pour les quarks, c'est à dire qu'il est plus probable que deux gluons au sein des protons interagissent que deux quarks lors d'une collision.

– **La fusion de bosons vecteurs (VBF) :**

Le boson de Higgs est produit à partir de deux bosons W ou Z , eux mêmes produits à partir de quarks. Comme on le voit sur le diagramme, le boson de Higgs est accompagné de deux quarks dans l'état final, de faible impulsion transverse étant donné que la majorité de l'énergie incidente est utilisée pour produire les bosons vecteurs. D'un point de vue expérimental, cela se traduit par la présence de deux jets (gerbes hadroniques induites par les quarks) à l'avant du détecteur, ce qui fournit un indicateur supplémentaire pour la présence d'un boson de Higgs. La section efficace de ce mode de production

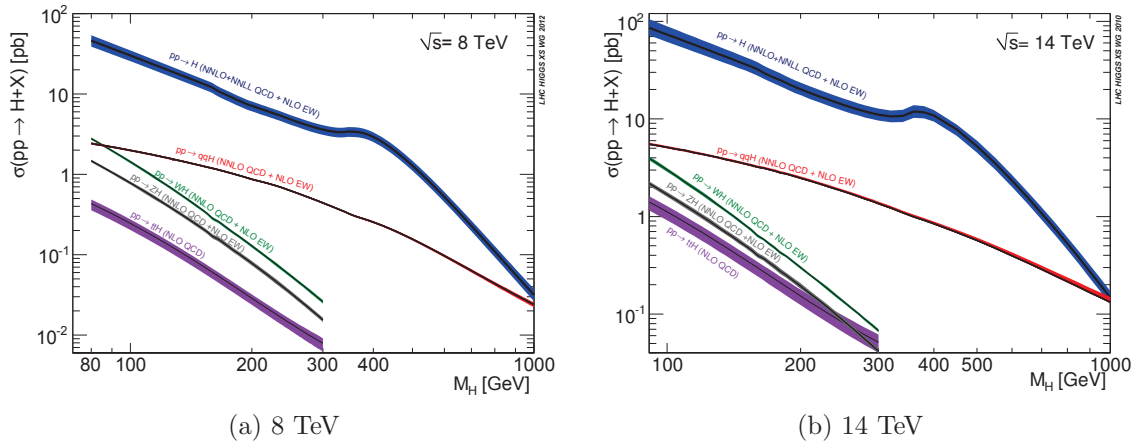


FIG. 1.5: Sections efficaces associées aux principaux modes de production du boson de Higgs en fonction de sa masse, pour des énergies dans le centre de masse de 8 TeV et 14 TeV [20]

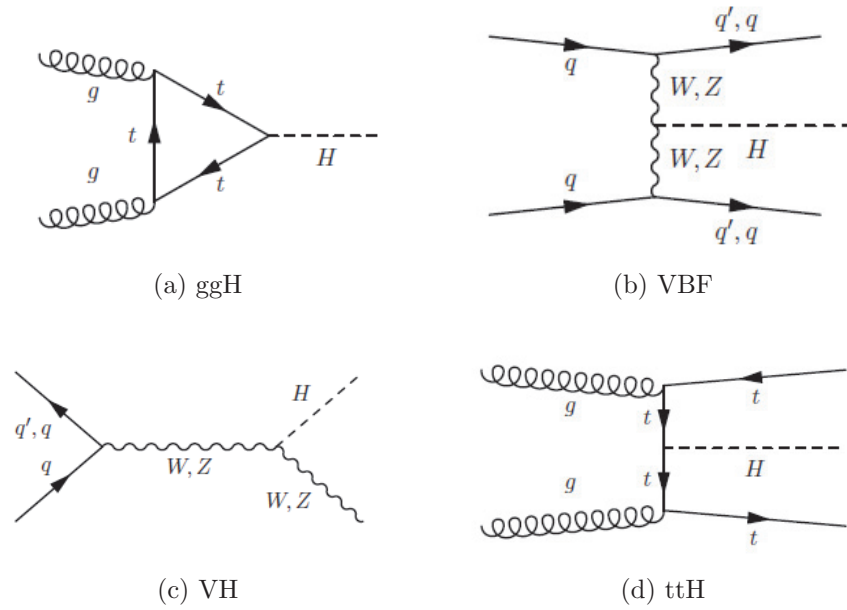


FIG. 1.6: Diagrammes de Feynman associés aux principaux modes de production du boson de Higgs

est bien plus faible que celle de la fusion de gluons (de l'ordre de quelques pourcents de la section efficace totale, excepté pour les grandes valeurs de m_H)

- **La production associée avec un boson vecteur, ou Higgsstrahlung (VH) :**
le boson de Higgs est produit, ou rayonné, par un boson W ou Z, lui-même produit par deux quarks. On retrouve les produits de désintégration du boson vecteur dans l'état final, ce qui donne une signature expérimentale claire dans le cas d'une désintégration leptonique (un lepton et un neutrino pour le W et deux leptons pour le Z). Tout comme la fusion de bosons vecteurs, ce mode de production a une faible section efficace (quelques pourcents de la section efficace totale).
- **La production associée avec une paire de quarks tops (ttH) :**
le boson de Higgs est produit par l'annihilation de deux quarks tops, eux-mêmes produits à partir de gluons. Deux quarks top sont présents dans l'état final et se désintègrent soit en 6 jets, soit en 4 jets, un lepton et un neutrino, soit en 2 jets, 2 leptons et 2 neutrinos. Ce mode de production a une section efficace très faible (environ 1% de la section efficace totale). Il présente tout de même un réel intérêt, au moins pour le futur, car il permet de sonder directement le couplage entre le boson de Higgs et le quark top, qui est la particule la plus lourde du Modèle Standard.

Les sections efficaces de production associées à ces quatre modes sont représentées, en fonction de la masse du boson de Higgs, sur la figure 1.5a pour une énergie dans le centre de masse de 8 TeV et sur la figure 1.5b pour une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. La section efficace de collision élastique entre protons au LHC est d'environ 10^{11} pb, ce qui correspond à environ 10 ordres de grandeurs au dessus de la section efficace totale de production d'un boson de Higgs de ~ 100 GeV. La production d'un boson de Higgs est donc un phénomène rare au LHC, et il faut mettre en place des techniques de sélection et d'identification très sophistiquées pour espérer le détecter.

Désintégration

Avant de s'intéresser aux différents modes de désintégration du boson de Higgs, on peut tout d'abord s'intéresser à sa largeur naturelle Γ , représentée sur la figure 1.7 en fonction de sa masse. Celle-ci augmente très rapidement avec la masse du boson de Higgs. Pour des faibles valeurs de masse (< 200 GeV), elle est inférieure au GeV, valeur typique de résolution en masse d'un calorimètre au LHC. Dans ce cas là, d'un point de vue expérimental, elle sera négligeable par rapport à la résolution du détecteur lors de la reconstruction de la résonance. Pour de plus hautes valeurs de masse, la largeur du boson de Higgs, de l'ordre de la dizaine voire de la centaine de GeV, doit par contre être prise en compte lors de la reconstruction de la résonance.

Intéressons nous maintenant aux rapports d'embranchement du boson de Higgs vers différents types de particules. Ceux-ci dépendent principalement de la masse des produits de désintégration, bien que d'autres effets cinématiques entrent en jeu. Ces rapports de branchement, en fonction de la masse du boson de Higgs, sont représentés sur la figure 1.8. Pour des hautes valeurs de la masse du boson de Higgs (> 200 GeV), il n'y a que trois modes de désintégration : en 2 bosons W, en 2 bosons Z et en 2 quarks tops (pour une masse du boson de Higgs supérieure à 2 fois la masse du quark top). A basse masse

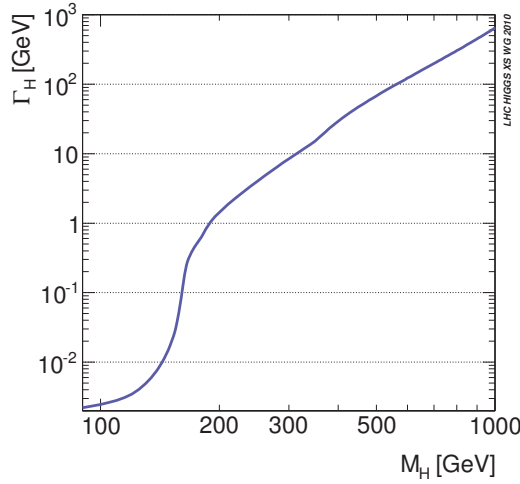


FIG. 1.7: Largeur du boson de Higgs en fonction de sa masse [20]

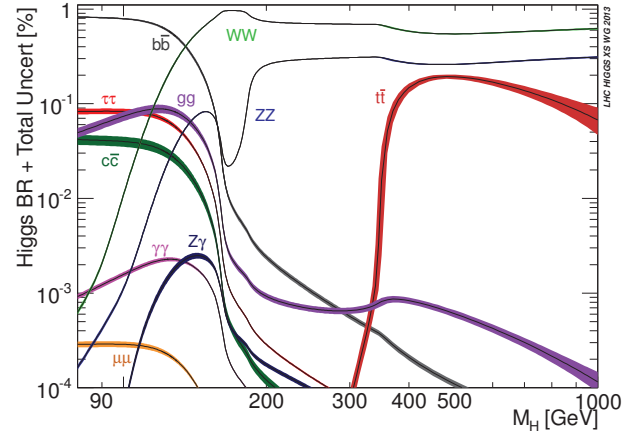


FIG. 1.8: Rapports d'embranchement pour différents canaux de désintégration du boson de Higgs en fonction de sa masse [20]

(< 200 GeV), les possibilités de désintégration sont plus nombreuses et on peut les décrire selon trois catégories :

- **Désintégration en paire de fermions** (représentée par le diagramme 1.9a) :
Le plus haut rapport de branchement est obtenu pour une désintégration en paire de quarks b, étant donné que c'est le deuxième fermion le plus lourd après le quark top. Bien que ce rapport soit très grand, ce canal n'offre qu'une faible sensibilité au LHC, car on se trouve dans un environnement hadronique, et il est difficile de distinguer les jets engendrés par les 2 quarks b (b-jets) issus du boson de Higgs de jets provenant d'événements de bruit de fond. Pour augmenter la sensibilité on se limite ainsi au mode de production VH, en recherchant un ou deux leptons en plus des deux b-jets. Le deuxième plus grand rapport de branchement parmi les fermions est celui correspondant à la désintégration en 2 taus. La faible masse du tau et la difficulté à le reconstruire expérimentalement limitent la sensibilité de ce canal. Il présente tout de même un fort intérêt car il permet de sonder le couplage entre le boson de Higgs et les leptons. Le canal de désintégration en 2 quarks charm ne présente pas d'intérêt car il offre une sensibilité trop faible du fait de la faible masse du charm et de l'environnement hadronique. Enfin, le canal de désintégration en 2 muons présente un taux de branchement extrêmement faible, mais fait tout de même l'objet de recherches étant donné la signature claire que laisse une paire de muons en environnement hadronique.
- **Désintégration en paire de bosons W et Z** (représentée par le diagramme 1.9b) :
Ces bosons sont de haute masse, donc ils présentent un taux d'embranchement relativement élevé pour une masse du boson de Higgs supérieure à 2 fois leur masse. En dessous, la désintégration peut tout de même se faire en dehors de la couche de masse

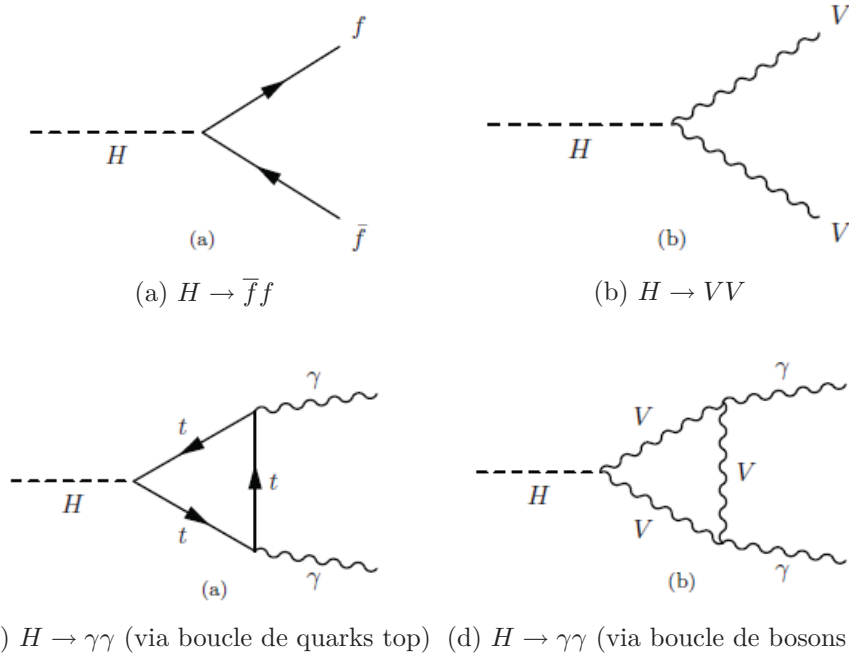


FIG. 1.9: Diagrammes de Feynman associés à différents canaux de désintégration du boson de Higgs : paire de fermions, paire de bosons W et Z et paire de photons

des bosons vecteurs mais avec un rapport de branchement moindre. Le canal le plus intéressant correspond à la désintégration en 2 bosons Z, eux mêmes se désintégrant de manière leptonique. Les états finaux comportant 4 muons, 2 muons et deux électrons ou 4 électrons constituent une signature très claire, et offrent une des meilleures sensibilités pour la recherche d'un boson de Higgs. Le canal de désintégration en 2 bosons W, eux-mêmes se désintégrant en électron ou muon et neutrino, est lui aussi intéressant. Un des inconvénients de ce canal est qu'on ne peut pas reconstruire le pic du masse du boson de Higgs de par la présence des deux neutrinos, dont on ne peut pas déterminer les impulsions individuelles, Cela nuit à la sensibilité de l'analyse d'un point de vue statistique et donne moins d'information sur le boson de Higgs lui-même.

- **Désintégration en paire de photons** (représentée par les diagrammes 1.9c et 1.9d) : Ce canal possède un très faible rapport d'embranchement, de l'ordre de 1 pour mille pour une masse du boson de Higgs de ~ 100 GeV. Cela est dû au fait que la désintégration se fait par l'intermédiaire d'une boucle de quarks top ou de bosons W, le boson de Higgs ne se couplant pas directement au photon car il est de masse nulle. Cependant, un photon prompt laisse une signature très claire en milieu hadronique, et son énergie peut être reconstruite précisément. Bien que le bruit de fond di-photon, dû à des phénomènes de QCD notamment, soit important, il existe des techniques permettant de discriminer des photons issus d'un boson de Higgs de photons issus du bruit de fond. C'est pour

ces raisons qu’au final, le canal de désintégration du boson de Higgs en 2 photons offre une bonne sensibilité, et il fait partie des deux canaux dits ”en or“, avec le canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$, aux yeux des expérimentateurs.

1.4.2 Découverte d’une particule compatible avec le boson de Higgs

Les recherches du boson de Higgs effectuées dans les années 1990 au LEP et au Tevatron n’ont pas abouti à une découverte, mais l’existence d’un boson de Higgs d’une masse inférieure à 114 GeV a été exclue dans le cadre du Modèle Standard. Elles ont repris activement au LHC à partir de 2008.

Le 4 juillet 2012, le CERN a annoncé la découverte d’un nouveau boson, compatible avec le boson de Higgs du Modèle Standard, d’une masse d’environ 125 GeV. Cette annonce s’est basée sur les résultats des deux expériences CMS et ATLAS concernant la recherche d’un boson de Higgs dans les canaux de désintégration en 2 photons et en 2 bosons Z donnant 4 leptons. Chaque expérience avait mesuré un excès dans les données d’une signification statistique d’environ 5σ , en combinant les deux canaux. La signification correspond à la probabilité qu’une fluctuation statistique du bruit de fond reproduise les données, et s’exprime en nombre de σ par référence à la loi Gaussienne. Cette grandeur indique donc le degré de confiance associé à la mesure d’un éventuel signal, et on considère généralement en physique des particules que l’on a découvert une particule lorsque la signification d’un excès mesuré par une analyse dépasse 5σ .

Les deux expériences ont accumulé par la suite des données tout au long du Run 1, celles-ci confirmant la découverte d’un boson de Higgs. Ainsi, la figure 1.10a représente le spectre de masse invariante diphoton mesuré par CMS¹⁰, après plusieurs étapes complexes de sélection et d’identification des événements [21]. On voit que les données comportent une composante de bruit de fond continue et décroissante, et une composante de signal résonant, à une masse d’environ 125 GeV, correspondant au boson de Higgs. De même, la figure 1.10b représente le spectre de masse invariante en 4 leptons mesuré par CMS. Les données comportent une composante de bruit de fond, en bleu, correspondant à une paire de bosons Z produite par d’autres processus du Modèle Standard, ou à un boson Z associé à un photon se convertissant en une paire électron-positron, additionnée à une composante de signal en rouge [22].

Des recherches en d’autres canaux ont été effectuées, notamment en paire de quarks b (pour le processus VH), en paire de bosons W et en paire de taus, apportant des indications supplémentaires quant à l’existence d’une nouvelle particule d’une masse de 125 GeV environ. Les significances statistiques correspondant aux excès mesurés dans les principaux canaux de recherche mesurés par CMS et ATLAS avec l’intégralité des données du Run 1 sont indiquées dans le tableau 1.1.

Les premières données du Run 2 confirment la découverte d’un boson de Higgs à une masse d’environ 125 GeV. A l’été 2016, l’analyse dans le canal di-photon de CMS mesurait une

¹⁰Les événements sont pondérés par le rapport signal sur bruit attendu pour la catégorie à laquelle ils appartiennent.

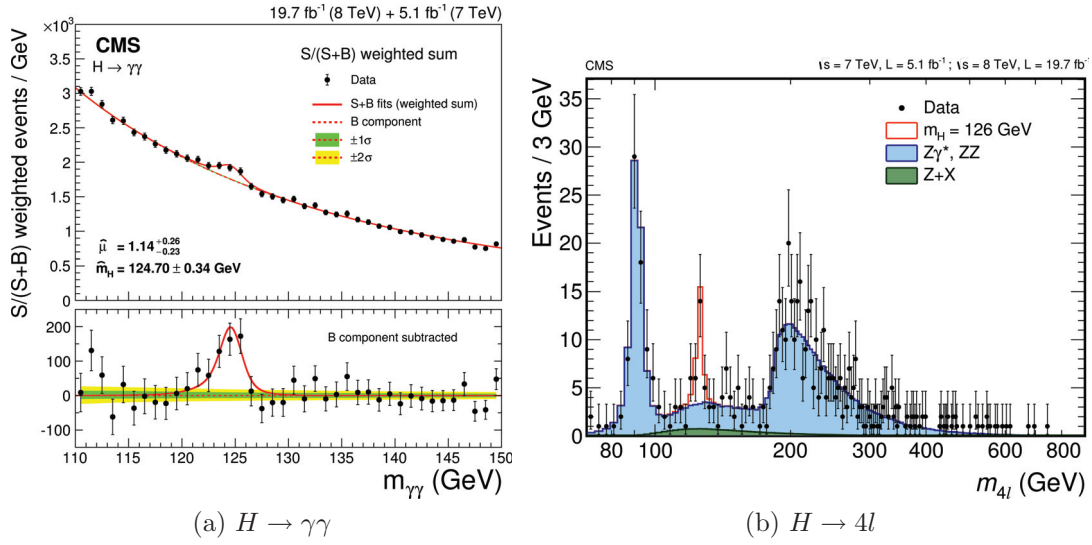


FIG. 1.10: Spectre de masse invariante en 2 photons et en 4 leptons reconstruit par CMS avec les données du Run 1 [21] [22]

Canal	CMS		ATLAS	
	Significance (σ) observée	attendue	Significance (σ) observée	attendue
$H \rightarrow \gamma\gamma$	5.6	5.3	5.2	4.6
$H \rightarrow ZZ$	6.5	6.3	8.1	6.2
$H \rightarrow WW$	4.7	5.4	6.5	5.9
$H \rightarrow bb$	2.0	2.6	1.4	2.5
$H \rightarrow \tau\tau$	3.8	3.9	4.5	3.4

TAB. 1.1: Significance attendue et observée des excès correspondant à différents canaux de désintégration du boson de Higgs, pour les analyses CMS et ATLAS du Run 1

significance de 6.1σ , tandis que celle dans le canal en 4 leptons mesurait une significane de 6.2σ .

1.4.3 Propriétés du boson de Higgs découvert

Nous allons maintenant détailler certaines propriétés du boson de Higgs découvert, mesurées avec les données du Run 1, afin de discuter sa compatibilité avec le Modèle Standard.

Masse

La combinaison officielle des résultats de CMS et ATLAS [23] concernant la masse du boson de Higgs donne :

$$m_H = 125.09 \pm 0.24 \text{ GeV}$$

Le test statistique permettant d'obtenir ce résultat est représenté sur la figure 1.11. Cette valeur de la masse ne viole aucune contrainte théorique détaillée dans le paragraphe 1.3.4, bien qu'elle soit à la limite de la région permise par la contrainte de stabilité du vide¹¹. Il n'y a pas de tension significative entre les mesures individuelles fournies par chaque canal ou chaque expérience.

Couplages

Pour sonder simplement les couplages entre le boson de Higgs et les particules du Modèle Standard, on utilise une grandeur : la force du signal μ . Elle correspond au rapport de la valeur mesurée de la section efficace d'un processus par la valeur prédite par le Modèle Standard pour ce processus. Ainsi la force du signal pour un mode de production donné est :

$$\mu_{prod} = \frac{\sigma(XX \rightarrow H)}{\sigma_{MS}(XX \rightarrow H)} \quad (1.67)$$

et pour un mode de désintégration donné :

$$\mu_{decay} = \frac{\sigma(H \rightarrow YY)}{\sigma_{MS}(H \rightarrow YY)} \quad (1.68)$$

Si la valeur d'une force de signal diffère significativement de 1, c'est un signe que des phénomènes de nouvelle physique sont à l'œuvre dans le processus. On peut voir sur les figures 1.13a et 1.13b les forces de signal associées à différents modes de production ou de désintégration pour CMS. Toutes sont compatibles avec 1, bien que le mode de production ttH présente un léger excès par rapport au Modèle Standard. En combinant les différentes mesures, les forces de signal pour les modes de production impliquant des gluons $\mu_{ggH+ttH}$ par rapport à ceux impliquant des quarks μ_{VBF+VH} , pour différents canaux de désintégration, sont présentés sur les figures 1.14a pour CMS et 1.14b pour la combinaison

¹¹Plus précisément la valeur de cette masse implique que le vide est métastable, c'est à dire qu'il est possible qu'il perde subitement sa stabilité, mais avec un temps caractéristique largement supérieur à l'âge de l'univers [24].

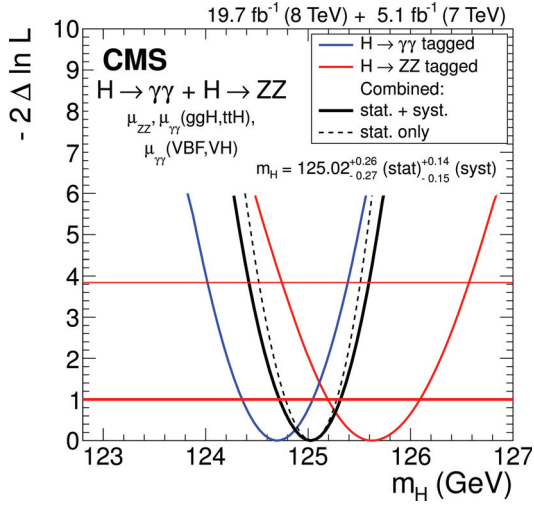


FIG. 1.11: Fonction de vraisemblance de la valeur de la masse du boson de Higgs découvert pour l'expérience CMS [25]

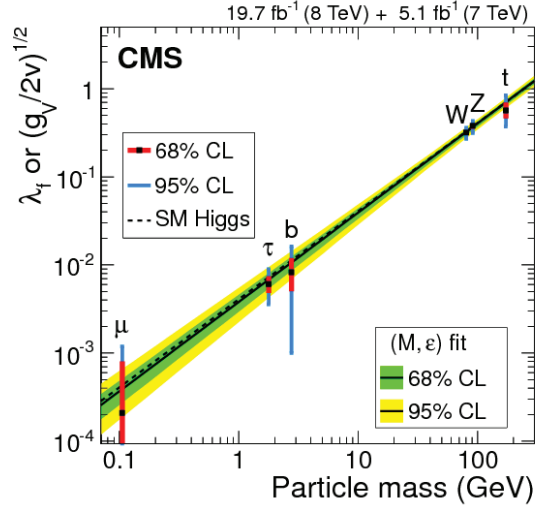


FIG. 1.12: Mesure des couplages des particules du Modèle Standard au boson de Higgs découvert en fonction de leur masse [25]

entre CMS et ATLAS. Des techniques plus sophistiquées permettent d'extraire la valeur des couplages directs entre le boson de Higgs et les particules du Modèle Standard, ce qui est représenté sur la figure 1.12. Là encore, aucune déviation par rapport au Modèle Standard n'est observée.

Largeur

Avec une masse de 125 GeV, le boson de Higgs du Modèle Standard devrait avoir une largeur naturelle de ~ 4 MeV (fig. 1.7). La largeur naturelle du boson de Higgs découvert peut se mesurer de façon directe grâce aux analyses $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$, en considérant la largeur de la résonance reconstruite comme une convolution entre la largeur naturelle de la particule et la résolution du détecteur. De cette manière, on obtient une limite supérieure sur la largeur observée (attendue), en combinant les deux canaux :

$$\Gamma_h < 1.7 \text{ (2.3) GeV}$$

Le test statistique permettant d'obtenir ce résultat est représenté sur la figure 1.15a. Cette mesure n'est donc pas assez sensible pour tester précisément la compatibilité avec le Modèle Standard. Une mesure indirecte, basée sur la production du boson de Higgs en dehors de sa couche de masse [26], permet une mesure plus contraignante de la largeur du boson de Higgs :

$$\frac{\Gamma_h}{\Gamma_{SM}} < 5.4 \text{ (8.0)}$$

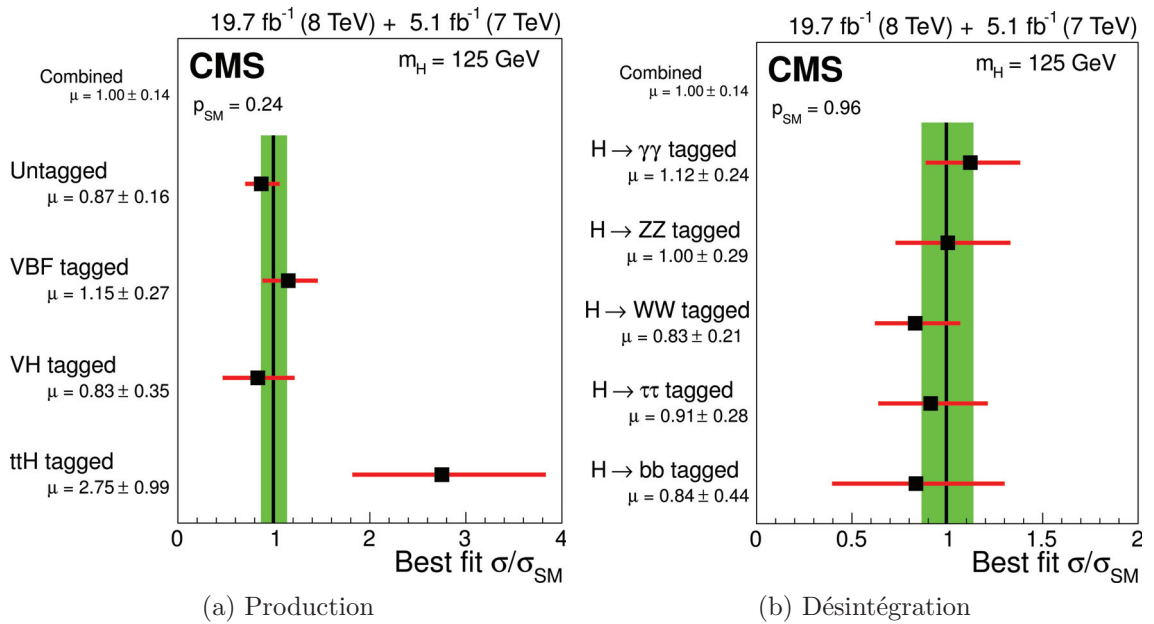


FIG. 1.13: Forces du signal associées à différents modes de production et de désintégration du boson de Higgs [25]

Mais cette mesure présente l'inconvénient d'introduire certains postulats théoriques préalables, comme l'absence de particules hors Modèle Standard contribuant à la production du boson de Higgs.

Ainsi, la mesure de la largeur naturelle du boson de Higgs est compatible avec le Modèle Standard mais est peu contraignante.

Spin - Parité

Enfin, du fait de la mesure de sa désintégration en deux photons, la particule découverte ne peut pas avoir un spin 1 (théorème de Yang-Landau). De plus, des mesures cinématiques, notamment angulaires, sur les produits de sa désintégration favorisent l'hypothèse d'un spin nul par rapport à un spin 2. En outre, l'hypothèse d'une parité positive est favorisée. Ceci est illustré sur la figure 1.15b dans le cas du canal en 4 leptons. Ainsi, le spin et la parité du boson de Higgs découvert semblent là encore compatibles avec le Modèle Standard.

En résumé toutes les mesures des propriétés du boson de Higgs découvert sont pour l'instant en accord avec le Modèle Standard. L'hypothèse que l'on ait découvert le boson du Higgs du Modèle Standard est donc très solide. Cependant, la plupart des mesures ne sont pas encore assez sensibles pour sonder précisément de possibles déviations par rapport au modèle. D'autres hypothèses restent ainsi possibles, comme la possibilité que le boson

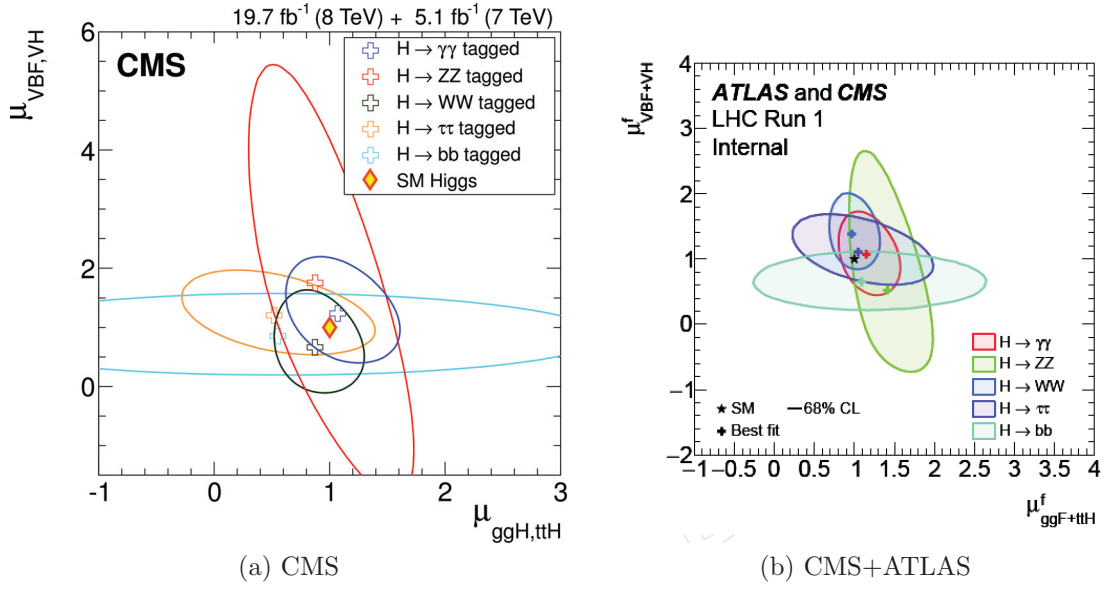


FIG. 1.14: Force du signal associée aux modes de production ggH et ttH par rapport à la force du signal associée aux modes de production VBF et VH, pour différents canaux de désintégration [25]

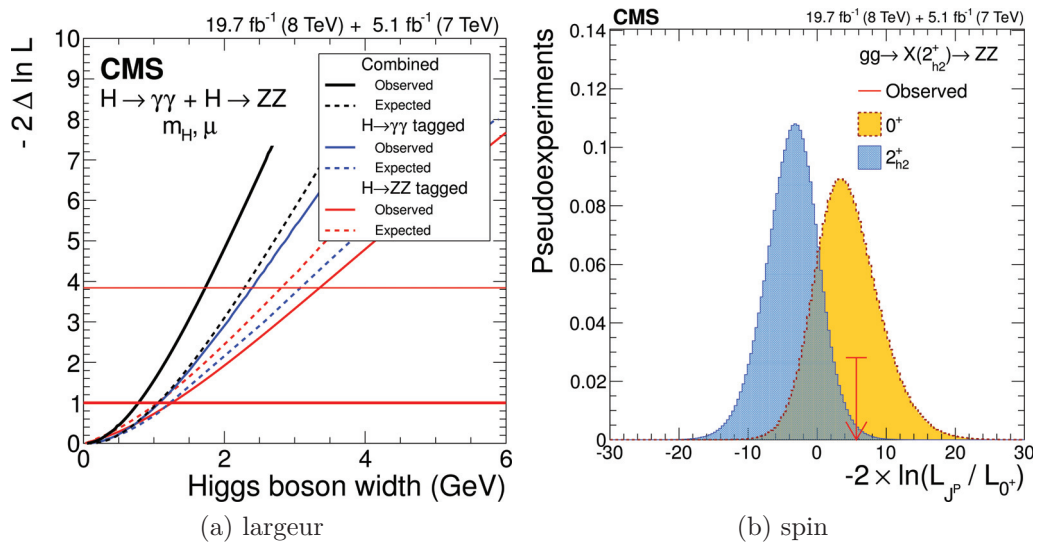


FIG. 1.15: Fonction de vraisemblance de la largeur naturelle du boson de Higgs découvert à partir de sa mesure directe et test statistique de la valeur de son spin et sa parité [25]

de Higgs découvert ne soit en fait une particule appartenant à un modèle plus vaste. Ces hypothèses sont motivées par le fait que le Modèle Standard possède des limitations, et que d'autres modèles théoriques encore plus fondamentaux ont été inventés pour y pallier.

1.5 Au delà du Modèle Standard

Le Modèle Standard a connu incontestablement d'immenses succès expérimentaux au cours des dernières décennies, auprès des différents collisionneurs : prédiction de nouvelles particules, description de processus et calculs de sections efficaces associées... Toutefois le modèle comporte certaines incohérences théoriques, et demeure incapable d'expliquer certains phénomènes. Cela laisse à penser que le Modèle Standard n'est qu'une théorie effective à l'échelle d'énergie électrofaible, approximation d'une théorie plus générale à haute énergie...

1.5.1 Les limitations du Modèle Standard

La principale limitation du Modèle Standard en ce qui concerne le secteur de Higgs s'appelle le problème de la hiérarchie. Dans le calcul de la masse du boson de Higgs, d'importantes corrections radiatives dues à la contribution de boucles de particules massives, notamment de boucles de quarks top, entrent en jeu. C'est illustré par la diagramme de Feynman de la figure 1.16. En intégrant ces corrections jusqu'à une échelle d'énergie, la coupure Λ , qui correspond à la frontière de validité du Modèle Standard, la masse du boson de Higgs s'obtient à l'ordre dominant par :

$$m_H^2 = (m_H^0)^2 + \frac{3\Lambda^2}{8\pi^2 v^2} (m_H^2 + 2m_W^2 + m_Z^2 - 4m_t^2) \quad (1.69)$$

m_H^0 est un paramètre libre appelé la masse "à l'ordre de l'arbre" du boson de Higgs.

A la vue de cette équation, il serait naturel que la masse du boson de Higgs m_H soit de l'ordre de Λ . Dans le cas contraire, il faut un ajustement fin entre la valeur de la masse à l'ordre de l'arbre et la valeur des corrections radiatives pour avoir une masse du boson de Higgs éloignée de la coupure. Ainsi, si on considère une valeur de la coupure très grande, de l'ordre de l'échelle de Planck $\sim 10^{19}$ GeV, il faut un ajustement de 19 décimales pour obtenir un boson de Higgs d'une masse de ~ 100 GeV! Ce problème de naturalité laisse à penser que le Modèle Standard n'est pas une théorie complète et que des mécanismes supplémentaires sont nécessaires pour expliquer la valeur de la masse du boson de Higgs.

D'autres aspects du Modèle Standard sont soit non expliqués, soit expliqués de façon peu naturelle :

- Les valeurs de 22 paramètres du modèle (masse des particules, constantes de couplages, paramètres de mélanges) ne sont pas prédites. Seule l'expérience permet de les fixer, à des échelles très variées.
- Le Modèle Standard n'explique pas pourquoi il y a trois générations de fermions observées expérimentalement.

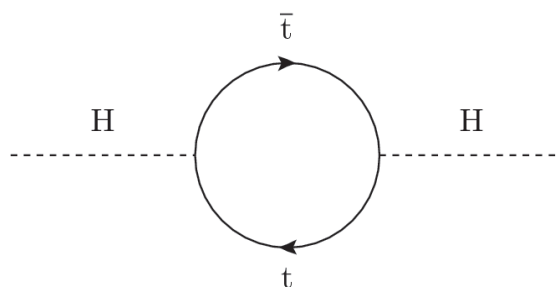


FIG. 1.16: Diagramme de Feynman illustrant les contributions de boucles de quarks top à la masse du boson de Higgs

- Comme évoqué dans la section 1.1.2, le phénomène d’oscillation des neutrinos implique que les neutrinos ont une masse très faible (inférieur au eV) mais non nulle. Or dans le cadre du Modèle Standard, il est bien plus naturel qu’ils aient une masse nulle, car bien qu’on puisse construire des interactions de Yukawa pour les neutrinos en rajoutant un neutrino droit, le facteur associé serait extrêmement faible par rapport aux facteurs de Yukawa associés aux autres particules du Modèle Standard. Tout laisse à penser qu’il existe donc un mécanisme supplémentaire permettant de donner une masse aux neutrinos. Par exemple, le mécanisme de See-Saw (bascule) parvient à expliquer la faible masse des neutrinos en postulant la présence de neutrinos supplémentaires, dits stériles, de très hautes masses, encore non-découverts.
- La symétrie discrète CP est violée dans le cadre de l’interaction électrofaible. Ce devrait être possible également dans le cadre de l’interaction forte, or ce n’est pas observé expérimentalement. C’est ce qu’on appelle le problème CP fort. Diverses tentatives d’explications ont été avancées, notamment celles faisant intervenir une particule scalaire supplémentaire, l’axion [27], sans aucune preuve expérimentale jusqu’à maintenant.

Enfin de manière plus générale, divers phénomènes d’ordre cosmologique ne sont pas explicables dans le cadre du Modèle Standard :

- Comme évoqué dans la section 1.1.2, la quatrième interaction fondamentale de l’univers, la gravitation n’est pas incluse dans le Modèle Standard. Les tentatives d’intégrer une particule médiatrice de la gravitation, le graviton, au modèle le rendent inconsistant. De manière générale, les principes de la mécanique quantique et de la relativité générale restent pour l’heure inconciliables.
- Des observations cosmologiques ¹² indiquent que l’Univers se compose pour 4% de matière baryonique ordinaire, 24% d’une forme de matière appelée matière noire, et 72% d’une forme d’énergie appelée énergie noire. Une particule générique, le WIMP (particule massive interagissant faiblement) a été introduite en tant que constituant de la

¹²A l’origine il s’agit de l’observation de la vitesse de rotation des galaxies spirales (Zwicky, 1933...). Les observations les plus récentes se basent elles sur la mesure des anisotropies du fond diffus cosmologique (Planck...).

matière noire, mais sa nature n'est pas explicable dans le cadre du Modèle Standard ¹³. De même, la nature de l'énergie noire reste inconnue, malgré des tentatives d'interprétation à partir de l'énergie du vide.

- Comme évoqué dans la section 1.1.2, l'Univers ne contient pas d'antimatière (sauf dans les environnements de très haute énergie), alors que pour des raisons de symétrie celle-ci aurait dû être produite avec la même abondance que la matière à l'origine de l'Univers. Il semble qu'en réalité ces abondances diffèrent à l'origine de 1 pour 1 milliard environ en faveur de la matière, et qu'après annihilation de la matière avec l'antimatière notre Univers actuel soit constitué de cet infime excès initial. L'origine de cette asymétrie matière-antimatière demeure pour l'heure un mystère et fait l'objet de nombreuses recherches [28].

En résumé, le Modèle Standard ne permet pas de décrire de façon cohérente tous les phénomènes observés dans la Nature. Pour y remédier, des particules ou mécanismes supplémentaires sont nécessaires, qui sont décrits à partir d'une grande variété de modèles théoriques au delà du Modèle Standard. Nous allons nous intéresser dans cette partie à deux de ces modèles : les modèles à deux doublets de Higgs, et la Supersymétrie. Ces modèles apportent des modifications au secteur de Higgs par rapport à celui du Modèle Standard, dont la phénoménologie associée est testable au LHC.

1.5.2 Modèles à Deux Doublets de Higgs

Les Modèles à Deux Doublets de Higgs (2HDM) [29] sont une des extensions les plus simples du Modèle Standard qu'on puisse effectuer. Il s'agit de rajouter un deuxième doublet de champ scalaire complexe au modèle. C'est une supposition raisonnable si l'on se base sur le constat qu'il existe par exemple trois générations de fermions et non une seule. La présence d'un deuxième doublet scalaire peut permettre de résoudre certaines inconsistances du Modèle Standard, ce qui rend cette classe de modèle fortement étudiée. Sans démonstration ici, on peut signaler notamment que ces modèles sont susceptibles d'apporter une solution au problème CP-fort et d'expliquer l'asymétrie matière-antimatière.

Les 2HDM comportent donc deux doublets scalaires Φ_1 et Φ_2 d'hypercharge +1, dont le potentiel général associé est :

$$V = m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - m_{12}(\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1) + \frac{\lambda_1}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_4 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \frac{\lambda_5}{2} [(\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2] \quad (1.70)$$

Comme pour le Modèle Standard, ce potentiel est minimisé pour des valeurs non nulles des champs scalaires :

$$\Phi_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix} \text{ et } \Phi_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}$$

¹³Les neutrinos possèdent les caractéristiques des WIMPS, mais leur masse et leur abondance est insuffisante pour expliquer la densité de matière noire.

On peut donc réécrire les doublets scalaires en les développant autour de leur valeur attendue dans le vide :

$$\Phi_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_{1,2}^+ + i\varphi_{1,2}^+ \\ v_{1,2} + \rho_{1,2} + i\eta_{1,2} \end{pmatrix} \quad (1.71)$$

On a donc 8 degrés de liberté dans le secteur scalaire : 5 vont correspondre à des bosons de Higgs physiques et 3 sont fixés par un choix de jauge $SU(2)$ et correspondent donc à des bosons de Goldstone. Ainsi, après diagonalisation des matrices des masses :

- les champs $\phi_{1,2}^+$ et $\varphi_{1,2}^+$ vont donner 2 bosons de Higgs chargés H^\pm et 2 bosons de Goldstone,
- les champs $\eta_{1,2}$ vont donner un boson de Higgs pseudoscalaire A et un boson de Goldstone,
- les champs $\rho_{1,2}$ vont donner 2 bosons de Higgs scalaires h, H , selon :

$$\begin{pmatrix} h \\ H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \alpha & -\cos \alpha \\ -\cos \alpha & -\sin \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \end{pmatrix} \quad (1.72)$$

Par convention on a $m_H > m_h$. α est un angle de mélange. L'angle de mélange associé aux bosons de Higgs chargés et pseudoscalaire est β , défini par :

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1} \quad (1.73)$$

Ces deux angles sont des paramètres fondamentaux des 2HDM et permettent notamment d'exprimer les couplages entre les bosons de Higgs et les fermions. En outre, le boson de Higgs du Modèle Standard s'obtient selon :

$$H_{SM} = h \sin(\alpha - \beta) - H \cos(\alpha - \beta) \quad (1.74)$$

En écrivant les couplages de Yukawa sous une forme générale :

$$\mathcal{L} = y_{ij}^1 \bar{\psi}_i \psi_j \Phi_1 + y_{ij}^2 \bar{\psi}_i \psi_j \Phi_2 \quad (1.75)$$

on peut voir apparaître des processus de changement de saveur par courant neutre (FCNC)¹⁴. Pour les éviter, il faut que les fermions possédant les mêmes nombres quantiques (charge, isospin ...) se couplent uniquement au même doublet de champ scalaire (théorème de Paschos-Glashow-Weinberg). Cela donne lieu à 4 types de modèles à 2 doublets de Higgs avec des phénoménologies spécifiques. Ces types de modèles sont résumés sur le tableau 1.2, qui indique à quel doublet se couplent les différentes catégories de champs fermioniques selon les modèles. Dans les modèles de type I, les fermions se couplent à un seul des doublets, l'autre participant uniquement à la brisure de symétrie. Dans les modèles de type II, les quarks up et les quarks down se couplent à un doublet différent.

¹⁴Ce sont des processus théoriques médiés par des bosons neutres mais changeant la saveur des fermions. Non observés expérimentalement, ils ne doivent pas être apparaître dans un modèle théorique.

Modèle	u	d	e
Type I	Φ_2	Φ_2	Φ_2
Type II	Φ_2	Φ_1	Φ_1
"Lepton specific"	Φ_2	Φ_2	Φ_1
"Flipped"	Φ_2	Φ_1	Φ_2

TAB. 1.2: Couplages des champs fermioniques, associés aux quarks de type up u , de type down d et aux leptons e , aux doublets scalaires selon les types de modèles à 2 doublets de Higgs

Expérimentalement, on peut interpréter les mesures du Run 1 du LHC, en particulier la découverte d'un boson de Higgs, dans le cadre des 2HDM. Pour cela, il faut identifier la particule découverte à h ou H , en se plaçant dans le cas $\cos(\beta - \alpha)$ proche de 0 si h est identifié au boson de Higgs découvert et $\sin(\beta - \alpha)$ proche de 0 si H est identifié au boson de Higgs découvert [30]. Il existe dès lors deux manières de sonder l'existence des 2HDM. On peut tenter de mesurer précisément les couplages des fermions au boson de Higgs découvert pour voir s'ils diffèrent de la valeur attendue dans le cadre du Modèle Standard. L'autre solution est de rechercher directement les autres bosons de Higgs prédits par les 2HDM.

1.5.3 La Supersymétrie

La supersymétrie (SUSY) est une extension du Modèle Standard, avec un secteur scalaire enrichi comme pour les 2HDM, rajoutant une symétrie supplémentaire liant bosons et fermions. Ainsi, à chaque fermion du Modèle Standard est associé un superpartenaire de spin entier (dont le nom comporte un préfixe "s") et à chaque boson un superpartenaire de spin demi-entier (dont le nom comporte un suffixe "ino"). D'un point de vue formel, les champs associés aux particules et à leur superpartenaires sont contenus dans des multiplets qu'on appelle superchamps, et l'interaction entre les champs est décrite par une fonction qu'on appelle le superpotentiel.

Cette théorie suscite un très grand intérêt depuis plusieurs décennies en raison de sa capacité à résoudre de nombreux problèmes liés au Modèle Standard. Ainsi, la supersymétrie apporte une solution au problème de la hiérarchie, car les contributions des boucles de quark top à la masse d'un boson de Higgs sont compensées naturellement par les contributions des boucles du superpartenaire du top, le stop. La masse d'un boson de Higgs ne diverge donc plus quadratiquement comme dans le cas du Modèle Standard. Un deuxième grand avantage de la supersymétrie est qu'elle fournit un candidat pour expliquer l'origine de la matière noire. On l'appelle sous le nom générique de LSP (particule supersymétrique la plus légère), et dans de nombreux modèles supersymétriques il s'agit d'un neutralino, particule constituée d'un mélange de Higgsino, photino et Zino. Le troisième grand avantage est que dans le cadre de la supersymétrie, les valeurs des constantes de couplage associées aux trois interactions fondamentales décrites par le Modèle Standard convergent

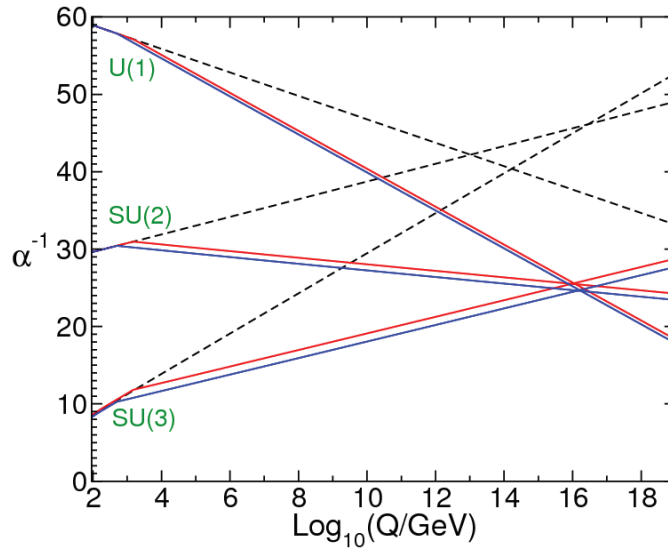


FIG. 1.17: Évolution des constantes de couplage associées aux groupes de jauge U(1), SU(2) et SU(3) avec l'énergie. Les pointillés correspondent au Modèle Standard, les traits pleins à la supersymétrie (MSSM). Les traits rouges et bleus correspondent à des valeurs extrêmes obtenues en faisant varier la masse des superpartenaires (rouge pour une échelle de 500 GeV et bleu pour une échelle de 1.5 TeV) [31]

à haute énergie, à une échelle dite de grande unification (10^{16} TeV). Ceci est illustré sur la figure 1.17, qui montre l'évolution des constantes de couplage avec l'énergie dans le cadre du Modèle Standard et de la SUSY. Enfin il y a la possibilité dans certains modèles de décrire la gravité en introduisant un graviton (et son superpartenaire).

Un inconvénient est que dans sa version la plus simple, la supersymétrie prédit une masse égale pour les particules et leur superpartenaires. Or, aucune particule supersymétrique n'a été détectée jusqu'à maintenant, ce qui indique qu'elles doivent avoir une masse supérieure aux particules du Modèle Standard, ce qui signifie que la supersymétrie doit être brisée. De cela résulte l'ajout d'un très grand nombre de paramètres (plus de 100) à la théorie, ce qui fait qu'il existe une multitude de modèles supersymétriques avec des phénoménologies différentes et complique ainsi les interprétations expérimentales dans le cadre de la SUSY. Le modèle supersymétrique le plus simple s'appelle le MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model). En particulier, c'est un modèle à deux doublets de Higgs, de type II. Comme on l'a vu dans la partie précédente, le MSSM prédit donc l'existence de 5 bosons de Higgs, plus leurs superpartenaires (en fait des mélanges de leurs superpartenaires). S'il a longtemps servi de référence théorique, ce modèle possède d'emblée quelques limitations. En effet, le lagrangien du modèle contient un terme de masse pour les bosons de Higgs en $\mu H_u H_d$, où H_u et H_d sont les deux superchamps scalaires et μ un paramètre libre. Le paramètre μ détermine ainsi l'échelle de masse des bosons de Higgs, et bien qu'il puisse

prendre n'importe quelle valeur entre 0 et l'échelle de Planck, il doit être de l'ordre de l'échelle électrofaible, ce qui constitue un problème de naturalité ("problème μ "). De plus, la masse à l'ordre de l'arbre du boson de Higgs scalaire le plus léger h est égale à la masse du boson Z dans ce modèle, donc il faut rajouter d'importantes corrections radiatives à sa masse dans le cas où on l'identifierait au boson de Higgs découvert à 125 GeV, ce qui entraîne aussi une perte de naturalité.

L'extension la plus simple du MSSM est le NMSSM (Next-to Minimal Supersymmetric Standard Model) [32]. Il s'agit de rajouter un singlet de superchamp scalaire complexe S en plus des deux doublets scalaires H_u et H_d . Le superpotentiel du NMSSM est :

$$W_{NMSSM} = y_u Q H_u U_R^c + y_d H_d Q D_R^c + y_e H_d L E_R^c + \lambda S H_u H_d + \frac{1}{3} \kappa S^3 \quad (1.76)$$

Q, U_R, D_R, L, E_R correspondent aux superchamps associés aux quarks et aux leptons, y_u, y_d et y_e sont des couplages de Yukawa.

On voit que le paramètre μ du MSSM est remplacé par $\lambda \langle S \rangle$, ce qui fait que le rajout d'un singlet au modèle résout naturellement le problème μ .

A partir de l'équation 1.76 on peut en déduire les termes de masse des fermions et leurs couplages avec les champs de Higgs grâce au potentiel :

$$\begin{aligned} -L_{soft} = & m_{H_u}^2 |H_u|^2 + m_{H_d}^2 |H_d|^2 + m_S^2 |S|^2 + m_Q^2 |Q|^2 + m_{U_R}^2 |U_R|^2 + m_{D_R}^2 |D_R|^2 + m_L^2 |L|^2 \\ & + m_E^2 |E_R|^2 + y_u A_u Q H_u U_R^c - y_d A_d Q H_d D_R^c - y_e A_e L H_d E_R^c + \lambda A_\lambda H_u H_d S + \frac{1}{3} \kappa A_\kappa S^3 + h.c.. \end{aligned} \quad (1.77)$$

On peut retenir que le secteur de Higgs du NMSSM est décrit par 6 paramètres principaux : les constantes λ et κ , les couplages trilineaires A_λ et A_κ , le rapport des valeurs des champs scalaires dans le vide $\tan \beta = \langle H_u \rangle / \langle H_d \rangle$ et le terme μ effectif $\mu_{eff} = \lambda \langle S \rangle$.

On peut s'intéresser maintenant au spectre de particules du NMSSM. Le secteur scalaire contient deux doublets et un singlet, ce qui constitue 10 degrés de liberté. Après un choix de jauge $SU(2)$, il ne reste que 7 degrés de liberté physiques qui correspondent à 7 bosons de Higgs : 3 bosons scalaires neutres h_1, h_2 et h_3 (par convention $m_{h_1} < m_{h_2} < m_{h_3}$), 2 bosons pseudoscalaires neutres a_1 et a_2 et 2 bosons chargés H^+ et H^- . Sans démonstration ici, on peut noter que la valeur des masses à l'arbre des bosons de Higgs sont peu contraintes dans le NMSSM, ce qui procure à ce modèle un nouvel avantage par rapport au MSSM, notamment dans l'interprétation du boson de Higgs découvert à 125 GeV. Au final, le spectre de particules du NMSSM contient donc les particules du Modèle Standard, avec un secteur scalaire contenant 7 bosons de Higgs, auquel on ajoute leurs superpartenaires (ou mélange de leur superpartenaires), et éventuellement le graviton et son superpartenaire. Ceci est résumé dans le tableau 1.3.

D'un point de vue expérimental, la recherche de supersymétrie s'effectue à partir d'approches très diversifiées étant donné le grand nombre de modèles supersymétriques existants. Toutefois, une approche générale est de rechercher directement des partenaires

Spin	Particules du Modèle Standard (avec secteur de Higgs étendu et graviton)	Superpartenaires
0	bosons de Higgs scalaires, h bosons de Higgs pseudoscalaires, a bosons de Higgs chargés, H^\pm	squarks, \tilde{q} sleptons, \tilde{l}
1/2	quarks, q leptons, l	neutralinos, $\tilde{\chi}^0$ (higgsinos, \tilde{h} , \tilde{a} , zino, \tilde{Z} et photino, $\tilde{\gamma}$) charginos, $\tilde{\chi}^\pm$ (higgsinos, \tilde{H}^\pm et winos, \tilde{W}^\pm) gluinos, \tilde{g}
1	photon, γ boson Z, Z^0 bosons W, W^\pm gluons, g	
3/2		gravitino, \tilde{G}
2	graviton, G	

TAB. 1.3: Spectre en particules du NMSSM. Les parenthèses contiennent les champs mélangés pour obtenir les particules physiques au dessus

supersymétriques (squarks, gluinos...) dont les désintégrations en cascades peuvent notamment se signaler expérimentalement par la présence d'énergie transverse manquante dans le détecteur ¹⁵. Ces recherches directes n'ont pour l'instant débouché sur aucune découverte, repoussant la limite inférieure de masse des superpartenaires autour de 1 TeV, ce qui a pour effet néfaste de rendre les modèles moins naturels. Une autre approche est, comme pour les 2HDM, de rechercher les bosons de Higgs supplémentaires prédits par le secteur scalaire étendu de la supersymétrie.

Nous avons donc vu à travers les 2HDM et la supersymétrie que des théories au delà du Modèle Standard permettaient de résoudre certaines inconsistances de celui-ci. Ces théories fournissent des prédictions expérimentales, notamment la présence de bosons de Higgs supplémentaires qu'il serait possible de détecter au LHC.

¹⁵Lors d'une collision, la somme des impulsions transverses des particules produites doit être nulle. Une mesure non nulle de cette somme constitue une mesure d'énergie transverse manquante, ou MET, et est indicatrice de la présence de neutrinos, ou de nouvelle physique.

Pour terminer, on peut citer quelques autres théories populaires au delà du Modèle Standard. Il y a les modèles de Higgs composites [33], qui décrivent le boson de Higgs comme un état lié de nouvelles particules elles-mêmes libres seulement à plus haute énergie. Autrement, les modèles à dimensions supplémentaires, de type Randall-Sundrum [34], prédisent l'existence de nouvelles dimensions spatiales, enroulées sur elle-mêmes, dont des modes d'excitation s'interprètent dans notre référentiel à 3 dimensions spatiales comme de nouvelles particules. Ces deux types de modèles peuvent s'accompagner de prédictions expérimentales testables au LHC. Enfin, la théorie des cordes, ainsi que la gravitation quantique à boucles, sont deux théories très célèbres car elles se veulent des "théories du Tout", unifiant toutes les interactions, mais peinent pour le moment à fournir des prédictions accessibles à l'expérience.

2 L'accélérateur LHC et l'expérience CMS

2.1 Le grand collisionneur de hadrons (LHC)

2.1.1 Présentation

Le grand collisionneur de hadrons ("Large Hadron Collider", LHC) [35] est le plus grand et le plus puissant accélérateur de particules jamais construit. Ce projet international, basé au CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire), a débuté en 1994, la mise en fonctionnement de l'accélérateur ayant eu lieu en 2008.

C'est un accélérateur circulaire de 27 km de longueur, situé à la frontière franco-suisse, dans la périphérie de Genève (voir fig 2.1). Il est enfoui à une profondeur moyenne de 100 m ¹, principalement pour des raisons économiques : l'exploitation des terrains en surfaces aurait été trop coûteuse. En outre, la roche permet de protéger les expériences du rayonnement cosmique ². Le LHC est contenu dans le tunnel du LEP (grand collisionneur électron-positron), qui était le précédent accélérateur exploité par le CERN, de 1989 à 2000. Ce tunnel a un diamètre d'environ 4 m.

Le LHC permet de collisionner deux faisceaux contenant des paquets de protons ³ circulant en sens inverse dans deux tubes séparés au sein d'un même cylindre, accélérés par des cavités radiofréquences et courbés par des aimants, comme on le verra dans la section 2.1.2. En fonctionnement nominal, l'énergie des protons est de 7 TeV (99,9999991% de la vitesse de la lumière), l'énergie disponible lors de la collision, notée \sqrt{s} , étant donc de 14 TeV. Cette haute valeur de l'énergie s'explique par les valeurs records du rayon de l'accélérateur et du champ magnétique fourni par les aimants (8.3 T), auxquels elle est directement proportionnelle. De plus, à la différence d'un accélérateur linéaire, un accélérateur circulaire permet plusieurs passages successifs des paquets dans l'accélérateur qui sont autant d'ajouts d'énergie.

En revanche, l'inconvénient d'un accélérateur circulaire est la perte d'énergie par rayonnement synchrotron que subissent les particules chargées soumises à une accélération centrale. Cette perte est inversement proportionnelle à la masse de la particule à la puissance 4, ce qui a motivé le choix d'un accélérateur à protons plutôt qu'à électrons, dans

¹la profondeur varie de 50m à 173m, le plan de l'accélérateur étant légèrement incliné.

²Le rayonnement cosmique résiduel étant utilisé avantageusement pour mesurer l'alignement des détecteurs en absence de faisceau.

³Il est possible de collisionner également des ions plomb, ou des protons et des ions plomb, mais on ne traitera pas cet aspect ici.

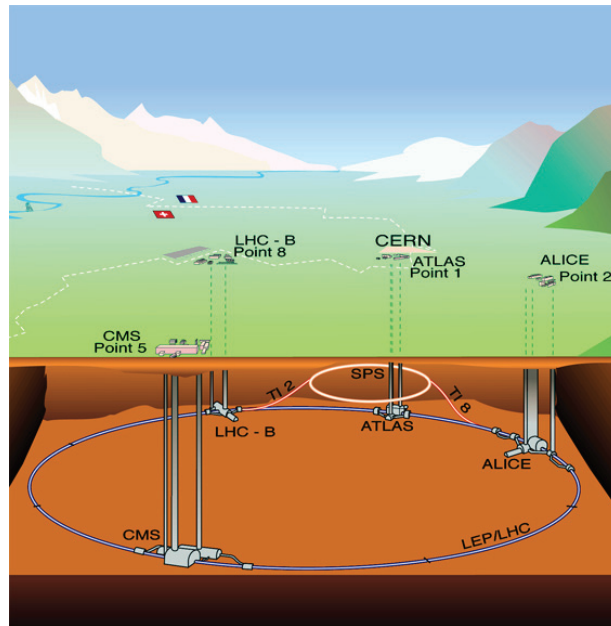


FIG. 2.1: Vue d'ensemble du LHC

le but d'atteindre une énergie de collision optimale. Par contre, la collision de hadrons entraîne des complications de mesures par rapport à la collision d'électrons. En effet, il y a un grand nombre de particules de type hadronique créées lors de la collision (ce qu'on appelle l'environnement hadronique), du fait de plusieurs facteurs (structure composite des protons incidents, phénomène d'empilement - voir section 2.1.3 -, formation de jets), ce qui complexifie la mise en évidence d'un signal particulier. En outre, la structure composite des protons incidents fait que l'énergie utilisée lors de chaque collision est variable : le LHC est donc un outil efficace pour balayer un spectre d'énergie afin de découvrir de nouvelles particules (on parle de machines de découverte), mais moins pour étudier en détail un processus particulier (on parle alors de machines de précision).

Les faisceaux se collisionnent en 4 points de l'accélérateur, indiqués sur la fig 2.1. En ces points sont installés 4 détecteurs de particules correspondant à différentes expériences (voir section 2.1.4) et abrités dans des cavernes. En fonctionnement nominal, l'espacement temporel entre deux paquets de protons T_{coll} est de 25 ns. Lors de chaque croisement, seule une infime partie des protons entre en collision, car la section transverse du faisceau, de l'ordre que quelques micromètres, est grande devant la surface occupée par les protons (voir 2.1.3). De cette manière, un même paquet de protons peut participer à des collisions pendant plusieurs heures.

La période d'exploitation du LHC, prévue pour s'étendre jusqu'en 2035, est planifiée selon différentes étapes, correspondant à différents niveaux de performance de l'accélérateur et des détecteurs. Ces étapes sont représentées sur la fresque de la figure 2.2. Les premiers

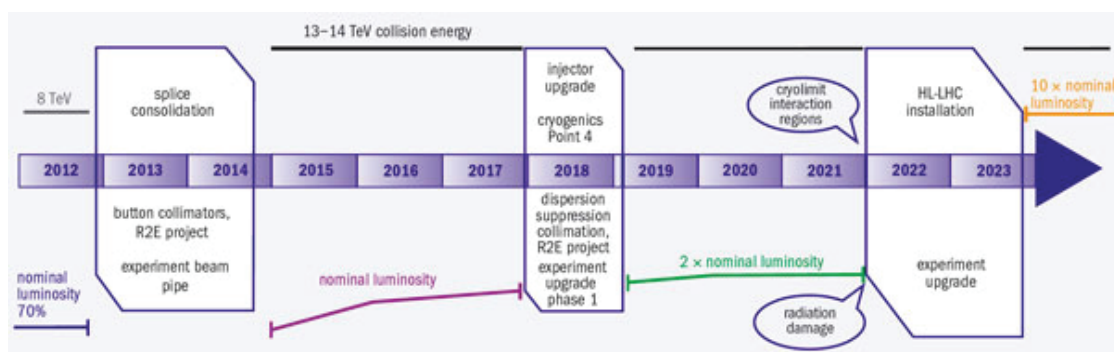


FIG. 2.2: Calendrier présentant les différentes étapes d'exploitation, avec évaluation des performances en tant qu'énergie dans le centre de masse et luminosité [36]

faisceaux ont circulé le 10 septembre 2008, mais un incident de cryogénie ⁴ a entraîné une interruption d'un an de l'accélérateur. La mise en service de la machine a ensuite eu lieu en 2009 et 2010. Puis, la première période de prise de données pour la physique, qu'on appelle "Run 1", s'est déroulée de 2010 à 2012, à une énergie dans le centre de masse de seulement 7 puis 8 TeV, et avec un espacement entre les paquets de 50 ns. Une interruption de deux ans a eu lieu ensuite, afin de préparer l'accélérateur à une hausse de l'énergie dans le centre de masse. Nous vivons actuellement la deuxième période de prise des données, ou "Run 2", débutée à une énergie de 13 TeV devant passer à 14 TeV, avec un espacement entre les paquets de 25 ns, et prévue pour se prolonger jusqu'en 2018. Il va alors s'opérer une deuxième interruption du LHC de 2 ans, qu'on appelle "Phase I", qui sera mise à profit pour augmenter la luminosité de l'accélérateur, qui est une grandeur indicatrice de sa performance qu'on définira dans la section 2.1.3, et améliorer les différents détecteurs. Il s'ensuivra une prise de données dans ces nouvelles conditions jusqu'en 2023, date à laquelle une nouvelle interruption, correspondant à une deuxième phase ("Phase II") d'amélioration de la machine et des détecteurs, est proposée et dont la durée serait de 3 ans. Cela devrait marquer le début de la période de haute luminosité du LHC (HL-LHC), correspondant à des prises de données effectuées dans des conditions de performance optimales.

2.1.2 Fonctionnement

Nous allons maintenant présenter le fonctionnement de l'accélérateur, de la source des protons jusqu'à l'éjection des faisceaux, en décrivant plus particulièrement les principaux composants du mécanisme d'accélération du LHC : les cavités radiofréquences et les aimants supraconducteurs.

⁴Une connexion électrique défectueuse entre deux aimants a entraîné une fuite d'hélium dans le tunnel.

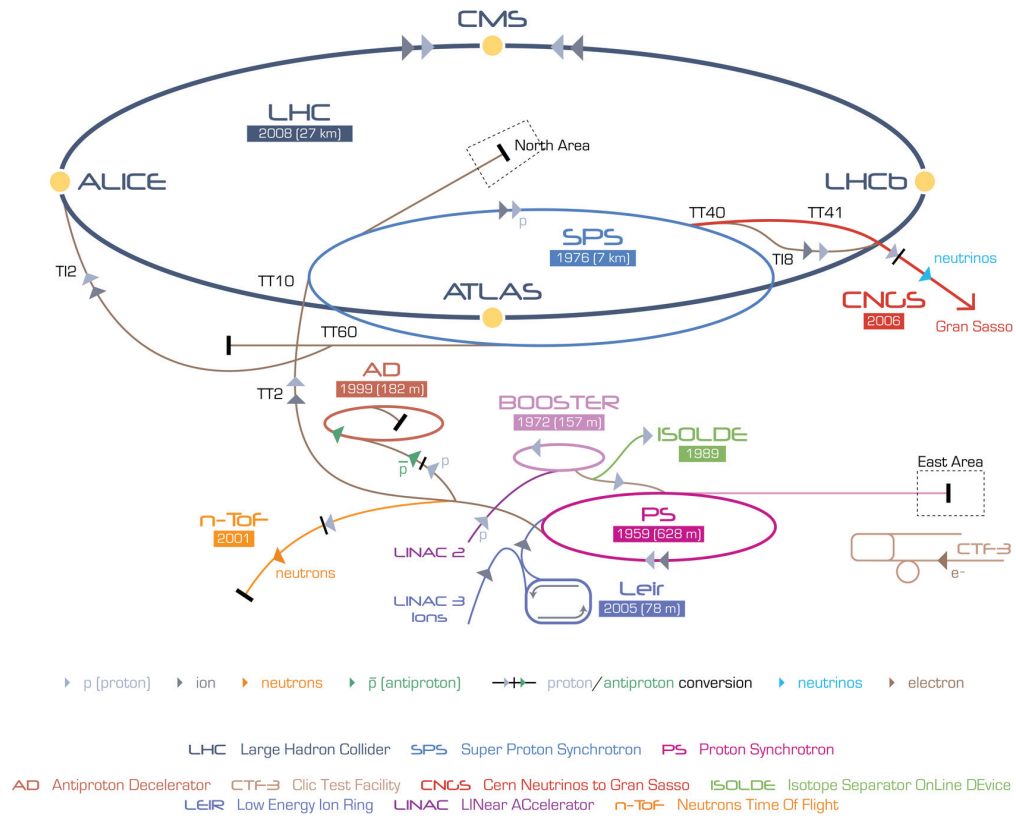


FIG. 2.3: Complexe d'accélérateurs du CERN © CERN

Chaîne de pré-accélération

En réalité, le LHC est le dernier niveau d'un complexe d'accélérateurs construits au CERN depuis plus d'un demi-siècle. Ce complexe est représenté sur le schéma de la figure 2.3.

La source des protons est une simple bouteille de dihydrogène H_2 . Le gaz est envoyé dans un cylindre de métal, le Duoplasmatron, où il est soumis à un champ électrique permettant de séparer électrons et protons. Le nombre de protons nécessaires au fonctionnement du LHC (environ 2000 paquets de 10^{11} protons) est faible devant le nombre d'Avogadro, ce qui explique qu'une seule bouteille d'hydrogène est suffisante pour alimenter le LHC durant toute la durée de son fonctionnement. En sortie du Duoplasmatron, les protons sont accélérés à une énergie de 750 keV, collimatés et espacés en paquets.

Les protons entrent ensuite dans un accélérateur linéaire, le Linac 2, composé de cavités radiofréquences, permettant d'augmenter leur énergie jusqu'à 50 MeV.

Le Linac 2 permet de remplir, à une fréquence de 1 Hz, le Booster du Synchrotron à Protons (PSB), accélérateur circulaire de 157 m de circonférence, portant l'énergie des proton à 1.4 GeV. A la sortie, les paquets de protons sont séparés par tranches de 100 ms.

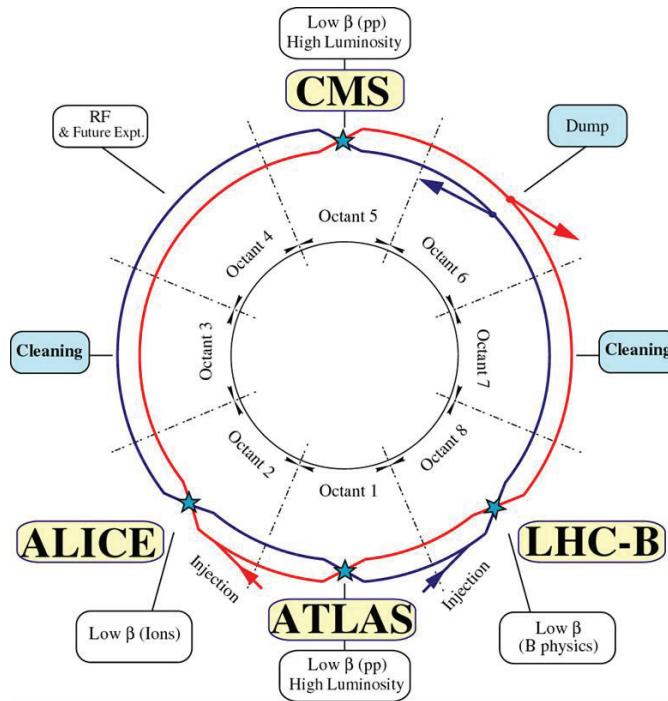


FIG. 2.4: Agencement interne du LHC [35]

Ceux-ci pénètrent ensuite dans le Synchrotron à Protons (PS), un autre accélérateur circulaire de 628 m, comportant 277 électroaimants. Celui-ci fut dans les années 60 le premier grand accélérateur du CERN, avant de devenir un élément de la chaîne d'accélération. Il permet d'accélérer les protons jusqu'à une énergie de 25 GeV et de les regrouper en 81 paquets espacés de 25 ns.

L'élément suivant de la chaîne est le Super Synchrotron à Protons (SPS), accélérateur circulaire de 7 km, comportant 1317 électroaimants et situé à 40 m sous Terre. Il fut l'accélérateur principal du CERN dans les années 80 et permit de découvrir les bosons Z et W^\pm . Il porte l'énergie des protons à 450 GeV et peut contenir 243 paquets. Cette étape prend 4.3 s.

Enfin les paquets de protons pénètrent dans le LHC et le remplissent jusqu'à une capacité maximale de 2808 paquets. Ils sont accélérés jusqu'à une énergie maximale de 7 TeV et mis en forme, en une durée d'environ 45 min.

Pour mieux comprendre le fonctionnement du LHC, il faut tout d'abord présenter son agencement. Ce n'est pas réellement un accélérateur circulaire : il en fait composé de 8 sections droites et de 8 arcs de cercle. Les sections droites mesurent environ 528 m et peuvent avoir diverses fonctions : injection, éjection, mise en forme, accélération ou croisement des faisceaux. Les arcs de cercle, longs de 5.28 km, contiennent les aimants supraconducteurs permettant de courber et mettre en forme le faisceau. Entre chaque

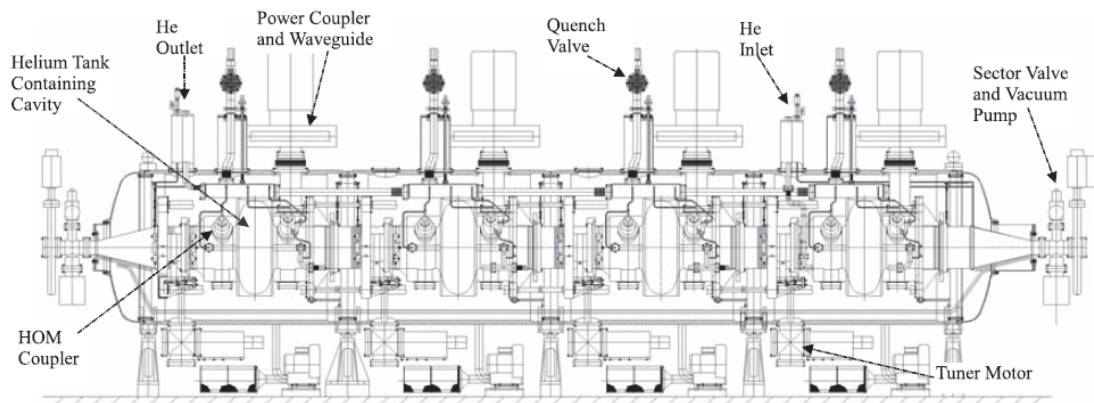


FIG. 2.5: Assemblage de 4 cavités radiofréquences [35]

section droite et arc se trouvent des supprimeurs de dispersion, réduisant notamment, comme leur nom l'indique, la dispersion transverse du faisceau. Ces éléments permettent de définir 8 octants, régions contenant une section droite et deux demi-arcs, qui sont représentés sur la figure 2.4. Les octants 1, 2, 5 et 8 contiennent les quatre points de croisement des faisceaux, où sont situées les quatre grandes expériences du LHC. Les octants 2 et 8 servent en outre à l'injection des faisceaux et le 6 à leur éjection. Les octants 3 et 7 sont eux dédiés à leur mise en forme. Enfin, l'octant 4 permet l'accélération des faisceaux grâce à des cavités radiofréquences.

Cavités radiofréquences

Le LHC comporte 16 cavités radiofréquences (8 pour chaque faisceau), schématisées sur la figure 2.5. Chaque cavité RF délivre une tension électrique parallèle au sens de propagation du faisceau, d'une valeur de 2 MV, afin de lui fournir une accélération. Cette tension est oscillante, à une fréquence de 400 MHz, de façon à ce que le passage de chaque paquet de protons corresponde à un maximum du signal. A chaque passage, un faisceau reçoit de l'énergie de la part des 8 cavités RF, soit 16 MeV au total. Il lui faut ainsi environ un million de passages au sein des cavités pour acquérir son énergie nominale de 7 TeV, ce qui prend une quinzaine de minutes. Pour délivrer une telle tension, une cavité est alimentée par un klystron (tube contenant des faisceaux d'électrons) dont l'énergie est transmise par un guide d'ondes. Enfin, les cavités sont placées dans des cryomodules permettant de les refroidir à 4.5 K pour que le métal qui les compose, le niobium, soit dans un état supraconducteur.

Aimants supraconducteurs

L'autre élément clé du LHC est bien sûr ses aimants supraconducteurs. Ils sont contenus dans les huit arcs, où ils sont répartis en 23 sections de 107 m contenant 154 aimants.

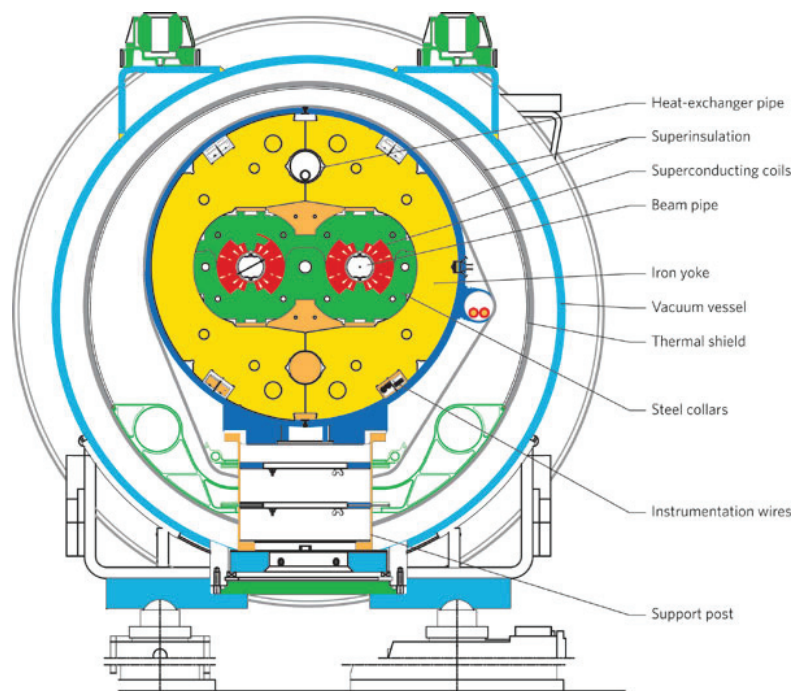


FIG. 2.6: Section transverse d'un aimant dipolaire au sein de sa structure [35]

Les aimants principaux sont les dipôles, permettant de courber la trajectoire des faisceaux. Ils sont au nombre de 1232, font 15 m de longueur et pèsent 35 tonnes. Alimentés par un courant de 11850 A, ils génèrent un champ de 8.4 T, ce qui fait d'eux les aimants les plus puissants jamais construits de façon industrielle. Pour délivrer un tel champ, ils doivent être dans un état supraconducteur. Ils sont ainsi composés de filaments de niobium-titane, et refroidis à l'hélium liquide à 1.9 K. Pour acheminer les 5000 L d'hélium nécessaires au refroidissement de l'ensemble des aimants, un anneau cryogénique est installé dans le tunnel du LHC. Le schéma d'un aimant dipolaire du LHC est représenté sur la figure 2.6. En raison du manque de place dans le tunnel, un même aimant doit guider les deux faisceaux, et doit donc délivrer deux champs magnétiques dans des directions opposées. Cela est permis par la structure géométrique complexe, "en 8", de l'aimant. En outre, un enchevêtrement de câbles ("collar") est mis en place autour de l'aimant afin d'éviter qu'il se déforme sous l'effet du grand courant électrique, auquel se superpose une culasse en fer ("yoke") permettant le retour de champ.

En plus des dipôles, il existe une grande variété de plus petits aimants servant à mettre en forme le faisceau. Les aimants quadripolaires servent ainsi à focaliser le faisceau en fournissant un champ s'opposant à la force électrique répulsive entre les protons au sein d'un paquet. La moitié de ces aimants permet la focalisation verticale, l'autre horizontale. En outre, des aimants sextupolaires, octupolaires, décupolaires, etc, corrigent des effets fins telles des imperfections du champ magnétique à l'extrémité des dipôles.

Enfin, on peut mentionner un autre type d'aimants, non pas contenus dans les arcs mais dans les sections droites, avant les points de croisement. Il s'agit des triplets internes, composés de trois quadripôles, permettant de resserrer les faisceaux, en réduisant d'un facteur 12 leur section transverse.

L'ultravide

Pour que le faisceau conserve sa qualité, il est en outre nécessaire de minimiser les collisions entre les protons et les molécules de gaz résiduelles au sein du tube. Pour ce faire il faut se placer dans un vide très poussé, l'ultravide, caractérisé par un niveau de pression équivalent à celui que l'on trouve dans l'espace intersidéral : $\sim 10^{-7}$ Pa. L'ultravide est obtenu par le biais d'un pompage cryogénique appliqué aux tubes, d'une durée de plusieurs semaines, permettant la condensation et la fixation des gaz sur les parois (phénomène d'adsorption).

Par ailleurs, le rayonnement de freinage émis par les protons est susceptible d'ioniser les particules adsorbées sur les parois, ce qui crée des nuages d'électrons, du fait de l'attraction générée par les protons circulant. Ces nuages se dissipent en quelques dizaines de nanosecondes, et sont donc susceptibles de dégrader la qualité du faisceau, notamment pour un temps d'espacement des paquets de 25 ns. Pour réduire ce phénomène, on "nettoie" le tube ("scrubbing") en y faisant circuler pendant quelques jours un faisceau intense de faible énergie, qui libère et élimine les molécules de gaz adsorbées.

Éjection du faisceau

Enfin, on souhaite parfois se débarrasser du faisceau ("dumping"), lorsque sa qualité s'est trop dégradée (augmentation de la dispersion transversale et longitudinale des paquets notamment), typiquement au bout d'une dizaine d'heures, ou lorsque survient une anomalie dans l'accélérateur. Pour ce faire, on éjecte le faisceau du LHC grâce à un aimant défecteur, situés dans l'octant 6. Celui-ci s'active lorsque passe le "wagon vide" du faisceau, c'est à dire un intervalle entre deux paquets de protons laissé volontairement vide. Ainsi, les paquets suivants sont déviés vers une voie d'extraction de près de 1000 m conduisant à un bloc absorbeur, qui consiste en un cylindre de graphite et de béton, de 8 m de long sur 1 m de diamètre. Les faisceaux sont étalés lors de leur passage dans la voie d'extraction par des aimants dilueurs ce qui permet d'éviter la surchauffe du bloc lors de l'absorption.

2.1.3 Paramètres

Nous avons présenté de manière qualitative les grandes étapes nécessaires à l'accélération et à la mise en forme des paquets de protons. De manière quantitative, on peut maintenant définir deux grandeurs caractéristiques de l'accélérateur conditionnant directement les prises de données : la luminosité et l'empilement.

La luminosité

La luminosité est une grandeur dépendant des paramètres du faisceau permettant de quantifier le nombre d'événements susceptibles d'être observés lors de la prise de données pour un processus de physique considéré. Ainsi, si σ est la section efficace du processus et T le temps de prise de données, alors on pourra observer un nombre d'événements N :

$$N = \sigma L = \sigma \int_0^T L_{inst}(t) dt \quad (2.1)$$

L est la luminosité intégrée (exprimée en femtobarns inverses, fb^{-1}), L_{inst} est la luminosité instantanée, qui s'obtient par :

$$L_{inst} = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \quad (2.2)$$

avec :

- N_b le nombre de particules par paquet.
- n_b le nombre de paquets par faisceau.
- f_{rev} la fréquence de révolution des particules.
- γ le facteur relativiste des protons.
- β^* la fonction d'amplitude au point d'interaction. On peut voir ce paramètre comme la distance au bout de laquelle la largeur du faisceau est divisée par deux à partir du point de focalisation.
- ϵ_n l'émittance transverse normalisée du faisceau, l'émittance transverse ϵ étant l'aire d'une section du faisceau dans l'espace des phases de position et impulsion des protons.
- F le facteur de réduction géométrique de la luminosité dû à l'angle entre les faisceaux. Il est défini par :

$$F = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma_z \phi}{2\sigma_x}\right)^2}} \quad (2.3)$$

avec ϕ l'angle de croisement entre les deux faisceaux, σ_z et σ_x les extensions longitudinales et transversales des faisceaux

Le tableau 2.1 indique les valeurs des paramètres du faisceau et de la luminosité instantanée et intégrée pour les années 2011, 2012 (Run 1), 2015, 2016 (Run 2). Il met en lumière les progrès en terme de performance de l'accélérateur au cours du Run 1, qui sont poursuivis au cours du Run 2. On voit notamment que pour le Run 1, l'année la plus prolifique en terme de luminosité intégrée a été l'année 2012 avec 23.3 fb^{-1} délivrés par le LHC, contre 6.1 fb^{-1} pour 2011. L'année 2015 correspondant au redémarrage du LHC, la luminosité délivrée a été de 4.2 fb^{-1} seulement. Le LHC a par contre fonctionné dans de très bonnes conditions en 2016 et a délivré plus de 40 fb^{-1} .

L'empilement

L'empilement ("pile-up", PU) correspond à la multiplicité des collisions que l'on observe à chaque croisement de faisceaux. Du point de vue de l'analyse des données, on distingue la collision "dure", qui est l'événement d'intérêt, de plus haute énergie, des collisions secondaires, non intéressantes mais influençant les mesures. L'empilement est donc

année	2011	2012	2015	2016
\sqrt{s} (TeV)	7	8	13	13
T_{coll} (ns)	50	50	25	25
N_b	1.5×10^{-11}	1.6×10^{-11}	1.2×10^{-11}	1.2×10^{-11}
n_b	1380	1380	2376	2076
β^* (m)	1	0.6	0.8	0.4
ϵ ($\mu\text{m}\cdot\text{rad}$)	1.9-2.4	2.2-2.5	3.5	2.6
$L_{inst,max}$ ($\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$)	3.5×10^{33}	7.6×10^{33}	6.3×10^{33}	1.1×10^{34}
L (fb^{-1})	6.1	23.3	4.2	41.1

TAB. 2.1: Paramètres typiques du faisceau au cours du Run 1 et Run 2 au LHC [37] [38]

un paramètre d'importance car il va impacter le traitement des données. Sa valeur est proportionnelle à la luminosité.

On distingue l'empilement "en temps" de l'empilement "hors temps".

L'empilement "en temps" correspond au nombre d'interactions ayant lieu lors du croisement de faisceaux. Il s'écrit simplement :

$$PU_{in-time}(t) = \sigma_{pp}L_{inst}(t)T_{coll} \quad (2.4)$$

où σ_{pp} est la section efficace de collision proton-proton inélastique.

L'empilement "hors-temps" correspond à des interactions ayant lieu lors des croisements de faisceaux précédent ou suivant le croisement considéré, mais influençant la mesure du fait de la latence des détecteurs.

Concrètement, l'empilement impacte les mesures des façons suivantes :

- La multiplicité des vertex d'interaction reconstruits fait qu'on peut associer à l'événement dur un vertex d'empilement, ce qui biaise la mesure de position et d'impulsion transverse des produits de l'événement dur.
- Si des produits d'empilement sont émis dans une direction proche des produits de l'événement dur, cela peut conduire à une mesure surestimée de l'énergie de ces derniers produits.

Diverses techniques d'analyse de données permettent toutefois de réduire l'impact de l'empilement (voir sections 3.1.3, 3.2.1, 3.3.2 notamment).

Le tableau 2.2 indique les valeurs moyennes de l'empilement en 2011, 2012, 2015 et 2016. On voit que sa valeur est proportionnelle à la luminosité et à la fréquence de croisement : hausse au cours du Run 1, diminution en 2015 à cause du redémarrage puis forte hausse en 2016. De plus, en guise d'illustration, la figure 2.7 montre la distribution de l'empilement mesurée par l'expérience CMS en 2012, avec une valeur moyenne de 21 événements observés par croisement de faisceaux.

année	2011	2012	2015	2016
PU	6.3-11.6	21	11	27

TAB. 2.2: Valeur de l'empilement mesuré par l'expérience CMS au cours du Run 1 et Run 2 au LHC [37] [38]

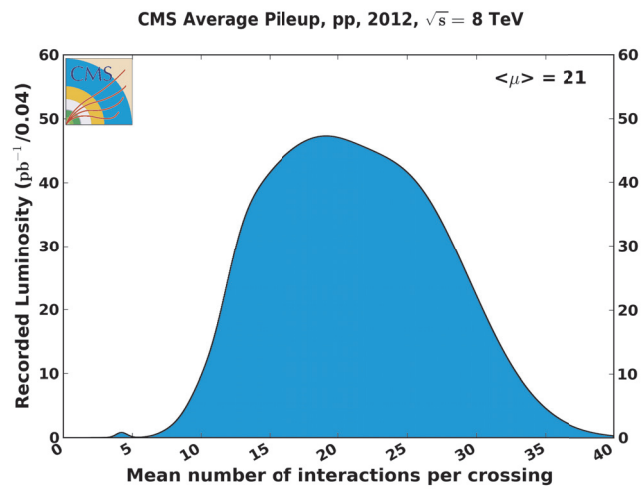


FIG. 2.7: Distribution de l'empilement mesuré par CMS au cours de l'année 2012 [39]

2.1.4 Expériences

Nous pouvons maintenant nous intéresser aux quatre expériences situées aux points de collision du LHC.

CMS

L'expérience CMS (Compact Muon Solenoid) [40], située au point de collision de l'octant 5 (Point 5), est l'une des deux expériences généralistes du LHC. Sa description détaillée fera l'objet de la section 2.2.

ATLAS

L'expérience ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [41], située à Point 1, est l'autre expérience généraliste du LHC. Comme son nom l'indique, les buts d'une expérience dite généraliste sont variés : recherche du boson de Higgs, de particules supersymétriques, étude des propriétés du quark top ...

Le détecteur ATLAS est de forme cylindrique, avec une structure en couches concentriques autour du point de collision correspondant à différents sous-détecteurs. Il mesure 25 m de diamètre pour 44 m de longueur et pèse 7000 t. Un schéma du détecteur est présenté sur la figure 2.8.

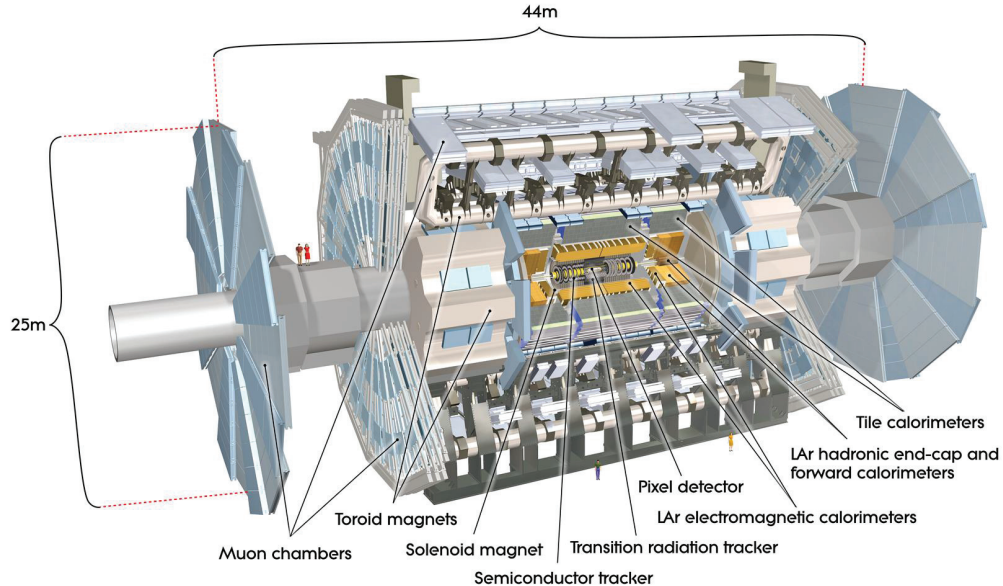


FIG. 2.8: Schéma en coupe du détecteur ATLAS [41]

Le sous-détecteur le plus proche du faisceau est le détecteur interne, mesurant la trace des particules chargées afin d'avoir une information sur leur impulsion transverse et sur leur signe. Il est constitué de silicium et il consiste en un détecteur à pixels et un trajectographe à bandes semi-conductrices (SCT) dans sa partie interne, et d'un trajectographe de rayonnement de transition (TRT) à base de pailles dans sa partie externe. Ce sous-détecteur est contenu à l'intérieur d'un aimant solénoïde émettant un champ magnétique de 2 T permettant de courber la trajectoire des particules chargées.

Le sous-détecteur suivant est le calorimètre électromagnétique, mesurant l'énergie et la position des photons et des électrons. Il s'agit d'un calorimètre à échantillonnage, constitué d'une alternance de couches absorbantes en plomb et de couches actives en argon liquide. L'avantage d'un tel calorimètre est qu'il permet grâce à sa granularité longitudinale de mesurer précisément la direction de propagation d'un photon et donc de remonter au vertex de l'interaction.

Ensuite on trouve le calorimètre hadronique, mesurant l'énergie et la position des jets. Dans la partie centrale du cylindre (tonneau), il consiste en un assemblage de plaques de fer absorbantes et de tuiles de plastique scintillantes. Aux extrémités du cylindre (bouchons), il a la même structure à base de plomb et d'argon liquide que le calorimètre électromagnétique.

Enfin, les derniers sous-détecteurs sont les chambres à muons, mesurant leurs traces. Ces chambres sont constituées de tubes à dérive. Elles sont entourées d'un système d'aimants toroïdaux permettant de courber la trajectoire des muons, ce qui permet une détermination précise de leur impulsion transverse en combinant l'information des chambres à muons avec celle du détecteur interne.

ALICE

L'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment)[42], située au Point 2, est une expérience dédiée à l'étude de l'interaction forte dans des environnements de haute densité et énergie, en particulier à travers l'étude d'un état de la matière, le plasma de quarks et de gluons, qui aurait existé quelques microsecondes après le Big-Bang. Cette expérience exploite essentiellement les données des collisions Plomb-Plomb fournies par le LHC car elles permettent d'obtenir un tel environnement.

Le détecteur ALICE mesure 16 m de diamètre pour 26 mètres de longueur et pèse 10000 t. Il est constitué d'un tonneau central dédié à la mesure des propriétés des photons, électrons et hadrons, et d'un spectromètre à muons placé à l'avant du détecteur. Un schéma du détecteur est présenté sur la figure 2.9.

Le tonneau est placé à l'intérieur d'un grand aimant solénoïde⁵. Il contient plusieurs types de détecteurs : un trajectographe (ITS), une chambre à projection temporelle (TPC), un détecteur à temps de vol (TOF), un anneau d'imagerie Cherenkov (HMPID), un détecteur à radiations de transitions (TRD) et deux calorimètres électromagnétiques (PHOS et EMCal) .

⁵C'est le même qui était utilisé par l'expérience L3 au LEP.

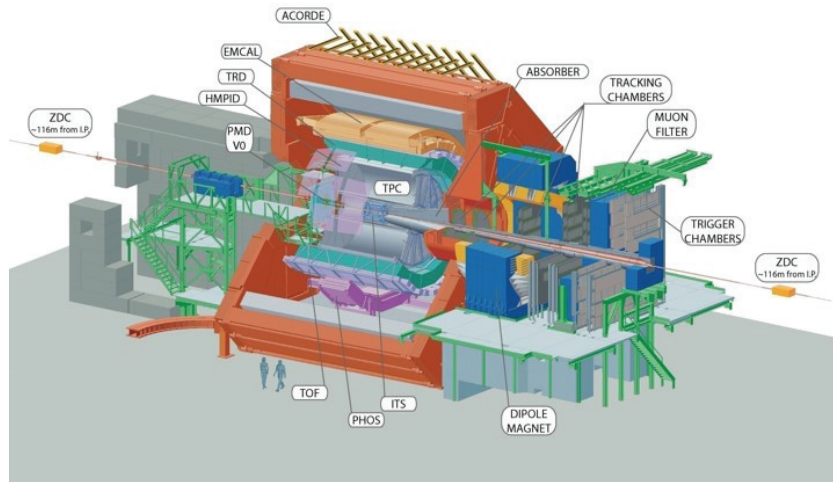


FIG. 2.9: Schéma en coupe du détecteur ALICE [42]

A l'avant du détecteur, quatorze plans de chambres à muons sont placés derrière des absorbeurs et sont contenus en partie à l'intérieur d'un aimant dipolaire.

LHCb

L'expérience LHCb [43], située au Point 8, s'intéresse à la physique des saveurs lourdes, notamment l'étude de la violation CP dans les désintégrations des hadrons contenant des quarks b et c . La mise en évidence de sources de violation CP hors Modèle Standard pourrait permettre d'expliquer l'asymétrie matière / antimatière dans l'Univers.

Lors des collisions proton-proton au LHC, les quarks b sont produits préférentiellement avec une faible impulsion transverse, c'est pour cela que le détecteur LHCb consiste en un bras couvrant seulement les faibles angles d'émission par rapport au faisceau, de 10 à 300 mrad. Il ne couvre de plus qu'une seule direction. Ses dimensions sont 21 m de longueur pour 10 m de hauteur et 13 m de largeur et son poids est de 5600 t. Un schéma du détecteur est présenté sur la figure 2.10.

Le détecteur comporte tout d'abord un détecteur de localisation du vertex (VELO). La trajectographie s'effectue par le biais de détecteurs à bandes (TT, T1, T2, T3) et d'anneaux d'imagerie Cherenkov (RICH1, RICH2), ces derniers améliorant notamment la discrimination entre les pions et les kaons. TT et RICH1 sont contenus à l'intérieur d'un aimant dipolaire délivrant un champ de 4 T.m, T1, T2, T3 et RICH2 étant situés à l'extérieur de l'aimant. Le détecteur comporte également un calorimètre électromagnétique (ECAL), un calorimètre hadronique (HCAL) et des chambres à muons.

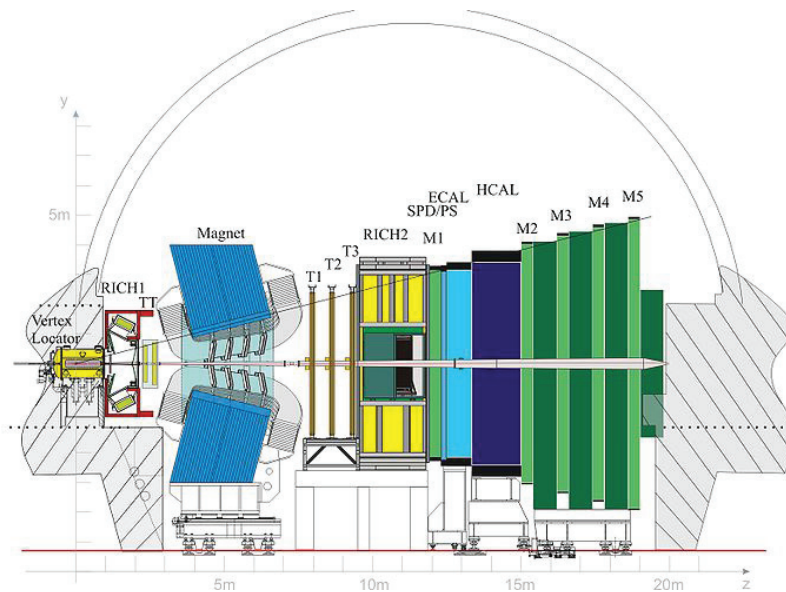


FIG. 2.10: Schéma en coupe du détecteur LHCb [43]

2.2 L'expérience Compact Muon Solenoid (CMS)

Nous allons maintenant nous intéresser plus en détail à l'expérience CMS, étant donné que les travaux présentés dans cette thèse se basent sur les données qu'elle a recueillies.

2.2.1 Présentation

Le détecteur CMS se trouve au Point 5, à 100 m de profondeur, près de la commune française de Cessy, entre le lac de Genève et les montagnes du Jura. Son exploitation fait l'objet d'une riche collaboration internationale, regroupant plus de 3500 physiciens provenant de 191 instituts, dans 43 pays. Les thématiques de recherche y sont variées. Tout d'abord, l'une des motivations est d'élucider la nature de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible, à travers notamment l'étude du boson de Higgs découvert à 125 GeV mais aussi la recherche de bosons de Higgs supplémentaires. L'expérience CMS tente également de mettre en lumière une éventuelle nouvelle physique au delà du Modèle Standard, à l'échelle du TeV, par la recherche de nouvelles particules prédites par des modèles de supersymétrie ou de dimensions supplémentaires par exemple. Elle s'intéresse également à la physique du quark top, effectue des mesures de précision du Modèle Standard, étudie les collisions d'ions lourds ...

Ces motivations scientifiques couplées aux paramètres exceptionnels de l'accélérateur ont déterminé les caractéristiques du détecteur CMS. Ses critères de performance globaux sont les suivants :

- Bonne efficacité de reconstruction et résolution en impulsion des traces des particules

- chargées, capacité d'identification des taus et des b-jets.
- Bonne résolution en énergie électromagnétique et en masse pour les paires di-photon et di-électron (de l'ordre de 1% à 100 GeV), discrimination entre photons et pions neutres.
- Bonne résolution en énergie transverse manquante et en masse pour les paires di-jet.
- Bonne capacité d'identification des muons et de détermination de leur charge, bonne résolution en masse des paires di-muon (de l'ordre de 1% à 100 GeV).
- Grande couverture angulaire pour toutes les particules.

Les sous-détecteurs doivent ainsi présenter une bonne résolution en énergie mais aussi une fine granularité et une bonne résolution temporelle pour limiter l'effet de l'empilement. De plus, ils doivent être résistants aux radiations étant donné la haute luminosité délivrée par le LHC. Le détecteur doit en outre posséder un système de déclenchement des prises de données efficace afin de réduire le flux d'événements à enregistrer. Enfin, l'une des caractéristiques principale de CMS est sa compacité : son trajectographe mais aussi ses calorimètres sont contenus à l'intérieur d'un grand aimant solénoïde. L'avantage de cet agencement est que l'on peut mesurer l'énergie des photons, électrons et jets sans qu'ils aient interagi avec la matière contenue dans l'aimant ce qui améliore la résolution. Par ailleurs, cet aspect illustre que de manière générale, les expériences CMS et ATLAS ont opté pour des choix technologiques différents dans l'élaboration de leur détecteur, ce qui fait qu'elles sont complémentaires tout en ayant les mêmes axes de recherche scientifique.

Les dimensions du détecteur CMS sont 21 m de longueur pour 15 m de diamètre et son poids de 12500 t ⁶. Pour décrire sa structure, il est tout d'abord nécessaire de définir son système de coordonnées : l'origine correspond au point de collision, le plan xy est transverse à la direction du faisceau, avec l'axe x pointant vers le centre du LHC et l'axe y pointant verticalement, et l'axe z est parallèle à la direction du faisceau, pointant vers les montagnes du Jura. L'angle azimutal ϕ est mesuré à partir de l'axe x dans le plan xy tandis que l'angle polaire θ est mesuré à partir de l'axe z (voir schéma 2.11). Plutôt que

⁶Ce qui en fait le plus lourd détecteur jamais construit.

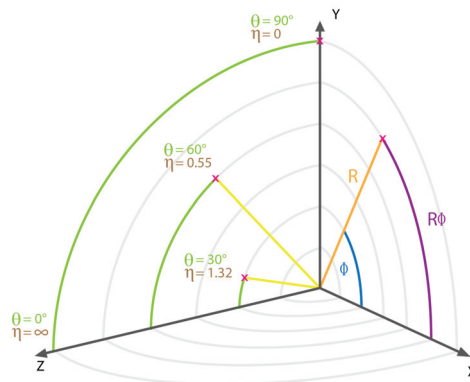


FIG. 2.11: Système de coordonnées pour le détecteur CMS [44]

l'angle polaire, on préfère utiliser la pseudo-rapacité η ⁷ définie par :

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (2.5)$$

On définit l'angle de séparation ΔR , invariant de Lorentz, entre deux particules de coordonnées (ϕ_1, η_1) et (ϕ_2, η_2) par :

$$\Delta R = \sqrt{(\phi_1 - \phi_2)^2 + (\eta_1 - \eta_2)^2} \quad (2.6)$$

L'impulsion transverse d'une particule d'impulsion \vec{p} s'obtient par :

$$p_T = \frac{\|\vec{p}\|}{\cosh \eta} \quad (2.7)$$

Le détecteur CMS est de forme cylindrique, avec un tonneau central autour de l'axe z de couverture angulaire d'environ $|\eta| < 1.5$ et des bouchons aux extrémités. Il est structuré selon différentes couches de sous-détecteurs : un trajectographe en silicium, un calorimètre électromagnétique homogène, un calorimètre hadronique à échantillonnage et des chambres à muons. Un schéma du détecteur est présenté sur la figure 2.12.

2.2.2 Architecture interne

Le trajectographe

Le rôle du trajectographe est de mesurer précisément la trajectoire, courbée par un champ magnétique, des particules chargées émises lors de la collision : électrons, muons, hadrons chargés. La courbure de la trajectoire permet de déduire l'impulsion et la charge des particules. De plus, l'origine des trajectoires reconstruites (traces) permet de remonter à la position des différents vertex d'interactions. On distingue en particulier les vertex primaires et les vertex secondaires, ou déplacés. Les vertex primaires correspondent aux points de collision entre les quarks ou gluons contenus dans les protons incidents, et desquels émergent un grand nombre de traces. Les vertex secondaires correspondent quant à eux au point de désintégration d'une particule lourde émise lors de la collision, et se caractérisent par une moindre multiplicité de traces, et une distance par rapport à un vertex primaire compatible avec le temps de vol de la particule. Ils sont utilisés essentiellement pour identifier les quarks b et les taus.

Le trajectographe de CMS consiste en plusieurs couches de silicium présentant une fine granularité. Ainsi, le passage d'une particule chargée à travers chaque couche est reconstruit en deux dimensions via l'ionisation du semi-conducteur par la particule. La combinaison des mesures des différentes couches permet de reconstruire la trajectoire de la particule. Le choix du silicium s'explique par le fait qu'il peut offrir une grande granularité, un temps de réponse rapide et une bonne résistance aux radiations.

⁷En physique des particules expérimentale, on utilise cette coordonnée car elle est invariante de Lorentz, et car le taux de production des particules est constante par rapport à elle. Dans la limite relativiste, elle est équivalente à la rapidité de la relativité restreinte, et y est égale dans le cas d'une particule sans masse.

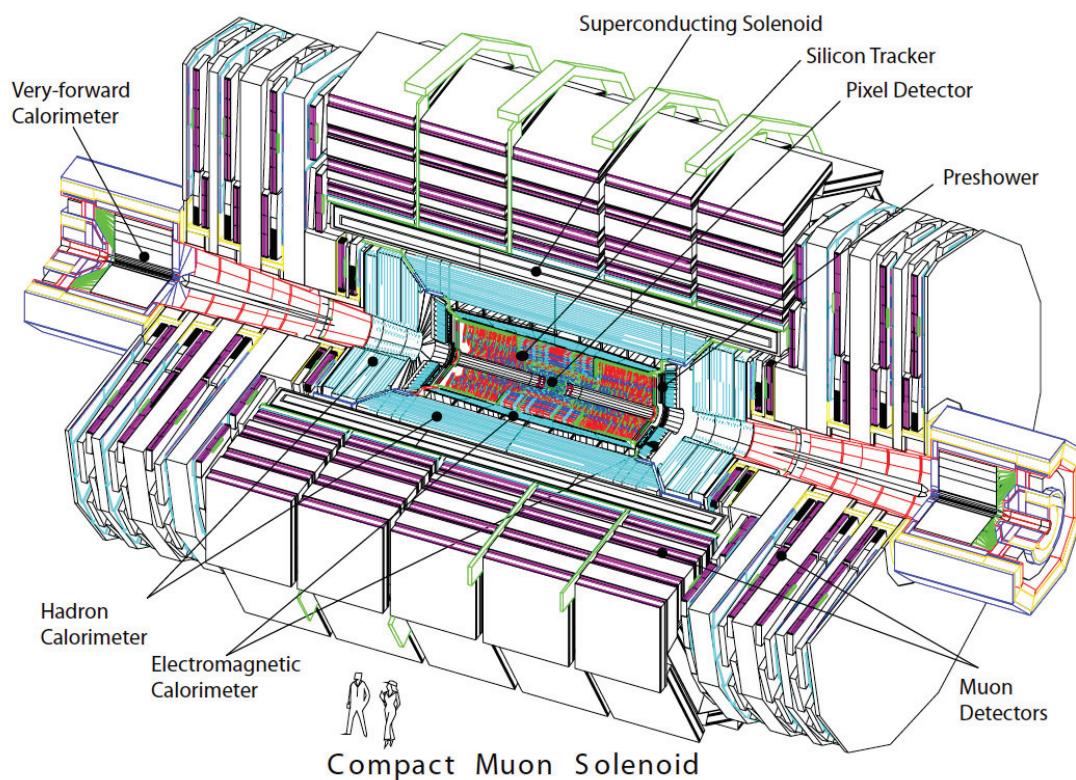


FIG. 2.12: Schéma en coupe du détecteur CMS [40]

Un schéma du trajectographe de CMS est présenté sur la figure 2.13. Sa longueur est de 5.8 m pour un diamètre de 2.5 m. Son acceptation en pseudo-rapacité est $|\eta| < 2.5$. Il se divise en deux sous-systèmes : le détecteur à pixels et le détecteur à pistes.

Le détecteur à pixels est situé le plus proche du point de collision, il doit donc répondre à un flux angulaire très intense de particules et donc présenter une granularité très fine. Il comporte trois couches cylindriques dans le tonneau, d'une longueur de 53 cm, situées respectivement à 4.4 cm, 7.3 cm et 10.3 cm du centre du détecteur, et deux couches circulaires dans chaque bouchon, de rayons de 6 cm et 15 cm, et situés à 34.4 cm et 46.5 cm du centre. Ces couches ont une épaisseur d'environ $300 \mu\text{m}$. Elles sont composées de 66 millions de cellules de mesure de très faibles dimensions (environ $100 \times 150 \mu\text{m}^2$) qu'on appelle les pixels.

Le détecteur à pistes entoure le détecteur à pixels. Il est divisé en plusieurs parties. Dans le tonneau se trouvent le TIB (Tracker Inner Barrel), composé de 4 couches, puis le TOB (Tracker Outer Barrel), composé de 6 couches. Dans les bouchons se trouvent les TID (Tracker Inner Disks), composés de trois disques, puis les TEC (Tracker End Cap), composés de 9 disques. Les couches du TIB et du TID ont une épaisseur d'environ $300 \mu\text{m}$, celles du TOB et du TEC une épaisseur d'environ $500 \mu\text{m}$. Les cellules de mesure au sein de ces systèmes, au nombre de 15000, sont des micropistes de silicium. Elles sont de plus grandes dimensions ($10 \text{ cm} \times 80 \mu\text{m}$ à $25 \text{ cm} \times 180 \mu\text{m}$) que les pixels.

L'électronique de lecture, ainsi que le système de refroidissement ⁸ constituent ce qu'on appelle le budget matériel du trajectographe, c'est à dire la matière supplémentaire avec laquelle une particule est susceptible d'interagir lors de son passage. En particulier, le budget matériel, tout comme le silicium, est responsable de conversions de photons en paires électrons - positrons, de rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) de la part des

⁸Le trajectographe fonctionne à une température de -10°C .

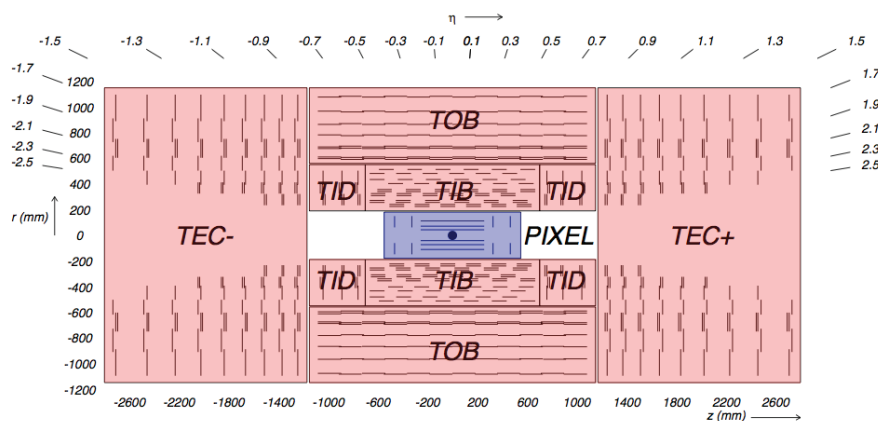


FIG. 2.13: Schéma en coupe du trajectographe de CMS, constitué du détecteur à pixels (en bleu) et du détecteur à pistes (en rouge) [44]

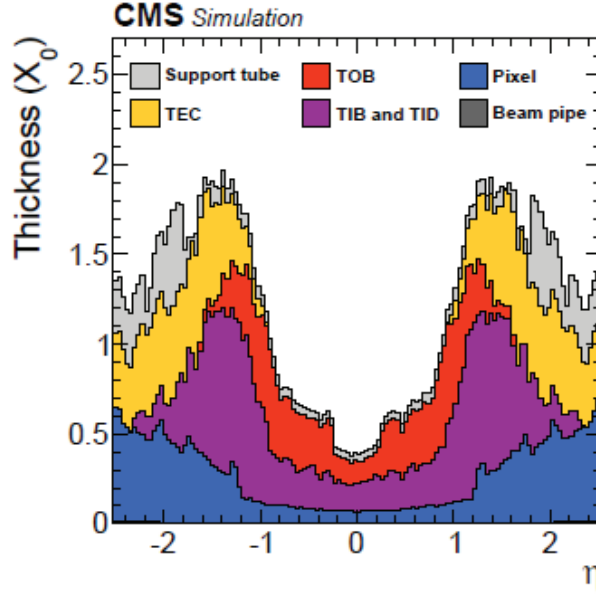


FIG. 2.14: Budget matériel, exprimé en longueurs de radiations X_0 , du trajectographe en fonction de η [44]

électrons et d'interactions nucléaires de la part des hadrons contenus dans les jets. Il a donc été nécessaire de le réduire au maximum, ce qui a conditionné certains choix concernant la structure du trajectographe. La budget matériel en fonction de η est présenté sur la figure 2.14.

Enfin, le trajectographe a été conçu pour fonctionner pendant 10 ans malgré l'exposition aux radiations. Au delà, sa performance est supposée se dégrader considérablement (modules inopérants, perte de résolution spatiale...)

Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique (ECAL) a pour rôle de stopper les photons et les électrons et de mesurer leur énergie. CMS a opté pour un calorimètre homogène, constitué de cristaux scintillants de tungstate de plomb ($PbWO_4$). Il comporte un tonneau central (EB) et des bouchons (EE). Le tonneau présente un rayon interne de 1.29 m et un rayon externe de 1.81 m, pour une longueur de 5.86 m, soit un intervalle de pseudo-rapidité de $0 < |\eta| < 1.48$. Les bouchons ont une épaisseur de 97 cm et une couverture angulaire $1.57 < |\eta| < 3$. De plus, un détecteur de pieds de gerbe (ES) est placé devant les bouchons pour améliorer la discrimination entre photons et pions. Nous consacrerons la section 2.3 à une description plus détaillée de ce sous-détecteur.

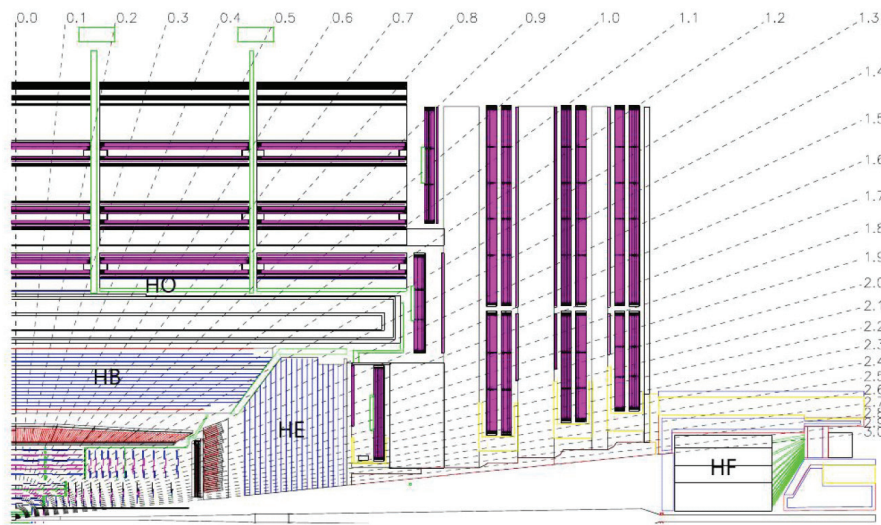


FIG. 2.15: Schéma en coupe du calorimètre hadronique de CMS [40]

Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique (HCAL) a pour rôle de stopper les jets et de mesurer leur énergie et leur direction. Pour rappel, les quarks et gluons produits lors de l'interaction dure ne peuvent rester dans un état isolé du fait des propriétés de l'interaction forte et forment ainsi des hadrons en se combinant avec des paires quarks - antiquarks émergeant du vide (phénomène d'hadronisation). Ces hadrons peuvent à leur tour se désintégrer en d'autres hadrons. Le tout forme une gerbe hadronique qu'on appelle un jet, dont l'énergie et la direction correspondent approximativement à celles du quark ou gluon initial. Les propriétés du jet (largeur du cône, composition) peuvent fournir une indication sur la nature de la particule incidente, notamment s'il s'agit d'un quark ou d'un gluon, et aussi s'il s'agit d'un quark b . Outre la reconstruction des jets, le HCAL est indirectement impliqué dans la reconstruction des neutrinos et d'éventuelles particules exotiques, dont la signature expérimentale est de l'énergie transverse manquante (MET). La précision de la mesure de la MET dépend essentiellement de la précision de la mesure de l'énergie des jets par le HCAL, étant donné que ces derniers sont les objets les plus abondamment produits lors d'une collision et les plus difficiles à reconstruire. Il est en particulier primordial que le HCAL soit aussi hermétique et ait une aussi grande couverture angulaire que possible.

Le HCAL de CMS est un calorimètre à échantillonnage, c'est à dire qu'il consiste en un assemblage de couches absorbantes, visant à stopper les jets, et de couches scintillatrices, visant à mesurer leur énergie. Le choix du matériau absorbeur s'est porté sur le laiton, car il présente une faible longueur d'interaction et n'est pas magnétique. Entre les couches de laiton s'intercalent des tuiles scintillantes en plastique. Des fibres optiques permettent d'acheminer la lumière de scintillation vers des photo-détecteurs (photodiodes hybrides, HPD).

Un schéma du HCAL est présenté sur la figure 2.15. Il comporte un tonneau interne (HB), un tonneau externe (HO), des bouchons (HE) et des calorimètres vers l'avant (HF).

Le tonneau interne, délimité par le tonneau de l'ECAL et l'aimant solénoïde, a un rayon interne de 1.77 m et un rayon externe de 2.95 m, pour une longueur maximale de 8.64 m et une couverture angulaire $0 < |\eta| < 1.3$. Il est subdivisé en 36 tours, 2 étant nécessaires à la couverture en η et 18 à la couverture en ϕ . Chaque tour est constituée de 15 couches en laiton d'une épaisseur de 5 cm entre lesquelles se trouvent les tuiles scintillantes d'une épaisseur de 3.7 mm ou de 9 mm pour la couche de tuiles placée directement à l'entrée du tonneau.

Le tonneau externe, situé derrière l'aimant solénoïde, présente un rayon d'environ 4 m, une épaisseur de 19.5 cm, une longueur de 12.5 m et une couverture angulaire $0 < |\eta| < 1.3$. Il contient uniquement des tuiles scintillantes, l'aimant servant d'absorbeur. Il est utilisé du fait que le tonneau interne n'est pas assez épais pour contenir la totalité de la gerbe hadronique, et permet donc de mesurer l'énergie résiduelle des jets. Il est ainsi particulièrement précieux pour la mesure d'énergie transverse manquante. Il est structuré selon 5 anneaux en η (pour correspondre à l'agencement de la culasse de l'aimant) et 12 secteurs en ϕ (pour correspondre à l'agencement des chambres à muons).

Les bouchons ont une épaisseur de 1.78 m et une couverture angulaire $1.3 < |\eta| < 3$. Ils contiennent chacun 17 couches en laiton d'une épaisseur de 7.9 cm entre lesquelles se trouvent les tuiles scintillantes, comme pour le tonneau interne d'une épaisseur de 3.7 mm ou de 9 mm pour la couche placée directement à leur entrée. Ils ont une structure complexe visant à minimiser les interstices avec le tonneau interne.

Enfin, les détecteurs vers l'avant sont utilisés pour couvrir les très faibles rapidités $3 < |\eta| < 5$. Ce sont des cylindres d'un rayon de 1.3 m, et d'une longueur de 3 m, installés à 11.2 m du point de collision. Ils sont soumis à un flux de particules très intense, et sont donc composés de différents matériaux comparé au reste de l'HCAL : des plaques d'acier de 5 mm d'épaisseur comme absorbeur et des fibres de quartz, très résistantes aux radiations, de 0.6 mm d'épaisseur comme milieu actif.

L'aimant solénoïde

L'aimant solénoïde permet de courber la trajectoire des particules chargées ce qui facilite leur identification et la mesure de leur énergie. Son rayon interne est de 3 m et sa longueur de 12.5 m, pour un poids de 220 t. Il délivre un champ magnétique de 3.8 T parallèle à l'axe z , généré par la circulation d'un courant de 18 kA au sein de 4 couches de câbles en Niobium-Titane ($NbTi$). L'aimant est refroidi à l'hélium liquide jusqu'à une température de 4.6 K afin que le matériau soit dans un état supraconducteur. Pour assurer le retour de champ, une culasse de fer, composée de 5 roues dans le tonneau et de 6 disques dans les bouchons, est disposée derrière l'aimant. Une photographie de l'aimant de CMS et de sa culasse est présentée sur la figure 2.16

En 2015, une fuite d'huile à l'intérieur de la chambre froide de l'aimant a empêché son fonctionnement pendant plusieurs semaines, ce qui fait qu'une partie des données enregistrées par CMS correspondent à un champ magnétique nul et sont donc plus difficilement exploitables.

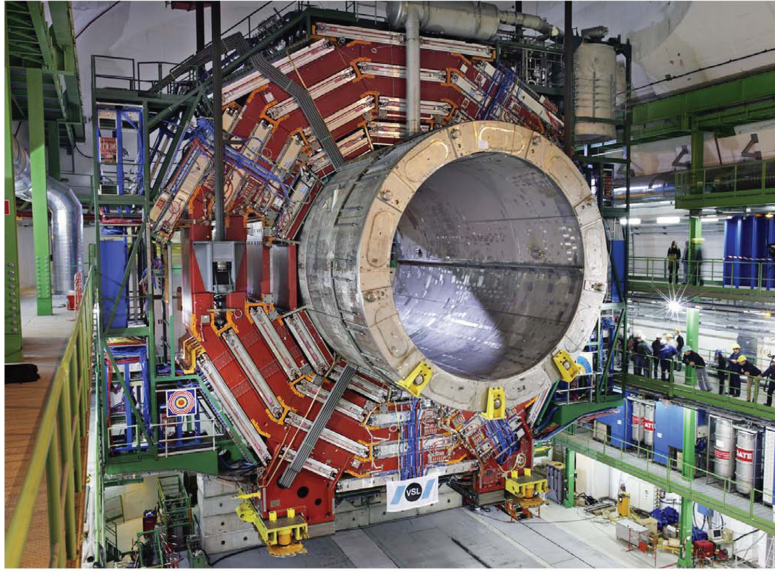


FIG. 2.16: Photographie de l'aimant de CMS et d'une des roues de sa culasse (en rouge)

Les chambres à muons

Les chambres à muons ont pour rôle l'identification et la mesure de la trajectoire des muons. On peut en déduire leur signe et leur impulsion transverse, cette reconstruction étant plus complexe que dans le trajectographe étant donné le caractère non homogène du champ magnétique en dehors de l'aimant. Ces informations sont combinées avec celles fournies par le trajectographe pour la reconstruction finale des muons. Les chambres à muons ont également un rôle prépondérant dans le déclenchement de l'acquisition des événements (voir section 2.2.2).

Elles constituent la dernière couche du détecteur CMS, occupant donc jusqu'à un rayon de 7.5 m pour une longueur de 21 m, et représentent au total une surface de détection de 25 000 m³. Elles consistent en un assemblage de trois types de détecteurs gazeux : les tubes à dérive (DT), les chambres à pistes cathodiques (CSC) et les chambres à plaques résistives (RPC). Le principe d'un détecteur gazeux est de mesurer le passage d'une particule chargée par l'ionisation d'un gaz soumis à une différence de potentiel au sein d'une cellule. Les DT, CSC et RPC correspondent à des technologies différentes ce qui détermine leur fonction au sein du détecteur⁹. Un schéma de l'agencement de ces trois types de chambres à muons est présenté sur la figure 2.17.

Les DT sont installés dans la partie centrale du détecteur, couvrant une région angulaire

⁹Dans les DT, les plaques de la cellule servent de cathodes et un fil central d'anode. Dans les RPC, la plaque supérieure sert d'anode et la plaque inférieure de cathode. Dans les CSC, les deux technologies sont combinées.

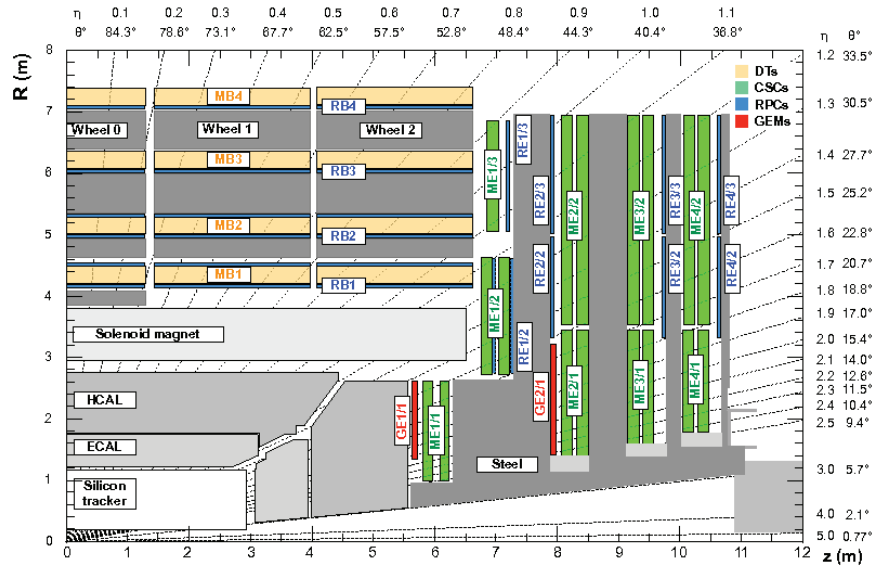


FIG. 2.17: Schéma en coupe des chambres à muons de CMS, comprenant les tubes à dérives (DT, en jaune), les chambres à pistes cathodiques (CSC, en vert) et les chambres à plaques résistives (RPC, en bleu).[45]

$0 < |\eta| < 1.2$. Ils ont une très bonne résolution spatiale et sont donc utilisés essentiellement pour la reconstruction des trajectoires. Ils ont en revanche une faible résolution temporelle, ce qui limite leur utilisation pour le déclenchement des événements, et sont peu résistants aux radiations, ce qui explique qu'on ne les utilise que dans la partie centrale du détecteur. Ils sont organisés en 4 stations (MB1, MB2, MB3, MB4) intercalées entre les armatures de la culasse de retour de champ.

Les CSC sont installés dans les bouchons, couvrant une région angulaire $0.9 < |\eta| < 2.4$. Tout comme les DT, ils offrent une bonne résolution spatiale mais une pauvre résolution temporelle. Ils sont cependant beaucoup plus résistants aux radiations et peuvent donc supporter le flux de particules intense qu'on trouve dans les bouchons. On trouve 4 stations de CSC (ME1, ME2, ME3, ME4) intercalées également entre les disques de la culasse de retour de champ.

Les RPC, de couverture angulaire $0 < |\eta| < 1.8$, sont utilisés en complément des DT et des CSC. De résolution spatiale médiocre, ils présentent en revanche une excellente résolution temporelle (de l'ordre de quelques nanosecondes). Ils sont donc utilisés essentiellement pour le déclenchement des événements. On trouve quatre couches de RPC dans le tonneau (RB1, RB2, RB3, RB4), et trois dans les bouchons (RE1, RE2, RE3).

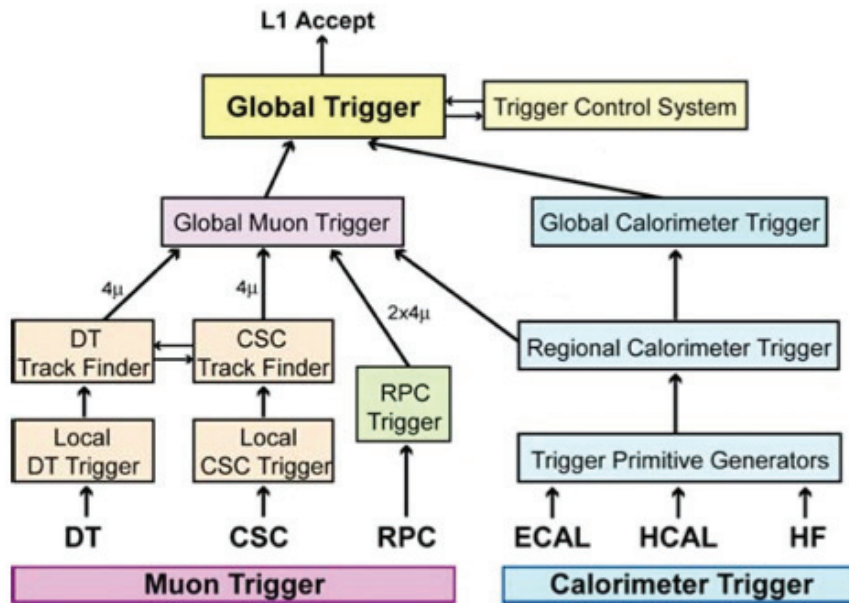


FIG. 2.18: Architecture du système de déclenchement de premier niveau, L1 [40]

Le système de déclenchement

Le système de déclenchement de CMS a pour rôle de réduire le flux de données à enregistrer. Sa présence est indispensable, car il serait impossible d'enregistrer les données de tous les événements physiques ayant lieu au sein du détecteur. En effet, le taux d'événements est de l'ordre de centaines de MHz (la fréquence de croisement multipliée par l'empilement), ce qui représente un volume de stockage de 40 To/s, évidemment impossible à enregistrer. Il faut donc parvenir à identifier à partir des informations des différents sous-détecteurs et avec une faible latence les événements d'intérêt physique pour déclencher leur enregistrement. Les événements d'intérêt se signalent typiquement par la présence d'objets de grande impulsion transverse, ou par une présence simultanée inhabituelle d'objets.

On peut considérer le système de déclenchement de CMS comme un sous-détecteur, étant donné qu'il est tout d'abord formé d'un système électronique (niveau L1) puis d'un système logiciel (niveau HLT, "High Level Trigger"). Le niveau L1 réduit le taux d'événements à quelques dizaines de kHz, tandis que le niveau HLT le réduit à quelques centaines de Hz, ce qui représente une capacité de stockage considérable mais réaliste.

Le système de déclenchement de niveau 1, L1, consiste en un système électronique. A partir de données grossières récoltées par les différents sous-détecteurs, le niveau L1 prend la décision d'enregistrer ou non un événement avec une latence de $3,2 \mu\text{s}$. Les données complètes des sous-détecteurs sont stockées sur une mémoire tampon durant ce laps de temps.

L'architecture du niveau L1 est représentée sur le schéma 2.18. Il comporte une composante

exploitant les données des calorimètres et une composante exploitant les données des chambres à muons.

Le déclenchement calorimètre comporte trois niveaux. Tout d'abord, il se base sur une information locale, les primitives de déclenchement (TPG, "Trigger Primitive Generator"), qui sont des sommes d'énergie correspondant à quelques canaux de mesure. Les TPG sont obtenues à partir de cartes électroniques situées directement à l'arrière des calorimètres, dans des tours à déclenchement. Puis on utilise les TPG pour reconstruire une information régionale (RCT, "Regional Calorimeter Trigger"), combinant les informations de 4×4 tours à déclenchement, afin d'estimer la présence d'un objet électromagnétique notamment ¹⁰. Les systèmes électroniques permettant le traitement des RCT sont situés dans la salle de contrôle de CMS, située dans la caverne à quelques mètres du détecteur. Enfin, la combinaison des RCT permet ensuite d'obtenir des informations globales (GCT, "Global Calorimeter Trigger"), telle la présence de jets, de MET, l'ensemble classifié des candidats photons et électrons...

Le déclenchement muon combine les informations fournies par les trois types de chambres à muons. Les DT et les CSC fournissent tout d'abord des informations locales (coups dans les chambres à muons ou segments de traces) qui vont être associées régionalement pour estimer la présence d'un muon via un algorithme de recherche de traces. Comme pour les calorimètres, les informations locales sont traitées à l'aide d'électronique embarquée à l'arrière du détecteur tandis que les informations régionales sont traitées dans la salle de contrôle. Du fait de leur très bonne résolution temporelle, les RPC fournissent quant à eux directement des candidats muons. Enfin, le déclenchement muon global compare les informations fournies par les DT, CSC et RPC afin de fournir des candidats muons plus robustes.

Pour finir, le déclenchement global collecte les candidats (photons, électrons, jets, MET, taus, muons) fournis par le déclenchement calorimètre global et le déclenchement muon global. Ces candidats sont caractérisés notamment par leur énergie ou impulsion transverse, leurs coordonnées et un critère de qualité associé à leur reconstruction. A partir de ces informations, une décision finale utilisant un algorithme logique programmable est prise pour garder ou non l'événement au niveau L1. L'électronique associée est stockée également dans la salle de contrôle.

Le système de déclenchement de haut niveau, HLT, consiste en un système logiciel. Si un événement passe le niveau L1, ses données complètes sont collectées via l'électronique de lecture située dans les différents sous-détecteurs et envoyée à une ferme de processeurs, possédant 13000 cœurs, située dans la salle de contrôle. Les données sont alors traitées par le code informatique du HLT qui reconstruit des objets physiques plus sophistiqués que les candidats du niveau L1. En effet, en plus des données complètes collectées par les calorimètres et les chambres à muons s'ajoutent les données collectées par le trajectographe. De plus, la nature informatique du système permet d'utiliser des algorithmes de reconstruction plus complexes. La latence du traitement HLT est d'environ 200 ms par

¹⁰Les RCT calculent également les sommes d'énergie dans les différentes régions du HCAL, et fournissent certaines informations quant à la présence de taus ou de muons.

événement. Le code du HLT est modifié durant les prises de données selon l'évolution de la luminosité ainsi que des stratégies d'analyse.

Le HLT comporte une grande variété de chemins logiques, correspondant à différentes topologies d'événements physiques. Les événements passant un des chemins HLT sera alors enregistré et stocké dans une base de données associée au chemin en question. En guise d'illustration, le tableau 2.3 présente différents chemins HLT ainsi que leurs seuils en p_T et leur taux d'événement associé, pour l'année 2012.

En sortie du HLT, les données sont réparties dans un grand nombre de centres informatiques, appelés "Tiers" situés sur l'ensemble du globe. Ils sont hiérarchisés selon une échelle allant de 0 et 3, en fonction de leur capacité et de leur importance. Le noeud central du réseau est le Tier 0, qui est le Centre de Données du CERN. Cette mise en commun des ressources informatiques, appelée la Grille de calcul mondiale pour le LHC, permet de stocker l'ensemble des données brutes fournies par le détecteur CMS, de reconstruire hors-ligne des objets physiques complexes et de les analyser à travers une grande variété de stratégies de recherche.

chemin HLT	seuils (GeV)	taux d'événements (Hz)
Single muon	40	24
Isolated single muon	24	48
Double muon	(17,8)	14
Single electron	80	10
Isolated single electron	27	65
Double electron	(17,8)	9
Single photon	150	6
Double photon	(36,22)	7
Muon + electron	(17,8)	13
Tau + isolated muon	(20,17)	12
Single PF jet	320	12
Quadruple jet	4×80	9
Six jet	6×45	3.4
MET	200	1.8

TAB. 2.3: Coupures en énergie ou impulsion transverse et taux d'événements (pour une luminosité instantanée de $6 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) correspondant à différents chemins HLT au cours de l'année 2012 [46]

2.3 Le calorimètre électromagnétique (ECAL) de CMS

Les travaux présentés dans ce document concernent la reconstruction des photons et la recherche d'un boson de Higgs dans le canal di-photon. Il est donc primordial de mettre l'accent sur le sous-détecteur associé : le calorimètre électromagnétique (ECAL).

2.3.1 Structure

L'ECAL comporte 75848 cristaux scintillants répartis au sein du tonneau (EB) et des bouchons (EE). L'architecture générale du sous-détecteur est présentée sur les figures 2.19 et 2.20.

Le tonneau contient 61200 cristaux et couvre un intervalle de pseudo-rapidité $0 < |\eta| < 1.479$. Il est subdivisé en 36 supermodules : 18 dans chaque moitié du tonneau ($\eta > 0$ et $\eta < 0$), chacun couvrant 20° dans la direction ϕ . Un supermodule contient 1700 cristaux : 85 dans la direction η et 20 dans la direction ϕ . Ensuite, chaque supermodule est divisé dans la direction η en 4 modules, le module le plus proche du centre contenant 500 cris-

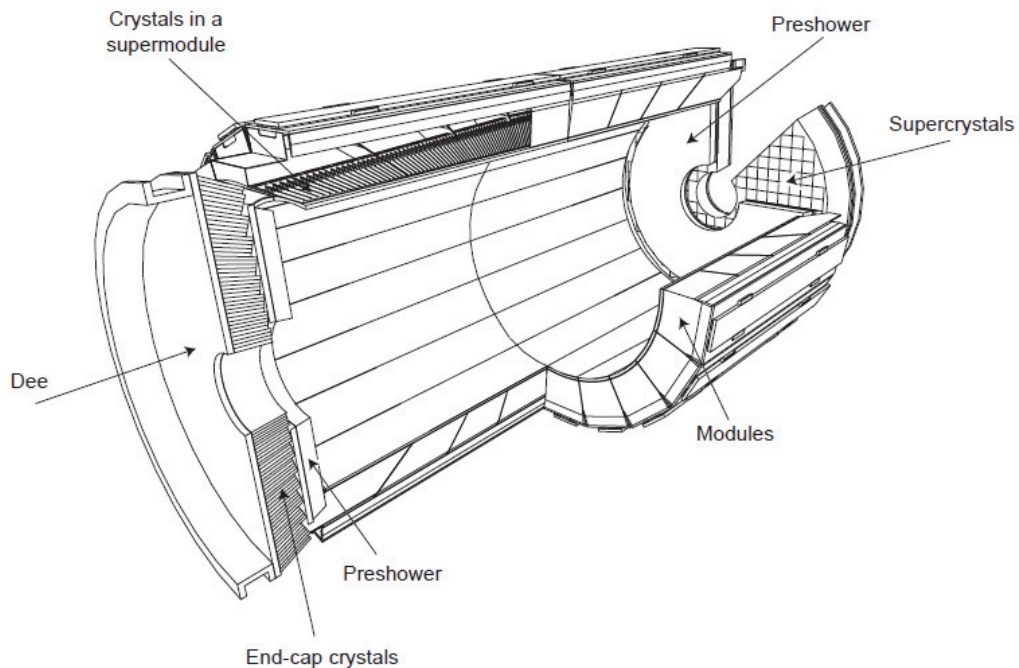


FIG. 2.19: Schéma en perspective du ECAL indiquant ses éléments constitutifs [40]

taux (25 en η et 20 en ϕ et les trois autres 400 (20 en η et 20 en ϕ). Les modules sont contenus dans des structures dont les parois font 2 mm d'épaisseur. Enfin, à l'intérieur de chaque module, on trouve 50 ou 40 sous-modules, contenant chacun 10 cristaux (5 en η et 2 en ϕ). Les sous-modules sont séparés entre eux par des parois en résine de 1 mm d'épaisseur. Les espaces entre supermodules, modules et sous-modules, qu'on appellera interstices du tonneau ("gaps" ou "cracks"), représentent un inconvénient pour la reconstruction de l'énergie des photons et électrons, car une partie de leur énergie est susceptible de se déposer dans ces interstices et donc ne pas être mesurée. Nous verrons dans la partie 3.2 comment corriger cet effet. On peut noter que les cristaux sont inclinés de 3° par rapport à la direction pointant vers le centre du détecteur, ce qui limite cet effet.

Les bouchons contiennent chacun 7324 cristaux et couvrent un intervalle de pseudo-rapacité $1.566 < |\eta| < 3$. Il existe ainsi une région de transition entre le tonneau et les bouchons, correspondant à $1.479 < |\eta| < 1.566$, qui doit être exclue des analyses. Chaque bouchon est divisé en 2 "Dees" selon la direction y . A l'intérieur des bouchons, les cristaux sont regroupés au sein de super-cristaux contenant 25 cristaux (5 en x et 5 en y). On distingue les super-cristaux standards, au nombre de 138, des super-cristaux spéciaux, au nombre de 18, situés au centre et aux extrémités du bouchon et ne contenant qu'une fraction des 25 cristaux. Les cristaux du bouchons ne pointent pas non plus vers le centre du détecteur, mais vers un point situé à 1.3 m du point d'interaction, ce qui correspond à des inclinaisons de 2 à 8° .

Devant chaque bouchon, on trouve un détecteur de pied de gerbe (ES), d'une épaisseur de 20 cm. Il s'agit d'un calorimètre à échantillonnage constitué de 2 couches absorbantes de plomb et de 2 plans de capteurs à pistes de silicium. L'intérêt de ce détecteur réside dans sa fine granularité (137000 canaux de lecture) par rapport aux bouchons. Ainsi, il aide à la discrimination entre les photons et les pions neutres contenus dans les jets, qui constituent

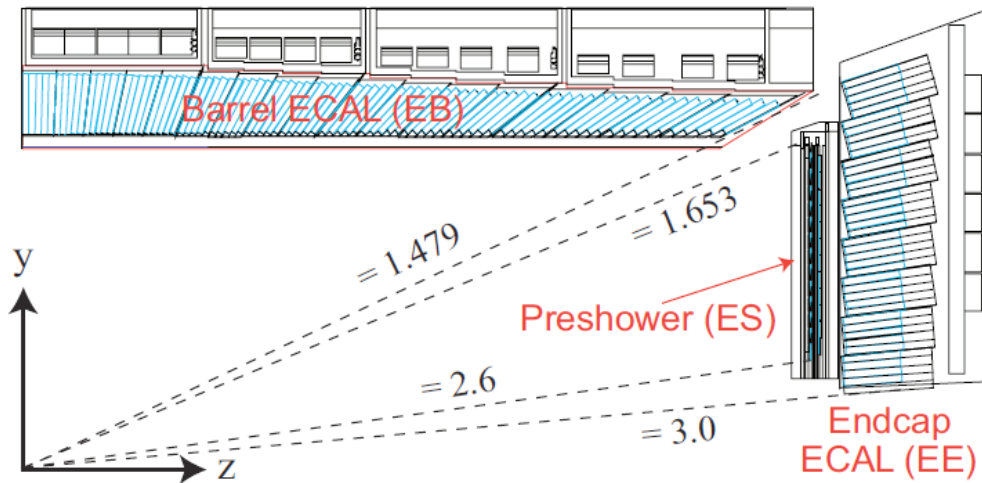


FIG. 2.20: Section transverse du ECAL [47]

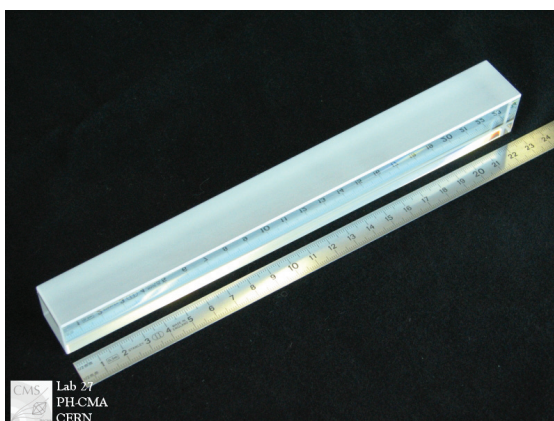


FIG. 2.21: Photographie d'un cristal du tonneau [48]

le principal bruit de fond pour la reconstruction des photons. En effet, les pions neutres se désintègrent en une paire de photons dits boostés ¹¹, c'est à dire très proches l'un de l'autre, ce qui fait qu'on peut aisément les confondre avec un photon prompt. Un détecteur à bonne résolution spatiale comme le détecteur à pied de gerbe est de ce fait plus à même de résoudre les deux photons.

2.3.2 Les cristaux scintillants

Les cellules de mesure de l'ECAL sont des cristaux scintillants en tungstate de plomb $PbWO_4$, de forme trapézoïdale (voir fig 2.21). Dans le tonneau, ils présentent une section de $2.2 \times 2.2 \text{ cm}^2$ pour la face avant, de $2.6 \times 2.6 \text{ cm}^2$ pour la face arrière et une longueur de 23 cm. Dans les bouchons, leur section est de $2.9 \times 2.9 \text{ cm}^2$ pour la face avant, de $3.0 \times 3.0 \text{ cm}^2$ pour la face arrière et leur longueur de 22 cm.

Un photon ou un électron va interagir avec les atomes des cristaux et induire une gerbe électromagnétique ¹². L'énergie de la particule incidente est convertie en rayonnement visible par le biais du processus de scintillation. Au cours de ce processus, résumé sur le schéma 2.22, un électron initialement situé dans la bande de valence du cristal est excité et passe dans la bande de conduction. Les niveaux d'énergie situés entre la bande de valence et la bande de conduction forment une bande interdite dans le cas d'un cristal pur. Cependant, il est possible de créer des impuretés dans le cristal, aussi appelés activateurs, qui vont permettre d'obtenir des états d'énergie intermédiaire. Un électron de la bande de conduction va ainsi passer par ces états d'énergie intermédiaire lors de sa rencontre avec

¹¹Quand une particule est émise avec une forte impulsion par rapport à sa masse, ses produits de désintégration sont émis dans des directions très proches de façon à assurer la conservation de l'énergie. On dit qu'ils sont boostés.

¹²A l'échelle d'énergie du LHC, ces interactions correspondent principalement à la formation de paires électron-positron et au phénomène de Bremstrahlung (rayonnement de freinage).

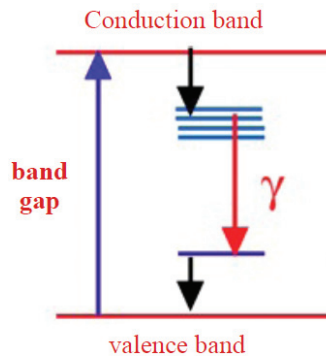


FIG. 2.22: Le mécanisme de scintillation dans un cristal inorganique [49]

un activateur avant de retomber dans son état fondamental. Cette désexcitation indirecte permet l'émission d'un photon visible. Les photons de scintillation sont finalement captés par un photo-détecteur situé à l'arrière du cristal, leur nombre étant proportionnel à l'énergie de la particule incidente.

Le matériau scintillant est le tungstate de plomb $PbWO_4$. Les propriétés de ce matériau sont indiquées dans le tableau 2.4. On peut voir que ces propriétés permettent de remplir les critères de performance de l'ECAL. Ainsi, la faible longueur de radiation permet d'avoir un calorimètre compact situé à l'intérieur de l'aimant solénoïde. Le faible rayon de Molière permet d'avoir un détecteur de fine granularité, ce qui est avantageux pour rejeter l'empilement notamment ¹³. Ces deux propriétés sont conférées par la grande densité du tungstate de plomb. Le pic d'émission de lumière de scintillation est dans le bleu-vert, gamme de longueur d'onde à laquelle le matériau est bien transparent. Cette lumière est émise durant un temps plus court que le temps de croisement des faisceaux au LHC, ce qui permet une bonne résolution temporelle pour ce détecteur ¹⁴. Au final, le principal inconvénient du matériau est son faible rendement lumineux, qui plus est fortement dépendant de la température ($\sim -2\%/^{\circ}C$). Cela a pour effet de dégrader de façon stochastique la résolution en énergie.

Malgré une bonne résistance globale aux radiations du tungstate de plomb, la haute luminosité du LHC entraîne un phénomène de perte de transparence des cristaux due à l'apparition de défauts de structure dans le cristal, appelés centres colorés. Ces dommages sont de deux types : électromagnétiques et hadroniques. Si les dommages électromagnétiques sont récupérés en quelques heures à température ambiante, les dommages hadroniques sont quasiment irrécupérables. Il est donc nécessaire de contrôler de façon permanente la transparence des cristaux de l'ECAL. Celle-ci est ainsi mesurée avec une périodicité d'environ quarante minutes par l'émission d'impulsions laser, dont l'énergie est connue pré-

¹³La longueur de radiation quantifie la taille longitudinale de la gerbe, tandis que le rayon de Molière quantifie sa taille latérale.

¹⁴Le temps typique de décroissance est de 10 ns, 80% de la lumière étant collectée en moins de 25 ns.

densité ($\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$)	8.28
longueur de radiation (cm)	0.85
rayon de Molière (cm)	2.19
pic d'émission (nm)	440
transparence à 440 nm (%)	73
temps de décroissance (ns)	~ 10
rendement lumineux (γ per MeV)	100

TAB. 2.4: Propriétés du tungstate de plomb [50]

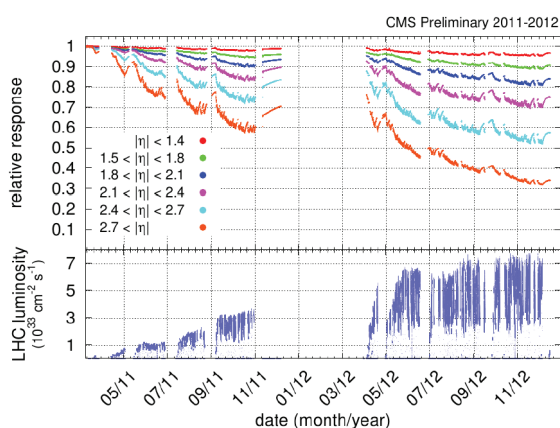


FIG. 2.23: Réponse en énergie des cristaux et la luminosité instantanée du LHC au cours du run I. L'évolution de la réponse des cristaux s'explique par leur perte de transparence.[51]

cisément, envoyés dans chaque cristal via des fibres optiques. On en extrait des facteurs correctifs à appliquer à l'énergie des photons et électrons (voir section 3.1.3). La perte de transparence des cristaux de l'ECAL au cours du Run 1 est illustrée sur la figure 2.23.

2.3.3 Les photo-détecteurs et l'électronique de lecture

A l'arrière des cristaux sont placés des photo-détecteurs qui convertissent le signal lumineux en signal électrique amplifié.

Dans le tonneau, on utilise des photodiodes à avalanche (APD)¹⁵. Elles consistent en une jonction p-n suivie d'une zone de déplétion en silicium (bulk), soumise à une forte tension, dans laquelle se produit l'avalanche. Leur structure est schématisée sur la figure 2.24a. Deux APD, d'une surface active de $5 \times 5 \text{ mm}^2$, sont placées derrière chaque cristal. Elles

¹⁵Hamamatsu type S8148.

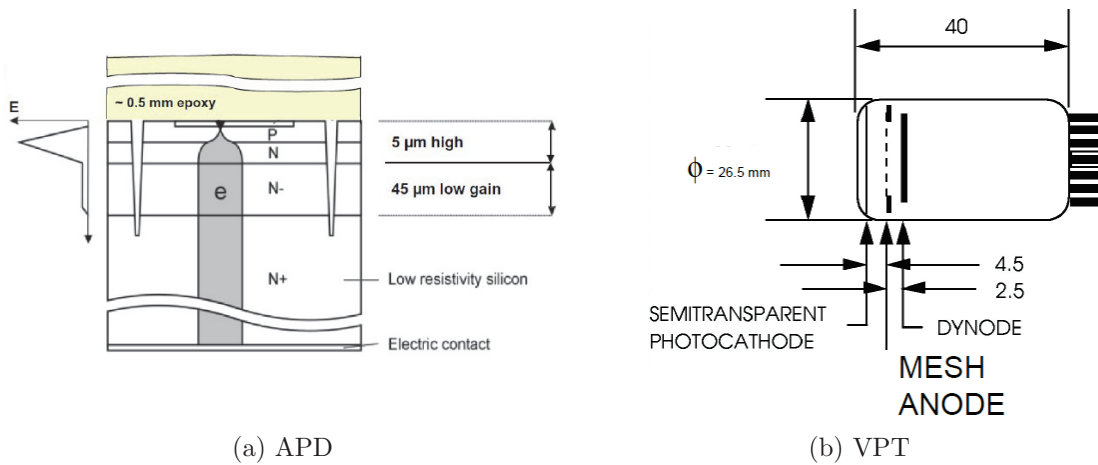


FIG. 2.24: Structure des photodiodes à avalanches (APD) et des phototriodes à vides (VPT)[50]

fournissent un gain d'une valeur de 50. Elles ont l'avantage de présenter une efficacité quantique élevée : 75 % pour une longueur d'onde de 420 nm. Un désavantage est que leur gain est fortement dépendant de la température ($\sim -2.4\%/^{\circ}\text{C}$) ainsi que de la tension appliquée ($\sim 3\%/V$), ce qui peut causer du bruit électronique en cas de conditions instables. De plus, une autre source de bruit est leur courant d'obscurité, qui est un courant résiduel émis en absence de lumière. Un effet néfaste est que ce courant d'obscurité augmente avec les radiations, car celles-ci créent des défauts dans la zone en silicium. Cette évolution est illustrée sur la figure 2.25.

On utilise des phototriodes à vides (VPT) à l'arrière des cristaux des bouchons. Ce sont des photomultiplicateurs à un seul étage de gain, comportant une anode très fine. Leur structure est schématisée sur la figure 2.24b. Leurs avantages sont une bonne résistance aux radiations et une grande rapidité. Elles présentent un gain de 10 et une faible efficacité quantique, d'une valeur de 20 % à 420 nm, bien que leur grande surface active, de 280 mm^2 , compense en partie ce handicap.

L'électronique de lecture récupère et met en forme les signaux électriques en sortie des photodétecteurs. Une partie de l'électronique est embarquée à l'arrière des cristaux, l'autre partie étant située dans la salle de contrôle de CMS.

L'électronique embarquée est composée principalement de deux types de cartes, appelées VFE ("Very Front End") et FE ("Front End"). Une carte VFE lit les données provenant de 5 cristaux dans le tonneau, et de généralement 5 cristaux dans les bouchons également (structure appelée bande ou "strip"). Elles ont tout d'abord une fonction d'amplification du signal via un pré-amplificateur multi-gain (MGPA). Puis elles assurent une conversion analogique-numérique, qu'on appelle ADC, pour chaque gain du MGPA. Elles contiennent en outre des modules de détection des courants d'obscurité et de mesure de température.

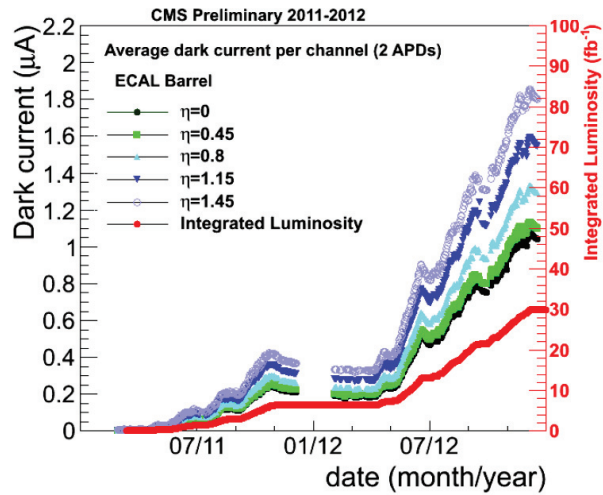


FIG. 2.25: Évolution du courant d'obscurité dans les APD au cours du run I [51]

Une carte FE collecte les données provenant de 5 VFE, et opère des fonctions purement numériques. Elle calcule des sommes d'énergie ("trigger primitive"), envoyées ensuite à une fréquence de 40 MHz, via des fibres optiques GigaBit, vers la carte de concentration des chemins de déclenchement (TCC) située dans la salle de contrôle. De plus, les cartes FE stockent les données complètes provenant des cristaux sur des mémoires tampons, qui sont envoyées via fibre optique à une fréquence de 100 kHz vers une carte de concentration des

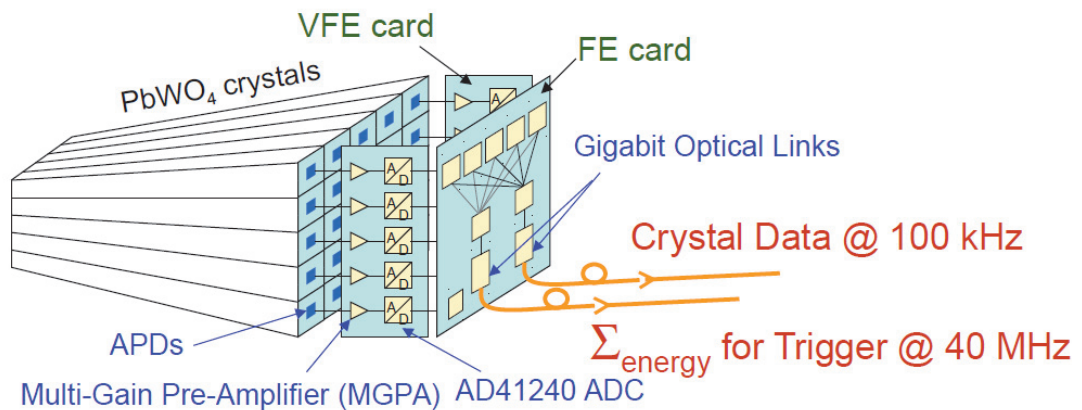


FIG. 2.26: Schéma de fonctionnement du système d'électronique embarquée dans l'EB [50]

données (DCC) également située dans la salle de contrôle. Une décision de déclenchement est transmise par la TCC à la DCC via la carte indicatrice de lecture sélective (SRP). Dans ce cas les données de la DCC sont envoyées au processus d'acquisition des données (DAQ). Le système électronique de l'ECAL est résumé sur la figure 2.26

L'électronique embarquée émet de la chaleur et doit donc être refroidie étant donné que le gain des APD, mais aussi le rendement lumineux des cristaux sont dépendants de la température. Ainsi, l'ECAL comporte un système de refroidissement qui maintient les cristaux et les photodétecteurs à une température de $18 \pm 0.05^\circ$. Il consiste en un écran thermique dans lequel circule de l'eau et de tubes en aluminium couplés à une mousse isolante à l'arrière des cristaux.

2.3.4 Performance globale

Pour quantifier la performance intrinsèque de l'ECAL, on peut s'appuyer sur la mesure de la résolution en énergie obtenue en faisceau test. La courbe de la résolution en fonction de l'énergie est représentée sur la figure 2.27. Cette mesure, effectuée en 2004 au CERN, a été obtenue à l'aide d'un faisceau d'électrons d'impulsion comprise entre 20 et 250 GeV. On s'est placé dans un environnement sans champ magnétique et sans matière devant l'ECAL. L'énergie était mesurée dans une matrice de 3×3 cristaux du tonneau.

La résolution en énergie s'exprime à l'aide de la formule suivante :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{S}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus \frac{B}{E(\text{GeV})} \oplus C \quad (2.8)$$

Elle se décompose ainsi selon trois termes :

- S est le terme stochastique. Sa valeur mesurée est :

$$S = 2.8\% \quad (2.9)$$

Il inclut les fluctuations latérales du développement de la gerbe et les fluctuations statistiques du nombre de photo-électrons émis.

- B est le terme de bruit. Sa valeur mesurée est :

$$B = 0.12 \quad (2.10)$$

Ce bruit provient de l'électronique frontale, notamment le courant d'obscurité des APD et de la numérisation du signal électrique.

- C est le terme constant. Sa valeur mesurée est :

$$C = 0.3\% \quad (2.11)$$

Ce terme, dominant à haute énergie, inclut la non-uniformité longitudinale de collection de la lumière, les instabilités environnementales et les fuites d'énergie à l'arrière des cristaux.

Cette mesure de la résolution a été effectuée dans des conditions idéales, mais d'autres contributions tendent à la dégrader en conditions réelles de prise de données. Ces contributions supplémentaires correspondent à la perte de transparence des cristaux, aux différences intrinsèques entre les cristaux, au budget matériel à l'avant de l'ECAL (général du Brehmstrahlung pour les électrons et des conversions pour les photons), aux fuites d'énergie dans les interstices du détecteur... Nous verrons dans le chapitre suivant des méthodes permettant de corriger l'énergie des photons en prenant en compte ces effets, en particulier via la méthode dite de la régression.

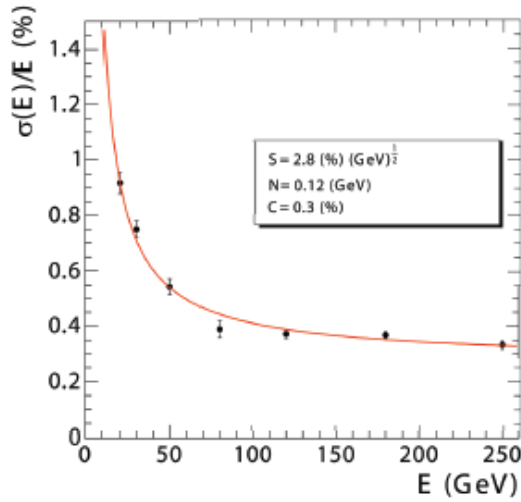


FIG. 2.27: Résolution en énergie dans l'ECAL en fonction de l'énergie des électrons, mesurée en faisceau test [50]

3 Reconstruction des photons

3.1 Introduction

3.1.1 Clusterisation

Du point de vue de la reconstruction dans CMS, un photon est défini comme un agrégat de cristaux ayant détecté une énergie au dessus d'un seuil donné. L'algorithme déterminant la manière d'agréger les cristaux s'appelle la clusterisation [52] [53] [54].

Ce processus de clusterisation prend en compte deux cas de figure, selon si oui ou non le photon se convertit en une paire électron - positron du fait de son interaction avec la matière située dans le trajectographe. Le phénomène de conversion se produit pour environ la moitié des photons dans CMS (pour une énergie typique de quelques dizaines de GeV). Pour un photon non-converti, la clusterisation est relativement triviale étant donné que la majeure partie de la gerbe électromagnétique sera contenue dans un faible nombre de cristaux : environ 94% dans une matrice de 3×3 cristaux et 97% dans une matrice de 5×5 cristaux, en terme d'énergie déposée (voir figure 3.1). Ceci est dû au fait que la largeur des cristaux est de l'ordre du rayon de Molière du PbW_4 . Pour des photons convertis, la reconstruction est plus complexe. Les trajectoires de l'électron et du positron de conversion sont courbées sous l'action du champ magnétique, donc ceux-ci vont interagir avec l'ECAL dans deux régions différentes, d'autant plus éloignées que la conversion se produit tôt. En outre, l'électron et le positron rayonnent des photons par *Bremstrahlung* dont l'énergie doit également être récupérée lors de la clusterisation.

Détaillons maintenant les différentes étapes de la clusterisation. Il faut noter que l'algorithme a été modifié entre le Run 1 et le Run 2, donc nous nous intéresserons principalement au cas du Run 2 tout en mentionnant certaines différences avec le Run 1.

La clusterisation démarre avec l'identification de cristaux présentant un maximum local d'énergie : les "cristaux graines". L'énergie des cristaux a été calibrée en amont par des corrections dites de bas niveau, comme on le développera dans la section 3.1.3. Un maximum local est défini comme un maximum mesuré par un cristal par rapport aux 8 cristaux voisins les plus proches. La valeur de l'énergie d'un cristal graine doit être au dessus d'un certain seuil : 230 MeV dans le tonneau et 600 MeV dans les bouchons (ou 150 MeV en terme d'impulsion transverse).

Ensuite, des cristaux sont agrégés autour de chaque cristal graine pour former un "cluster PF" ("Particle-Flow"). Pour être ajouté au cluster PF, un cristal doit avoir un coin commun à un cristal déjà contenu dans le cluster et son énergie doit être au dessus d'un seuil correspondant à la valeur typique du bruit électronique attendu. Ce seuil est fixé à 80 MeV dans le tonneau et 300 MeV dans les bouchons. Ensuite, au sein du cluster PF,

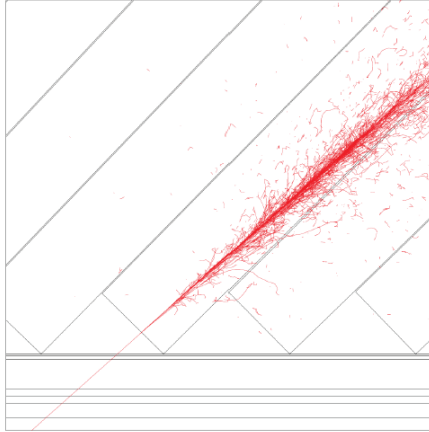


FIG. 3.1: Simulation du développement d'une gerbe électromagnétique dans les cristaux du ECAL [55]

on ajuste la distribution en énergie par une fonction gaussienne bidimensionnelle afin de déterminer sa position et son énergie. Cela permet en particulier de diviser l'énergie d'un cristal entre deux clusters dans le cas où ceux-ci se chevauchent. Pour le Run 1, reconstruire un cluster dans le tonneau consistait à considérer des bandes de 5×1 cristaux en (η, ϕ) et à les agréger dans la direction ϕ . Dans les bouchons, un cluster était simplement défini comme une matrice de 5×5 cristaux. Le cluster de plus haute énergie est appelé le cluster graine, son cristal de plus haute énergie étant le cristal graine.

Un photon correspond à un simple cluster PF s'il n'est pas converti. Mais dans le cas d'une conversion, pour reconstruire le photon il faut agréger les clusters correspondant à l'électron et au positron de conversion ainsi qu'à leurs photons de Brehmstrahlung. Cette agrégation de clusters est appelée un supercluster (voir figure 3.2). On construit tout d'abord un "supercluster moustache". Il s'agit de collecter tous les clusters contenus dans une fenêtre en (η, ϕ) , principalement étendue dans la direction ϕ , autour du cluster graine. La fenêtre a la forme d'une moustache, d'où l'appellation du supercluster, afin de correspondre à la distribution typique de la position des clusters par rapport au cluster graine (voir figure 3.3). Les dimensions de cette fenêtre dépendent de η et de l'énergie du cluster graine car la taille totale attendue de la gerbe est corrélée avec ces grandeurs. Or, il est important que la taille du supercluster ne soit pas plus grande que la taille typique de la gerbe attendue afin de minimiser la quantité d'énergie provenant de l'empilement dans le supercluster. Lors du Run 1, la dimension de la fenêtre de recherche était fixe et correspondait à l'équivalent de ± 17 cristaux dans la direction ϕ alignés dans la direction η . On appelait "Hybrid Superclustering" (dans le tonneau) et "Multi 5x5 superclustering" (dans les bouchons) les algorithmes de formation des clusters et du supercluster [54].

Enfin, l'algorithme exploite avantageusement les données du trajectographe pour la reconstruction finale du photon. Tout d'abord, les traces des électrons sont reconstruites grâce à la méthode "GSF" ("gaussian sum filter"). Il s'agit de reconstruire itérativement

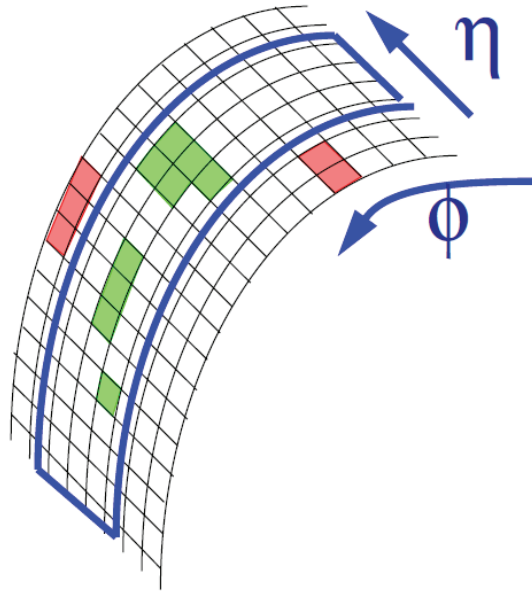


FIG. 3.2: Illustration de l'étalement de la gerbe électromagnétique dans l'ECAL dans le cas d'un photon converti [54]. Lors du Run 1, la fenêtre de recherche était fixe et rectangulaire (ici en bleu). Lors du Run 2, elle est dynamique et à la forme d'une moustache.

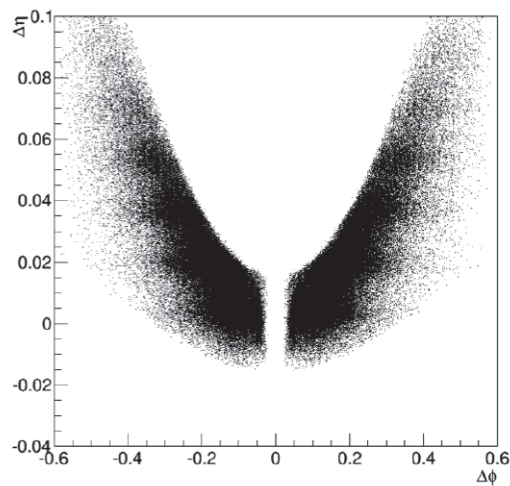


FIG. 3.3: Distribution de la position des clusters par rapport au cluster graine, dans les directions η et ϕ (pour des clusters d'énergie comprise entre 5 et 10 GeV) [56]

leur trace en partant du vertex, en prenant en compte à chaque pas la déviation due à la possible émission de Bremstrahlung. Si une trace d'électron est associée géométriquement et énergétiquement à un supercluster, on considère que l'on est en présence d'un électron et le processus de reconstruction du photon est avorté ¹. On reconstruit également des traces de conversion : il s'agit de deux traces d'électrons de signe opposé, émergeant d'un même vertex secondaire. On tente alors de les associer avec des clusters contenus dans le supercluster. Il faut prendre en compte la possibilité de "conversion à une jambe" : un des électrons de conversion peut avoir une énergie trop faible et être piégé dans le trajectographe sous l'effet du champ magnétique. Enfin, pour reconstruire les photons de Brehmstrahlung, les tangentes des traces de conversion sont considérées pour tenter de les associer à des clusters au sein du supercluster. Dans l'algorithme du Run 2, cette exploitation des données du trajectographe permet de construire des superclusters dits "raffinés" : on supprime du supercluster moustache les clusters associés à aucun objet attendu ou au contraire on augmente sa taille pour collecter un objet attendu qui n'avait pas été contenu dans la fenêtre initiale.

La construction du supercluster raffiné clôt le processus de clusterisation du photon. A partir des caractéristiques du supercluster raffiné et de ses sous-éléments, on peut définir plusieurs variables permettant de décrire les propriétés du photon reconstruit.

3.1.2 Définition de variables associées au photon

Il existe un grand nombre de variables descriptives du photon reconstruit [52]. Elles sont utilisées notamment dans des algorithmes de correction en énergie et d'identification des photons. Nous allons définir ici quelques variables importantes.

Variables Cinématiques :

- E_{raw} : énergie brute du photon, correspondant à la somme de l'énergie des clusters composant le supercluster. Seuls les photons avec $E_{raw} > 10$ GeV sont conservés dans la collection "officielle" de photons.
- η, ϕ : coordonnées du photon, correspondant au centre du cluster graine dans le cas d'un photon non converti ou au barycentre pondéré logarithmiquement en énergie des différents cristaux dans le cas d'un photon converti.
- E_{PS} : énergie du photon déposée dans le détecteur à pied de gerbe, dans une région délimitée par le supercluster.

Variables de forme de gerbe :

- $R_9 = \frac{E_{3 \times 3}}{E_{raw}}$: rapport entre l'énergie contenue dans une matrice de 3×3 cristaux autour du cristal graine et celle contenue dans le supercluster. Cette variable permet de discriminer les photons convertis des photons non-convertis : elle a une valeur proche de 1 pour les

¹En pratique, on conserve l'objet photon reconstruit dans les données mais on lui active une variable nommée "veto électron".

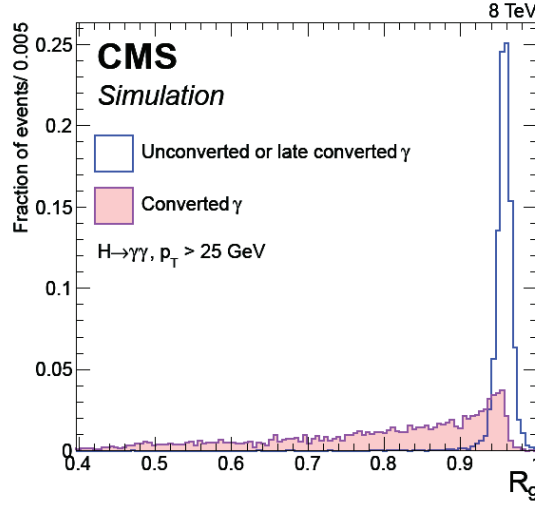


FIG. 3.4: Distribution de la variable R_9 pour des photons convertis et non-convertis lors du Run 1 [52].

photons non-convertis tandis qu'elle est étalée entre 0 et 1 pour les photons convertis. La distribution de R_9 pour des photons du Run 1 est montrée sur la figure 3.4. Généralement, une coupure de 0.94 sur cette variable définit les photons convertis et non-convertis.

- $\sigma_{i\eta i\eta}$, $\sigma_{i\phi i\phi}$, $\sigma_{i\eta i\phi}$: ces variables caractérisent l'étalement standard de la gerbe au sein d'une matrice de 5×5 cristaux centrée sur le cristal graine ², exprimé en terme de nombre de cristaux. On a ainsi :

$$\sigma_{i\eta i\eta} = \sqrt{\frac{\sum_j^{5 \times 5} w_j (i\eta_j - i\eta_{graine})^2}{\sum_j^{5 \times 5} w_j}} \quad (3.1)$$

$i\eta$ est l'index de chaque cristal dans la position η , w_i est un poids assigné à chaque cristal correspondant à la quantité attendue d'énergie qu'il mesure :

$$w_i = b + \ln \frac{E_i}{E_{5 \times 5}} \quad (3.2)$$

b étant un terme de bruit.

$\sigma_{i\phi i\phi}$ est calculé de la même manière, selon la direction ϕ .

$\sigma_{i\eta i\phi}$ correspond à la covariance entre ces deux variables.

Ces variables sont utiles notamment pour la discrimination entre photon prompt et

²Il existe également une version de ces variables calculées au sein du cluster graine.

pion neutre : la gerbe engendrée par les photons prompts n'a un étalement que selon la direction ϕ (dans le cas d'une conversion) contrairement aux pions neutres dont la gerbe correspond à la superposition des gerbes de deux photons boostés.

- $\eta - width$, $\phi - width$: étalement standard de la gerbe au sein du supercluster. Ces variables sont obtenues également en pondérant logarithmiquement en énergie la position des cristaux au sein du supercluster. Elles sont utiles pour discriminer les photons prompts des pions neutres, et pour caractériser la taille totale de la gerbe.

- $H/E = \frac{E_{HCAL,\Delta R}}{E_{ECAL,\Delta R}}$:

rapport de l'énergie totale mesurée dans l'HCAL par rapport à celle mesurée dans l'ECAL dans un cône de rayon ΔR ((on prend généralement $\Delta R = 0.3$) autour du photon. Cette variable permet de discriminer les photons prompts des pions neutres : ces derniers sont situés au sein d'un jet, donc de l'énergie est déposée dans le HCAL dans la direction du photon reconstruit.

Variables d'isolation :

Elles correspondent à l'énergie provenant d'objets supplémentaires (photons, hadrons chargés, hadrons neutres) reconstruits dans un cône de rayon ΔR (on prend généralement $\Delta R = 0.3$) autour du photon considéré. Elles permettent ainsi de discriminer les photons prompts, isolés dans le détecteur, des pions neutres, situés au sein d'un jet.

- $I_\gamma = \sum_{\gamma_i}^{\Delta R} p_{T,\gamma_i}$

γ_i correspond aux photons reconstruits. Il ne faut pas prendre en compte dans la somme l'impulsion du photon considéré ("suppression de l'empreinte", voir section 3.3.2). Il existe un procédé pour corriger cette variable des effets de l'empilement ("correction ρ ", voir section 3.3.2).

- $I_{cha} = \sum_{cha_i}^{\Delta R} p_{T,cha_i}$

cha_i correspond aux hadrons chargés reconstruits. On peut exiger que les hadrons chargés proviennent du vertex d'interaction considéré (voir section 3.3.2). On applique la correction ρ à cette variable.

- $I_{neu} = \sum_{neu_i}^{\Delta R} p_{T,neu_i}$

neu_i correspond aux hadrons neutres reconstruits. On applique la correction ρ à cette variable.

3.1.3 Corrections en énergie

Pour déterminer l'énergie finale du photon, différents types de corrections sont appliqués pour prendre en compte divers effets [57]. Ces corrections s'effectuent à différents niveaux, de l'amplitude mesurée dans les APD à l'énergie du supercluster. L'ensemble des corrections peut être résumé à partir de la formule suivante :

$$E_\gamma = s_\gamma \times F_\gamma \times G(\text{GeV}/\text{ADC}) \sum_{\text{cristaux}} S_i(t) \times c_i \times A_i \quad (3.3)$$

Nous pouvons détailler les différents termes, dans leur ordre d'application.

Corrections au niveau des cristaux :

- A_i est l'amplitude brute mesurée dans chaque cristal par les photodétecteurs en coups ADC. C'est le terme de plus bas niveau.

Pour le Run 2, il existe une procédure permettant de corriger cette amplitude de l'empilement hors-temps (méthode du "multifit"). En effet, les photodétecteurs mesurent un signal échantillonné par pas de 25 ns. Il est alors possible d'ajuster la forme du signal mesuré au cours d'un croisement de faisceaux par une composante correspondant à l'interaction "en temps" (ayant lieu lors du croisement de faisceaux considéré) et des composantes hors-temps (ayant lieu avant ou après le croisement considéré). La forme de ces différentes composantes est obtenue par simulation Monte-Carlo, pour chaque cristal. Au final on ne retient que l'amplitude correspondant à la composante "en-temps".

- c_i sont les coefficients d'inter-calibration, permettant de corriger les différences intrinsèques entre les cristaux. Ces différences intrinsèques correspondent à des variations du rendement lumineux des cristaux ou encore de l'efficacité quantique des photodétecteurs. Elles peuvent conduire à des changements de réponse relative par cristal jusqu'à environ 20 %. A chaque cristal on assigne donc une constante d'inter-calibration c_i pour corriger ces effets. Ces constantes sont extraites par le biais de différents procédés.

Tout d'abord, on utilise la "symétrie ϕ " : les événements de biais minimum (faible énergie, aucun critère de sélection) sont censés avoir une distribution constante selon la direction ϕ . Pour chaque valeur de η , on ajuste ainsi la valeur des coefficients d'inter-calibration pour obtenir une distribution plate de l'énergie selon ϕ . C'est la méthode la plus rapide.

On peut également déterminer ces coefficients via l'ajustement des spectres des mésons η^0 et π^0 dans le canal di-photon, leur masse étant connue précisément.

Enfin, une dernière méthode utilise les électrons provenant de la désintégration des bosons W et Z, et se base sur la comparaison entre l'impulsion de leur trace et l'énergie mesurée dans l'ECAL. La précision des diverses méthodes d'inter-calibration lors du Run 1 est présentée sur la figure 3.5.

- S_i sont les corrections de perte de transparence. Comme évoqué dans la section 2.3.2, la transparence des cristaux varie sous l'effet des radiations. Un monitoring laser permet de mesurer ce phénomène. En mesurant la réponse R_o de chaque cristal à la lumière du laser et connaissant l'énergie réelle R du laser, on peut en déduire le changement de réponse engendré par la perte de transparence des cristaux. Cependant, les changements de réponse pour la lumière laser et la lumière de scintillation ne sont pas identiques mais reliés par une loi de puissance :

$$\frac{S}{S_0} = \left(\frac{R}{R_0} \right)^\alpha \quad (3.4)$$

S_0 est la lumière de scintillation mesurée et S la lumière de scintillation corrigée des

perles de transparence. α est une grandeur caractéristique de chaque cristal, connue avec une bonne précision grâce à des mesures en faisceau test.

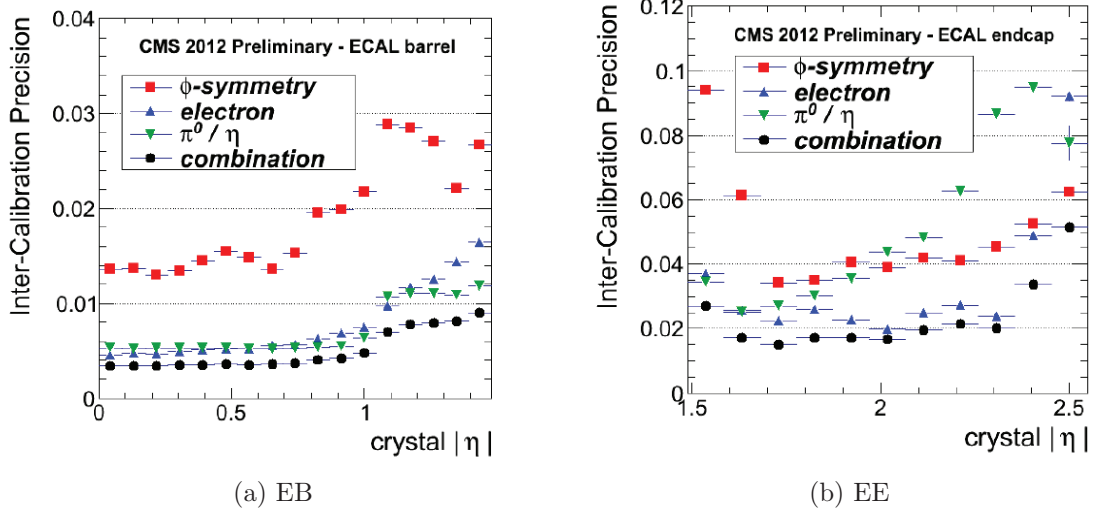


FIG. 3.5: Précision des méthodes d'inter-calibrations au cours du Run 1 [51].

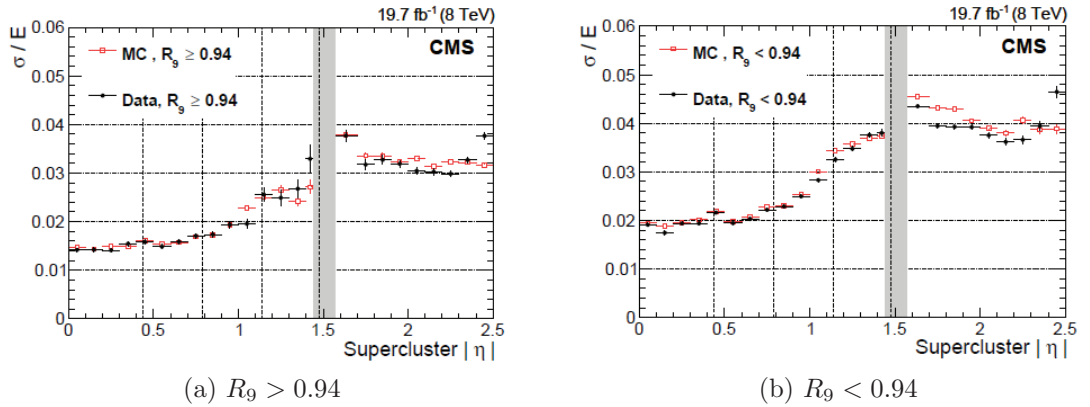


FIG. 3.6: Résolution en énergie des photons au cours du run I en fonction de η , pour des photons convertis ($R_9 < 0.94$) et non-convertis ($R_9 > 0.94$). On considère les données et la simulation, pour des événements $Z \rightarrow ee$ où les électrons sont reconstruits comme des photons [52].

Corrections au niveau du photon :

- G est un facteur permettant de convertir l'énergie ADC en GeV. Ce facteur est défini séparément pour le tonneau et les bouchons.
- F_γ est un terme correctif de haut-niveau, prenant en compte des effets fins lors de la reconstruction du photon. Cette correction est appliquée à l'énergie du supercluster reconstruit. Elle est obtenue via la méthode de la régression, qui sera décrite en détail dans la section 3.2.
- s_γ est l'échelle d'énergie finale des photons. En effet, bien que les différentes corrections décrites précédemment prennent en compte une grande variété d'effets connus entrant en jeu dans la reconstruction de l'énergie, à l'issue de celles-ci il subsiste encore de légères différences entre les données et les simulations. On extrait alors l'échelle d'énergie finale en comparant la position du pic du boson Z dans le spectre de masse di-électron entre les données et la simulation :

$$s_\gamma = \frac{m_{Z,MC}}{m_{Z,donnees}} \quad (3.5)$$

On extrait ces facteurs pour différentes régions en η et en R_9 . Il est aussi nécessaire de les mettre à jour à intervalles de temps réguliers.

On utilise ce processus pour les photons à partir du canal $Z \rightarrow ee$, car on considère que cette échelle d'énergie ne varie pas entre les photons et les électrons. Toutefois, un processus similaire est effectué à l'aide du canal $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$ en guise de vérification.

Par ailleurs, on mesure les différences entre données et simulation concernant la largeur de la distribution du pic du Z dans le canal di-électron. Cela permet d'extraire des facteurs "d'étalement" ("smearing") caractérisant la différence de résolution en énergie des photons entre les données et la simulation. On applique ensuite ces facteurs aux simulations afin que celles-ci soient les plus réalistes possibles.

Pour illustrer la performance des divers processus de correction en énergie des photons, on peut se référer à la figure 3.6 qui présente la résolution en énergie finale des photons lors du Run 1. La résolution est mesurée à l'aide d'événements $Z \rightarrow ee$ où les électrons sont reconstruits comme des photons. Elle est de l'ordre de 1.5 % dans le tonneau pour des photons non convertis et de 2% pour des photons convertis. Elle est de l'ordre de 3 à 5 % dans les bouchons. L'accord entre données et simulation est bon sauf dans quelques régions des bouchons.

3.2 Régression en énergie des photons

3.2.1 Principe

La connaissance précise de l'énergie des photons est un point crucial en terme d'analyse de physique, en particulier la recherche d'un boson de Higgs dans le canal di-photon. En effet, comme on le verra plus en détail dans la partie 4.1.3, ce type d'analyse cherche à extraire un pic de signal d'une composante de bruit de fond dans un spectre de masse invariante di-photon. Le nombre d'événements de signal attendu étant faible par rapport au bruit de fond, le pic de masse invariante doit être le plus étroit possible pour que l'on soit en capacité de le distinguer du bruit de fond. La largeur du pic de signal dépend d'une grandeur, la résolution en masse di-photon, qui inclut deux types de contributions : la résolution angulaire (capacité à localiser le vertex de l'interaction) et la résolution en énergie des deux photons. Sans une bonne résolution en énergie des photons, on ne peut donc pas être sensible à la présence d'un signal d'intérêt de type boson de Higgs. Ceci a motivé le développement d'une méthode de correction en énergie de haut niveau pour les photons : la méthode de la régression [52].

Le but est de corriger des effets fins entrant en jeu lors de la mesure de l'énergie des photons. On considère principalement trois types d'effets :

- Les pertes d'énergie dues à la reconstruction imparfaite de la gerbe électromagnétique dans le cas des conversions.

En effet, les algorithmes de clusterisation sont sophistiqués mais ne sont pas parfaits. Il est possible de manquer un cluster correspondant à un électron de conversion ou un photon de Brehmstrahlung lors de la construction du super-cluster. De plus il arrive qu'un électron de conversion n'atteigne par l'ECAL (conversion à une jambe) et donc que son énergie ne soit pas prise en compte. On regroupe ce type d'effet sous le nom de collection globale de la gerbe.

- Les pertes d'énergie dans les interstices du détecteur.

On a vu que l'ECAL n'est pas totalement hermétique : il y a, par ordre croissant d'importance, des espaces entre les cristaux, les sous-modules, les modules, les super-modules et entre le tonneau et les bouchons. Une partie de la gerbe peut se perdre dans ces interstices et ne pas être mesurée. Du fait du caractère non pointant des cristaux (ils sont légèrement inclinés par rapport au centre du détecteur), la gerbe peut également se développer qu'à partir d'une certaine profondeur du cristal et sa collection longitudinale être incomplète. On regroupe ce type d'effet sous le nom de collection locale de la gerbe.

- Les ajouts d'énergie dus à l'empilement.

Si un photon ou un jet provenant d'un événement d'empilement est émis dans une direction proche du photon, son énergie peut être collectée dans le cluster du photon. Un photon ou un jet d'empilement peut également être collecté à tort dans le supercluster en tant que produit de conversion.

La méthode de la régression consiste à sélectionner un jeu de variables \vec{x} susceptibles de refléter ces effets, et de comprendre les corrélations entre ces variables et l'énergie mesurée du photon. Les variables en question sont des variables de forme de gerbe, des variables de position, des rapports d'énergie à l'intérieur du cluster et du supercluster, des variables caractéristiques de l'empilement... (voir section 3.2.2)

Plus précisément, on cherche à connaître la fonction de correspondance F entre ces variables \vec{x} et une variable dite cible, y , définie comme le rapport de l'énergie réelle du photon et son énergie mesurée :

$$y = \frac{E_{true}}{E_{raw}} = F(\vec{x}) \quad (\text{EB}) \quad (3.6)$$

$$y = \frac{E_{true}}{E_{raw} + E_{PS}} = F(\vec{x}) \quad (\text{EE}) \quad (3.7)$$

Pour connaître l'énergie réelle du photon, on doit s'appuyer sur des échantillons de simulation Monte-Carlo. A partir de ces échantillons Monte-Carlo, on va construire un estimateur de la fonction de correspondance $\tilde{F}(\vec{x})$ en utilisant un algorithme d'analyse multivariée (Machine Learning). Cet algorithme utilise des arbres de régression boostés, et sera détaillé dans la section suivante 3.2.2. La construction de cet estimateur s'appelle la phase d'entraînement. Elle est effectuée séparément pour le bouchon et les tonneaux.

On peut ensuite utiliser cet estimateur pour corriger l'énergie d'un photon dans les données, à partir de la mesure de son énergie brute et de son jeu de variables \vec{X} , sans connaissance a priori de son énergie réelle :

$$E_{cor} = \tilde{F}(\vec{X}) \times E_{raw} \quad (3.8)$$

On appelle l'application de cette correction la phase de test. Dans la limite d'un estimateur parfait, l'énergie corrigée correspond alors à l'énergie réelle du photon.

Enfin, on verra qu'il existe une version de la méthode de la régression permettant non pas d'estimer la fonction de correspondance entre les variables d'entrée et la variable cible $F(x_i)$, mais la distribution de la variable cible connaissant les variables d'entrée $p(y|x_i)$. Cette méthode s'appelle la régression semi-paramétrique. On corrige alors l'énergie du photon selon :

$$E_{cor} = \tilde{p}_{max}(\vec{X}) \times E_{raw} \quad (3.9)$$

\tilde{p}_{max} étant la valeur estimée du pic de la distribution de $\tilde{p}(y|\vec{x}_i)$.

L'avantage est qu'on peut obtenir simultanément la résolution en énergie du photon σ_E , qui est l'estimation de la différence absolue entre l'énergie corrigée et l'énergie réelle du photon ³ :

$$\sigma_E = \tilde{\sigma}_p(\vec{x}_i) \times E_{raw} \quad (3.10)$$

$\tilde{\sigma}_p$ étant la valeur estimée de l'écart type de la distribution de $\tilde{p}(y|\vec{x}_i)$. Cette estimation de la résolution par photon peut permettre, comme on le verra dans la section 4.2.3, de classer les photons afin d'améliorer la sensibilité de l'analyse de recherche $H \rightarrow \gamma\gamma$.

Nous allons maintenant détailler l'algorithme permettant de construire nos estimateurs de la fonction de correspondance et de la fonction de distribution entre notre variable cible et nos variables d'entrée.

³Dans le cas de la méthode traditionnelle, on doit entraîner une seconde régression prenant comme variable cible la résolution en énergie du photon.

3.2.2 L'algorithme

Arbres de régression boostés

La méthode de la régression est basée sur un outil d'analyse multivariée : les arbres de régression boostés.

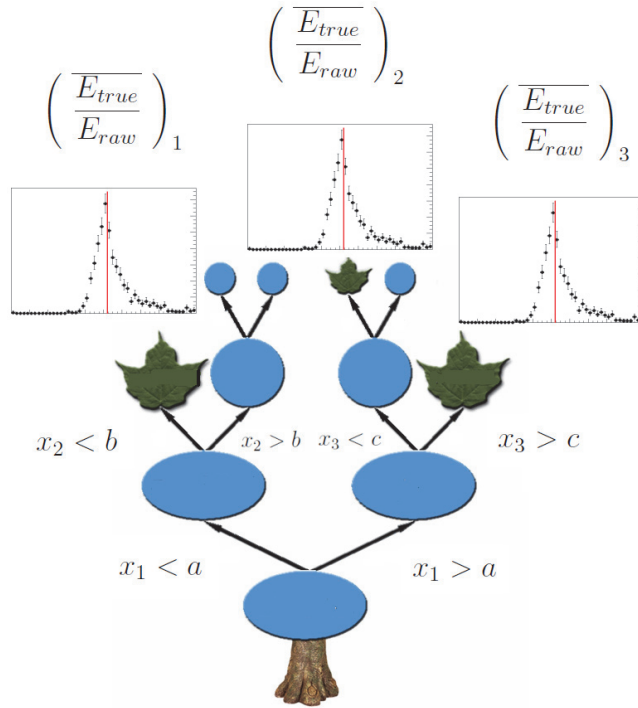
Pour comprendre le fonctionnement de l'algorithme, intéressons nous tout d'abord à la technique de régression traditionnelle. Dans ce cas, on cherche à obtenir un estimateur de la fonction de correspondance $F(\vec{x})$ entre une variable cible y et un jeu de variables d'entrées \vec{x} . Pour ce faire, on va construire ce qu'on appelle un arbre de régression. Un schéma de principe d'un arbre de régression, dans le cas de la méthode traditionnelle, est présenté sur la figure 3.7a.

Le rôle d'un tel arbre est de répartir des événements simulés en un grand nombre de régions de l'espace des phases $\{\vec{x}\}$, appelées feuilles, chaque feuille contenant des événements présentant une valeur similaire de la variable cible. Plus précisément, pour construire un arbre de régression, on va diviser récursivement les événements en deux sous-échantillons, qu'on appelle des nœuds, selon une coupure sur une variable d'entrée x . La variable sur laquelle on effectue la coupure ainsi que la valeur de la coupure sont choisies afin de minimiser l'écart type des distributions de la variable cible dans les deux nœuds. Le processus s'arrête lorsque le nombre d'événements dans un nœud atteint une valeur minimale, ou lorsque le nombre de nœuds dans l'arbre atteint une valeur maximale. Les nœuds du dernier niveau de l'arbre deviennent alors des feuilles. La valeur moyenne de la distribution de la variable cible dans chaque feuille est la prédiction de la feuille γ_0 .

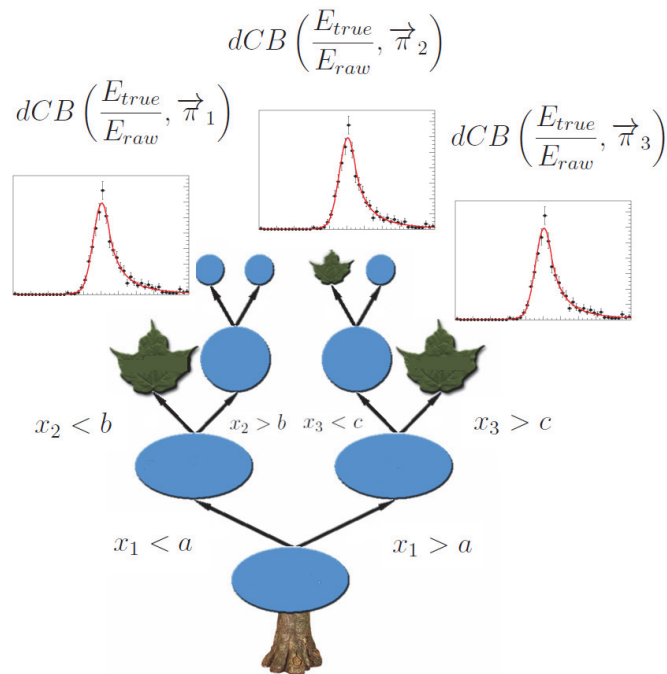
Ensuite, on effectue le processus de boosting, qui consiste à construire une série d'arbres de régression, qu'on appelle une forêt, permettant d'améliorer la prédiction. On utilise un algorithme de type "Gradient Boosting" [58]. L'idée est que chaque arbre prédise la valeur des résidus de l'arbre précédent. Ainsi, à l'issue de la construction du premier arbre, prédisant la valeur de la variable cible y , on va construire un nouvel arbre de régression prédisant la valeur de la variable cible résiduelle \tilde{y} définie, pour un événement de variable cible Y et de jeu de variables d'entrée \vec{X} , par :

$$\tilde{Y} = Y - \gamma_0(\vec{X}) \quad (3.11)$$

La prédiction γ_1 de chaque feuille de ce nouvel arbre est la valeur moyenne de la distribution de la variable cible résiduelle dans la feuille. De façon récursive, on redéfinit ensuite la variable cible résiduelle et construit un nouvel arbre, jusqu'à ce que le nombre d'arbres dans la forêt atteigne une valeur maximale M . A l'issue de ce processus, notre estimateur



(a) technique traditionnelle



(b) technique semi-paramétrique

FIG. 3.7: Schéma de principe d'un arbre de régression, dans le cas de la technique traditionnelle et de la technique semi-paramétrique

$\tilde{F}(\vec{X})$ pour un événement donné est la somme des prédictions de chaque arbre ⁴ :

$$\tilde{F}(\vec{X}) = F_M(\vec{X}) = \sum_{i=1}^M \gamma_i \vec{X} \quad (3.13)$$

Intéressons nous maintenant à une deuxième technique de régression appelée méthode semi-paramétrique. C'est le même principe que la méthode traditionnelle, à la différence qu'on va prédire la distribution de la variable cible $p(y|\vec{x})$ dans chaque feuille, pas seulement sa valeur moyenne.

On fait l'hypothèse que cette distribution peut être modélisée par une fonction qu'on appelle une "double-sided Crystal-Ball" (*dCB*). Cette fonction consiste en une fonction gaussienne dont les queues de distribution, à gauche et à droite, sont modélisées par des lois de puissance. Elle possède 6 paramètres $\vec{\pi}$: la valeur moyenne de la gaussienne μ , la largeur de la gaussienne σ , le point de départ des queues gauche et droite α_L et α_R , et leur degré de décroissance n_L et n_R . Plus précisément :

$$dCB(x) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \left(\frac{n_L}{|\alpha_L|}\right)^{n_L} \exp\left(-\frac{|\alpha_L|^2}{2}\right) \left(\frac{n_L}{|\alpha_L|} - |\alpha_L| - \frac{x-\mu}{\sigma}\right)^{-n_L} & , \text{ si } \frac{x-\mu}{\sigma} < -\alpha_L \\ \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \left(\frac{n_R}{|\alpha_R|}\right)^{n_R} \exp\left(-\frac{|\alpha_R|^2}{2}\right) \left(\frac{n_R}{|\alpha_R|} - |\alpha_R| + \frac{x-\mu}{\sigma}\right)^{-n_R} & , \text{ si } \frac{x-\mu}{\sigma} > \alpha_R \\ \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) & , \text{ sinon} \end{cases} \quad (3.14)$$

Notre hypothèse se traduit donc par :

$$\tilde{p}(y|\vec{x}) = dCB[y, \vec{\pi}(\vec{x})] = dCB[y, \mu(\vec{x}), \sigma(\vec{x}), \alpha_L(\vec{x}), n_L(\vec{x}), \alpha_R(\vec{x}), n_R(\vec{x})] \quad (3.15)$$

On peut ainsi voir la méthode semi-paramétrique comme la prédiction simultanée de 6 paramètres au lieu d'un seul dans le cas traditionnel. Un schéma de principe d'un arbre de régression dans le cas de la méthode semi-paramétrique est présenté sur la figure 3.7b.

A l'issue du processus de boosting, l'estimateur $\tilde{p}_{max}(\vec{X})$, permettant de corriger l'énergie du photon, est défini comme la somme des prédictions pour le paramètre μ de chaque arbre de la forêt. L'estimateur $\tilde{\sigma}_p(\vec{X})$, permettant d'obtenir la résolution en énergie du photon, est défini comme la somme des prédictions pour le paramètre σ .

Variables d'entrée

Maintenant que nous avons compris le fonctionnement des arbres de régression, intéressons nous au jeu de variables d'entrée \vec{x} dans le cadre de notre étude. Certaines de ces variables

⁴En pratique, on pondère la somme par un paramètre ν appelé "shrinkage"

$$F_M(\vec{X}) = F_{M-1}(\vec{X}) + \nu \gamma_M(\vec{X}) \quad \text{avec } F_0(\vec{X}) = \gamma_0(\vec{X}) \quad (3.12)$$

Il a été observé que cela permettait d'améliorer les performances de la méthode. En effet, cela permet de réguler le taux d'apprentissage de l'outil multivarié, afin de ne pas négliger des effets fins et de ne pas être sensible trop rapidement aux fluctuations statistiques des données.

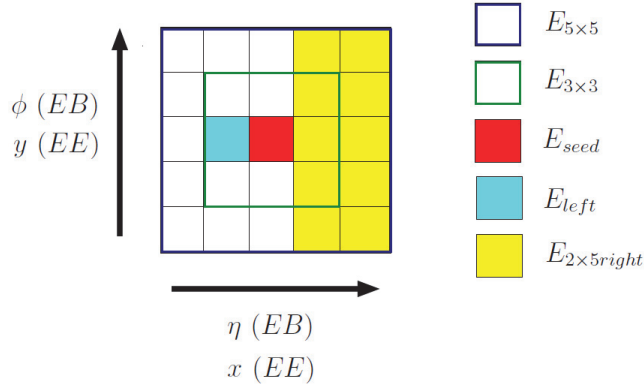


FIG. 3.8: Définition de quelques variables d'énergie autour du cristal graine

ont déjà été définies dans 3.1.2, d'autres seront définies ci-dessous. On va présenter ici un jeu de variables de base, qui peut être modifié selon le contexte considéré comme on le verra dans la section 3.2.3. On va les regrouper selon leur type et les relier aux différents effets entrant en jeu dans la mesure de l'énergie des photons, évoqués dans la partie 3.2.1. Les variables marquées d'une astérisque ne sont utilisées que dans le tonneau, celles marquées de deux astérisques ne sont utilisées que dans les bouchons. La variable cible y a été définie précédemment (3.16, 3.17).

– Variables générales de forme de gerbe :

$$R_9, \eta - width, \phi - width, \sigma_{i\eta i\eta}, \sigma_{i\eta i\phi}, \sigma_{i\phi i\phi}, N_{clusters}, E_{seed}/E_{raw}, \\ E_{PS}/E_{raw} **, E_{PS1}/E_{raw} **, E_{PS2}/E_{raw} **$$

avec :

- $N_{clusters}$ le nombre de clusters au sein du supercluster,
 - E_{seed} l'énergie du cluster graine,
 - E_{PS1} et E_{PS2} les énergies déposées dans les deux plans du détecteur à pied de gerbe.
- Ces variables sont sensibles aux effets de collection globale de la gerbe⁵. Elles apportent de l'information sur la probabilité d'une conversion et sur le développement de la gerbe électromagnétique.

– Rapports d'énergie autour du cristal graine (voir fig 3.8) :

$$E_{seed}/E_{5\times 5}, E_{3\times 3}/E_{5\times 5}, E_{2nd}/E_{5\times 5}, E_{left}/E_{5\times 5}, E_{right}/E_{5\times 5}, \\ E_{top}/E_{5\times 5}, E_{bottom}/E_{5\times 5}, E_{2\times 5max}/E_{5\times 5}, E_{2\times 5left}/E_{5\times 5}, E_{2\times 5right}/E_{5\times 5}, \\ E_{2\times 5top}/E_{5\times 5}, E_{2\times 5bottom}/E_{5\times 5}$$

avec :

⁵Excepté $\sigma_{i\eta i\eta}$ qui est sensible aux effets de collection locale.

- $E_{3 \times 3}$ et $E_{5 \times 5}$ les énergies contenues dans des matrices de 3×3 et 5×5 cristaux autour du cristal graine,
- E_{seed} l'énergie du cristal graine, E_{2nd} l'énergie du deuxième cristal de plus haute énergie dans le cluster graine,
- E_{left} , E_{right} , E_{top} , E_{bottom} les énergies des cristaux situés à gauche, à droite, en haut en en bas du cristal graine ⁶,
- $E_{2 \times 5max}$ est l'énergie maximale contenue dans une matrice de 2×5 cristaux (en $\eta \times \phi$ dans l'EB et $x \times y$ dans l'EE) au sein du cluster graine,
- $E_{2 \times 5left}$, $E_{2 \times 5right}$, $E_{2 \times 5top}$, $E_{2 \times 5bottom}$ les énergies contenues dans une matrice de 2×5 cristaux située dans les parties, gauche, droite, supérieure et inférieure de la matrice de 5×5 cristaux autour du cristal graine.

Ces variables décrivent la distribution locale de l'énergie du photon, en particulier son asymétrie, ce qui permet d'être sensible aux effets de collection locale de la gerbe.

- Variables de position :

$$\eta, \phi, \eta_{seed}, \phi_{seed}, \Delta\eta_{seed}, \Delta\phi_{seed}, i\eta_{seed*}, i\phi_{seed*}, i\eta_{seed,sMod*}, i\phi_{seed,sMod*}, i\eta_{seed,Mod*}, i\phi_{seed,Mod*}, iX_{seed} **, iY_{seed} **$$

avec :

- η_{seed} , ϕ_{seed} les coordonnées du cristal graine, $\Delta\eta_{seed}$, $\Delta\phi_{seed}$ les différences entre les coordonnées du cristal seed et du supercluster,
- $i\eta_{seed}$, $i\phi_{seed}$, iX_{seed} , iY_{seed} les coordonnées du cristal graine en terme de numérotation du cristal dans l'ECAL,
- $i\eta_{seed,sMod}$, $i\phi_{seed,sMod}$, $i\eta_{seed,Mod}$, $i\phi_{seed,Mod}$ les coordonnées du cristal graine au sein de son sous-module et de son module, en terme de numérotation du cristal.

Ces variables sont particulièrement sensibles aux effets de collection locale de la gerbe, grâce notamment à la comparaison de la position du photon par rapport aux interstices du détecteur. Corrélées aux variables de forme de gerbe, elles permettent également d'apporter des informations sur le budget matériel devant l'ECAL et donc d'être sensible aux effets de collection globale de la gerbe. On notera que certaines de ces variables sont définies par rapport au centre du détecteur tandis que d'autres sont indépendantes de cette donnée (positions absolues).

- Variables d'empilement :

$$N_{vtx}, \rho, H/E$$

avec :

- N_{vtx} le nombre de vertex reconstruits dans l'événement,
- ρ la densité médiane d'énergie dans le détecteur en unité de surface (η, ϕ).

Ces variables décrivent les activités additionnelles dans le détecteur au cours de l'événement, et sont donc sensibles à des potentiels ajouts d'énergie dus à l'empilement.

⁶La direction gauche-droite correspond à la direction selon η dans le tonneau.

Échantillons Monte-Carlo et paramètres de la forêt

Pour finir, précisons le type d'échantillons Monte-Carlo utilisés pour entraîner la régression et les valeurs des paramètres de la forêt choisies.

On a utilisé des échantillons contenant des événements appelés "double photon gun", d'après l'appellation du logiciel de simulation *Geant 4*. Un événement de double photon gun ne correspond pas à un événement physique au sens du Modèle Standard mais consiste simplement en l'arrivée de deux photons prompts dans le détecteur en provenance du point de collision. De tels échantillons ont été produits pour le Run 1 et pour le Run 2, avec les conditions spécifiques (énergie dans le centre de masse, fréquence de croisement, empilement ⁷) pour chaque run. Les photons présentent une distribution plate en p_T , de 11 GeV jusqu'à 200 GeV pour le Run 1 et 300 GeV pour le Run 2. Ils présentent également une distribution plate en $|\eta|$, de 0 à 3. Comme on le verra dans la section suivante 3.2.3, les travaux effectués dans le cadre du Run 1 ne consistent pas en un entraînement complet de la régression mais uniquement en une étude comparative, donc seulement une partie des événements disponibles dans l'échantillon a été utilisée, soit environ 500 000 (donc 1 million de photons). Lors du Run 2 un entraînement complet a été effectué et la totalité des événements a été utilisée soit environ 5 millions ⁸.

Les paramètres de la forêt utilisés lors de l'entraînement complet sont les suivants ⁹ :

- Nombre minimum de photons par nœud : 200
- Nombre maximum de nœuds : 750
- Nombre maximum d'arbres : 1000
- Shrinkage : 0.1

On notera que pour la méthode semi-paramétrique, les paramètres α_L et α_R entrant en jeu lors de la prédiction de la distribution de la variable cible ont été fixés, afin de garantir une meilleure stabilité lors des ajustements. On a choisi $\alpha_L = 2$ et $\alpha_R = 1$.

3.2.3 Ré-entraînement et études de performance

Nous allons maintenant présenter les travaux sur la régression effectués lors de cette thèse.

A) Comparaison des méthodes traditionnelles et semi-paramétriques avec des échantillons du Run 1

Lors du Run 1, la méthode de la régression était déjà utilisée, à la fois dans sa version traditionnelle et dans sa version semi-paramétrique en fonction des choix des différents groupes d'analyse. En prévision du Run 2, un projet était que la méthode semi-paramétrique devienne la méthode par défaut, étant donné l'avantage que présente le fait de prédire la résolution en énergie du photon en même temps que son énergie. Pour valider ce choix,

⁷Pour le Run 2 une distribution typique de l'empilement, entre 0 et 50, a été utilisée.

⁸L'échantillon contient en réalité 10 millions d'événements mais on utilise seulement la moitié pour l'entraînement, l'autre moitié étant utilisée pour la phase de test.

⁹Pour choisir ces valeurs, on a effectué un procédé d'optimisation en partant des valeurs utilisées dans le passé.

il fallait toutefois vérifier que la performance globale de la méthode semi-paramétrique était au moins aussi bonne que celle de la méthode traditionnelle. En effet, bien que la méthode semi-paramétrique permette en théorie une estimation plus précise de l'énergie réelle du photon dans chaque feuille, le fait de recourir à des ajustements pourrait potentiellement entraîner une perte de robustesse et ainsi une dégradation de la résolution totale par rapport à la méthode traditionnelle.

Pour effectuer la comparaison, la régression a été ré-entraînée avec les deux méthodes, en utilisant les mêmes échantillons du Run 1. En outre, on a utilisé les mêmes variables d'entrée et paramètres de la forêt. Comme évoqué précédemment, étant donné que l'on s'intéressait à une comparaison des performances, on s'est contenté d'utiliser une statistique partielle des échantillons, donc les performances montrées ici sont en deçà des performances optimales que l'on pourrait obtenir avec ces méthodes.

On peut étudier les performances obtenues avec les deux méthodes, dans le tonneau et les bouchons, à partir des figures 3.9 et 3.10 ainsi que du tableau récapitulatif 3.1. Les figures montrent les distributions de E_{raw}/E_{true} (en bleu) et E_{cor}/E_{true} (en rouge), obtenues lors de la phase de test, avec les échantillons de double photon gun. On peut obtenir deux indicateurs de performances, reportés dans le tableau, à partir de ces distributions :

- μ_{raw} : c'est l'échelle d'énergie, correspondant au pic des distributions, obtenu en les ajustant avec une double-sided Crystal-Ball. Elle doit être proche de 1. L'erreur associée est l'erreur statistique de l'ajustement et est très faible devant 1.
- σ_{eff} : c'est la résolution effective des photons ¹⁰, correspondant à la demi-largeur des distributions contenant 68% (1σ) des événements. Elle constitue l'indicateur principal de performance. L'erreur associée est la demi-largeur des bins des distributions, choisis assez fins pour que celle ci soit faible devant σ_{eff} .

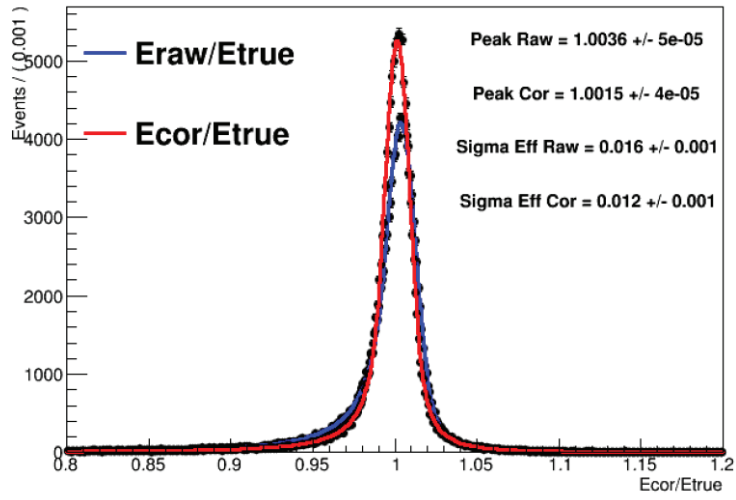
scénario	μ_{raw}	μ_{cor}	$\sigma_{eff\ raw}$	$\sigma_{eff\ cor}$
trad, EB	1.004	1.001	1.6%	1.2%
semi-par, EB	1.004	1.000	1.6%	1.2%
trad, EE	0.997	1.002	2.9%	2.2%
semi-par, EE	0.997	0.999	2.9%	2.2%

TAB. 3.1: Performance de la régression avec les méthodes traditionnelle et semi-paramétrique (échantillons du Run 1, EB et EE)

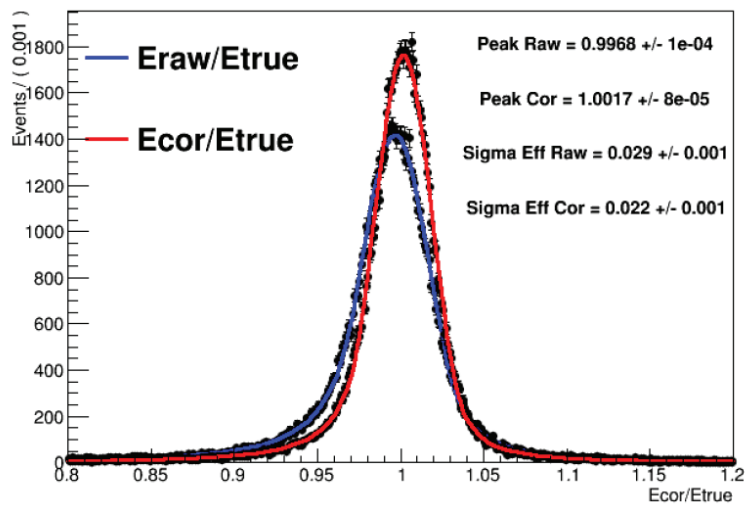
On voit que les performances sont similaires avec les deux méthodes : amélioration de la résolution effective d'environ 25% dans le tonneau et les bouchons. De même, les deux méthodes permettent de rapprocher légèrement l'échelle d'énergie de 1.

La méthode semi-paramétrique présente donc bien une performance globale similaire à la celle de la méthode traditionnelle. On a donc choisi de l'utiliser par défaut pour le Run 2.

¹⁰C'est une résolution normalisée à l'énergie, donc exprimée en %.

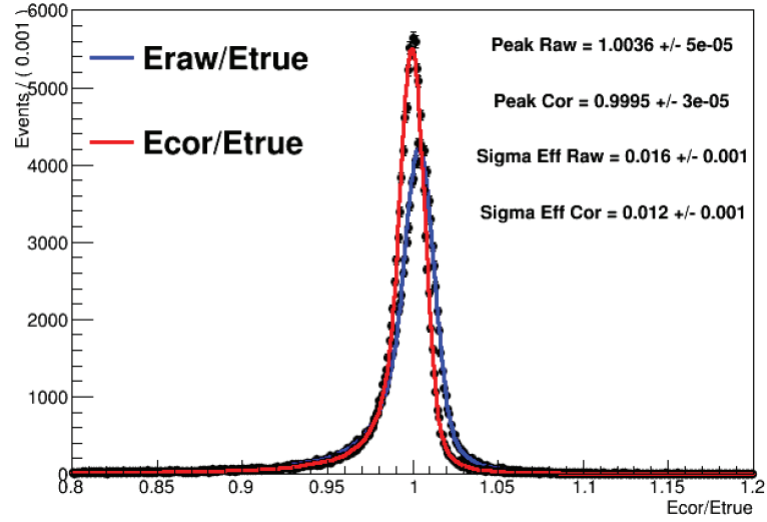


(a) EB

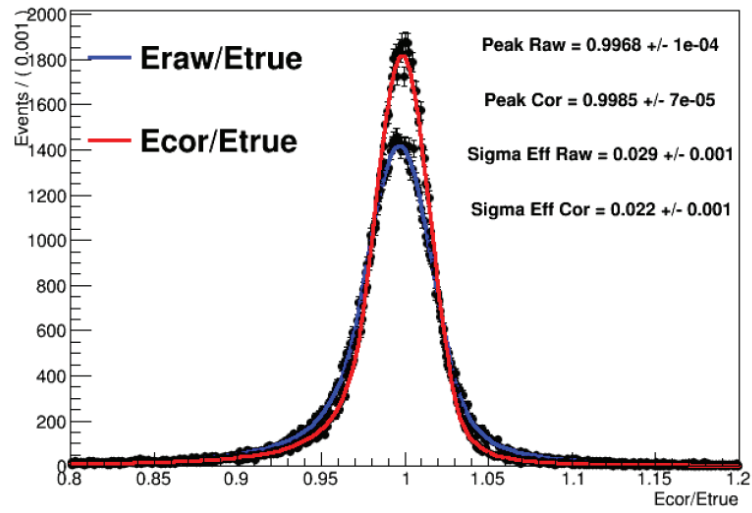


(b) EE

FIG. 3.9: Rapports de l'énergie reconstruite des photons par leur énergie réelle, avant et après régression (méthode traditionnelle, échantillons du Run 1, EB et EE).



(a) EB



(b) EE

FIG. 3.10: Rapports de l'énergie reconstruite des photons par leur énergie réelle, avant et après régression (méthode semi-paramétrique, échantillons du Run 1, EB et EE).

B) Ré-entraînement et étude de performance pour le Run 2

Ensuite, un ré-entraînement complet de la régression a été effectué avec l'intégralité des échantillons du Run 2. Les forêts obtenues sont utilisées pour corriger l'énergie de tous les photons reconstruits lors des prises de données du Run 2. Une étude de performance complète a été effectuée pour vérifier le bon fonctionnement de la méthode et pour quantifier ses apports. Par ailleurs, comme on le verra dans la partie 3.2.3, diverses versions de la régression, correspondant à différents jeux de variables d'entrées, ont été testées.

Performance globale de la régression :

On peut s'intéresser tout d'abord à la performance générale de la régression pour le Run 2. Celle ci peut être évaluée par le biais des indicateurs d'échelle d'énergie et de résolution effective, introduits dans la section précédente et reportés dans le tableau 3.2, et des distributions associées de E_{raw}/E_{true} et E_{cor}/E_{true} présentées sur la figure 3.11. En outre, on peut s'appuyer sur la distribution de la résolution en énergie par photon σ_E/E_{cor} prédite par la méthode semi-paramétrique, présentée sur la figure 3.12. L'indicateur de performance qu'on retient à partir de cette distribution est sa valeur moyenne $\langle \sigma_E/E \rangle$, reportée également dans le tableau 3.2.

scénario	μ raw	μ cor	σ_{eff} raw	σ_{eff} cor	$\langle \sigma_E/E \rangle$
EB	1.000	1.000	1.7%	1.0%	0.8%
EE	0.995	1.000	3.2%	1.6%	1.2%

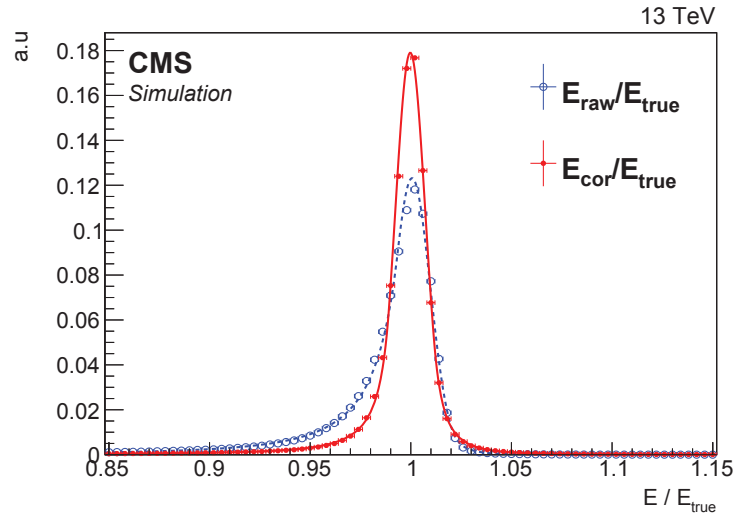
TAB. 3.2: Performance de la régression (EB et EE)

On voit que la performance de la régression pour le Run 2 est très appréciable. La résolution effective passe de 1.7% à 1.0% dans le tonneau (soit une amélioration de $\sim 40\%$) et de 3.2% à 1.6% dans les bouchons (soit une amélioration de 50%). Quant à la résolution par photon moyenne, elle est de 0.8% dans le tonneau et de 1.2% dans les bouchons. Il est attendu que la résolution par photon moyenne soit plus faible que la résolution effective, cette dernière étant obtenue à partir de distributions inclusives de photons. Enfin, on voit que l'échelle d'énergie obtenue n'est biaisée ni dans le tonneau, ni dans les bouchons.

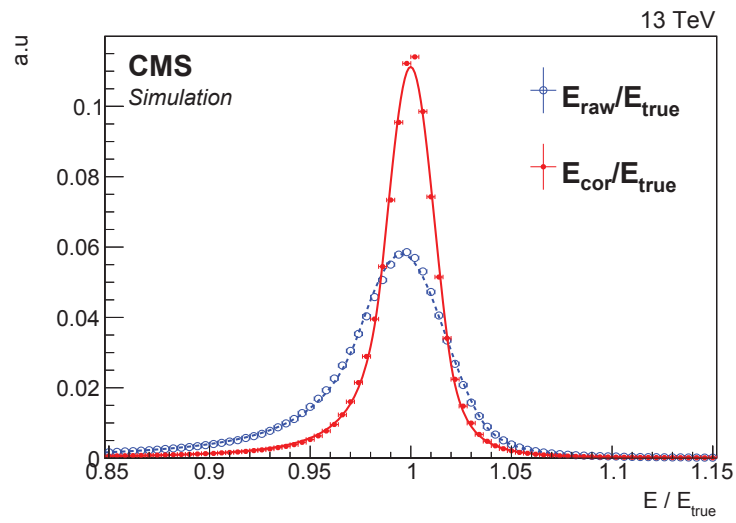
Correction de l'énergie en fonction de certaines variables :

Pour comprendre plus en détail la nature des corrections apportées par la régression, on peut observer les profils ¹¹ de E_{raw}/E_{true} et E_{cor}/E_{true} en fonction de certaines variables. De cette manière, on peut voir si les corrections vont dans le sens attendu pour certaines régions de l'espace des paramètres, et donc si les effets physiques qu'on souhaite corriger (collection locale et globale, empilement) sont bien pris en compte par la méthode.

¹¹ Le profil d'une variable y en fonction d'une variable x est défini dans chaque bin de centre x_0 et de demi-largeur Δx comme la valeur moyenne de la distribution de y pour $x_0 - \Delta x < x < x_0 + \Delta x$. L'erreur associée Δy est l'erreur statistique sur cette valeur moyenne.

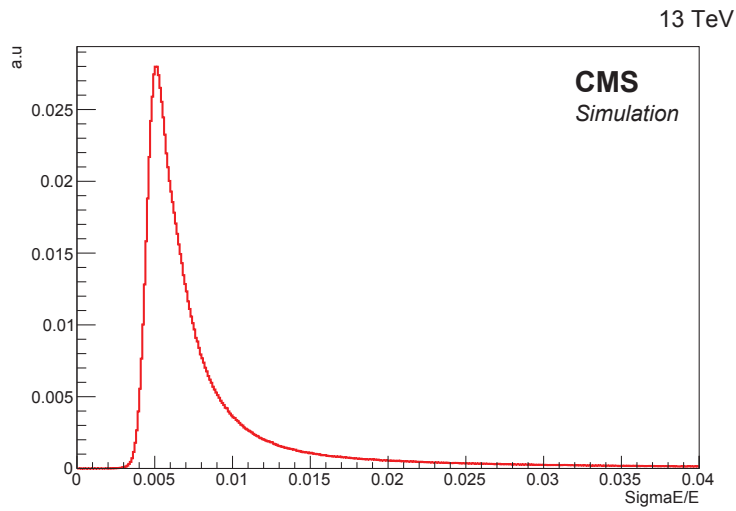


(a) EB

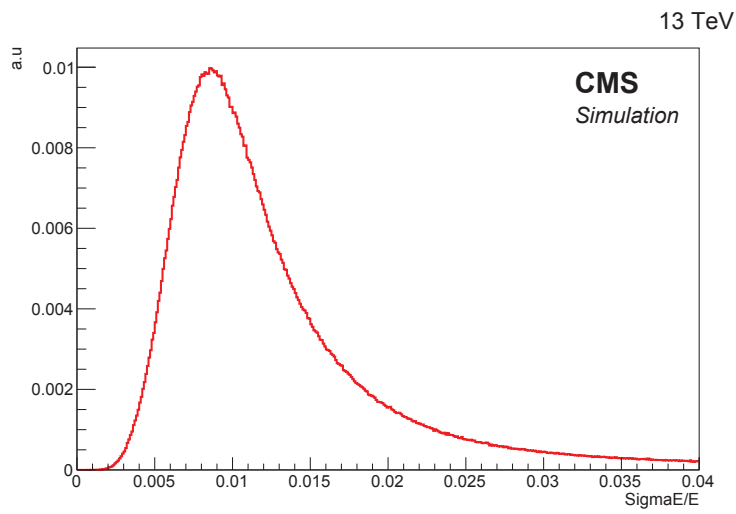


(b) EE

FIG. 3.11: Rapports de l'énergie reconstruite des photons par leur énergie réelle, avant et après régression (EB et EE).



(a) EB



(b) EE

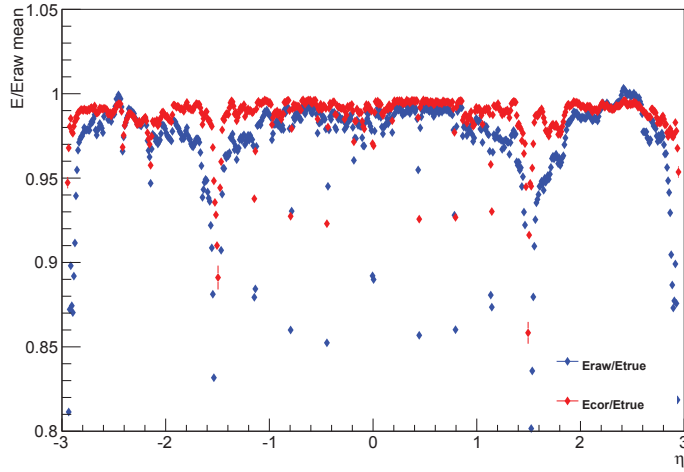
FIG. 3.12: Résolution en énergie par photon après régression (EB et EE).

- Corrections en fonction de η , ϕ :
 Les profils de E_{raw}/E_{true} (en bleu) et E_{cor}/E_{true} (en rouge) en fonction de η et ϕ (EB et EE) sont présentés sur les figures 3.13, 3.14 et 3.15. Pour plus de clarté, deux types de représentation (avec barre d'erreur, points non reliés et sans barre d'erreur, points reliés) sont utilisés. Tout d'abord, les profils après correction sont relativement plats et proches de 1¹², ce qui signifie que les arbres de régression ont réussi à traiter efficacement les informations apportées par les variables.
 Si l'on regarde plus en détail les profils en fonction de η , on voit qu'on peut repérer dans le tonneau une structure régulière et symétrique en η avec 9 zones correspondant à une forte sous-estimation de l'énergie avant régression, cet effet étant en partie corrigé après régression. Ces zones correspondent aux espaces entre les modules¹³, on voit donc que les effets fins de fuites d'énergie dans les interstices du détecteur sont relativement bien corrigés par la régression. Cet effet est particulièrement visible pour $|\eta| \sim 1.5$, correspondant à la transition tonneau - bouchons, où l'on observe de fortes fuites d'énergie partiellement compensées par la régression.
 On peut faire la même observation à partir du profil en fonction de ϕ dans le tonneau. On voit une structure régulière avec 18 zones de fuites d'énergie, relativement bien corrigées par la régression. Ces zones correspondent aux espaces entre les supermodules¹⁴ ce qui prouve de même la prise en compte des effets de collection locale de la gerbe. Sur le profil en fonction de ϕ dans les bouchons, on ne retrouve pas réellement de structure régulière. En effet, il n'y a pas de sous-structure mécanique de répartition des cristaux dans les bouchons contrairement au tonneau. Les zones de sous-estimation d'énergie sont donc plutôt à corrélérer avec le budget matériel en amont de l'ECAL qui entraîne des conversions.
- Corrections en fonction de R_9 (fig 3.16) :
 Sur ces profils, on voit que globalement peu de corrections sont nécessaires pour $R_9 \sim 0.94$: en effet, cette valeur correspond aux photons non-convertis, non sujets aux effets de collection globale de la gerbe. Au contraire, pour des valeurs de R_9 inférieures à 0.94, on observe des pertes d'énergie avant la régression. En effet, ces valeurs correspondent à des photons convertis, sujets aux effets de collection globale de la gerbe. Plus R_9 est proche de 0, plus la conversion s'est produite tôt et plus la gerbe est étalée et complexe, ce qui fait que l'on observe des pertes d'énergie plus importantes. La régression corrige ces effets, mais la correction n'est que partielle pour les faibles valeurs de R_9 , notamment dans les bouchons.
- Corrections en fonction de N_{Vtx} (fig 3.17) :
 Avant régression, on observe que les profils croissent linéairement avec l'augmentation du nombre de vertex. Cela montre l'impact de l'empilement sur la détermination de l'énergie des photons, en particulier dans les bouchons. Cependant, cet effet est très

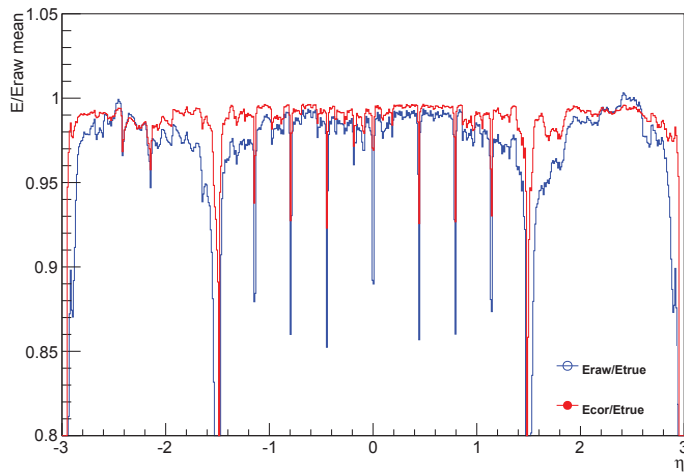
¹²Les profils sont légèrement en dessous de 1, ce qui est dû au fait qu'on prend la valeur moyenne de E_{cor}/E_{true} pour construire le profil et non le pic de la distribution, la valeur moyenne étant légèrement décalée de 1 du fait de la présence d'une queue de distribution résiduelle à gauche.

¹³Comme on l'a vu dans la section 2.3.1, il y a 2 supermodules contenant chacun 4 modules dans le tonneau selon la direction η .

¹⁴Comme on l'a vu dans la section 2.3.1, il y a 18 supermodules selon la direction ϕ dans chaque moitié ($\eta > 0$ et $\eta < 0$) de l'ECAL.

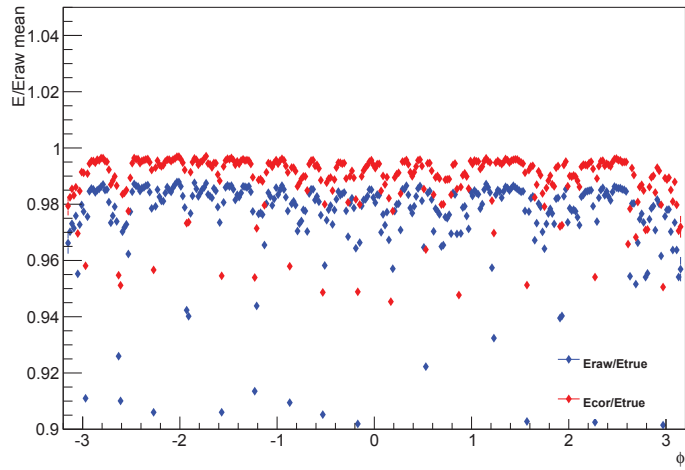


(a)

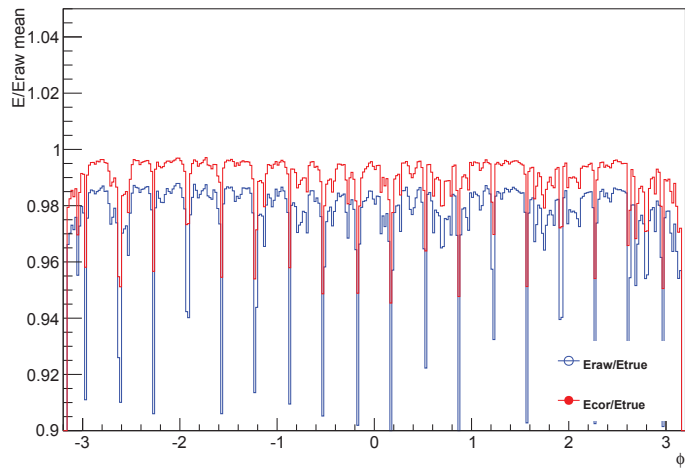


(b)

FIG. 3.13: Profils du rapport de l'énergie reconstruite des photons par leur énergie réelle, avant et après régression, en fonction de η . Deux types de représentation sont utilisés.

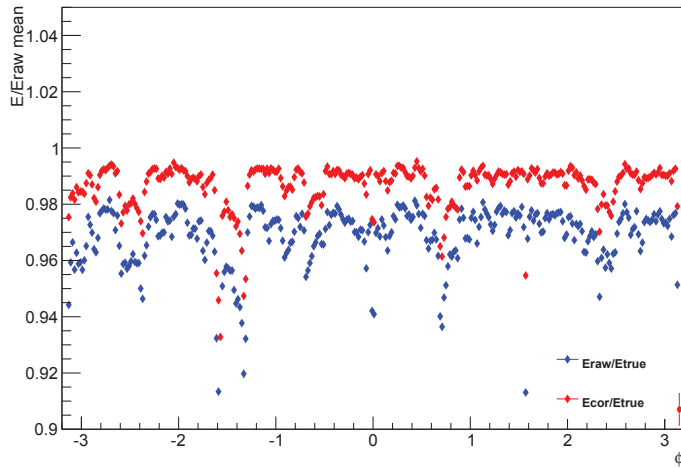


(a)

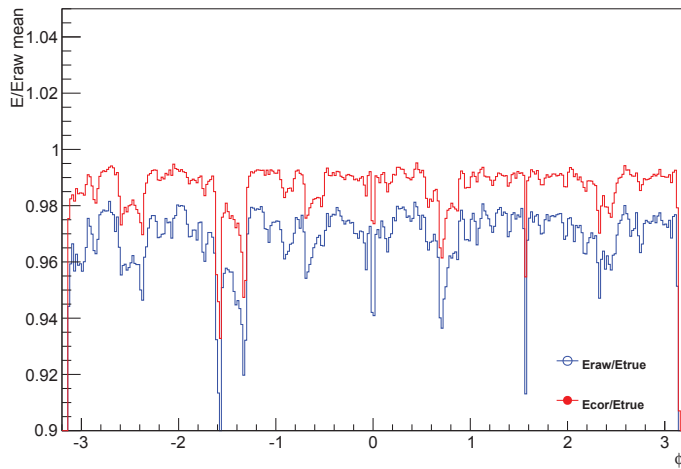


(b)

FIG. 3.14: Profils du rapport de l'énergie reconstruite des photons par leur énergie réelle, avant et après régression, en fonction de ϕ , dans le tonneau. Deux types de représentation sont utilisés.

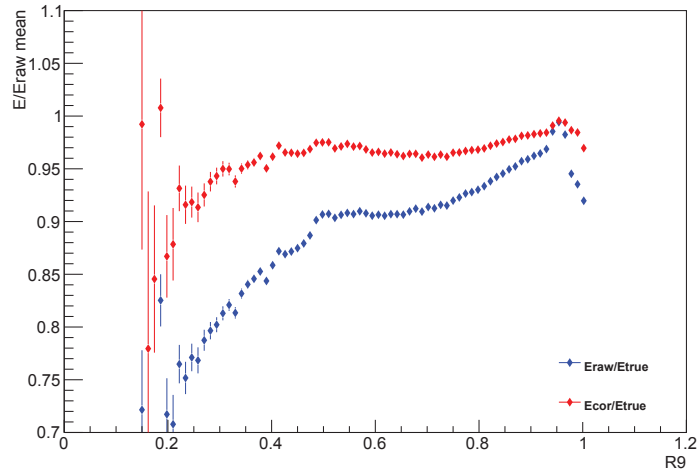


(a)

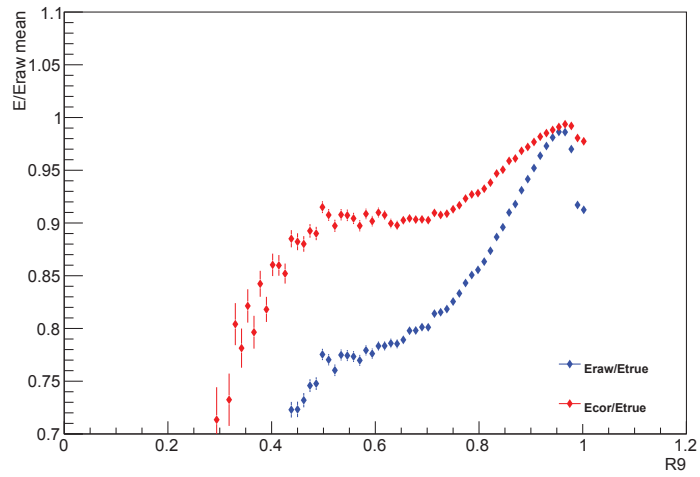


(b)

FIG. 3.15: Profils du rapport de l'énergie reconstruite des photons par leur énergie réelle, avant et après régression, en fonction de ϕ , dans les bouchons. Deux types de représentation sont utilisés.



(a) EB



(b) EE

FIG. 3.16: Profils du rapport de l'énergie reconstruite des photons par leur énergie réelle, avant et après régression, en fonction de R_9 (EB et EE).

bien pris en compte par la régression, étant donné le profil plat obtenu après correction. En conclusion, ces profils illustrent que les trois effets principaux que l'on cherchait à corriger (collection locale, collection globale, empilement) sont traités efficacement par la régression.

Performance de la régression avec des échantillons $H \rightarrow \gamma\gamma$: Enfin, pour avoir une estimation quantitative plus réaliste de la performance de la régression, on peut effectuer la phase de test avec des échantillons de $H \rightarrow \gamma\gamma$. Le nombre d'événements à l'intérieur de ces échantillons est plus faible ($\sim 100\,000$) que pour les échantillons de photon gun, donc on ne peut pas faire d'étude de performance aussi précise.

On applique aux événements l'étape de pré-sélection de l'analyse standard $H \rightarrow \gamma\gamma$, que l'on présentera dans la partie 4.2.3. Cette étape consiste en des coupures lâches sur l'impulsion transverse des photons et sur certaines variables de forme de gerbe et d'isolation.

On peut s'intéresser à la performance globale, via les habituelles distributions de E_{raw}/E_{true} et E_{cor}/E_{true} (fig 3.18) et les indicateurs d'échelle d'énergie et de résolution effective associés (tab 3.3). La performance est légèrement moins bonne que celle obtenue avec le double photon gun, du fait que les photons considérés sont de plus bas p_T . On peut retenir que la résolution effective des photons provenant de la désintégration du boson de Higgs est de 1.3% (EB) et 2.2% (EE) après la régression, au niveau de la simulation ¹⁵.

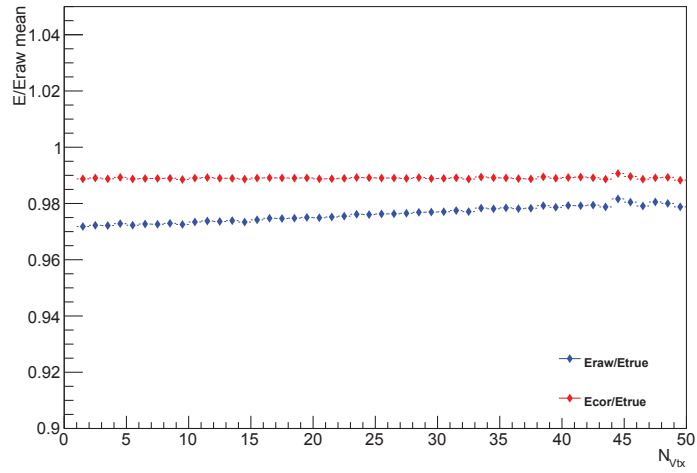
scénario	μ raw	μ cor	σ_{eff}/E raw	σ_{eff} cor
EB	0.995	1.000	1.9%	1.3%
EE	0.993	1.000	3.9%	2.2%

TAB. 3.3: Performance de la régression (échantillons $H \rightarrow \gamma\gamma$, EB et EE)

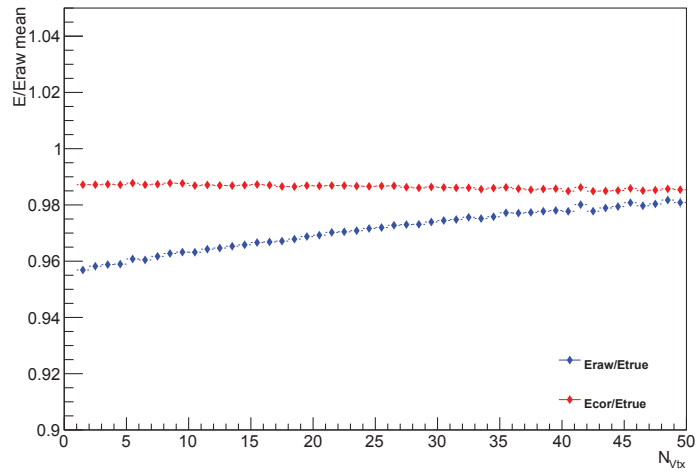
C) Optimisation du jeu de variables d'entrée pour le Run 2

Nous avons présenté la performance de la régression avec un jeu de variables complet, qui est optimale au niveau de la simulation. Cependant, lors des prises de données, les conditions peuvent ne pas être aussi bonnes que dans la simulation, donc d'autres versions de la régression ont été testées pour faire face à différents cas de figure. Ces versions correspondent à différents jeux de variables d'entrée. Les cas considérés sont un mauvais alignement du détecteur, une mauvaise reconstruction dans le détecteur à pied de gerbe et la prise de données sans champ magnétique. Les forêts correspondantes ont été stockées et sont susceptibles d'être utilisées selon les choix des groupes d'analyse et l'évolution des conditions de prise de données.

¹⁵On n'applique pas ici aux photons le processus de smearing introduit dans la section 3.1.3 qui permet d'avoir une valeur de la résolution finale plus en accord avec les données.

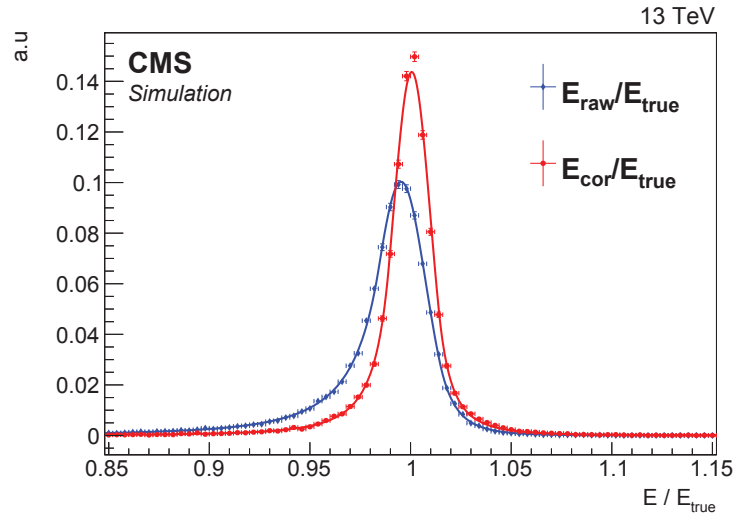


(a) EB

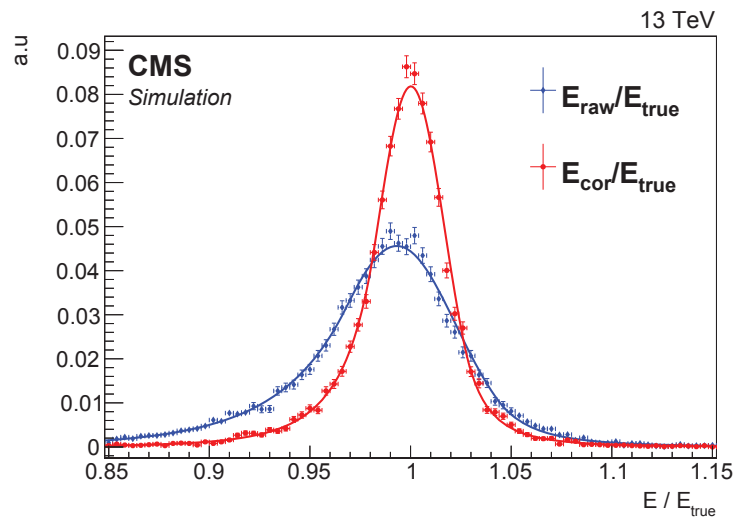


(b) EE

FIG. 3.17: Profils du rapport de l'énergie reconstruite des photons par leur énergie réelle, avant et après régression, en fonction de N_{Vtx} (EB et EE).



(a) EB



(b) EE

FIG. 3.18: Rapports de l'énergie reconstruite des photons par leur énergie réelle, avant et après régression (échantillons $H \rightarrow \gamma\gamma$, EB et EE).

Variables de position :

Tout d'abord, on a évalué la possibilité de n'utiliser que les variables de position dites absolues pour l'entraînement. Les variables de position absolues sont indépendantes du centre (0,0,0) du détecteur. Dans notre cas, ce sont :

$$\Delta\eta_{seed}, \Delta\phi_{seed}, i\eta_{seed*}, i\phi_{seed*}, i\eta_{seed,sMod*}, i\phi_{seed,sMod*}, \\ i\eta_{seed,Mod*}, i\phi_{seed,Mod*}, iX_{seed} **, iY_{seed} **$$

Au contraire, certaines dépendent du référentiel :

$$\eta, \phi, \eta_{seed}, \phi_{seed}$$

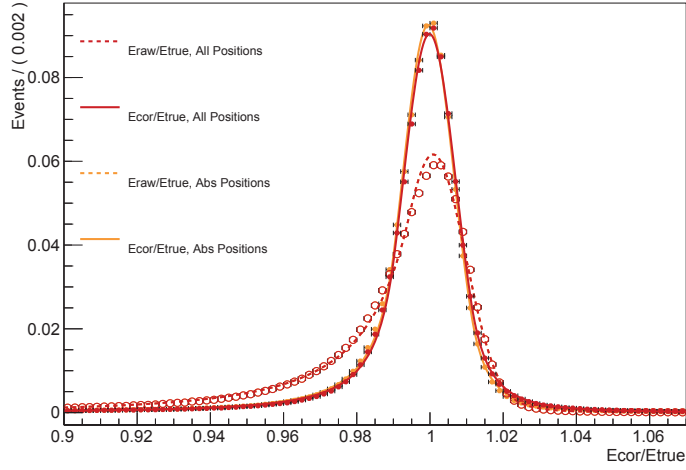
Or, en pratique, il est possible que l'ECAL ne soit pas aligné parfaitement à l'intérieur de CMS, en particulier les bouchons. Dans ce cas, les informations apportées par ces dernières variables ne seraient pas les mêmes entre les données et la simulation. En particulier, la régression établirait à partir de la simulation une correspondance entre les coordonnées (η, ϕ) et les interstices du détecteur qui ne serait plus établie dans les données. Ceci est susceptible de dégrader la performance de la régression dans les données en terme de collection locale de la gerbe.

Pour s'affranchir de ce problème potentiel, on a ainsi considéré la possibilité d'utiliser seulement les variables de position absolues. Dans ce cas, on conserve l'information sur la position des interstices dans le détecteur, mais on perd l'information sur le point d'impact du photon par rapport au cristal, qui influe sur la collection locale de la gerbe. Cependant, cette dernière information est supposée être également contenue dans les rapports d'énergie autour du cristal graine, donc on s'attend à ce que la performance de la régression soit peu dégradée par le choix de ne conserver que les variables de position absolues.

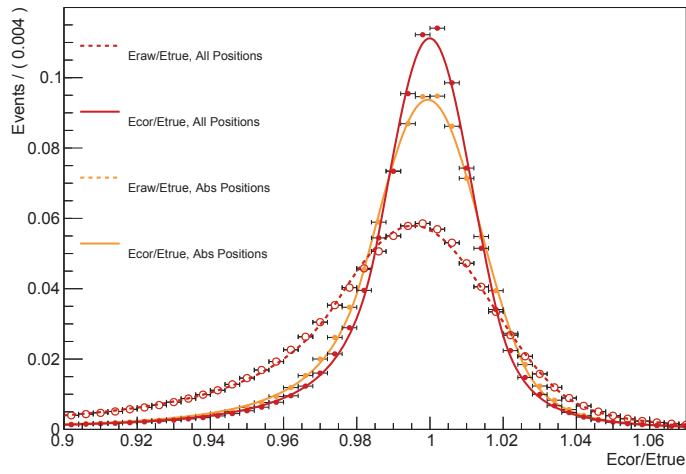
On peut comparer la performance de cette version de la régression à celle de la version standard grâce à figure 3.19 et au tableau 3.4. On voit que dans le tonneau, la résolution effective après régression n'est pas dégradée lorsqu'on utilise seulement les variables de position absolues. En revanche, dans les bouchons, la résolution effective après régression est dégradée d'environ 20%. Les rapports d'énergie autour du cristal graine semblent ainsi décrire moins efficacement la collection locale de la gerbe dans les bouchons. Étant donné le risque de mauvais alignement des bouchons, il a toutefois été choisi de façon conservative d'utiliser cette version de la régression pour les données 2015. Un test préliminaire de cette version de la régression dans les données [59] indiquait d'ailleurs que la dégradation de la performance était très faible par rapport à la dégradation estimée avec la simulation (voir la figure 3.20).

Variables du détecteur à pied de gerbe :

On a également évalué la possibilité de supprimer toute information provenant du détecteur à pied de gerbe dans la régression. En effet, en 2015, la liste des canaux non fonctionnels du sous-détecteur n'était pas mise à jour dans les échantillons de simulation. En outre, des différences entre données et simulation pour la distribution de l'énergie dans le détecteur à pied de gerbe n'étaient pas comprises. Ces deux aspects étaient ainsi susceptibles de dégrader la performance de la régression dans les données.



(a) EB



(b) EE

FIG. 3.19: Rapports de l'énergie reconstruite des photons par leur énergie réelle, avant et après régression, en utilisant toutes les variables de position et seulement les variables de position absolues (EB et EE).

scénario	μ raw	μ cor	σ_{eff}/E raw	σ_{eff} cor
All Positions, EB	1.000	1.000	1.7%	1.0%
Abs Positions, EB	1.000	1.000	1.7%	1.0%
All Positions, EE	0.995	1.000	3.2%	1.6%
Abs Positions, EE	0.995	0.999	3.2%	1.9%

TAB. 3.4: Performance de la régression, en utilisant toutes les variables de position et seulement les variables de position absolues (EB et EE)

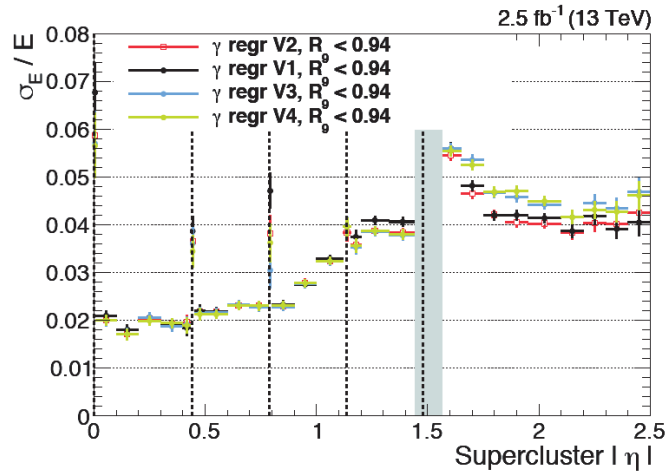


FIG. 3.20: Résolution effective en fonctions de η après régression, pour des électrons provenant de la désintégration du boson Z reconstruits comme des photons dans les données. V1 : toutes variables de position. V2 : variables de position absolues. V3 : variables de position absolues, pas de variables du détecteur à pied de gerbe. V4 : variables de position absolues, pas de variables du détecteur à pied de gerbe, pas H/E. [59]

On a donc testé une version de la régression sans les variables du détecteur à pied de gerbe en entrée :

$$E_{PS}/E_{raw} **, E_{PS1}/E_{raw} **, E_{PS2}/E_{raw} **$$

Mais aussi en prenant comme variable cible dans les bouchons :

$$y = \frac{E_{true}}{E_{raw}} \quad (3.16)$$

au lieu de :

$$y = \frac{E_{true}}{E_{raw} + E_{PS}} \quad (3.17)$$

La comparaison de la performance de la régression avec et sans détecteur à pied de gerbe est fournie par la figure 3.21 et le tableau 3.5. On voit que ne pas prendre en compte les informations provenant du détecteur à pied de gerbe dégrade la résolution effective d'environ 20%. Cette dégradation non négligeable de la performance combinée au fait que les problèmes liés au détecteur à pied de gerbe étaient remédiables a conduit au choix de ne pas utiliser cette version de la régression par défaut.

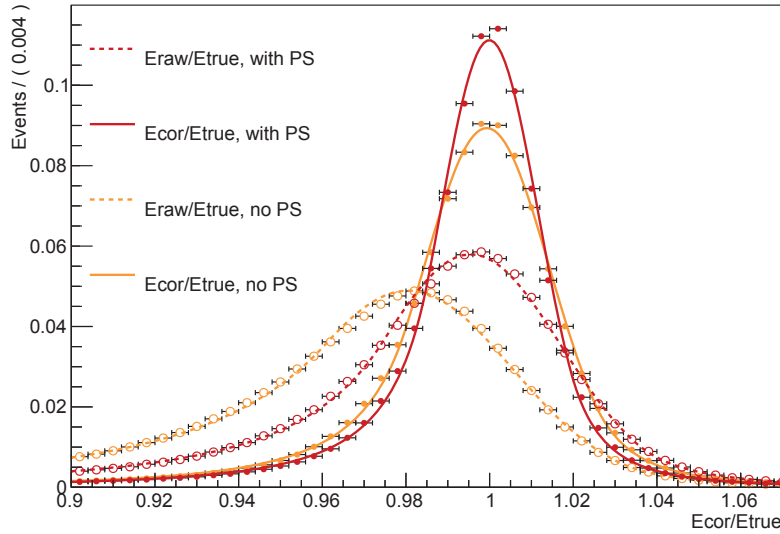


FIG. 3.21: Rapports de l'énergie reconstruite des photons par leur énergie réelle, dans les bouchons, avant et après régression, avec et sans les variables du détecteur à pied de gerbe.

scénario	μ raw	μ cor	σ_{eff}/E raw	σ_{eff} cor
Avec PS, EE	0.995	1.000	3.2%	1.6%
Sans PS, EE	0.981	0.999	3.8%	2.0%

TAB. 3.5: Performance de la régression, avec et sans les variables du détecteur à pied de gerbe

Variables insensibles au champ magnétique :

Enfin, une dernière étude a concerné le traitement des données sans champ magnétique. En effet, comme évoqué dans la section 2.2.2, en 2015 une partie non négligeable des données (environ 1 fb^{-1}) a été collectée en l'absence de champ magnétique. Le comportement des photons est différent avec ou sans champ magnétique, en particulier lors des conversions où la trajectoire des électrons / positrons n'est pas courbée. On ne peut donc pas appliquer notre version de la régression, entraînée avec champ magnétique, au jeu de données à 0 T. De plus, en 2015, il n'existait pas d'échantillon de photon gun correspondant à un champ magnétique nul donc il était impossible de ré-entraîner la régression dans ces conditions.

Cependant, une possible solution a été envisagée. Il s'agissait de sélectionner les variables d'entrée insensibles au champ magnétique, et de ré-entraîner la régression avec ces variables uniquement, avec les échantillons à 3.8 T. Une telle version de la régression serait en théorie applicable aux données à 0 T. On a défini le jeu de variables insensibles au champ magnétique suivant ^{16 17} :

$$\begin{aligned}
& \eta - width, E_{PS}/E_{raw} **, E_{PS1}/E_{raw} **, E_{PS2}/E_{raw} **, \\
& E_{left}/E_{5 \times 5} *, E_{right}/E_{5 \times 5} *, E_{2 \times 5max}/E_{5 \times 5} *, E_{2 \times 5left}/E_{5 \times 5} *, E_{2 \times 5right}/E_{5 \times 5} *, \\
& i\eta_{seed} *, i\phi_{seed} *, i\eta_{seed,sMod} *, i\phi_{seed,sMod} *, i\eta_{seed,Mod} *, i\phi_{seed,Mod} *, \\
& iX_{seed} **, iY_{seed} **, \\
& H/E
\end{aligned}$$

Il s'agit essentiellement des variables de forme de gerbe et rapports d'énergie calculés dans la direction η ainsi que des variables de positions absolues. Un tel jeu de variables est susceptible de corriger partiellement les effets de collection locale de la gerbe. Il est incapable de traiter la collection globale de la gerbe, mais ce n'est pas nécessaire à 0 T car la gerbe n'est pas étalée par le champ magnétique. Le traitement de l'empilement est également supposé difficile avec ce jeu de variables ¹⁸.

¹⁶On s'est appuyé sur les échantillons Drell-Yan à 0 T et 3.8 T, en considérant que si les variables étaient sensibles au champ magnétique pour les électrons elles le seraient aussi pour les photons.

¹⁷On a considéré seulement les variables de position absolues.

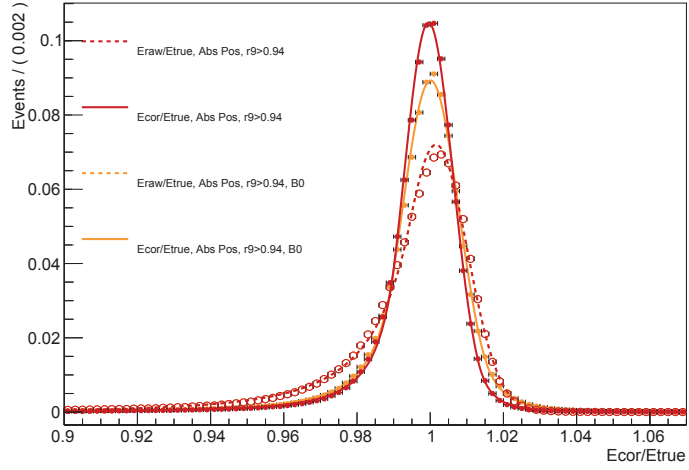
¹⁸Les variables d'empilement sont sensibles au champ magnétique car il est plus difficile de reconstruire les vertex d'interaction à 0 T, donc le nombre total de particules reconstruites dans le détecteur varie.

Pour tenter d'évaluer la performance de cette version de la régression, on la teste avec des échantillons de photon gun à 3.8 T auxquels on applique la coupure $R_9 > 0.94$. En effet, la description des photons à 0 T est relativement similaire à celle des photons non-convertis à 3.8 T. La figure 3.22 et le tableau 3.6 montrent la comparaison de la performance de la version standard de la régression et la version insensible au champ magnétique, pour des photons vérifiant $R_9 > 0.94$ (avec les variables de positions absolues). On a une dégradation de la résolution effective de l'ordre de 20% dans le tonneau et de 30% dans les bouchons en utilisant cette dernière version de la régression. La performance attendue de cette version de la régression est d'autant moins bonne que les photons à 0 T ne se comportent pas exactement comme des photons non-convertis. Cette version n'a donc au final pas été utilisée pour corriger l'énergie des photons à 0 T ¹⁹.

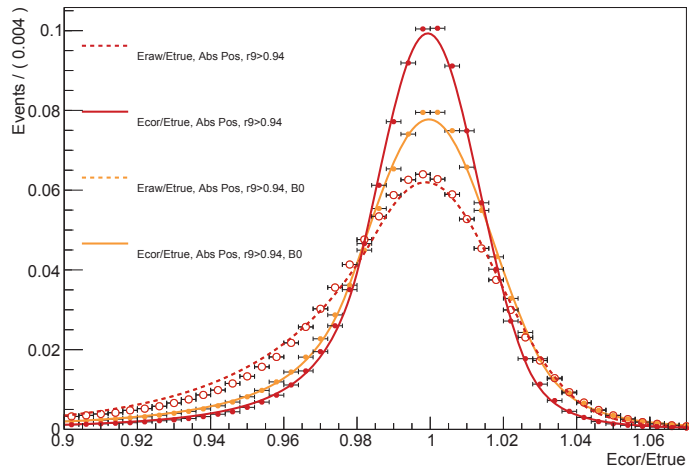
scénario	μ raw	μ cor	σ_{eff}/E raw	σ_{eff} cor
std, EB	1.001	1.000	1.3%	0.8%
B0, EB	1.001	1.000	1.3%	1.0%
std, EE	0.999	0.999	2.8%	1.7%
B0, EE	0.999	1.000	2.8%	2.3%

TAB. 3.6: Performance de la régression, pour des photons non-convertis, avec le jeu de variables standard et le jeu de variables insensibles au champ magnétique (EB et EE)

¹⁹L'analyse standard $H \rightarrow \gamma\gamma$ de 2015 ayant fourni des résultats en accord avec le Modèle Standard, il n'était en outre pas crucial d'analyser ce jeu de données (excepté à haute masse).



(a) EB



(b) EE

FIG. 3.22: Rapports de l'énergie reconstruite des photons non-convertis par leur énergie réelle, avant et après régression, avec le jeu de variables standard et le jeu de variables insensibles au champ magnétique (EB et EE).

3.3 Performances futures de reconstruction des photons

3.3.1 Contexte

Nous avons décrit dans la partie précédente divers aspects de la reconstruction des photons dans CMS et nous avons évalué sa performance actuelle en terme de mesure en énergie. Nous allons maintenant nous intéresser à l'évolution future de la performance globale de reconstruction des photons. Il est attendu que celle-ci se dégrade dans un premier temps sous l'effet du vieillissement du détecteur et de la hausse de l'empilement. Pour faire face à cette tendance, des améliorations du détecteur sont prévues au cours de la Phase I et de la Phase II du LHC [60] [61]. Il est donc important de quantifier l'évolution des performances de reconstruction pour évaluer les bénéfices des améliorations envisagées et pour estimer la sensibilité que les analyses physiques pourront atteindre.

Évolution de la luminosité et de l'empilement au LHC

Les principaux défis futurs pour la physique au LHC sont les mesures de précision du boson de Higgs à 125 GeV et la recherche de nouvelle physique. Ces challenges nécessitent une haute luminosité afin de réduire les incertitudes statistiques sur la mesure des couplages du boson de Higgs, de mesurer son autocouplage ou d'être sensible à des signaux de nouvelle physique de faible section efficace. Il est donc prévu d'augmenter la luminosité instantanée du LHC dans les années à venir, comme on peut le voir sur la figure 3.23.

Au cours du Run 2, la luminosité va tout d'abord augmenter grâce à un nouveau procédé pour former les paquets de protons à l'intérieur du Synchrotron à Protons (PS). Puis, à partir de 2018 aura lieu une interruption du LHC (Long Stop 2 ou LS2), qui sera mise à profit pour améliorer l'accélérateur mais aussi les détecteurs. On appelle Phase I la période comprenant le LS2 et la prise de données qui va suivre, censée s'étendre jusqu'en 2023. En ce qui concerne le LHC, diverses améliorations dans la chaîne de pré-accélération vont permettre d'obtenir des faisceaux plus intenses avec une plus faible émittance. Cela va conduire à une hausse de luminosité instantanée, qui devrait atteindre $2.10^{34} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. A l'issue de la Phase I, la luminosité intégrée devrait atteindre 300 fb^{-1} .

La Phase I sera suivie d'une nouvelle interruption (LS3), qui permettra également d'effectuer des améliorations sur l'accélérateur et les détecteurs. Le LS3 et la période de prise de données suivante est appelée Phase II, ou HL-LHC ("High-Luminosity" LHC). Durant le LS3, les triplets internes à l'entrée des détecteurs seront remplacés, les nouveaux permettant d'obtenir une plus faible valeur de la fonction d'amplitude β (voir section 2.1.3). Cela va permettre d'obtenir une valeur maximale de la luminosité instantanée de l'ordre de $5.10^{34} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Le but est de délivrer une luminosité intégrée de 250 fb^{-1} par an, et ce durant dix ans.

Cette hausse de la luminosité instantanée sera inévitablement accompagnée d'une hausse de l'empilement. On estime que l'empilement moyen en temps à la luminosité nominale du HL-LHC sera de 140, ce qui va représenter un fort challenge en terme de reconstruction des objets physiques.

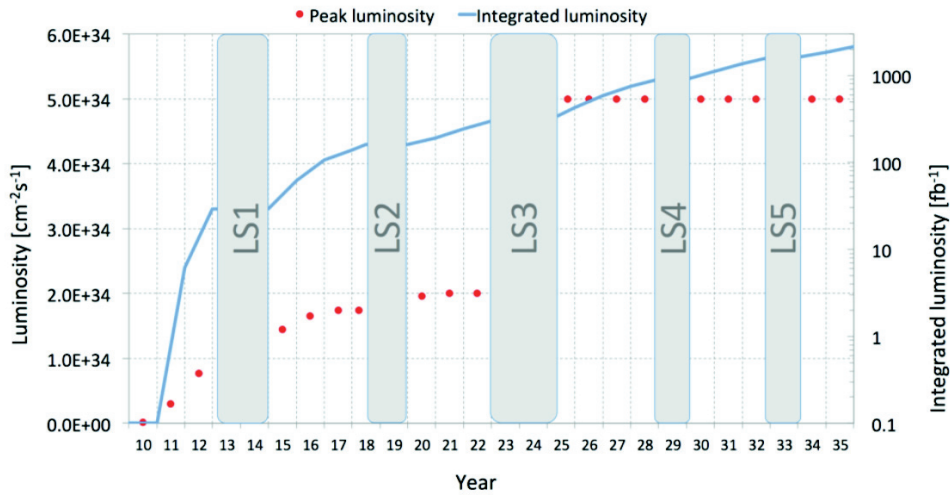


FIG. 3.23: Évolution prévue de la luminosité au LHC au cours du temps [61]

Dégradation des performances de reconstruction de CMS

Une forte luminosité provoque un vieillissement du détecteur caractérisé par une baisse des performances de reconstruction. La figure 3.24 présente la dose de radiations que recevrait en l'état le détecteur CMS à l'issue du HL-LHC. On voit en particulier que le trajectographe et les bouchons des calorimètres vont être les sous-détecteurs les plus touchés. Nous allons présenter ici de quelle manière les radiations affectent les différents sous-détecteurs, notamment le trajectographe et l'ECAL, impliqués dans la mesure des photons. Nous verrons dans le paragraphe suivant les solutions envisagées pour faire face à ces effets.

– **Trajectographe :**

Les radiations créent des défauts dans le silicium. Cela entraîne à la fois une hausse du courant de fuite et une réduction du signal du fait de la capture des porteurs de charge par ces défauts. De plus, la tension de déplétion à appliquer au détecteur augmente et on peut donc être contraint de n'opérer qu'avec une tension partielle, ce qui réduit également les signaux. Au final, la combinaison de ces effets entraîne la présence de zones inopérantes dans le sous-détecteur, une perte de résolution spatiale et une hausse du bruit, le tout résultant en une performance de reconstruction des traces dégradée.

– **Tonneau de l'ECAL :**

Les cristaux du tonneau sont peu affectés par les radiations, comme on peut le voir sur la figure 3.24. Par contre, les radiations entraînent une augmentation du courant d'obscurité dans les APD et donc du bruit électronique, ce qui dégrade la résolution en énergie (voir section 2.3.3).

– **Bouchons de l'ECAL :**

Les radiations entraînent une forte perte de transparence dans les cristaux des bouchons, du fait de la création de centres colorés dans le matériau (voir section 2.3.2).

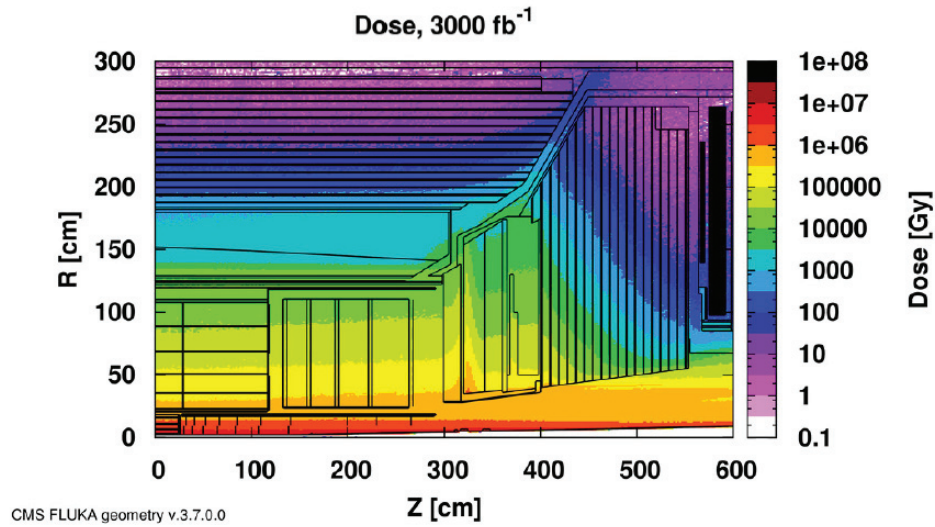


FIG. 3.24: Doses de radiation attendues dans les calorimètres (EB, HB, EE et HE) après une luminosité intégrée de 3000 fb^{-1} [61]

Si les dommages électromagnétiques se récupèrent en quelques heures, les dommages hadroniques sont quasiment permanents. Cela pourrait réduire la transparence des cristaux d'un facteur 10 à l'issue du HL-LHC, ce qui causerait une très forte dégradation de la résolution en énergie dans les bouchons.

– **Reste du détecteur :**

Le HCAL est affecté globalement de la même manière que l'ECAL, à savoir essentiellement une perte de transparence du milieu scintillateur dans les bouchons. Les muons comme le niveau de déclenchement L1 ne sont pas impactés directement par les radiations, mais n'auront pas la capacité à gérer efficacement les hauts flux de particules.

Les performances de reconstruction sont dégradées non seulement du fait du vieillissement du détecteur mais aussi de l'empilement. L'empilement a pour effet d'augmenter notamment le taux de reconstruction de fausses traces et de faux photons. De plus, il dégrade la résolution en énergie des photons. Les effets de l'empilement peuvent être atténués via des améliorations sur les sous-détecteurs eux-mêmes ou sur les algorithmes de reconstruction.

Améliorations prévues du détecteur CMS

Pour faire face au vieillissement du détecteur, sous l'effet des radiations, et à la hausse de l'empilement, il est prévu plusieurs modifications du détecteur. Une partie des améliorations sera effectuée pour la Phase I [60], la plus grande partie des améliorations étant prévue pour la Phase II [61]. Nous allons présenter les améliorations prévues pour chaque sous-détecteur :

– **Trajectographe :**

Pour la Phase I, seul le détecteur à pixels sera remplacé. Le nouveau détecteur à pixels

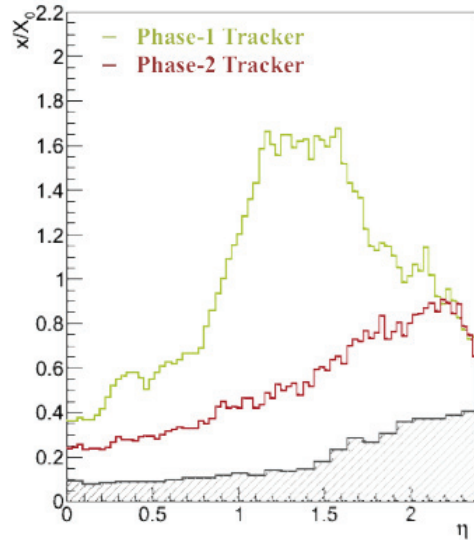


FIG. 3.25: Comparaison du budget matériel (exprimé en longueurs de radiations X_0) pour le trajectographe prévu pour la Phase I et le trajectographe prévu pour la Phase II [61]

contiendra 4 couches dans le tonneau et 3 couches dans les bouchons, au lieu de 3 et 2 actuellement. Son support sera allégé pour diminuer le budget matériel.

Pour la Phase II, le trajectographe entier sera remplacé. Concernant le détecteur à pixels, le projet n'est pas encore finalisé. Un but est d'améliorer la résolution spatiale, en réduisant la taille des cellules de mesure jusqu'à un facteur 6. De plus, ce détecteur devrait avoir une couverture angulaire jusqu'à $|\eta| = 4$, ce qui pourrait être obtenu par la mise en place de 10 couches dans les bouchons. Le détecteur à pistes aura de même une plus fine granularité, avec une taille de cellule réduite d'un facteur 4, par la diminution de la longueur des pistes de silicium. Sa couverture angulaire s'étendra également jusqu'à $|\eta| = 4$. Le design sera amélioré de façon à alléger sa structure, ce qui permettra d'obtenir un budget matériel réduit par rapport au trajectographe actuel, comme on peut le voir sur la figure 3.25. Enfin, une amélioration majeure est que le trajectographe sera capable de fournir des informations au système de déclenchement L1, par le biais de portions de traces ("stubs"), ce qui réduira grandement l'acquisition de fausses traces.

– **Tonneau de l'ECAL :**

Aucun changement ne sera effectué pour la Phase I. Pour la Phase II, l'électronique frontale sera remplacée et la température de refroidissement abaissée. La raison première pour le remplacement des cartes FE et VFE est qu'elles sont conçues pour ne fonctionner que 10 ans, avec une exposition jusqu'à 500 fb^{-1} . De plus, les nouvelles cartes offriront une latence plus faible. Cela pourra permettre d'avoir un échantillonnage plus fin des signaux, ce qui pourra être utilisé pour atténuer l'impact du courant d'obscurité des

APD, ainsi que de l'empilement. En outre, la température de refroidissement du tonneau va passer de 18° à 8° , ce qui permettra de diminuer le courant d'obscurité des APD.

– **Bouchons de l'ECAL :**

Aucun changement ne sera effectué pour la Phase I. Pour la Phase II, les bouchons seront entièrement remplacés par un nouveau détecteur, le Calorimètre à Haute Granularité (HGCal). Le HGCal remplacera également les bouchons du HCAL. Il couvrira un intervalle en pseudo-rapacité de $1.5 < |\eta| < 3$. C'est un calorimètre à échantillonnage. On peut le diviser en trois parties : la partie électromagnétique (EE) et les parties hadroniques vers l'avant (FH) et vers l'arrière (BH), comme on peut le voir sur la figure 3.26.

L'absorbeur du EE est du tungstène associé à du cuivre²⁰ et le milieu actif est du silicium. Le EE a une profondeur de 26 longueurs de radiation électromagnétiques X_o (ou 1.5 longueurs d'interaction nucléaire λ). Il contient 10 couches absorbantes d'épaisseur de $0.65 X_o$, puis 10 de $0.88 X_o$ et enfin 8 de $1.26 X_o$, entre lesquelles s'intercalent les plans de silicium. Le EE présente également une grande granularité transversale, avec au total 4,3 M cellules de mesure, d'une taille typique de 1 cm^2 .

L'absorbeur du FH et du BH est du laiton, la partie active du FH étant du silicium et celle du BH un plastique scintillateur. Le FH a une profondeur de 3.5λ et le BH une profondeur de 5λ .

En résumé, le HGCal permettra de remplacer les bouchons des calorimètres endommagés par les radiations, et a l'avantage de présenter une grande granularité transversale et longitudinale, ce qui permettra de discriminer efficacement l'empilement.

– **Reste du détecteur :**

Les photodétecteurs du HCAL seront remplacés pour la Phase I, à la fois dans le tonneau et les bouchons. Pour la Phase II, certaines tuiles du HB les plus proches du centre du détecteur seront remplacées par un nouveau scintillateur plastique. Le HE sera remplacé par le HGCal comme évoqué plus haut.

Concernant les chambres à muons, un projet est de rajouter une station de CSC et une station de RPC pour la Phase I, et deux stations de GEM ("Gaz Electron Multiplier") ainsi que deux stations de RPC dans la région $1.5 < |\eta| < 2.4$ lors de la Phase II.

Enfin, la technologie du niveau de déclenchement L1 sera améliorée afin de diminuer sa latence et augmenter ses capacités de stockage, en incorporant en outre les données du trajectographe pour la Phase II.

En résumé, les améliorations prévues pour le détecteur CMS au cours des phases I et II devraient permettre de conserver une bonne performance de reconstruction des objets physiques malgré la haute luminosité et le fort empilement.

Le "Technical Proposal"

Un document de référence, le "Technical Proposal Phase II", a été élaboré par la collaboration CMS [61]. Il a pour but de mettre en lumière la dégradation des performances du détecteur actuel avec la hausse de la luminosité et de l'empilement et de valider les améliorations du détecteur prévues pour la Phase II. Pour ce faire, des études de per-

²⁰Une couche d'absorbeur sur deux est du tungstène pur, l'autre est du tungstène associé à du cuivre.

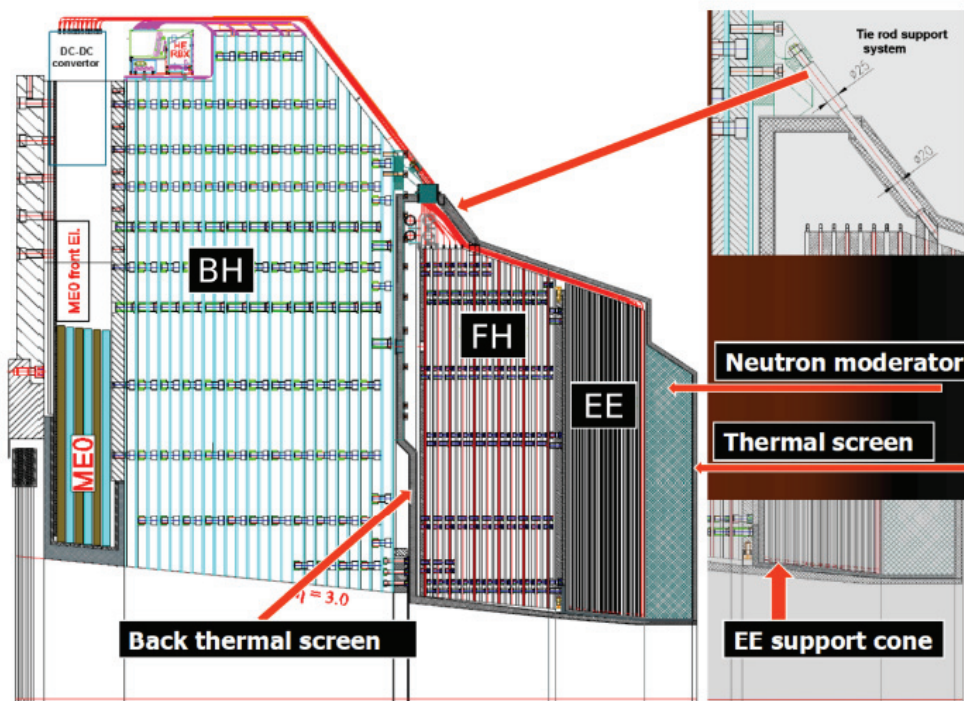


FIG. 3.26: Dessin technique de la structure du HGCal [61]

formance ont été effectuées pour chaque sous-détecteur et objet physique, en considérant trois scénarios, pour lequel des échantillons Monte-Carlo ont été produits :

- Le détecteur est celui prévu pour la Phase I. Il ne subit pas de vieillissement sous l'impact des radiations. L'empilement moyen est de 50.
C'est le scénario de référence.

- Le détecteur est celui prévu pour la Phase I. Il subit un vieillissement équivalent à une exposition à $1000 fb^{-1}$ de radiations. L'empilement moyen est de 140.
Ce scénario doit démontrer la nécessité d'effectuer des améliorations sur le détecteur pour la Phase II.

- Le détecteur est celui prévu pour la Phase II. Il subit un vieillissement équivalent à une exposition à $1000 fb^{-1}$ de radiations, excepté pour les nouveaux sous-détecteurs. L'empilement moyen est de 140.

Ce scénario doit valider les choix d'améliorations prévues pour la Phase II.

3.3.2 Étude de performance pour le "Technical Proposal"

Le travail effectué lors de cette thèse concerne les études de performance pour l'objet photon dans le tonneau, dans le cadre du Technical Proposal pour la Phase II. Les indicateurs de performance sont l'efficacité de reconstruction, la résolution en énergie et l'efficacité d'identification des photons. On évoquera également la performance globale dans les bouchons afin de présenter une étude complète.

A) Performance dans le tonneau

Efficacité de reconstruction

On considère des échantillons $H \rightarrow \gamma\gamma$. On définit l'efficacité de reconstruction comme :

$$\epsilon_{reco} = \frac{N_{\gamma,match}}{N_{\gamma,MC}} \quad (3.18)$$

avec :

- $N_{\gamma,MC}$ le nombre de photons prompts au niveau Monte-Carlo, avec $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 1.44$,
- $N_{\gamma,match}$ le nombre de photons reconstruits associés à un photon prompt au niveau Monte-Carlo dans un cône de $\Delta R < 0.15$, avec $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 1.44$ pour les deux objets ²¹.

L'efficacité de reconstruction des photons est présentée en fonction de η , p_T et N_{PU} ²² sur la figure 3.27, pour les trois scénarios considérés. Le scénario de Phase I, $\langle PU \rangle = 50$ est représenté en bleu, le scénario de Phase I, détecteur âgé, $\langle PU \rangle = 140$ en vert et le scénario de Phase II, $\langle PU \rangle = 140$ en rouge.

L'efficacité de reconstruction est excellente (environ 99%) quel que soit le scénario. La capacité à reconstruire les photons n'est donc pas affectée par le vieillissement du détecteur ni par la hausse de l'empilement. Il faut noter que dans les échantillons, la méthode de reconstruction des photons du Run 1 est utilisée, ce qui signifie que l'information du trajectographe n'est pas utilisée (voir 3.1.1). Or le vieillissement du tonneau de l'ECAL et l'empilement peuvent dégrader la qualité de la reconstruction des superclusters, mais pas empêcher leur reconstruction. Par contre, le vieillissement du trajectographe peut empêcher la reconstruction de traces. L'efficacité de reconstruction des électrons est ainsi dégradée. Cependant, cet effet ne devrait dégrader que marginalement l'efficacité de reconstruction des photons convertis en utilisant une méthode du type Run 2, étant donné qu'avec ce type de méthode le supercluster reste l'élément principal pour la reconstruction du photon, l'information du trajectographe ne servant qu'à affiner le supercluster.

Résolution en énergie

On s'intéresse maintenant à la résolution en énergie des photons. A partir de maintenant on considère les photons reconstruits associés à un photon prompt au niveau Monte-Carlo, avec $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 1.44$. L'énergie est définie comme l'énergie du supercluster moustache du photon corrigée grâce à la méthode de la régression. La régression a été ré-entraînée sur les 3 échantillons, en utilisant le jeu de variables de base de la régression (voir 3.2.2). On considère la résolution effective des photons, qui est la demi-largeur de l'aire de la distribution de E_{cor}/E_{true} contenant 68% des événements dans le bin considéré, comme on l'avait définie dans la section 3.2.3.

²¹Si plusieurs photons reconstruits sont associés au même photon Monte-Carlo, on ne compte que le photon reconstruit présentant la plus petite différence en énergie transverse par rapport au photon Monte-Carlo.

²² N_{PU} est défini comme le nombre d'interactions proton-proton au niveau Monte-Carlo.

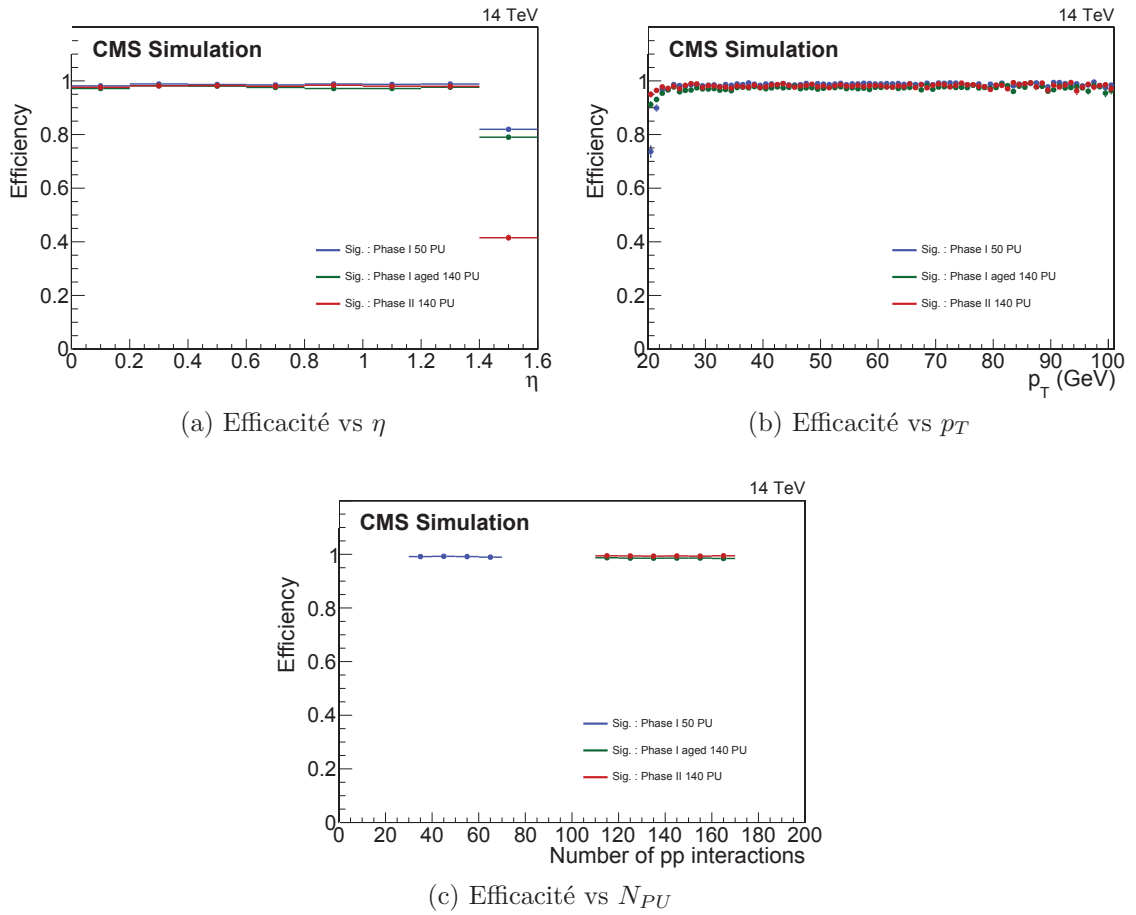


FIG. 3.27: Efficacité de reconstruction des photons en fonction de η , p_T et N_{PU} , dans le tonneau, pour les trois scénarios considérés.

La résolution en énergie des photons est présentée en fonction de η , p_T et N_{PU} sur la figure 3.28, pour les trois scénarios considérés.

On observe une dégradation significative de la résolution entre le scénario de Phase I, $\langle PU \rangle = 50$ et le scénario de Phase II, détecteur âgé, $\langle PU \rangle = 140$. Elle passe ainsi approximativement de 1% à 1.7% pour un photon de 65 GeV environ. La dégradation est particulièrement importante pour des photons de bas p_T , et pour $1 < |\eta| < 1.44$. Cet effet s'explique tout d'abord de façon globale par la hausse du courant d'obscurité dans les APD sous l'impact des radiations. De plus, malgré l'utilisation de la méthode de la régression, le fort empilement dégrade également la résolution. Ceci est le cas notamment pour les conversions, car on voit que la dégradation est la plus importante dans la partie du détecteur avec le plus de budget matériel, où le taux de conversion est le plus fort.

Lorsqu'on considère le scénario de Phase II $\langle PU \rangle = 140$, on retrouve une performance proche du scénario de référence. La résolution est ainsi d'approximativement 1.2% pour un photon de 65 GeV environ. L'amélioration est particulièrement notable dans la région $1 < |\eta| < 1.44$, où la performance surpasse même le scénario de référence. Deux facteurs permettent d'expliquer ces effets. Tout d'abord, le refroidissement du détecteur à 8% et la nouvelle électronique frontale atténuent le courant d'obscurité des APD, le tout résultant en une amélioration globale de la résolution. De plus, le trajectographe de la Phase II présente un budget matériel moins important que celui de la Phase I, en particulier dans la région $1 < |\eta| < 1.44$ (voir fig.3.25), ce qui résulte en un taux de conversions moindre. Or, on sait que la détermination de l'énergie est moins précise dans le cas des conversions, en particulier en présence d'un fort empilement, ce qui explique que le nouveau trajectographe permette une meilleure performance en terme de résolution en énergie des photons.

Identification

On s'intéresse maintenant à l'identification des photons. Les méthodes d'identification ont pour but de discriminer les photons prompts des faux photons, qui sont des photons issus de la désintégration des hadrons neutres (essentiellement des pions) dans les jets. Il existe deux principales méthodes :

- L'identification par coupures séquentielles sur les variables de forme de gerbe $\sigma_{ini\eta}$, H/E et les variables d'isolation I_γ , I_{neu} et I_{cha} , définies dans la section 3.1.2,
- L'identification multivariée, basée sur des arbres de décision boostés prenant en entrée diverses variables de forme de gerbe et d'isolation (voir section 4.2.3).

On va utiliser pour cette étude l'identification par coupures séquentielles. On va tout d'abord s'intéresser à l'évolution de la distribution des variables d'entrée (plus R_9 ²³) en fonction des différents scénarios, pour des photons prompts et des faux photons. On s'intéressera ensuite à l'efficacité de la méthode d'identification.

Les photons prompts sont définis comme précédemment, c'est à dire des photons reconstruits associés à des photons prompts au niveau Monte-Carlo, pour des échantillons

²³ R_9 n'est pas directement utilisée dans la méthode d'identification par coupure séquentielle, mais est utilisée pour distinguer les photons convertis des non-convertis, et parfois pour construire des catégories d'événements auxquelles on applique une méthode d'identification des photons prompts. Il est donc important d'étudier également l'évolution de cette variable.

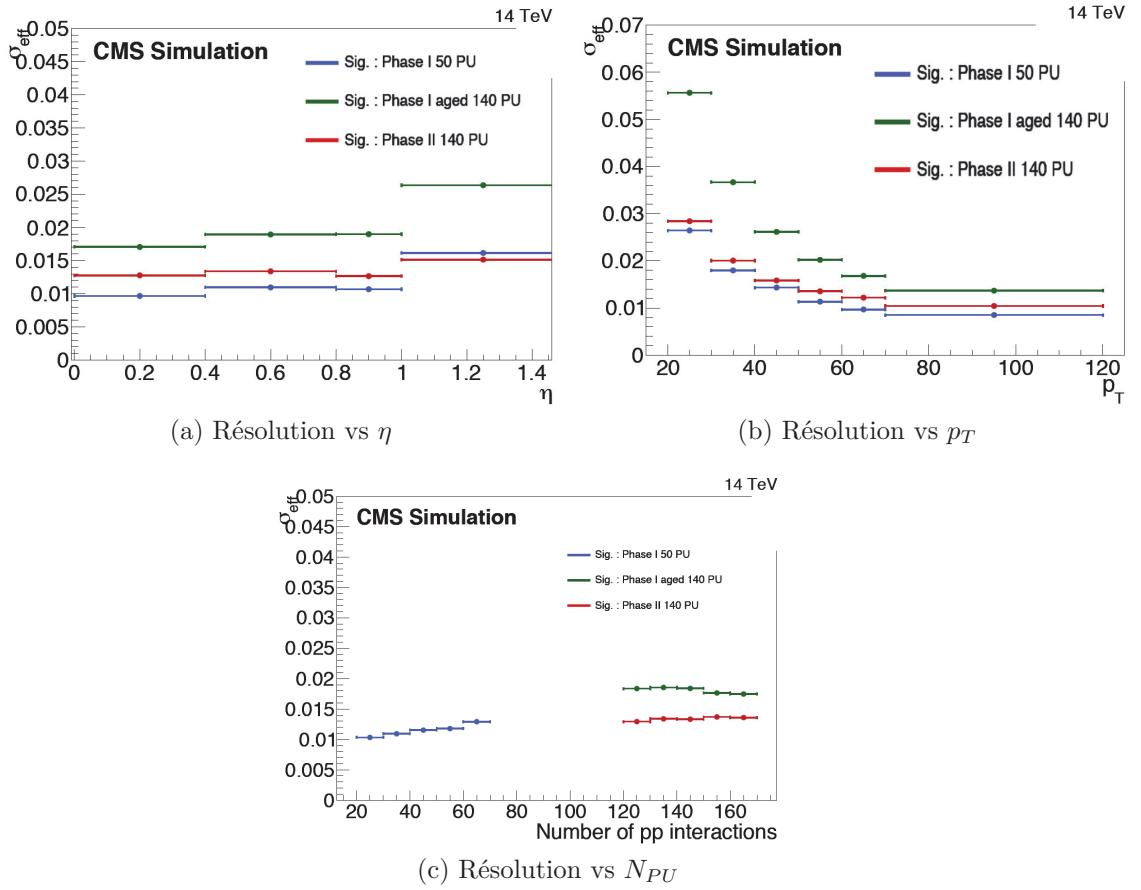


FIG. 3.28: Résolution en énergie des photons en fonction de η , p_T et N_{PU} , dans le tonneau, pour les trois scénarios considérés.

$H \rightarrow \gamma\gamma$. Les faux photons sont des photons reconstruits associés au niveau Monte-Carlo à des photons issus de hadrons neutres, situés dans le jet dur (de plus haute énergie), pour des échantillons contenant un photon et un jet (" $\gamma + jet$ ").

a) Variables de forme de gerbe

Les distributions des variables R_9 , $\sigma_{i\eta i\eta}$ et H/E sont présentées sur la figure 3.29, pour le signal (photons prompts) et le bruit de fond (faux photons), pour les trois scénarios considérés. Le signal est représenté par un trait plein et le bruit de fond en pointillés.

Les distributions de R_9 sont piquées proches de 1 et celles de $\sigma_{i\eta i\eta}$ et H/E piquées proches de 0 pour le signal. Pour le bruit de fond, elles sont plus étalées, étant donné que les faux photons sont en réalité deux photons boostés mal résolus au sein d'un jet.

On voit que de façon générale, ces trois variables sont moins piquées dans le cas du signal lorsqu'on passe du scénario de Phase I, $\langle PU \rangle = 50$ au scénario de Phase II, détecteur âgé, $\langle PU \rangle = 140$. Cela est dû à la contamination de l'empilement au sein du supercluster (pour R_9), du cône autour du photon considéré pour le calcul de H/E , et dans une moindre mesure du cluster graine (pour $\sigma_{i\eta i\eta}$). Cela se traduit par une baisse du pouvoir discriminant de ces variables.

La variable R_9 redevient plus piquée lorsqu'on considère le scénario de Phase II $\langle PU \rangle = 140$. Cela s'explique principalement par le fait que l'on a moins de conversions dans ce scénario, grâce au nouveau trajectographe. De même, $\sigma_{i\eta i\eta}$ redevient plus piquée. La baisse du bruit des APD permet d'expliquer cet effet. En outre, la distribution de cette variable est légèrement plus étalée dans le cas des conversions, donc le changement de trajectographe contribue à cet effet. Enfin, on ne voit pas de différence significative pour H/E quand on considère le scénario de Phase II.

b) Variables d'isolation

Intéressons-nous maintenant aux variables d'isolation photon, neutre et chargée. Celles-ci ont été introduites dans la section 3.1.2, nous allons maintenant donner plus de précisions concernant la manière de les calculer.

L'isolation photon correspond à la somme des énergies des photons reconstruits dans un cône $\Delta R < 0.3$ autour du photon considéré. Ces photons supplémentaires appartiennent à une collection différente de photons, qu'on appelle les "PF photons" ("Particle-Flow"). Les objets "PF" présentent une reconstruction de plus bas niveau, avec des coupures plus lâches. En particulier, les photons "PF" ne présentent pas la coupure $E_{raw} > 10$ GeV des photons "officiels". Il ne faut pas prendre en compte dans la somme d'isolation le "PF-photon" correspondant au photon pour lequel on calcule la variable. Pour le rejeter on applique les critères suivants :

- Rejet d'un "PF-photon" si son cluster graine est le même que le cluster graine du photon pour lequel on calcule la variable.
- Rejet d'un "PF-photon" très proche du photon pour lequel on calcule la variable, c'est à dire présentant : $\Delta R < 0.04$ ou $\Delta\eta < 0.02$ ou $\Delta\phi < 0.02$.

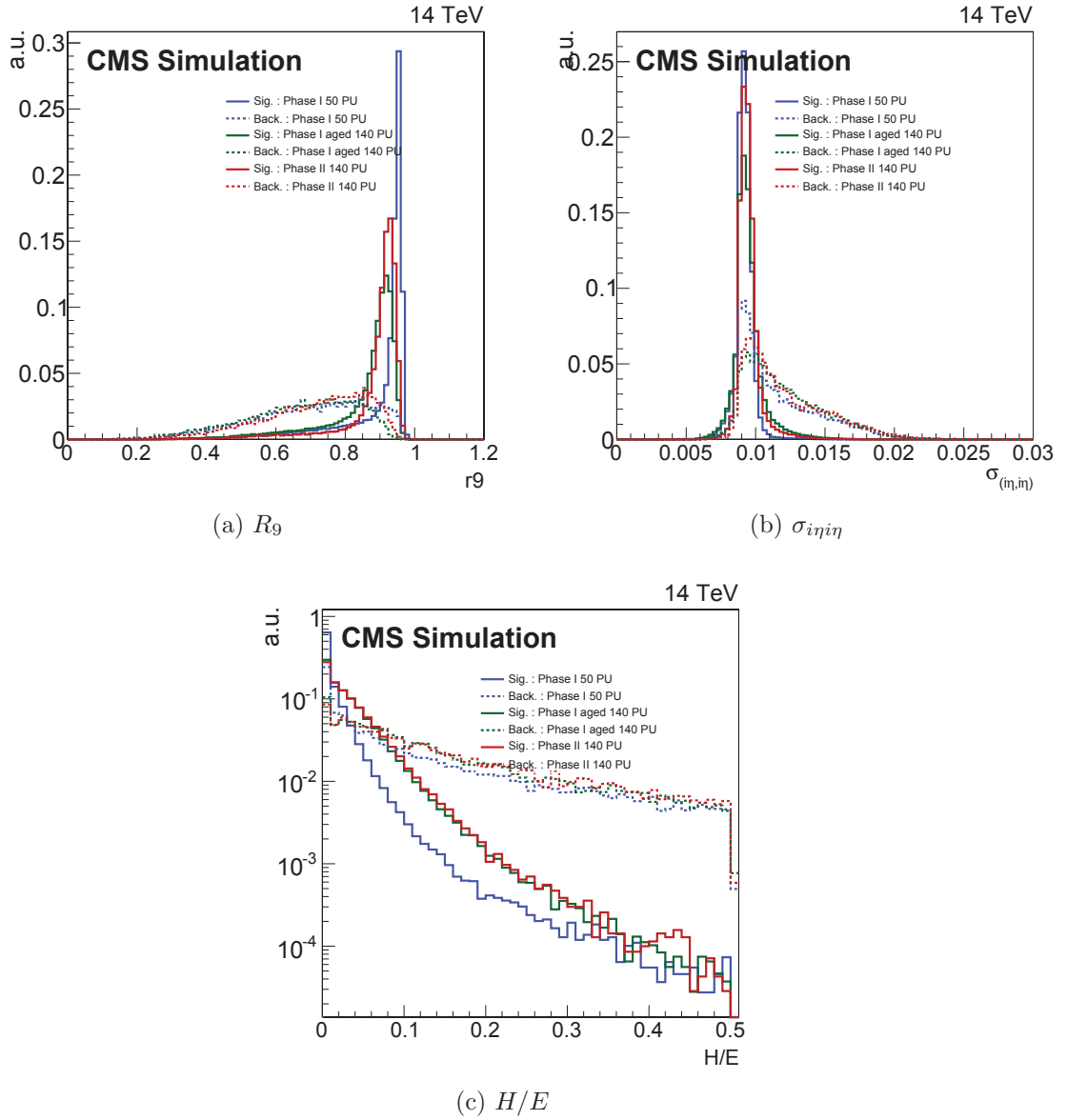


FIG. 3.29: Variables de forme de gerbe dans le tonneau, pour les trois scénarios considérés.

L'isolation neutre correspond à la somme des énergies des hadrons neutres reconstruits dans un cône $\Delta R < 0.3$ autour du photon.

L'isolation chargée correspond à la somme des énergies des hadrons chargés reconstruits dans un cône $\Delta R < 0.3$ autour du photon. Pour que cette variable soit moins affectée par l'empilement, on ne considère que les hadrons chargés provenant du même vertex que le photon. Pour ce faire, on calcule l'isolation chargée pour chaque vertex reconstruit dans l'événement, en incluant dans la somme les hadrons présentant $\Delta Z < 0.3$ et $\Delta XY < 0.1$ (différences entre la position du vertex et l'origine de la trace des hadrons chargés dans la direction z et le plan xy). A la fin, on garde la plus haute valeur d'isolation chargée obtenue parmi les vertex considérés.

Pour chacune des variables d'isolation, on applique une procédure supplémentaire, la correction ρ , pour diminuer l'effet de l'empilement. De façon imagée, l'idée est de soustraire à la surface du cône d'isolation une aire proportionnelle à la quantité d'empilement attendu. Plus précisément, une variable d'isolation I après correction ρ est définie par :

$$I_{cor} = \max(I - \rho \times EA, 0) \quad (3.19)$$

avec :

- ρ la densité médiane d'énergie dans le détecteur,
- EA l'aire effective, définie par :

$$EA = \frac{\alpha(I, N_{Vtx})}{\alpha(\rho, N_{Vtx})} \quad (3.20)$$

avec :

- $\alpha(a, b)$ la pente du profil de la variable a en fonction de la variable b ,
- N_{Vtx} le nombre de vertex reconstruits dans l'événement.

Les aires effectives calculées pour chaque scénario, pour différents intervalles en η , sont indiquées dans le tableau 3.7.

	EA (Ph.I,PU50)	EA (Ph.I,PU140)	EA (Ph.II,PU140)
$I_\gamma, 0 < \eta < 1$	0.07	0.01	0.02
$I_\gamma, 1 < \eta < 1.48$	0.06	0.02	0.02
$I_{neu}, 0 < \eta < 1$	0.005	0.002	0.
$I_{neu}, 1 < \eta < 1.48$	0.01	0.003	0.
$I_{cha}, 0 < \eta < 1$	0.05	0.04	0.03
$I_{cha}, 1 < \eta < 1.48$	0.05	0.04	0.02

TAB. 3.7: Aires effectives pour le calcul des isolations photon, neutre et chargée, pour différents intervalles en η , pour les trois scénarios considérés.

Les distributions des variables d'isolation photon, neutre et chargée, normalisées par l'impulsion transverse du photon, sont présentées sur la figure 3.30, pour le signal et le bruit de fond, pour les trois scénarios considérés.

Malgré la correction ρ , l'isolation photon augmente légèrement pour le signal et le bruit de fond, sous l'effet de l'empilement, lorsqu'on passe du scénario de Phase I, $\langle PU \rangle = 50$ aux scénarios de $\langle PU \rangle = 140$. Cela peut diminuer le pouvoir discriminant de cette variable. On ne voit guère de différence significative pour l'isolation neutre. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'avec la hausse de l'empilement, des hadrons neutres sont reconstruits à tort comme des hadrons chargés, donc l'isolation neutre augmente peu. On ne voit non plus guère de différence significative pour l'isolation chargée, en raison de sa méthode de calcul qui est très efficace pour atténuer l'effet de l'empilement.

Enfin, on ne voit pas de différence significative quand on passe du scénario de Phase I à Phase II, $\langle PU \rangle = 140$ en ce qui concerne les variables d'isolation.

c) Efficacité d'identification

Enfin, on s'intéresse à l'efficacité de la méthode d'identification par coupures séquentielles sur les variables $\sigma_{i\eta i\eta}$, H/E , I_γ/p_T , I_{neu}/p_T et I_{cha}/p_T . On considère l'efficacité de sélection du signal et le taux de rejet du bruit de fond. Pour pouvoir comparer les trois scénarios, on applique la stratégie suivante : pour chaque scénario, on choisit la valeur des coupures maximisant l'efficacité de sélection du signal pour un taux de rejet du bruit de fond de 95%. Après optimisation, les valeurs des différentes coupures pour chaque scénario sont indiquées dans le tableau 3.8, ainsi que l'efficacité de sélection du signal ϵ_{sig} et le taux de rejet du bruit de fond r_{bkg} correspondant.

	Ph.I, PU 50	Ph.I, PU 140	Ph.II, PU 140
$\sigma_{i\eta i\eta} <$	0.010	0.011	0.011
$H/E <$	0.05	0.1	0.1
$I_\gamma/p_T <$	0.1	0.12	0.15
$I_{neu}/p_T <$	0.1	0.15	0.15
$I_{cha}/p_T <$	0.1	0.1	0.1
ϵ_{sig}	84%	76%	80%
r_{bkg}	95%	95%	95%

TAB. 3.8: Valeur des coupures séquentielles pour les trois scénarios considérés ; efficacité de sélection du signal et taux de rejet du bruit de fond correspondant.

De plus, l'efficacité de sélection du signal et le taux de rejet du bruit de fond sont présentés en fonction de η , p_T et N_{PU} sur la figure 3.31.

On observe une dégradation de l'efficacité de sélection de 84% à 76% lorsqu'on passe du scénario de Phase I, $\langle PU \rangle = 50$ à celui de Phase I, détecteur âgé, $\langle PU \rangle = 140$. Cette dégradation s'explique principalement par les effets de l'empilement, qui diminue le pouvoir discriminant des variables $\sigma_{i\eta i\eta}$, H/E et I_γ/p_T .

Lorsqu'on considère la Phase II, $\langle PU \rangle = 140$, on récupère une efficacité de sélection de 80%. Cela s'explique principalement par l'amélioration du pouvoir de discrimination de la variable $\sigma_{i\eta i\eta}$ engendré par la baisse du bruit des APD et du nombre de conversions.

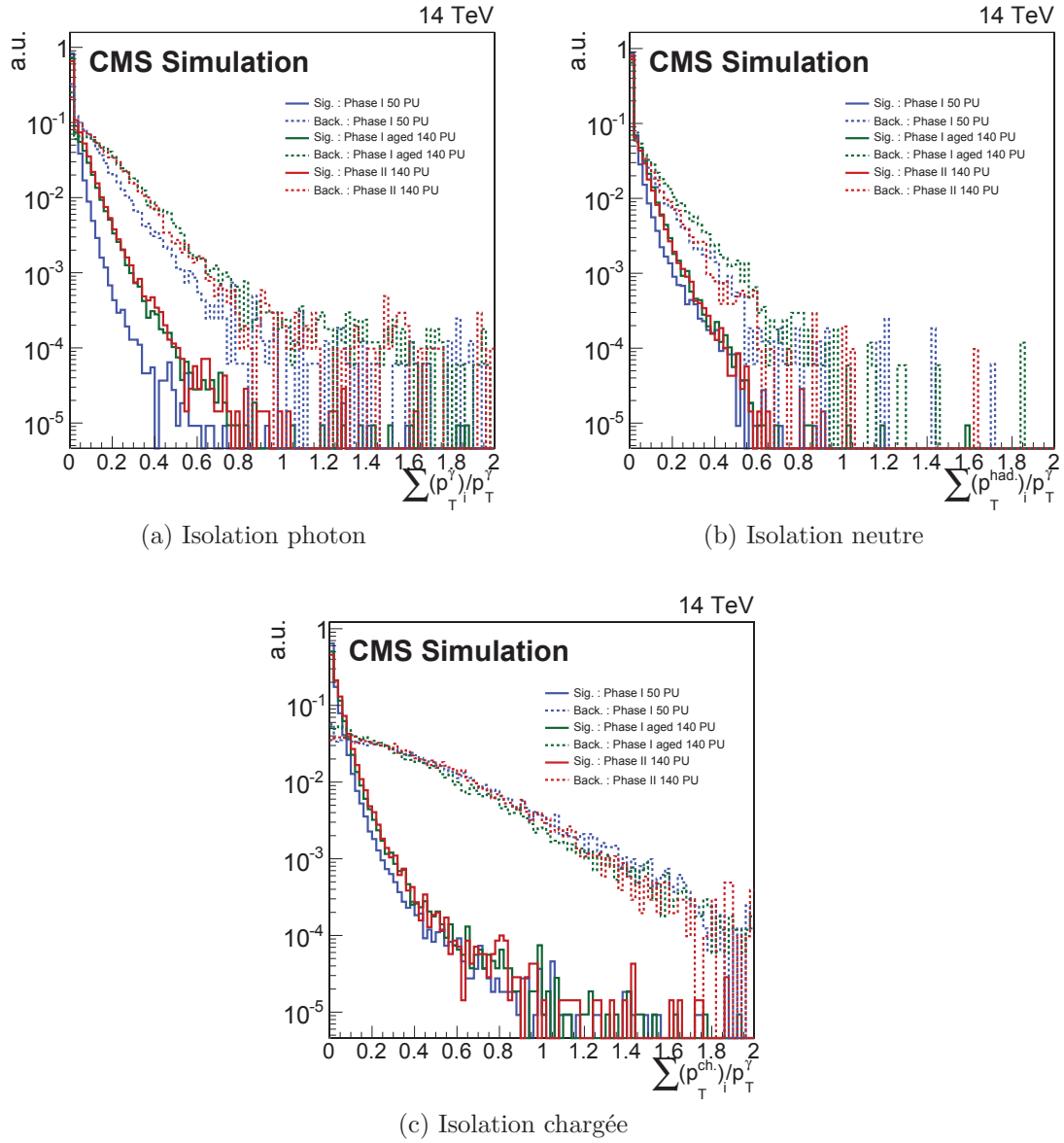


FIG. 3.30: Variables d'isolation relatives dans le tonneau, pour les trois scénarios considérés.

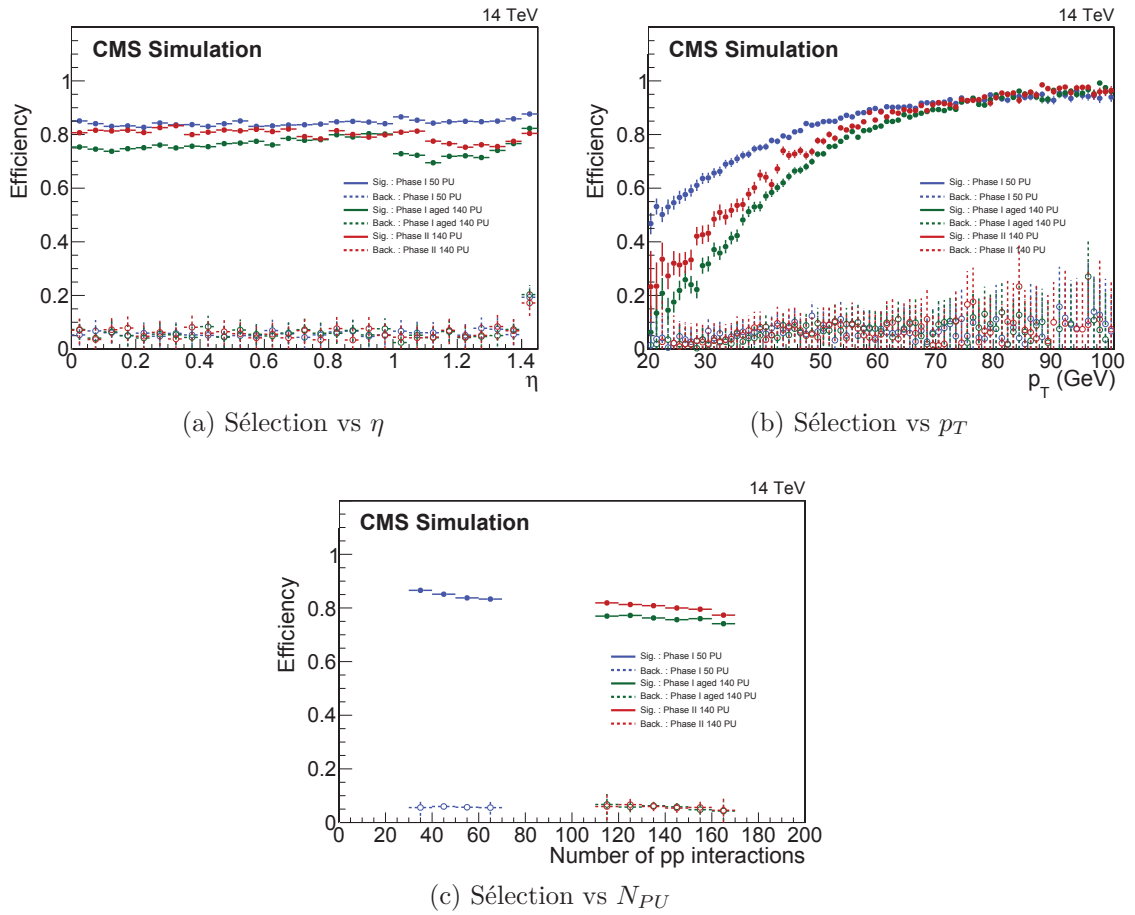


FIG. 3.31: Efficacité de sélection des photons prompts et des faux photons en fonction de η , p_T et N_{PU} , dans le tonneau, pour les trois scénarios considérés.

Conclusion de l'étude de performance dans le tonneau

Les performances de reconstruction des photons dans le tonneau seront affectées par le vieillissement du détecteur et la hausse de l'empilement : dégradation de la résolution en énergie de l'ordre de 70% et de l'efficacité de sélection du signal de l'ordre de 10% par rapport à un scénario de référence. Cette dégradation serait très préjudiciable pour la sensibilité des analyses physiques, notamment la recherche d'un boson de Higgs dans le canal di-photon. Des améliorations du détecteur CMS sont ainsi nécessaires pour la Phase II de ce point de vue.

Les améliorations proposées apparaissent bénéfiques pour la reconstruction des photons dans le tonneau : amélioration de la résolution en énergie de l'ordre de 40% et de l'efficacité de sélection du signal de l'ordre de 5%. Ceci s'explique par le refroidissement de l'ECAL et sa nouvelle électronique frontale, qui permettent de réduire le bruit des APD, ainsi que par la présence du nouveau trajectographe, qui permet de réduire le nombre de conversions.

B) Performance dans les bouchons

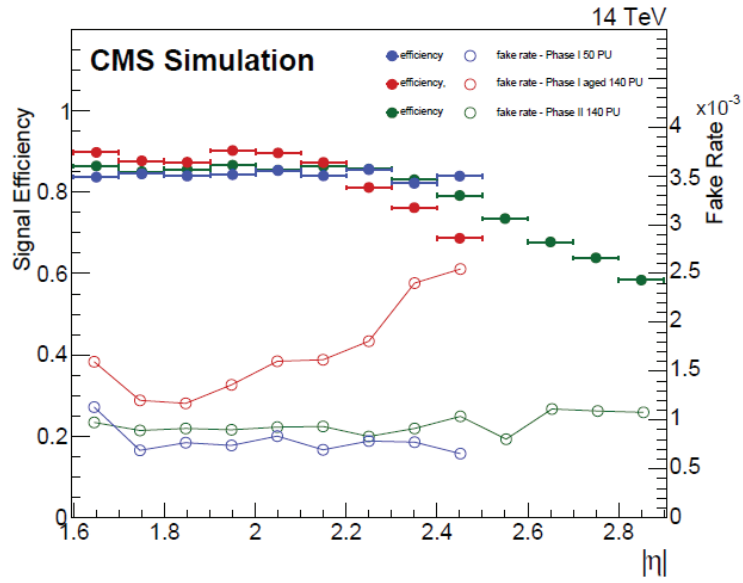
Pour finir, nous allons évoquer brièvement l'évolution de la performance de reconstruction des photons dans les bouchons. Une étude exhaustive a été réalisée par les groupes responsables du HGCal.

Nous avons vu que les bouchons de l'ECAL et du HCAL seront remplacés lors de la Phase II par le HGCal, un calorimètre à échantillonnage finement segmenté transversalement et longitudinalement. La reconstruction des photons dans le HGCal devrait consister en plusieurs étapes. Tout d'abord, il faudra regrouper des cellules pour construire des clusters dans chaque couche du détecteur. Puis, les clusters de chaque couche seront liés entre eux selon le profil transversal et longitudinal attendu de la gerbe électromagnétique [62]. Enfin les clusters seront regroupés pour former des superclusters dans le cas des photons convertis. Les clusters non agglomérés seront utilisés pour la reconstruction des gerbes hadroniques ou seront considérés comme de l'empilement.

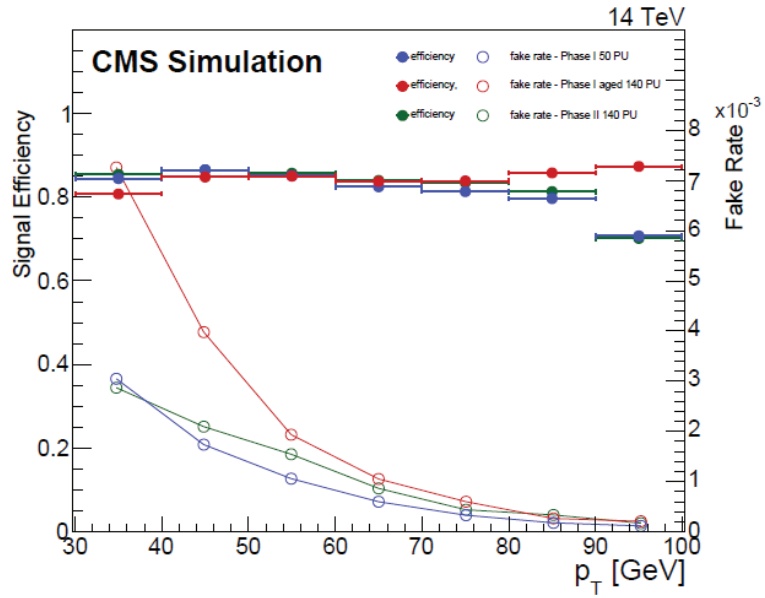
L'indicateur de performance auquel on s'intéresse pour la reconstruction des photons dans les bouchons est l'efficacité de sélection du signal et de le taux de rejet du bruit de fond. On s'intéresse aux photons de $p_T > 30$ GeV. Ici, le bruit de fond est constitué de tous les photons non associés, au niveau Monte-Carlo, à des photons prompts au sein d'échantillons γ +jet, soit des faux photons mais aussi de l'empilement.

La méthode d'identification multivariée est utilisée. Les variables d'entrée sont p_T , η , H/E , $\sigma_{\eta\eta}$ ainsi que la compatibilité de longueur de gerbe (SLC) pour le scénario de Phase II. La variable SLC correspond à la différence entre la longueur mesurée et attendue de la gerbe divisée par l'incertitude sur sa longueur attendue. On choisit des points de fonctionnement de l'outil multivarié permettant d'obtenir la même efficacité de sélection du signal pour les trois scénarios.

L'efficacité de sélection du signal et le taux de rejet du bruit de fond sont présentés en fonction de η , p_T sur la figure 3.32. On voit une claire augmentation du taux de faux photons lorsqu'on passe du scénario de Phase I, $\langle PU \rangle = 50$ à celui de Phase I, détecteur



(a) Sélection vs η



(b) Sélection vs p_T

FIG. 3.32: Efficacité de sélection des photons prompts et taux de faux photons en fonction de η et p_T , dans les bouchons, pour les trois scénarios considérés [61].

âgé, $\langle PU \rangle = 140$. Cette dégradation des performances, qui empire avec η , est principalement due à la hausse de l'empilement. On voit ensuite que l'utilisation du HGCal permet de retrouver une performance d'identification proche de celle du scénario de référence, ce qui confirme la faculté qu'a ce nouveau détecteur de répondre à un environnement de fort empilement.

En conclusion, nous avons étudié dans ce chapitre les éléments de la reconstruction des photons dans CMS, actuellement et pour le futur. Nous nous sommes intéressés en particulier aux corrections en énergie et aux méthodes d'identification des photons, qui sont des aspects cruciaux pour la recherche d'un boson de Higgs dans le canal di-photon.

4 Recherche d'un boson de Higgs de basse masse dans le canal di-photon

Nous allons présenter dans ce chapitre la recherche d'un boson de Higgs supplémentaire d'une masse inférieure à 110 GeV se désintégrant en deux photons. Après une présentation générale de la recherche, nous détaillerons les analyses effectuées à partir des données de CMS à 8 TeV puis avec les premières données à 13 TeV.

4.1 Introduction

4.1.1 Motivations

La découverte d'un boson de Higgs d'une masse d'environ 125 GeV représente une étape majeure dans la compréhension de la brisure de symétrie électrofaible, permettant de fournir une explication quant à l'origine de la masse des particules (voir sections 1.3 et 1.4). Les propriétés de ce boson de Higgs sont pour l'instant en bon accord avec celles qu'on attendrait du boson de Higgs du Modèle Standard (voir section 1.4.3).

Cependant, le Modèle Standard présente certaines limitations, tels le problème de la hiérarchie ou son incapacité à expliquer l'origine de la matière noire (voir section 1.5.1). Il est ainsi largement supposé que ce modèle ne soit qu'un modèle effectif à l'échelle d'énergie électrofaible (~ 100 GeV) et soit inclu dans un modèle théorique plus vaste. Ainsi une variété de modèles plus complets, permettant de résoudre des incohérences du Modèle Standard, a été imaginée. En particulier, les Modèles à deux Doublets de Higgs (2HDM) et la Supersymétrie (SUSY) contiennent une phénoménologie riche et testable au LHC (voir sections 1.5.2 et 1.5.3). Un moyen de sonder l'existence de ces modèles est de rechercher l'un des bosons de Higgs supplémentaires qu'ils prédisent. On s'intéresse dans ce document à la recherche d'un second boson de Higgs à basse masse, c'est à dire de masse inférieure à 125 GeV ¹.

Pour cette recherche, on considère le canal de désintégration en deux photons, qui possède de nombreux avantages. Tout d'abord, nous allons voir dans la section suivante 4.1.2 qu'il existe des scénarios, dans le cadre de modèles au delà du Modèle Standard, prédisant une force du signal accessible expérimentalement pour ce processus.

¹D'autres analyses sont consacrées à la recherche d'une résonance dans le canal di-photon à haute masse.

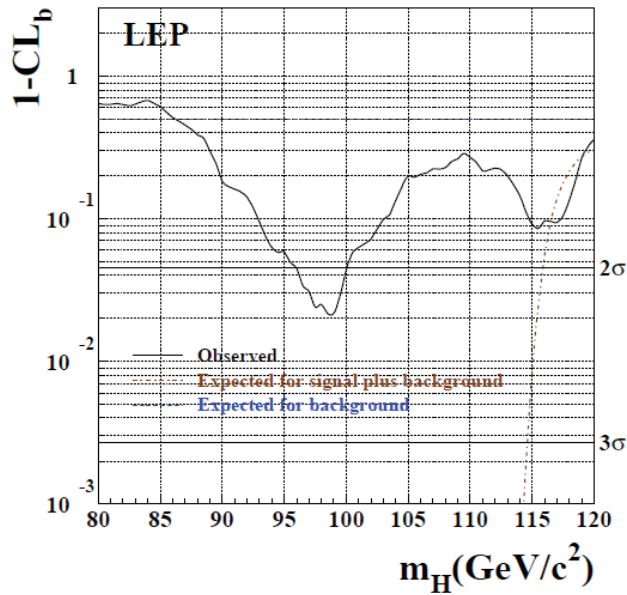


FIG. 4.1: P-value locale attendue en absence de signal, attendue en présence de signal d'un boson de Higgs standard et observée en fonction de la masse du boson de Higgs recherché, à partir des données du LEP [63]

De plus, le canal de désintégration di-photon a l'avantage de fournir une signature expérimentale claire et une excellente résolution en masse, le tout résultant en une bonne sensibilité au signal. Une bonne résolution en masse est d'autant plus précieuse dans le cas d'une recherche à basse masse qu'elle aide à discriminer le bruit de fond provenant de la désintégration du boson Z.

Une dernière motivation pour cette recherche, à prendre avec prudence, est historique. En effet, trois expériences au LEP (OPAL, DELPHI, L3) avaient observé un très léger excès d'événements à une masse d'environ 98 GeV pour la recherche d'un boson de Higgs dans les canaux $b\bar{b}$ et $\tau^+\tau^-$ (mode de production ZH) [63]. La signification combinée à partir des quatre expériences du LEP pour cet excès était de 2.2σ (voir figure 4.1). L'hypothèse largement favorisée restait donc que cet excès soit dû à une fluctuation du bruit de fond, mais des théoriciens se sont tout de même penchés sur son interprétation en tant que signal [64].

4.1.2 Phénoménologie

Nous nous sommes intéressés à deux scénarios de référence, dans le cadre des 2HDM et du NMSSM, afin de démontrer l'intérêt de rechercher un boson de Higgs supplémentaire de basse masse dans le canal di-photon au LHC. On s'appuie sur les travaux présentés

dans [65] (pour les 2HDM) et [66] (pour le NMSSM), effectués par des expérimentateurs et théoriciens de l’Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

2HDM

On considère tout d’abord les modèles à deux doublets de Higgs (2HDM), introduits dans la section 1.5.2. Nous avons vu que ces modèles prédisent l’existence de 5 bosons de Higgs : h, H, A, H^\pm . On identifie le boson de Higgs découvert à 125 GeV, H_{125} , au scalaire le plus lourd du modèle, H . On s’intéresse alors à la phénoménologie du scalaire le plus léger, h .

On souhaite connaître les valeurs de sa masse, m_h , et de sa section efficace de production multipliée par son rapport d’embranchement en deux photons, $\sigma_{tot} \times BR(h \rightarrow \gamma\gamma)$, prédites par les 2HDM dans le respect de diverses contraintes théoriques et expérimentales. Les contraintes considérées sont les suivantes :

- Contraintes indirectes : elles proviennent des mesures de précision électrofaible, des mesures de physique de saveur et des contraintes théoriques de stabilité, unitarité et perturbativité (voir sec. 1.3.4).
- Contraintes du LEP : elles proviennent de l’ensemble des limites d’exclusion établies au LEP concernant la recherche d’un boson de Higgs.
- Contraintes du LHC : elles proviennent des mesures effectuées au LHC lors du Run 1 concernant les couplages du boson de Higgs découvert à 125 GeV.

Un grand nombre de points correspondant à diverses valeurs des paramètres du 2HDM sont générés et on s’intéresse à ceux qui passent les diverses contraintes. Les intervalles considérés pour les paramètres du 2HDM sont indiqués dans le tableau 4.1.

m_h	m_H	m_A	m_{H^\pm}	$\sin(\beta - \alpha)$	$\tan \beta$	m_{12}^2
[80,110]	125	[80,1000]	[80,1000]	[-1,1]	[1/50,50]	[-300 ² ,200 ²]

TAB. 4.1: Intervalles de variation des paramètres du 2HDM. Les valeurs des masses sont indiquées en GeV. [65]

Les figures 4.2 montrent les valeurs de la masse du boson de Higgs léger, m_h , en fonction de $\sin(\beta - \alpha)$ pour les points passant les diverses contraintes, pour les 2HDM de types I et II. On voit que m_h n’est pas contrainte, et qu’on peut obtenir un boson de Higgs léger jusqu’à au moins 80 GeV. Les contraintes du LHC fixent $\sin(\beta - \alpha)$ à une valeur proche de 0. Cet ajustement est nécessaire pour avoir un boson de Higgs à 125 GeV compatible avec le boson de Higgs du Modèle Standard, comme on l’avait vu à partir de l’équation 1.74.

Ensuite, les figures 4.3 montrent les valeurs de $\sigma_{tot} \times BR(h \rightarrow \gamma\gamma)$ en fonction de $\sin(\beta - \alpha)$ pour les points passant les diverses contraintes, pour les modes de production ggh et VBF/VH, dans le cadre des 2HDM de types I et II. Pour le type I, on peut obtenir des valeurs de $\sigma_{tot} \times BR(h \rightarrow \gamma\gamma)$ jusqu’à plusieurs dizaines de femtobarns, pour les modes de production VBF/VH et pour des valeurs de $\sin(\beta - \alpha)$ entre -0.1 et -0.3. Or, la sensibilité

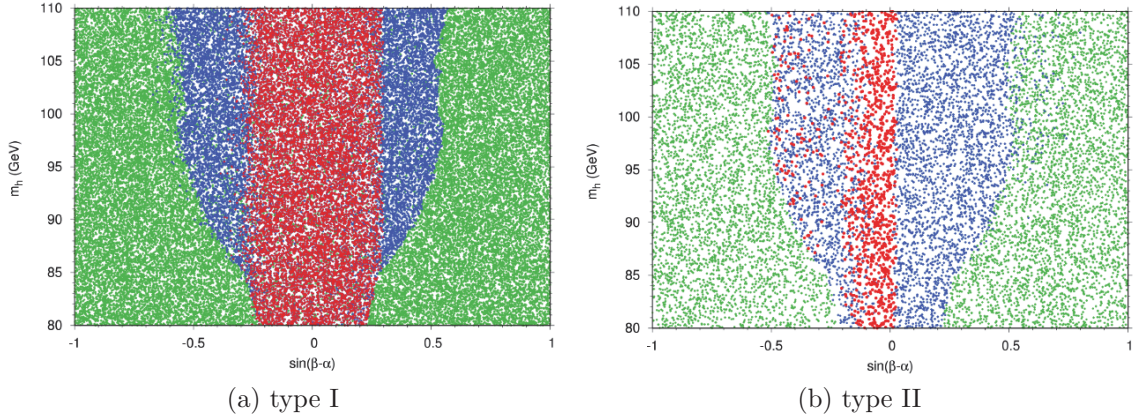


FIG. 4.2: Contraintes sur la masse du boson de Higgs léger en fonction de $\sin(\beta-\alpha)$ dans le cadre des 2HDM de types I et II. En vert : contraintes indirectes. En bleu : contraintes indirectes et du LEP. En rouge : contraintes indirectes, du LEP et du LHC. [65]

typique attendue pour une analyse de recherche $H \rightarrow \gamma\gamma$ du Run 1 est de l'ordre de la dizaine de femtobarns. Un boson de Higgs léger prédit dans le cadre des 2HDM de type I est donc accessible expérimentalement dans le canal di-photon avec les données du Run 1. Par contre, on voit que l'on n'a pas une sensibilité suffisante dans le cadre des 2HDM de type II : les valeurs prédites pour $\sigma_{tot} \times BR(h \rightarrow \gamma\gamma)$ sont inférieures à $1 fb^2$.) avoir limit imposes a very hard constraint on the mass

NMSSM

On se place maintenant dans le cadre du NMSSM, introduit dans la section 1.5.3. Ce modèle prédit l'existence de 7 bosons de Higgs : $h_1, h_2, h_3, a_1, a_2, H^\pm$. On choisit d'identifier le boson de Higgs découvert à 125 GeV, H_{125} , au deuxième boson scalaire le plus léger du modèle, h_2 . On s'intéresse alors au scalaire le plus léger, h_1 .

On génère un grand nombre de points correspondant à différentes valeurs des paramètres du modèle. Les points doivent respecter diverses contraintes théoriques et expérimentales :

- stabilité, perturbativité et unitarité,
- limites d'exclusion obtenues au LEP, Tevatron et LHC pour la recherche de bosons de Higgs et de supersymétrie,
- mesures des couplages et de la masse du boson de Higgs découvert au LHC à une masse voisine de 125 GeV,
- mesures de physique de saveur,
- mesures de la densité relique de matière noire,
- mesures du moment magnétique du muon.

²On est de même insensible aux 2HDM de type III ("Lepton Specific") et IV ("Flipped").

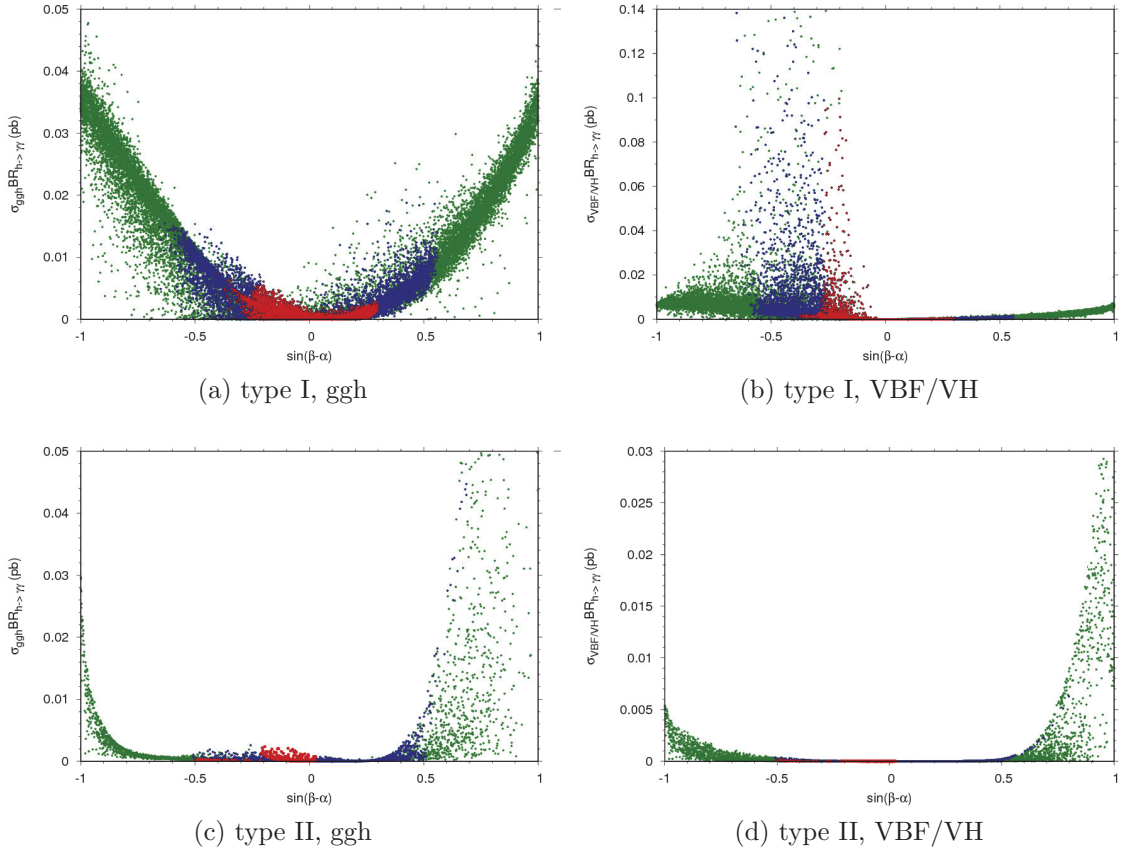


FIG. 4.3: Contraintes sur le produit de la section efficace par le rapport d'embranchement d'un boson de Higgs léger se désintégrant en deux photons en fonction de $\sin(\beta-\alpha)$, pour les modes de production ggh et VBF/VH, dans le cadre des 2HDM de types I et II. En vert : contraintes indirectes. En bleu : contraintes indirectes et du LEP. En rouge : contraintes indirectes, du LEP et du LHC. [65]

Les intervalles de variation des 6 principaux paramètres du NMSSM sont présentés dans le tableau 4.2. Deux principaux critères ont été utilisés pour les choisir : on souhaite avoir un fort mixage entre les champs doublets et singlet de Higgs, et avoir un faible niveau d'ajustement fin au sein du modèle [67]. Les valeurs choisies pour les autres paramètres du modèle, notamment la masse des super-partenaires, sont indiquées dans [66], et ont été choisies de façon conservative afin de respecter les contraintes expérimentales du LHC sur la recherche directe de supersymétrie.

λ	κ	$\tan\beta$	μ_{eff} (GeV)	A_λ (GeV)	A_κ (GeV)
[0.6,0.75]	[0.2,0.3]	[3,4]	[165,190]	[-100,-50]	[610;630]

TAB. 4.2: Intervalles de variation des principaux paramètres du NMSSM. [66]

La figure 4.4 présente m_{h_1} en fonction de m_{h_2} pour les points générés respectant toutes les contraintes, sauf celles sur les couplages et masse de H_{125} . Les couleurs rouges et bleues correspondant à deux contraintes différentes sur la densité relicque de matière noire ³. On voit que le choix des paramètres permet de contraindre h_2 à une masse proche de 125 GeV. En revanche, on peut obtenir un boson de Higgs léger h_1 sur un intervalle de masse étendu, de 60 à 120 GeV environ.

La figure 4.5 présente la force de signal associée au boson de Higgs h_1 dans le canal di-photon, pour les points générés respectant l'ensemble des contraintes. On définit la force du signal dans notre cas comme :

$$\mu = \frac{\sigma_{prod}(h_1) \times BR(h_1 \rightarrow \gamma\gamma)}{\sigma_{prod}(h_{SM}) \times BR(h_{SM} \rightarrow \gamma\gamma)} \quad (4.1)$$

h_{SM} est un boson de Higgs du Modèle Standard de même masse que h_1 . On superpose à ces points les limites d'exclusion officielles de CMS pour la recherche standard $H \rightarrow \gamma\gamma$ effectuée avec les données du Run 1. On observe que cette analyse était sensible à des forces de signal de l'ordre de 1. Or, on voit que le NMSSM prédit des points avec des forces de signal jusqu'à 3.5. Cette augmentation de la force du signal peut s'expliquer par la présence de particules supersymétriques (squarks, charginos) dans la boucle de désintégration du boson de Higgs en deux photons. Un boson de Higgs léger prédit dans le cadre du NMSSM est donc accessible expérimentalement dans le canal di-photon avec les données du Run 1.

4.1.3 Vue d'ensemble de l'analyse

Nous avons présenté l'intérêt de rechercher un boson de Higgs supplémentaire de basse masse dans le canal di-photon. L'analyse standard [21] [68] de recherche d'un boson de

³On considère deux possibilités : la particule supersymétrique la plus légère (LSP) est la seule contribution à la matière noire ($0.1102 < \Omega h^2 < 0.1272$) ou ne représente qu'une contribution partielle ($\Omega h^2 < 0.1102$).

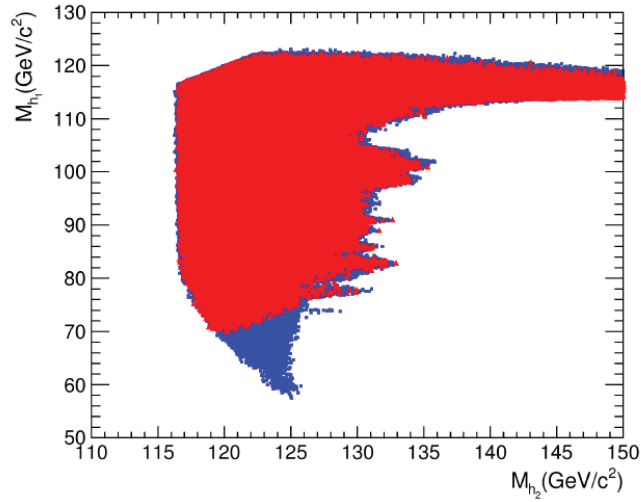


FIG. 4.4: Contraintes sur la masse du boson de Higgs h_1 en fonction de celle de h_2 dans le cadre du NMSSM. En bleu : $\Omega h^2 < 0.1102$. En rouge : $0.1102 < \Omega h^2 < 0.1272$. [66]

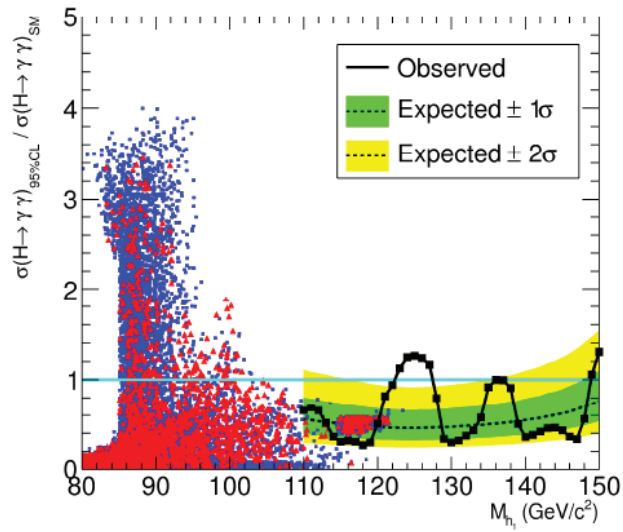


FIG. 4.5: Contraintes sur la force de signal du boson de Higgs h_1 se désintégrant en deux photons en fonction de sa masse dans le cadre du NMSSM. En bleu : $\Omega h^2 < 0.1102$. En rouge : $0.1102 < \Omega h^2 < 0.1272$. Comparaison avec les limites d'exclusion de l'analyse standard $H \rightarrow \gamma\gamma$. [66]

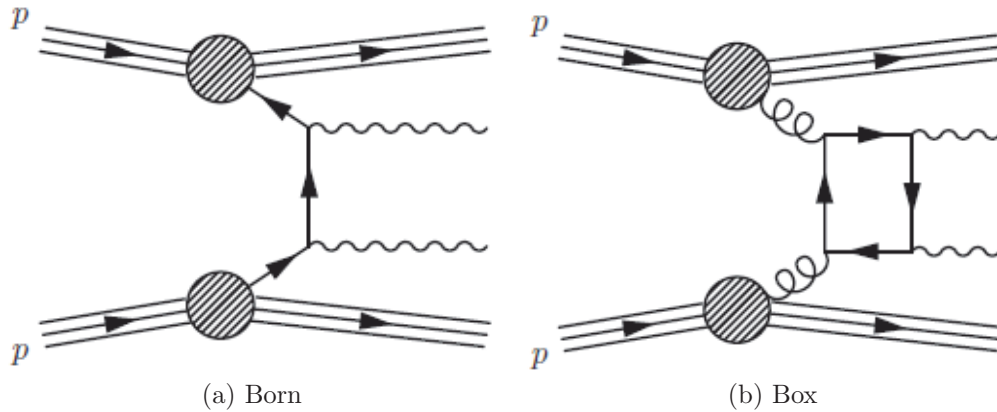


FIG. 4.6: Processus du Modèle Standard contribuant à la composante de bruit de fond irréductible de l'analyse.

Higgs dans ce canal étant limitée à 110 GeV, il a fallu l'étendre en dessous de cette valeur en prenant en compte les spécificités liées à cet intervalle de masse. La borne inférieure en masse de cette analyse a été contrainte par les chemins de déclenchement de CMS et a été fixée à 80 GeV pour les données du Run 1 et à 70 GeV pour les premières données du Run 2.

La topologie du signal recherché est très simple : il s'agit de deux photons isolés de haute énergie transverse. Le but de l'analyse est donc d'extraire un éventuel pic de signal résonnant au sein du spectre de masse invariante di-photon reconstruit.

On attend un grand nombre d'événements de bruit de fond au sein de ce spectre. La composante principale de ce bruit de fond est une distribution continue, lentement décroissante, appelée continuum di-photon. Celui-ci contient une part réductible et une part irréductible. La part réductible correspond à des événements contenant deux jets ou bien un jet et un photon, les jets étant reconstruits à tort comme des photons, du fait de la présence d'un méson neutre se désintégrant en deux photons boostés à l'intérieur du jet (voir 3.3.2). La part irréductible correspond à des processus du Modèle Standard contenant deux photons prompts dans l'état final. Les deux principaux processus de ce type sont les processus "Born" et "Box", dont les diagrammes de Feynman sont présentés sur la figure 4.6. La principale spécificité de l'analyse basse masse est que le bruit de fond contient une composante supplémentaire due à la désintégration du boson Z en deux électrons, les deux électrons étant reconstruits à tort comme des photons. C'est ce qu'on appelle la composante Drell-Yan. Elle correspond à une résonance autour de la masse du Z, qui s'ajoute au continuum di-photon dans le spectre de masse invariante.

En ce qui concerne le signal, on suppose que sa forme est semblable à celle d'un boson de Higgs du Modèle Standard. Cette hypothèse permet de ne pas favoriser un modèle particulier en ce qui concerne la nature du boson de Higgs recherché. Elle reste en outre très raisonnable dans le cadre de nos deux modèles principaux, le NMSSM et les 2HDM

(largeur intrinsèque négligeable, même spin-parité ...).

Le nombre d'événements de signal est supposé faible devant le nombre d'événements de bruit de fond attendu. Pour tout de même obtenir une bonne sensibilité, divers éléments sont mis en place dans l'analyse ayant pour but d'améliorer la résolution en masse invariante des événements et de sélectionner et catégoriser ceux-ci efficacement.

Tout d'abord, il est nécessaire de reconstruire les événements de façon à obtenir la meilleure résolution en masse possible, de façon à ce que le pic du signal soit le plus étroit possible, ce qui favorise son extraction potentielle du bruit de fond. La masse invariante di-photon est obtenue à partir de la formule suivante :

$$m_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos \alpha_{1,2})} \quad (4.2)$$

E_1 et E_2 sont les énergies des photons et $\alpha_{1,2}$ l'angle entre eux. On voit donc que la résolution en masse dépend à la fois de la résolution en énergie des photons et de la résolution angulaire. Nous avons vu dans le chapitre précédent les méthodes permettant d'obtenir la meilleure résolution en énergie, notamment la méthode de la régression. Quant à la résolution angulaire, elle dépend de la capacité à identifier correctement le vertex de l'interaction. Le calorimètre de CMS n'étant pas segmenté longitudinalement, on ne connaît pas la direction du photon, donc nous verrons qu'il faut utiliser une méthode multivariée, appelée "Vertex ID", pour remonter au vertex.

L'étape suivante consiste à sélectionner les photons. Pour diminuer le bruit de fond Drell-Yan, on applique un critère de discrimination entre photons et électrons, qu'on appelle "véto électron". Pour diminuer la composante réductible du continuum di-photon, on applique une méthode d'identification multivariée, appelée "photon ID".

Ensuite, on va sélectionner et catégoriser les événements di-photon. Il s'agit tout d'abord de classer les événements selon leur compatibilité avec un événement de signal plutôt qu'un événement de bruit de fond. On utilise pour ce faire un classificateur multivarié, appelé "diphoton BDT". On rejette ainsi les événements les plus compatibles avec le bruit de fond, ce qui permet de réduire en particulier la composante irréductible du continuum di-photon. Les événements restants sont ensuite répartis dans différentes catégories, dites inclusives. On obtient ainsi des catégories avec un nombre restreint d'événements fortement compatibles avec le signal et d'autres composées d'un grand nombre d'événements moins compatibles avec le signal... La combinaison de ces différentes catégories lors de l'analyse statistique permet d'obtenir une meilleure sensibilité finale. En outre, on peut éventuellement construire des catégories dites exclusives. Ces catégories regroupent des événements contenant des objets en plus des deux photons (jets vers l'avant, leptons, énergie manquante...), qui pourraient correspondre à différents modes de production du signal (VBF, VH, ttH). Cela permet également d'améliorer la sensibilité globale de l'analyse.

A l'issue de cette étape, on obtient le spectre de masse invariante di-photon final pour chaque catégorie. Il s'agit alors de modéliser la composante de bruit de fond et la composante de signal à l'aide de fonctions paramétriques. Pour la modélisation du bruit de fond, on se base sur la simulation pour la composante Drell-Yan, puis sur les données pour le modèle final. Pour le signal, on se base sur la simulation.

A partir des modèles paramétriques du signal et du bruit de fond et en prenant en compte les incertitudes systématiques, on peut enfin procéder à l'analyse statistique permettant d'estimer le niveau de confiance associé à la présence ou l'absence d'événements de signal dans les données. Les résultats peuvent ensuite être interprétés dans le cadre des différents modèles théoriques.

4.2 Analyse Run 1

L'analyse du Run 1 [69] utilise l'intégralité des données collectées en 2012, avec une énergie dans le centre de masse de 8 TeV, correspondant à une luminosité intégrée de 19.7 fb^{-1} . Cette année a connu quatre périodes de prise de données, appelées Run A, B, C et D⁴. Les Runs A et B correspondent à une luminosité de 5.3 fb^{-1} , le Run C à 7.1 fb^{-1} et le Run D à 7.3 fb^{-1} .

4.2.1 Déclenchement

Les données utilisées ont été acquises via la combinaison logique "OU" des chemins de déclenchement HLT suivants :

- *Photon26 R9Id85 OR CaloId10 Iso50 Photon18 R9Id85 OR CaloId10 Iso50 Mass60(70)*
(lui même déclenché par le chemin L1 correspondant à deux objets électromagnétiques de p_T supérieurs à 13 et 7 GeV)
- *Photon36 R9Id85 OR CaloId10 Iso50 Photon22 R9Id85 OR CaloId10 Iso50*
(lui même déclenché par le chemin L1 correspondant à un objet électromagnétique de p_T supérieur à 22 GeV)

ce qui correspond à :

- des coupures asymétriques sur l'impulsion transverse des photons à 26 GeV et 18 GeV, ou à 36 GeV et 22 GeV,
- des coupures lâches sur les variables R_9 , $\sigma_{i\eta i\eta}$, H/E , I_{HCAL} , I_{ECAL} , I_{track}
(I_{Ecal} , I_{Hcal} , I_{Track} sont des variables d'isolation sommant l'énergie des objets reconstruits dans l'ECAL, le HCAL ou le trajectographe dans un cône de largeur $\Delta R=0.3$),
- une coupure en masse invariante de 60 GeV (pour les Runs A, B et C) ou 70 GeV (pour le Run D).

Plus de détails sur ces coupures peuvent être trouvés dans [70]

Il faut noter que la coupure présente sur la masse invariante di-photon va contraindre la borne inférieure de l'intervalle de recherche, comme on le verra dans la section 4.2.3.

Il a été montré que ces chemins de déclenchement assuraient une efficacité de sélection d'un signal de boson de Higgs standard supérieure à 97% pour les niveaux L1 et supérieure à 99% pour les niveaux HLT (par rapport aux niveaux L1).

⁴Les différents runs correspondent à différents choix de systèmes de déclenchement, qui ont été adaptés du fait de l'augmentation de la luminosité instantanée.

4.2.2 Reconstruction des événements

Photons

Nous avons vu dans le chapitre 4 les éléments de la reconstruction des photons. Pour rappel, les algorithmes de clusterisation utilisés pour le Run 1 sont le "Hybrid Superclustering" dans le tonneau et le "Multi5x5 superclustering" dans les bouchons. L'énergie des photons est tout d'abord corrigée d'effets au niveau du détecteur (perte de transparence des cristaux, intercalibration). Puis, les effets relatifs à la collection locale et globale de la gerbe ainsi qu'à l'empilement sont corrigés par la méthode de la régression (technique semi-paramétrique). Enfin, les facteurs d'échelle d'énergie et d'étalement de la résolution ("smearing") sont obtenus à l'aide du canal $Z \rightarrow e^+e^-$.

Vertex

On va chercher en outre à identifier le vertex de l'événement. Du fait de la non-segmentation longitudinale de l'ECAL et de la présence d'empilement, cette identification n'est pas triviale dans le cas d'événements di-photon. On utilise ainsi une méthode indirecte, basée sur les corrélations entre la cinématique du système di-photon (après pré-sélection, voir sec. 4.2.3) et celle des traces de recul dans l'événement, ainsi que sur les informations sur les traces de conversion le cas échéant. Cette méthode est héritée de l'analyse standard $H \rightarrow \gamma\gamma$.

Cette méthode repose sur des arbres de décision boostés (BDT) ⁵, qui vont prédire pour chaque vertex reconstruit dans l'événement un score correspondant à la probabilité qu'il soit le vertex d'origine des deux photons. Les variables d'entrée du BDT sont :

$$\begin{aligned}
 - p_T - sum &= \sum_i |\vec{p}_T^i|^2 \\
 - p_T - balance &= - \sum_i (\vec{p}_T^i) \cdot \frac{\vec{p}_T^{\gamma\gamma}}{|\vec{p}_T^{\gamma\gamma}|} \\
 - p_T - asymmetry &= \frac{|\sum_i \vec{p}_T^i| - |\vec{p}_T^{\gamma\gamma}|}{|\sum_i \vec{p}_T^i| + |\vec{p}_T^{\gamma\gamma}|}
 \end{aligned}$$

où \vec{p}_T^i sont les impulsions transverses des traces issues du vertex considéré et $\vec{p}_T^{\gamma\gamma}$ l'impulsion transverse du système di-photon en prenant comme origine le vertex considéré.

En cas de présence d'une ou deux conversions, on exploite également la variable d'entrée :

$$- conversion - pull = \frac{z_{vtx} - z_{conv}}{\sigma_{conv}}$$

où z_{vtx} est la position du vertex selon l'axe z , z_{conv} la position du vertex extrapolée à partir des traces de conversion et σ_{conv} l'incertitude associée à cette extrapolation.

⁵Les BDT ont le même fonctionnement que les arbres de régression boostés, introduits dans la section 3.2.2, à la différence qu'ils ne prédisent pas la valeur d'une variable cible mais la probabilité de se trouver en présence d'un cas de type signal plutôt que de type bruit de fond. La méthode de boosting est en outre généralement différente : au lieu de construire des arbres prédisant la valeur des résidus de l'arbre précédent ("Gradient Boosting"), on construit des arbres prenant en entrée les événements d'autant plus pondérés qu'ils ont été mal identifiés par les arbres précédents ("AdaBoost").

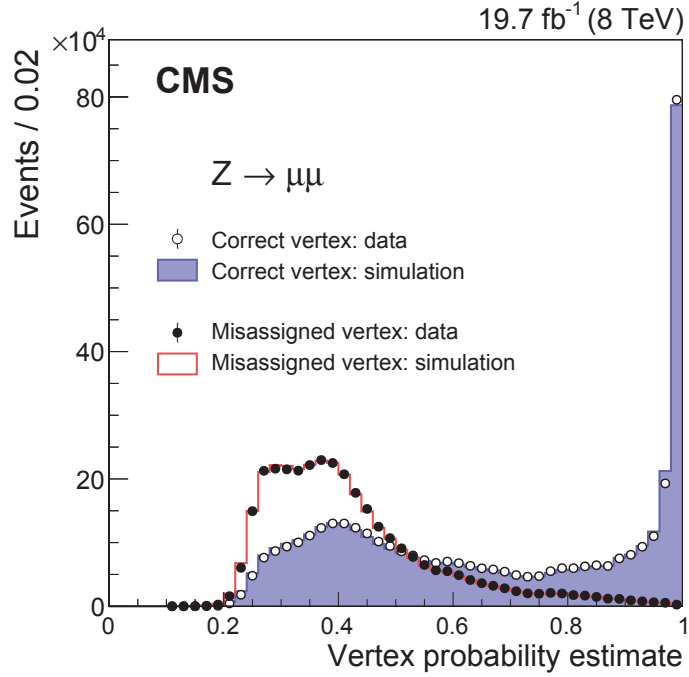


FIG. 4.7: Probabilité d'identification du vertex pour des vertex correctement identifiés et faussement identifiés. On utilise les données et la simulation correspondant à des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ [21] .

Le BDT est entraîné avec des échantillons Monte-Carlo $H \rightarrow \gamma\gamma$ avec $m_H=120$ GeV. Dans les données, on choisit ensuite le vertex de plus haut score prédit par la méthode.

L'efficacité du Vertex ID a été mesurée à l'aide d'événements $Z \rightarrow \mu\mu$. On connaît la position réelle du vertex de l'interaction grâce aux traces des muons, et on reconstruit la position du vertex par la méthode du Vertex ID après avoir retiré les traces des muons dans l'événement. On estime que le vertex a été correctement identifié si le vertex reconstruit est distant de moins de 1 cm du vertex réel. En effet, il a été étudié que dans ce cas, la résolution angulaire ne contribue pas significativement à la résolution en masse invariante. On mesure ainsi une efficacité d'identification de 80%. La méthode est donc performante mais pas parfaite.

On souhaite ainsi prédire également la probabilité d'avoir identifié correctement le vertex de l'interaction grâce à la méthode du Vertex ID. On utilise pour cela un second BDT ayant pour but de discriminer des événements dont le vertex identifié est situé à plus ou moins de 1 cm du vertex réel. Ce BDT utilise comme variables d'entrée :

- $|\vec{p}_T^{\gamma\gamma}|$,
- N_{Vtx} ,
- les scores du Vertex ID pour les trois vertex de plus haut score,

- $\Delta z_2, \Delta z_3$, les différences de position entre le vertex de plus haut score et les vertex de 2ème et 3ème plus haut scores,
- le nombre de photons convertis reconstruits dans l'événement.

Il est entraîné avec des échantillons Monte-Carlo $H \rightarrow \gamma\gamma$ avec $m_H=130$ GeV. La sortie de ce BDT d'identification du vertex est présentée sur la figure 4.7 pour des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ provenant des données et de la simulation. On voit qu'il parvient à prédire efficacement les cas où l'identification du vertex est correcte. Cette information pourra être utilisée avantageusement pour estimer la qualité de reconstruction d'un événement (voir sec. 4.2.3).

En conclusion, deux méthodes multivariées sont utilisées dans l'analyse pour identifier le vertex de l'interaction et estimer le degré de confiance associé à cette identification.

4.2.3 Sélection et catégorisation

Nous allons voir maintenant les étapes permettant de sélectionner les photons puis les paires di-photons avant de catégoriser ces dernières.

Pré-sélection

Tout d'abord on applique des coupures de pré-sélection aux photons et aux paires di-photon. Ces coupures servent en premier lieu à sélectionner le même espace de phase pour les données et la simulation, ces dernières n'étant pas soumises à un système de déclenchement. Cet espace des phases doit ainsi être compris à l'intérieur de celui défini par le système de déclenchement. Les coupures doivent toutefois rester suffisamment lâches pour ne pas rejeter d'événements de signal.

Les coupures de pré-sélection appliquées aux photons permettent également un premier rejet du bruit de fond. Celles-ci sont indiquées dans le tableau 4.3. En particulier, un critère de véto sur les électrons est appliqué. Ce critère, appelé "véto pixel", rejette les photons reconstruits pour lesquels on trouve un coup dans le détecteur à pixel dans la même direction. Les conversions ayant lieu pour la plupart après le détecteur à pixel, on comprend que ce véto est efficace pour rejeter les électrons reconstruits à tort comme des photons, et donc pour réduire le bruit de fond Drell-Yan de l'analyse.

Ensuite, on applique des coupures cinématiques sur les paires di-photons. En cas de présence de plusieurs paires di-photon dans un événement, on considère celle de plus haute somme d'impulsions transverses. Ces coupures portent sur le rapport de l'impulsion transverse de chaque photon par la masse invariante di-photon :

$$p_{T,1}/m_{\gamma\gamma} > 28/80 \quad \text{et} \quad p_{T,2}/m_{\gamma\gamma} > 20/80 \quad (4.3)$$

Ces coupures permettent de réduire ce qu'on appelle les effets d'allumage ("turn-on") du système de déclenchement. Ces effets d'allumage, d'origine cinématique, correspondent à une distorsion du spectre en énergie des photons à basse énergie, et donc une distorsion du spectre de masse invariante di-photon près de la coupure en masse fixée par le système de déclenchement. Les coupures 4.3 permettent d'obtenir un spectre régulier à partir d'une

masse $m_{\gamma\gamma} \sim 75$ GeV. Cela fixe au final la borne inférieure de notre recherche à 80 GeV, une fenêtre supplémentaire de 5 GeV à basse masse et haute masse étant nécessaire pour modéliser correctement le bruit de fond continu.

Sélection des photons

L'étape suivante consiste à discriminer les photons prompts des faux photons. Pour cela on utilise un nouveau BDT, appelé "Photon ID". Cette méthode est héritée de l'analyse standard $H \rightarrow \gamma\gamma$.

Le BDT prend en entrée les variables suivantes :

- Variables de forme de gerbe : $R_9, \sigma_{i\eta i\eta}, \sigma_{i\eta i\phi}, \eta - width, \phi - width, E_{2 \times 2}/E_{5 \times 5}, \sigma_{RR}$ ⁶
La gerbe des faux photons peut être étendue dans la direction η , contrairement aux photons prompts. De plus, les faux photons ne peuvent reproduire la gerbe typique des photons prompts qui se convertissent.
- Variables d'isolation : $I_\gamma, I_{cha,sel}, I_{cha,worst}$ ⁷
Un faux photon n'est pas isolé étant donné qu'il est contenu à l'intérieur d'un jet.
- Densité médiane d'énergie ρ
Elle permet de tenir compte de l'évolution des variables d'isolation en fonction l'empilement.
- Variables cinématiques : E_{raw}, η
Elles permettent de tenir compte de l'évolution des variables de forme de gerbe en fonction de l'énergie et la position du photon.

Le Photon ID est entraîné sur des échantillons Monte-Carlo $\gamma + jet$ passant les coupures de pré-sélection de notre analyse. Les photons reconstruits associés au photon prompt de l'événement au niveau Monte-Carlo sont considérés comme du signal, les autres photons reconstruits comme du bruit de fond. Une coupure sur $p_T > 15$ GeV est appliquée aux photons reconstruits. Les photons de signal sont repondérés en p_T et η pour présenter la même cinématique que les photons du bruit de fond.

⁶ σ_{RR} est l'étalement standard de la gerbe dans le plan (xy) du détecteur à pied de gerbe.

⁷ $I_{cha,sel}, I_{cha,worst}$ sont les variables d'isolation chargées en prenant comme origine le vertex de l'interaction ou le vertex donnant la plus grande valeur de l'isolation.

	EB		EE	
	$R_9 > 0.9$	$R_9 < 0.9$	$R_9 > 0.9$	$R_9 < 0.9$
$H/E <$	0.082	0.075	0.075	0.075
$\sigma_{i\eta i\eta} <$	0.014	0.014	0.034	0.034
$I_{HCAL} <$	50 GeV	4 GeV	50 GeV	4 GeV
$I_{Trk} <$	50 GeV	4 GeV	50 GeV	4 GeV
$I_{cha} <$	4 GeV	4 GeV	4 GeV	4 GeV
véto pixel	oui	oui	oui	oui

TAB. 4.3: Coupures de pré-sélection

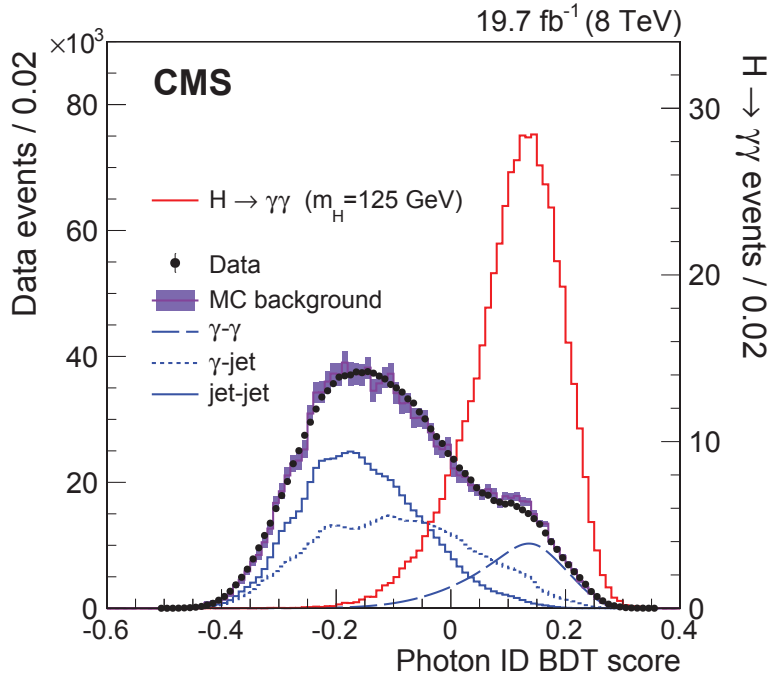


FIG. 4.8: Score du BDT d'identification des photons pour des photons prompts et des faux photons, pour les données et la simulation.[21]

La performance du Photon ID est présentée sur la figure 4.8. On teste l'outil multivarié sur des échantillons Monte-Carlo $H \rightarrow \gamma\gamma$, avec $m_H=125$ GeV, ainsi que sur des échantillons Monte-Carlo et sur les données correspondant au bruit de fond attendu dans l'analyse (continuum di-photon composé d'événements $jet - jet$, $\gamma - jet$ et $\gamma\gamma$). On observe une bonne discrimination entre le signal et le bruit de fond, ainsi qu'un bon accord entre données et Monte-Carlo.

Une coupure lâche sur le score du Photon ID, d'une valeur de -0.2, est appliquée aux photons passant la pré-sélection de notre analyse afin de supprimer une partie du bruit de fond réductible. Le score du Photon ID sera ensuite utilisé pour la catégorisation des événements.

Catégorisation des événements

L'objectif final de l'analyse consiste à extraire un pic de signal au sein du spectre de masse invariante di-photon. Pour améliorer la sensibilité de l'analyse, on souhaite donc séparer les événements pour lesquels cette extraction serait aisée (pic de signal étroit, faible bruit de fond) de ceux pour lesquels elle serait difficile (pic de signal étalé, fort bruit de fond). Ainsi, on va classer nos événements di-photon selon leur compatibilité avec des événements de signal $H \rightarrow \gamma\gamma$ et leur résolution en masse invariante. Puis, on va définir des catégories

d'événements grâce à cette classification.

On utilise une nouvelle fois des arbres de décision boostés pour construire notre classificateur, qu'on appelle "BDT di-photon". Cette méthode est héritée de l'analyse standard $H \rightarrow \gamma\gamma$. Les variables d'entrée sont les suivantes :

- Variables cinématiques : $p_{T,1}/m_{\gamma\gamma}$, $p_{T,2}/m_{\gamma\gamma}$, η_1 , η_2 , $\cos(\phi_1 - \phi_2)$.
On vérifie ainsi si la cinématique des paires di-photon est compatible avec celle attendue pour un événement $H \rightarrow \gamma\gamma$.
- Score du Photon ID.

On vérifie ainsi si les photons au sein des paires sont compatibles avec des photons prompts et donc indirectement si l'événement est compatible avec un événement du continuum bruit de fond $jet - jet$ ou $\gamma - jet$.

- Variables de résolution en masse invariante : $\sigma_m^{right}/m_{\gamma\gamma}$, $\sigma_m^{wrong}/m_{\gamma\gamma}$, p_{vtx} .

avec :

- $\sigma_m^{right}/m_{\gamma\gamma}$ la résolution en masse invariante sous l'hypothèse d'une identification correcte du vertex :

$$\frac{\sigma_m^{right}}{m_{\gamma\gamma}} = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{E,1}}{E_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{E,2}}{E_2}\right)^2} \quad (4.4)$$

avec σ_E la résolution par photon estimée par la technique de régression semi-paramétrique (voir section 3.2.1) à laquelle on applique un facteur d'étalement (smearing).

- $\sigma_m^{wrong}/m_{\gamma\gamma}$ la résolution en masse invariante sous l'hypothèse d'une identification incorrecte du vertex :

$$\frac{\sigma_m^{wrong}}{m_{\gamma\gamma}} = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\sigma_m^{right}}{m_{\gamma\gamma}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_m^{vtx}}{m_{\gamma\gamma}}\right)^2} \quad (4.5)$$

où σ_m^{vtx} est une résolution en masse moyennée sur l'ensemble des vertex possibles, en supposant une distribution gaussienne le long de l'axe z des vertex de largeur $\sqrt{2}\sigma_z^{beam}$, σ_z^{beam} étant l'étalement longitudinal typique du faisceau.

- p_{vtx} la probabilité d'identification du vertex, estimée grâce à la méthode présentée dans la section 4.3.2.

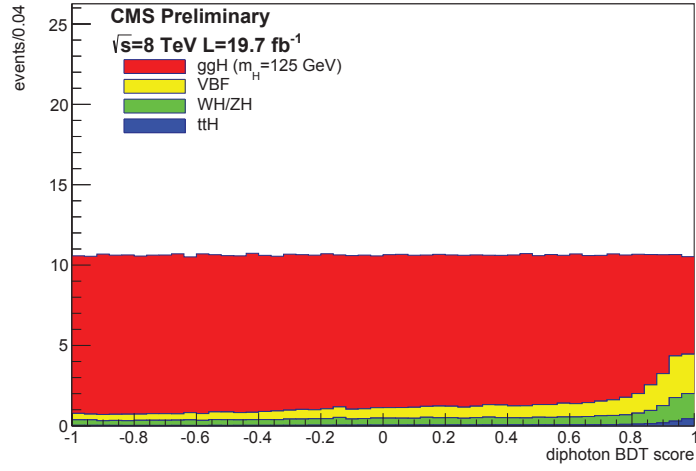
On peut noter que toutes les variables sont normalisées par $m_{\gamma\gamma}$ afin que le BDT ne favorise par une région en masse plutôt qu'une autre.

De plus, pour assurer que le BDT attribue bien un score élevé aux événements avec une bonne résolution en masse, on pondère lors de l'entraînement les événements de signal par :

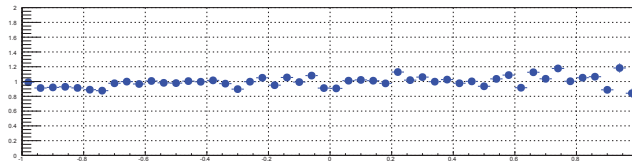
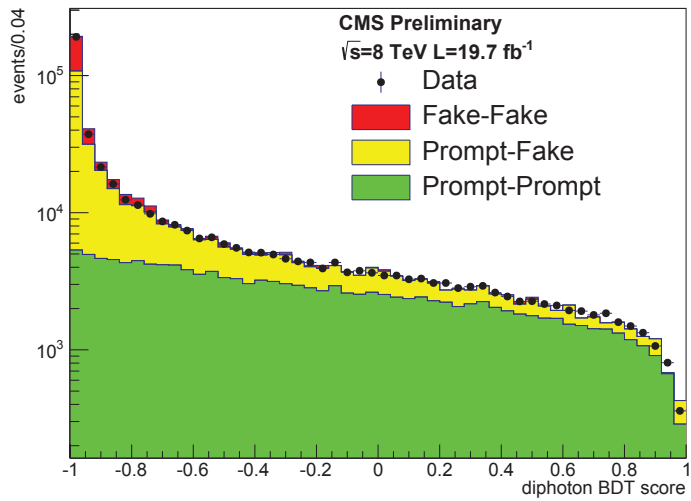
$$w_{sig} = \frac{p_{vtx}}{\sigma_m^{right}/m_{\gamma\gamma}} + \frac{1 - p_{vtx}}{\sigma_m^{wrong}/m_{\gamma\gamma}} \quad (4.6)$$

Enfin, le score du BDT di-photon est transformé afin d'avoir une distribution plate pour le signal.

Le BDT est entraîné avec des échantillons $H \rightarrow \gamma\gamma$ pour le signal et des échantillons de continuum $jet - jet$, $\gamma - jet$ et $\gamma\gamma$ pour le bruit de fond. Sa performance est testée avec ces mêmes échantillons ainsi qu'avec les données pour le bruit de fond, et est présentée sur les figures 4.9a et 4.9b. On voit que la distribution des événements de bruit de fond



(a) Signal



(b) Bruit de fond

FIG. 4.9: Score transformé du BDT de classification des paires di-photons, pour des événements correspondant au signal et au bruit de fond, pour les données et la simulation [21].

pique vers une valeur de -1, ce qui démontre la qualité de la classification. On note de plus un bon accord entre données et simulation.

A partir du score transformé du BDT di-photon, on va définir nos catégories d'événements pour notre analyse. Tout d'abord, on rejette les événements dont le score est inférieur à -0.78. Puis on construit 4 catégories, qu'on appelle inclusives, selon les coupures sur le score du classificateur présentées dans le tableau 4.4 ⁸. La catégorie 0 contient des événements avec un fort rapport signal sur bruit attendu, mais en faible quantité. Au contraire, la catégorie 3 contient un grand nombre d'événements, mais de faible rapport signal sur bruit attendu. La combinaison de ces catégories lors de l'analyse statistique permettra d'accroître la sensibilité de notre recherche.

catégorie	0	1	2	3
coupure inférieure	0.36	0.00	-0.42	-0.78

TAB. 4.4: Valeur des coupures sur le score transformé du BDT de classification des paires di-photons pour chaque catégorie d'analyse.

Spectre de masse di-photon

A l'issue de ces étapes de reconstruction, sélection et catégorisation, on obtient les spectres de masse invariante finaux pour chaque catégorie. Ceux ci sont présentés sur la figure 4.10 pour les données et la simulation. On observe un bon accord entre données et simulation. La simulation nous permet d'observer les trois composantes du continuum di-photon, la composante résonante Drell-Yan et la résonance d'un potentiel signal à $m_h=95$ GeV. On vérifie de plus que le nombre d'événements augmente avec le numéro de la catégorie tandis que le rapport signal sur bruit attendu diminue. De plus, la composante de bruit de fond réductible, plus facilement identifiable par le BDT di-photon, augmente également avec le numéro de la catégorie.

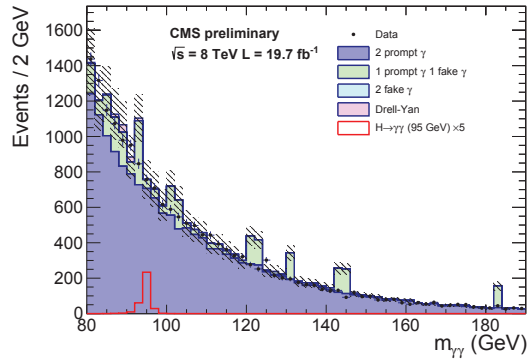
Maintenant que les spectres di-photon ont été obtenus pour chaque catégorie, on peut procéder à l'analyse statistique. Cette étape consiste à modéliser le signal et le bruit de fond par des fonctions paramétriques, puis à estimer la probabilité de présence d'une composante de signal au sein de notre spectre, en tenant compte des incertitudes statistiques et systématiques.

4.2.4 Modèle du signal et du bruit de fond

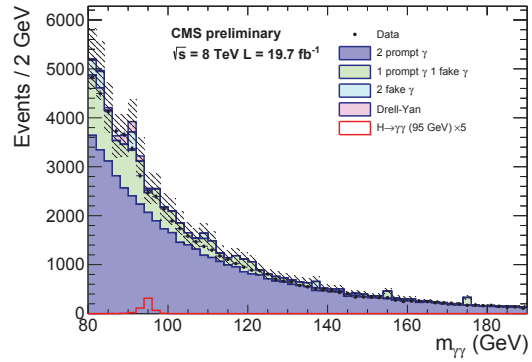
Modèle du signal

On construit un modèle paramétrique du signal à partir d'échantillons Monte-Carlo. On utilise des échantillons de boson de Higgs standard se désintégrant en deux photons, pour

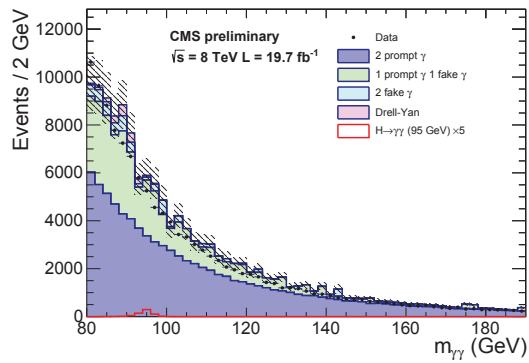
⁸Le nombre de catégories est limité par la contrainte d'avoir une statistique suffisante pour la composante Drell-Yan de notre analyse, qu'on souhaite modéliser. Les coupures ont été choisies pour maximiser la sensibilité finale de l'analyse.



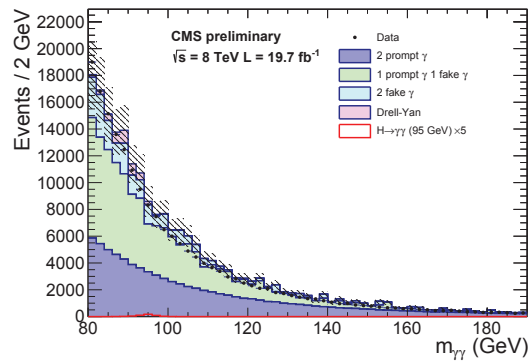
(a) catégorie 0



(b) catégorie 1



(c) catégorie 2



(d) catégorie 3

FIG. 4.10: Spectre de masse di-photon pour les différentes catégories d'analyse, pour les données et la simulation. La bande hachurée correspond à l'incertitude statistique sur le nombre d'événements de bruit de fond

des masses du boson de Higgs de 80 à 115 GeV, par pas de 5 GeV. On considère les 4 modes de production ggH, VBF, VH et ttH.

La forme du signal va être ajustée par une fonction paramétrique pour :

- chaque point de masse,
- chaque catégorie,
- chaque mode de production,
- les cas de bonne ($\Delta z < 1$ cm) et mauvaise ($\Delta z > 1$ cm) identification du vertex.

La fonction paramétrique choisie est une somme de fonctions gaussiennes⁹. Pour déterminer le nombre de gaussiennes dans la somme, on a appliqué une procédure appelée F-test. Elle consiste à incrémenter le nombre de gaussiennes jusqu'à ce que l'amélioration de la qualité de l'ajustement ne soit plus significative. Plus précisément, pour chaque ordre N , en partant de $N = 0$, on calcule la variable :

$$\chi_{N \rightarrow N+1}^2 = 2(LL_N - LL_{N+1}) \quad (4.7)$$

avec LL_N le minimum du logarithme de la fonction de vraisemblance associée à l'ajustement du signal par la somme de N gaussiennes¹⁰. La différence de LL entre deux ordres est en effet distribuée selon une loi de χ^2 d'après le théorème de Wilk [71]. On considère que l'amélioration de la qualité de l'ajustement par le passage de l'ordre N à l'ordre $N+1$ n'est plus significative si :

$$p(\chi^2 > \chi_{N \rightarrow N+1}^2) < 0.05 \quad (4.8)$$

On choisit alors la somme de N gaussiennes comme modèle du signal.

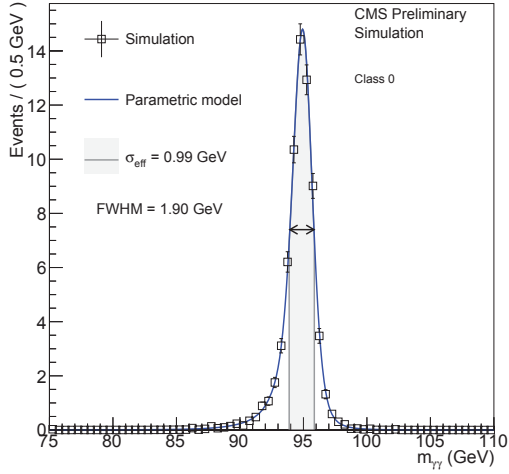
On applique le F-test pour chaque catégorie, mode de production et cas bon / mauvais vertex, à partir de l'échantillon de masse $m_H=105$ GeV. On obtient des sommes de 1 à 4 gaussiennes dans le cas de bonne identification du vertex, et des sommes de 1 à 2 gaussiennes dans l'autre cas.

On procède ensuite aux ajustements pour chaque point de masse, catégorie, mode de production et bon / mauvais vertex. Puis, on ajoute les composantes correspondant aux cas bon / mauvais vertex. Le modèle du signal pour chaque catégorie, pour une masse de boson de Higgs $m_H=95$ GeV est présenté sur la figure 4.11. On voit qu'on obtient une résolution effective en masse de 0.99 GeV pour la catégorie 0 et de 2.25 GeV pour la catégorie 3.

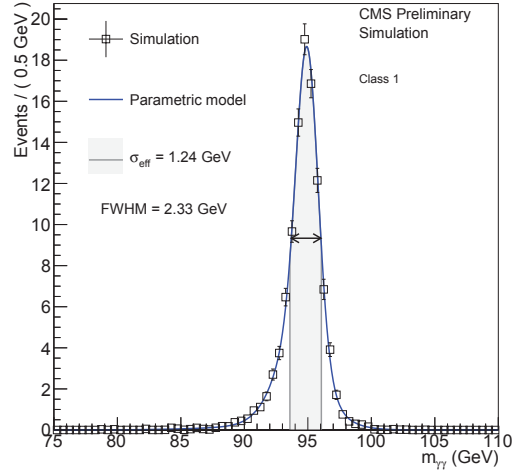
On interpole ensuite les modèles obtenus entre chaque point de masse. Plus précisément, on effectue une interpolation linéaire des moyennes et largeurs de chaque gaussienne. De cette manière, notre modèle du signal pourra être défini pour n'importe quelle valeur de la masse du boson de Higgs. Le modèle du signal en fonction de la masse, avant et après interpolation, est présenté sur les figures 4.12a et 4.12b.

⁹D'autres modèles ont été testés : fonctions Voigtienne, Cruijff, double-sided Crystal-Ball, convolution de fonction Breit-Wigner et Crystal-Ball. Elle ne permettent pas une amélioration significative de la qualité des ajustements par rapport à la somme de gaussiennes.

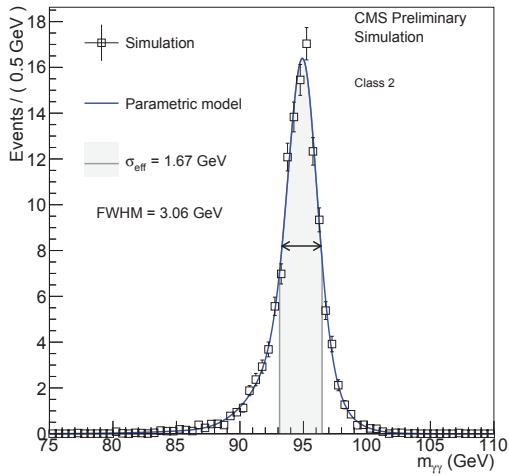
¹⁰On prend $LL_0 \sim \infty$.



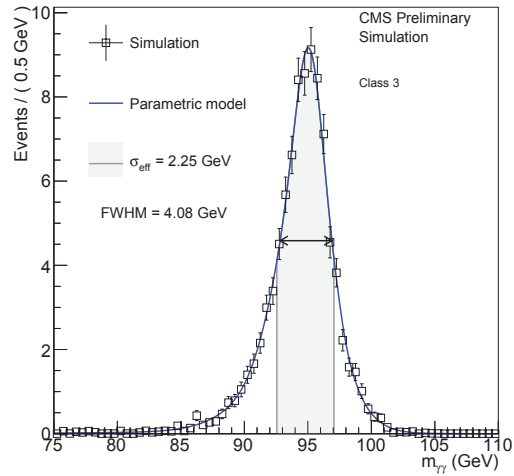
(a) catégorie 0



(b) catégorie 1

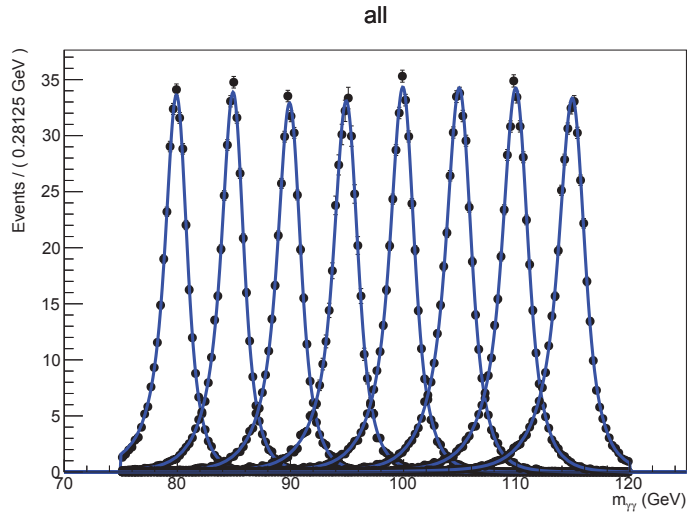


(c) catégorie 2

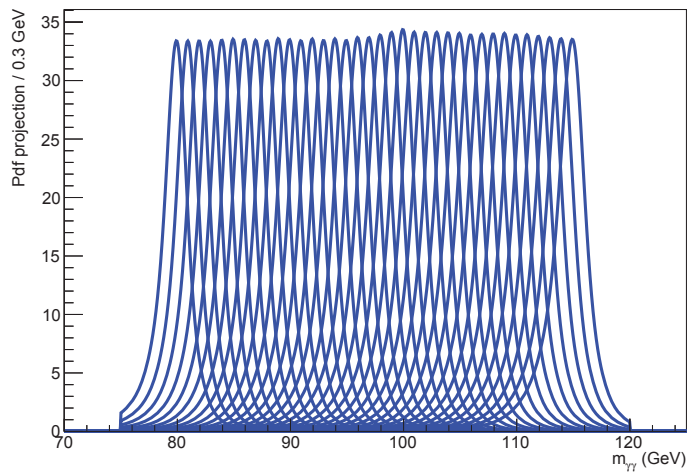


(d) catégorie 3

FIG. 4.11: Modèle du signal pour un boson de Higgs de 95 GeV, pour chaque catégorie d'analyse. On considère ici la somme des modèles obtenus pour les 4 modes de production.



(a) Ajustements



(b) Interpolation

FIG. 4.12: Modèle du signal ajusté et interpolé pour différents points de masse du boson de Higgs entre 80 et 115 GeV. On considère ici la somme des modèles obtenus pour les 4 catégories d'analyse et les 4 modes de production.

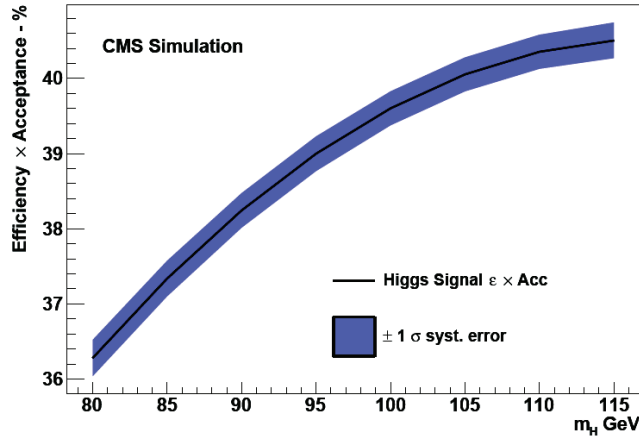


FIG. 4.13: Efficacité \times acceptation du signal en fonction de la masse

Enfin, il est nécessaire de calculer l'efficacité de sélection du signal multipliée par l'acceptation de notre analyse, en fonction de la masse du boson de Higgs. Cela pourra permettre de placer des limites sur la section efficace d'un boson de Higgs supplémentaire à l'issue de notre analyse. Ce calcul est effectué en divisant le nombre d'événements de signal obtenu à l'issue de notre chaîne d'analyse par le nombre total d'événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ attendu pour chaque masse, dans le cas d'un boson de Higgs standard. Le produit de l'efficacité par l'acceptation en fonction de la masse du boson de Higgs est présenté sur la figure 4.13. On observe qu'il varie de 36% à 40% environ.

Modèle du bruit de fond

Pour modéliser le bruit de fond, on paramétrise tout d'abord la composante Drell-Yan à partir de la simulation puis le bruit de fond final, correspondant à la somme de la composante Drell-Yan et du continuum di-photon, à partir des données.

Le modèle de la composante Drell-Yan s'obtient en ajustant la distribution de masse invariante di-photon pour les événements provenant d'échantillons Monte-Carlo $Z \rightarrow e^+e^-$ passant toutes les étapes de notre analyse. La fonction choisie pour effectuer l'ajustement est une double-sided Crystal-Ball, définie par la formule 3.14. Pour garantir la robustesse de l'ajustement, on fixe les paramètres α_L et α_R du modèle. Les valeurs de ces paramètres ont été choisies grâce à un critère de qualité d'ajustement pour chaque catégorie. Les modèles obtenus après ajustement sont présentés sur la figure 4.14. Les valeurs des paramètres de la fonction sont indiquées dans le tableau 4.5. Par la suite, ces paramètres resteront fixés, seule l'amplitude de la fonction restant flottante.

On construit ensuite le modèle final de bruit de fond. Celui ci sera déterminé à partir d'ajustements du spectre de masse invariante di-photon directement dans les données. En effet, bien que les données puissent potentiellement contenir un pic de signal, on se base

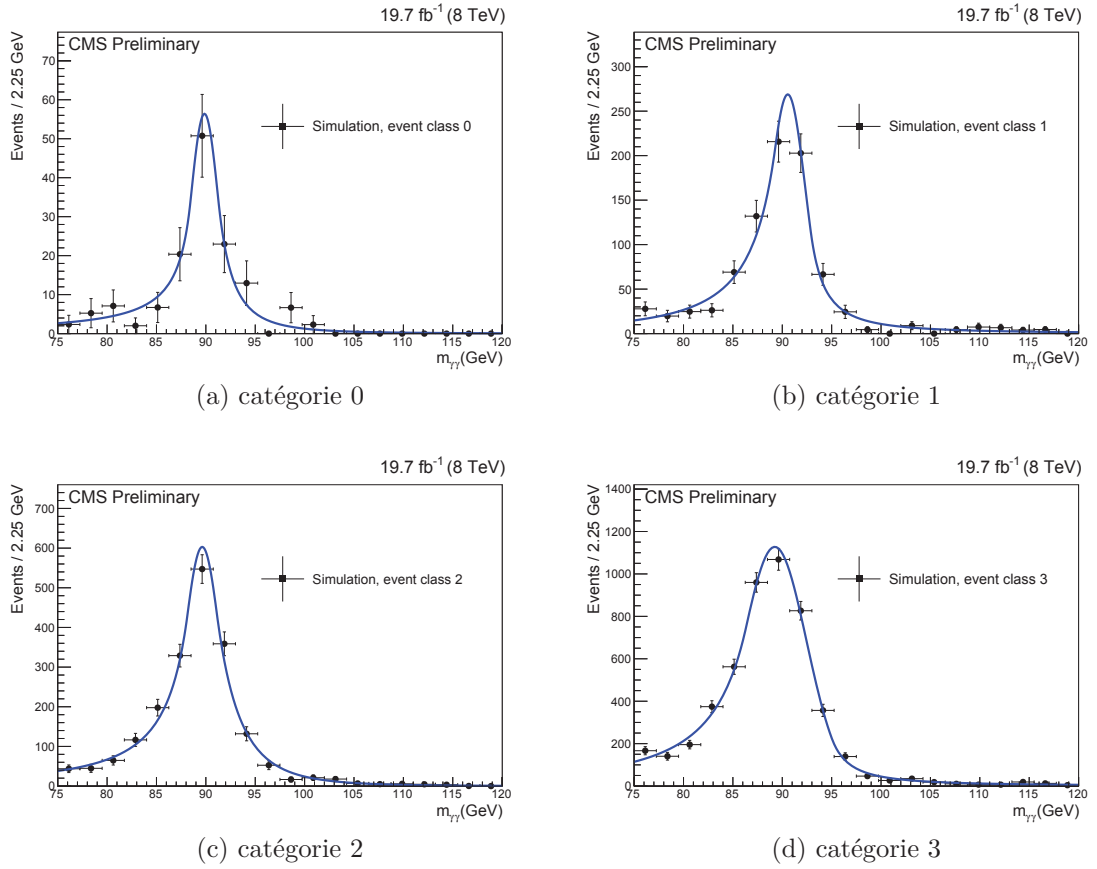


FIG. 4.14: Modèle de la composante Drell-Yan du bruit de fond, pour chaque catégorie d'analyse.

catégorie	μ	σ	n_L	n_R	α_L	α_R
0	89.9 ± 0.3	1.5 ± 0.3	1.2 ± 0.4	3.1 ± 1.0	1	1
1	90.6 ± 0.2	1.8 ± 0.2	2.0 ± 0.4	1.7 ± 0.2	0.7	1.3
2	89.6 ± 0.1	1.8 ± 0.2	1.6 ± 0.2	5.2 ± 0.9	0.8	0.8
3	89.24 ± 0.08	3.22 ± 0.08	2.0 ± 0.3	1.6 ± 0.2	0.9	1.8

TAB. 4.5: Valeur des paramètres de la fonction d'ajustement $dCB(m_{\gamma\gamma})$ de la composante Drell-Yan du bruit de fond, pour chaque catégorie d'analyse.

sur l'hypothèse que ce pic est étroit et donc ne perturbe pas l'ajustement. L'intervalle de l'ajustement est $[75,120]$ GeV, car on souhaite avoir une fenêtre supplémentaire de 5 GeV par rapport à l'intervalle de modélisation du signal, à haute et basse masse, pour mieux

contraindre le modèle du bruit de fond.

Nous avons vu que la composante Drell-Yan du bruit de fond a été modélisée en amont par une fonction double-sided Crystal-Ball dCB . Pour modéliser la composante continuum du bruit de fond, on considère les 4 familles de fonctions suivantes : sommes d'exponentielles, de polynômes de Bernstein, de polynômes de Laurent et de fonctions de puissance, définies par :

$$\begin{aligned}
Exp_N(x) &= \sum_{i=1}^N \beta_i e^{\alpha_i x} \\
Ber_N(x) &= \sum_{i=0}^N \beta_i b_{i,N} \quad \text{avec} \quad b_{i,N} = \binom{N}{i} x^i (1-x)^{N-i} \\
Lau_N(x) &= \sum_{i=1}^N \beta_i x^{(-4 + \sum_{j=1}^i (-1)^j (j-1))} \\
Pow_N(x) &= \sum_{i=1}^N \beta_i x^{-\alpha_i}
\end{aligned} \tag{4.9}$$

La procédure pour choisir laquelle inclure dans le modèle final du bruit de fond, pour chaque catégorie, se fait en deux étapes.

Tout d'abord, on choisit l'ordre N de la fonction, pour chaque famille de fonction, pour chaque catégorie. On applique pour cela un F-test, présenté dans la section précédente 4.2.4. Ainsi, on ajuste la distribution de masse invariante di-photon dans les données par la fonction $B_N(m_{\gamma\gamma})$:

$$B_N(m_{\gamma\gamma}) = C_N(m_{\gamma\gamma}) + k \times dCB(m_{\gamma\gamma}) \tag{4.10}$$

avec $C_N = \{Exp_N, Ber_N, Lau_N, Pow_N\}$ et k la fraction de composante Drell-Yan, laissée flottante. On incrémente l'ordre des fonctions et on calcule $\chi^2_{N \rightarrow N+1}$ (voir eq. 4.7) jusqu'à avoir :

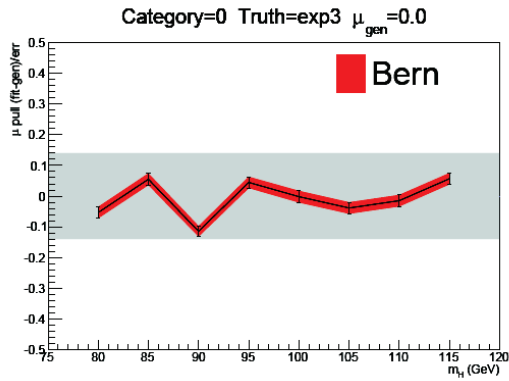
$$p(\chi^2 > \chi^2_{N \rightarrow N+1}) < 0.05 \tag{4.11}$$

On appelle fonction vérité la fonction d'ordre N choisie pour chaque famille de fonction, pour chaque catégorie.

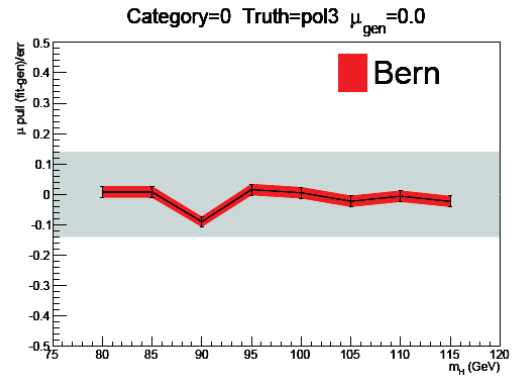
Pour choisir parmi ces fonctions vérités laquelle inclure dans le modèle final du bruit de fond, pour chaque catégorie, on va appliquer une procédure appelée étude de biais. L'objectif est de sélectionner la fonction la moins susceptible de biaiser l'extraction d'un pic de signal dans les données. La procédure est la suivante :

- Chaque fonction vérité est utilisée pour générer des jeux de pseudo-données en incluant une composante de signal correspondant à des forces de signal μ_{gen} fixées entre 0 et 1 et à des masses m_H entre 80 et 115 GeV.
- Chaque jeu de pseudo-données est ajusté par des fonctions tests, qui correspondent aux fonctions vérités auxquelles on ajoute une composante de signal de force μ_{fit} laissée flottante. On calcule alors la variable *pull* :

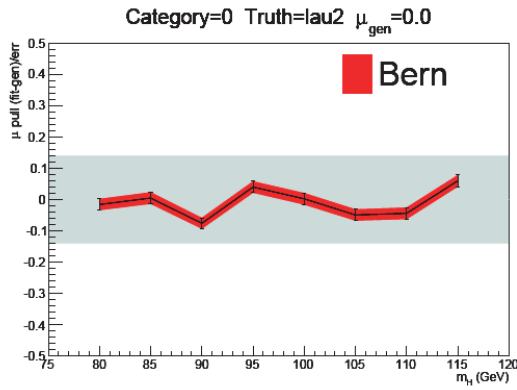
$$pull = \frac{\mu_{gen} - \mu_{fit}}{\sigma_\mu} \tag{4.12}$$



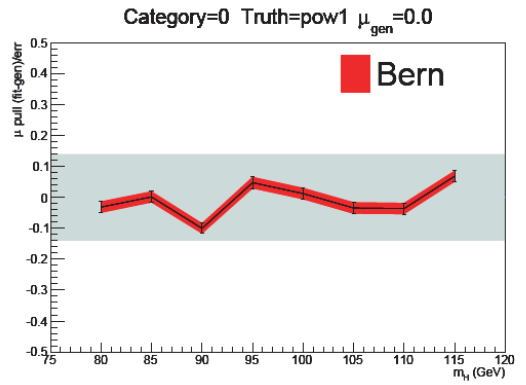
(a) Exponentielle



(b) Bernstein

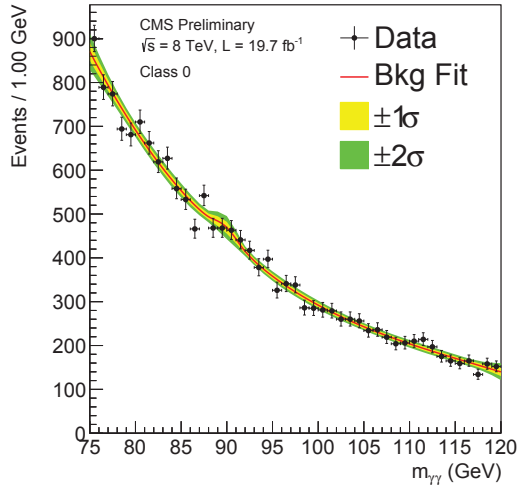


(c) Laurent

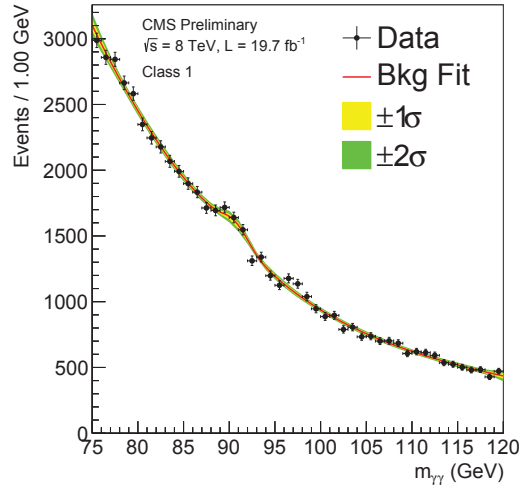


(d) Loi de puissance

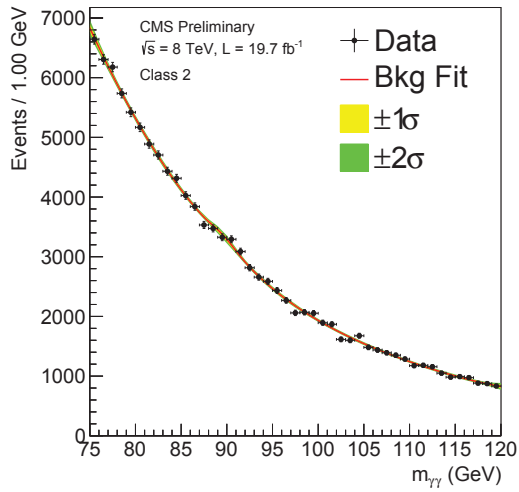
FIG. 4.15: Biais obtenus pour la fonction de test Bernstein à partir de différentes fonctions vérités, pour la catégorie 0.



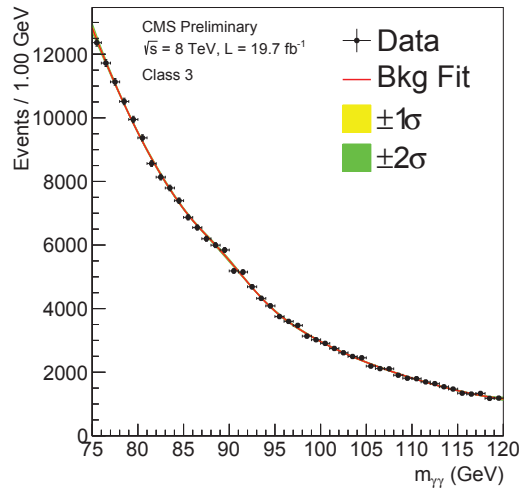
(a) catégorie 0



(b) catégorie 1



(c) catégorie 2



(d) catégorie 3

FIG. 4.16: Modèle final du bruit de fond pour chaque catégorie d'analyse.

- σ_μ étant l'incertitude statistique sur le paramètre μ_{fit} .
- Après répétition de ce procédé sur l'ensemble des jeux de pseudo-données, on peut définir pour chaque paire fonction vérité / fonction test le biais : $bias = \langle pull \rangle$. On considère que le biais est acceptable si $|bias| < 0.14$. Cela correspond à une incertitude sur le niveau de confiance associé au signal (voir 4.2.6) inférieure à 1% [72].

Pour chaque catégorie, on observe que la seule fonction test présentant un biais acceptable quelle que soit la fonction vérité est la fonction Bernstein. Ceci est illustré par la figure 4.15, qui présente le biais obtenu en fonction de la masse du boson de Higgs, en prenant la fonction Bernstein pour fonction test, pour la catégorie 0, avec $\mu_{gen} = 0$.

Les modèles finaux du bruit de fond pour chaque catégorie sont résumés dans le tableau 4.6. Les ajustements obtenus avec ces modèles pour chaque catégorie sont présentés sur les figures 4.32.

catégorie	$B_N(x)$
0	$Ber_4(x) + k \times dCB(x)$
1	$Ber_5(x) + k \times dCB(x)$
2	$Ber_5(x) + k \times dCB(x)$
3	$Ber_5(x) + k \times dCB(x)$

TAB. 4.6: Modèle final du bruit de fond pour chaque catégorie d'analyse.

4.2.5 Incertitudes systématiques

Nous allons présenter ici les sources d'incertitudes systématiques relatives à notre analyse. La plupart sont en commun avec l'analyse standard : incertitudes par photon, par événement et théoriques. Celles qui sont spécifiques à notre analyse basse masse concernent la modélisation de la composante Drell-Yan du bruit de fond.

Incertainces par photon

La première source d'incertitude est liée à l'efficacité de pré-sélection. Celle-ci est calculée pour les données et la simulation, à partir d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$. On assigne comme incertitude systématique le rapport des efficacités obtenues entre données et simulation (facteur d'échelle). Cette incertitude est propagée au nombre d'événements de signal de notre analyse,. On obtient une variation du nombre d'événements d'environ 1.0% dans le tonneau 2.6% dans les bouchons.

On considère ensuite les incertitudes liées à l'échelle d'énergie et à la résolution des photons. Ces incertitudes sont obtenues également via des événements $Z \rightarrow e^+e^-$, pour différents bins en η et R_9 . Elles sont inférieures à 1%, que ce soit pour l'échelle d'énergie ou la résolution. Ces incertitudes sont directement propagées dans le modèle du signal.

Ensuite, on estime l'incertitude systématique associée au photon ID en comparant son score pour les données et la simulation, en utilisant des événements $Z \rightarrow e^+e^-$ et $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$. On obtient une différence de ± 0.01 . Cette incertitude est propagée au taux de migration entre les catégories pour les événements de signal. On obtient un taux de migration jusqu'à 4.3%, selon les catégories.

Enfin, on estime de même l'incertitude associée à la résolution par photon σ_E/E fournie par la méthode de la régression. On obtient une différence de $\pm 10\%$ entre données et simulation. Cela correspond à un taux de migration jusqu'à 8.1% entre les catégories.

Incertitudes par événement

On regroupe sous le nom générique d'"incertitudes par événement" les incertitudes liées à la luminosité, l'efficacité du système de déclenchement et l'efficacité d'identification du vertex.

Tout d'abord, l'incertitude sur la luminosité intégrée correspondant au jeu de données 2012 est estimée grâce à une méthode reposant sur un comptage d'événements dans le détecteur à pixels [73]. On mesure une incertitude de 2.6%.

Ensuite, l'incertitude sur l'efficacité du système de déclenchement est estimée à partir d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$. On assigne comme incertitude le facteur d'échelle entre données et simulation, et on la propage au nombre d'événements de signal de notre analyse. On obtient une variation du nombre d'événements d'environ 1.0%.

Enfin, l'incertitude sur l'efficacité d'identification du vertex provient de la comparaison de son score entre données et simulation pour des événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. Le facteur d'échelle correspondant est de 1.02%. On propage cette incertitude dans le modèle du signal.

Incertitudes théoriques

Les incertitudes théoriques proviennent essentiellement des incertitudes sur les fonctions de densité de partons (PDF) et sur l'échelle d'énergie de la QCD.

Elles sont propagées tout d'abord sur le nombre d'événements de signal, en utilisant un échantillon $H \rightarrow \gamma\gamma$ avec $m_H=105$ GeV. L'incertitude sur les PDF entraîne une incertitude maximale de 2% (pour la catégorie 0, mode de production VBF) sur le nombre d'événements, et une incertitude inférieure à 1% dans les autres cas. L'incertitude sur l'échelle d'énergie QCD entraîne une incertitude maximale de 7.5% (pour la catégorie 0, mode de production ggH) sur le nombre d'événements, et une incertitude inférieure à 1% dans les autres cas.

Les incertitudes théoriques sont également propagées sur les sections efficaces de production du boson de Higgs, entraînant une incertitude jusqu'à $\sim 7\%$ pour le mode de production ggH.

Enfin, l'incertitude sur le rapport d'embranchement en deux photons est estimée à environ 5%.

Incertitudes de modélisation de la composante Drell-Yan

On souhaite enfin prendre en compte l'incertitude liée à la modélisation de la composante Drell-Yan du bruit de fond. Pour ce faire on va calculer des incertitudes pour les paramètres μ et σ correspondant à des différences entre données et simulation.

La méthode se base sur des distributions de contrôle, correspondant à des événements "électron - faux photon". Ce sont des événements passant toute notre sélection, à l'exception qu'un seul des photons reconstruits ne doit passer le véto électron et non pas les deux photons. Ces événements auront donc principalement pour origine le processus $Z \rightarrow e^+e^-$.

On considère les distributions de masse invariante di-photon, pour des événements "électron - faux photon" provenant :

- des données ("data"),
- de la simulation d'événements Drell-Yan ("MC-DY"),
- de la simulation de plusieurs processus du Modèle Standard, y compris le Drell-Yan ("MC-all").

On ajuste ces distributions par une somme de double-sided Crystal-Ball et d'une exponentielle ¹¹ pour chaque catégorie. On va ensuite calculer les différences data / MC-all et MC-all / MC-DY pour les paramètres μ et σ de la fonction d'ajustement. En effet, la première différence permet d'estimer l'incertitude systématique sur la modélisation de la composante Drell-Yan liée aux différences entre données et simulation. Toutefois, cette estimation nécessite de considérer un ensemble de processus du Modèle Standard et pas seulement le processus Drell-Yan. La deuxième différence permet d'estimer l'incertitude reliée à cette approximation.

On considère que ces différences sont significatives si elles sont supérieures à la somme quadratique des incertitudes statistiques sur les paramètres obtenues lors de l'ajustement. Par exemple, on a :

$$\Delta\mu_{data/MC-all} = \begin{cases} |\mu_{data} - \mu_{MC-all}| & \text{si } |\mu_{data} - \mu_{MC-all}| > \sqrt{(\Delta\mu_{data}^{stat})^2 + (\Delta\mu_{MC-all}^{stat})^2} \\ 0 & \text{, sinon} \end{cases} \quad (4.13)$$

Puis, pour chaque paramètre, on garde la plus grande différence obtenue parmi les quatre catégories, ce qui permet de rester conservateur.

L'incertitude finale pour chaque paramètre, pour chaque catégorie, va être obtenue en sommant quadratiquement le double ¹² des différences data / MC-all et MC-all / MC-DY pour ces paramètres et l'incertitude statistique obtenue sur ces paramètres dans notre analyse :

$$\Delta\mu_{tot} = \sqrt{(\Delta\mu_{stat})^2 + (2\Delta\mu_{data/MC-all})^2 + (2\Delta\mu_{MC-all/MC-DY})^2} \quad (4.14)$$

¹¹Les événements "électron - faux photons" étant plus nombreux que les événements de notre analyse, et beaucoup ne provenant pas de la désintégration du boson Z, l'ajout d'une exponentielle est nécessaire pour ajuster correctement les distributions.

¹²La composante Drell-Yan pour notre analyse comprenant 2 faux photons, on considère le double de l'incertitude obtenue à partir des événements "électron -faux photon".

$$\Delta\sigma_{tot} = \sqrt{(\Delta\sigma_{stat})^2 + (2\Delta\sigma_{data/MC-all})^2 + (2\Delta\sigma_{MC-all/MC-DY})^2} \quad (4.15)$$

La valeur de ces incertitudes sont indiquées sur les tableaux 4.7 et 4.8.

catégorie	μ	$\Delta\mu_{stat}$	$\Delta\mu_{data-MC_{all}}$	$\Delta\mu_{MC_{all}-MC_{DY}}$	$\Delta\mu_{tot}$
0	89.9	0.3	0.32	0.20	0.81
1	90.6	0.2	0.32	0.20	0.78
2	89.6	0.1	0.32	0.20	0.76
3	89.24	0.08	0.32	0.20	0.76

TAB. 4.7: Incertitudes statistiques et systématiques sur le paramètre μ du modèle de la composante Drell-Yan

catégorie	σ	$\Delta\sigma_{stat}$	$\Delta\sigma_{data-MC_{all}}$	$\Delta\sigma_{MC_{all}-MC_{DY}}$	$\Delta\sigma_{tot}$
0	1.5	0.3	0.73	0.85	2.26
1	1.8	0.2	0.73	0.85	2.25
2	1.8	0.2	0.73	0.85	2.25
3	3.22	0.08	0.73	0.85	2.24

TAB. 4.8: Incertitudes statistiques et systématiques sur le paramètre σ du modèle de la composante Drell-Yan

4.2.6 Analyse statistique

On peut procéder maintenant à l'analyse statistique finale. D'une part, en l'absence de signal, on souhaite placer des limites d'exclusion sur le produit de la section efficace de production d'un second boson de Higgs par son rapport d'embranchement en deux photons. D'autre part, en présence d'un excès d'événements dans les données, on souhaite estimer le degré de confiance associé à un signal en calculant la probabilité que cet excès soit imputable à une fluctuation statistique du bruit de fond, qu'on appelle "p-value".

Méthodologie

La procédure utilisée se base sur la méthode fréquentiste modifiée (notée CL_s) [74] [75]. Pour une hypothèse de masse donnée, on construit tout d'abord la fonction de vraisemblance associée à nos données d sous l'hypothèse de présence d'un bruit de fond b et d'un signal s de force μ (voir eq. 4.1) :

$$\mathcal{L}(d|\mu, \theta) = \mathcal{L}_{fit}[d|\mu s(\theta) + b(\theta)] \cdot p(\tilde{\theta}|\theta) \quad (4.16)$$

$\mathcal{L}_{fit}[d|\mu s(\theta) + b(\theta)]$ correspond à la vraisemblance associée à l'ajustement du spectre de masse invariante di-photon dans les données, d , par une fonction paramétrique incorporant une composante de signal, s , de force μ , et une composante de bruit de fond b , modélisées précédemment.

θ représente les paramètres de nuisance de notre modèle ¹³, $\tilde{\theta}$ étant leur valeur centrale. $p(\tilde{\theta}|\theta)$ correspond à leur fonction de densité de probabilité prise en cette valeur, celle-ci s'obtenant par le produit des fonctions de densité de probabilité associées à chaque paramètre. Les *pdf* choisies sont généralement des fonctions gaussiennes, log-normales ou γ ¹⁴ dont la variance est obtenue à partir de l'incertitude systématique associée au paramètre de nuisance.

A partir de cette fonction de vraisemblance on va tester la compatibilité des données avec les hypothèses d'absence ou de présence d'un signal de force μ . Pour ce faire, on construit un test statistique, appelé rapport de vraisemblance profilé, basé sur la variable :

$$\tilde{q}_\mu = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(d|\mu, \hat{\theta}_\mu)}{\mathcal{L}(d|\hat{\mu}, \hat{\theta})} \quad (4.17)$$

$\hat{\theta}_\mu$ est la valeur des paramètres de nuisance maximisant la fonction de vraisemblance pour une valeur de μ donnée. $\hat{\mu}$ et $\hat{\theta}$ sont les valeurs de μ et θ maximisant globalement la fonction.

On veut connaître la distribution de la variable \tilde{q}_μ sous les hypothèses d'absence et de présence de signal. Pour ce faire, on génère un grand nombre de jeux de pseudo-données correspondant à ces deux hypothèses afin d'en extraire les distributions $f(\tilde{q}_\mu|\mu, \hat{\theta}_\mu^{obs})$ et $f(\tilde{q}_\mu|0, \hat{\theta}_0^{obs})$. On s'attend à ce que $f(\tilde{q}_\mu|\mu, \hat{\theta}_\mu^{obs})$ soit plus proche de 0 que $f(\tilde{q}_\mu|0, \hat{\theta}_0^{obs})$. $\hat{\theta}_\mu^{obs}$ et $\hat{\theta}_0^{obs}$ sont les valeurs des paramètres de nuisance décrivant les données observées, c'est à dire qui maximisent la fonction de vraisemblance, pour les deux hypothèses.

On peut enfin estimer le degré de confiance quant à l'hypothèse d'être en présence de signal et de bruit de fond CL_{s+b} et celle d'être en présence de bruit de fond seul CL_b :

$$CL_{s+b} = P(\tilde{q}_\mu > \tilde{q}_\mu^{obs} | \mu, s+b) = \int_{\tilde{q}_\mu^{obs}}^{\infty} f(\tilde{q}_\mu|\mu, \hat{\theta}_\mu^{obs}) d\tilde{q}_\mu \quad (4.18)$$

$$CL_b = P(\tilde{q}_\mu > \tilde{q}_\mu^{obs} | b) = \int_{\tilde{q}_\mu^{obs}}^{\infty} f(\tilde{q}_\mu|0, \hat{\theta}_0^{obs}) d\tilde{q}_\mu \quad (4.19)$$

avec \tilde{q}_μ^{obs} la valeur de la variable \tilde{q}_μ pour la valeur de μ testée.

Le schéma 4.17 illustre la détermination de ces grandeurs à partir des distributions de \tilde{q}_μ .

On en déduit le degré de confiance CL_s associé à la présence d'un signal de force μ :

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b} \quad (4.20)$$

¹³Ce sont des paramètres qui ne sont pas d'intérêt direct, mais qui conditionnent notre mesure : efficacité d'identification des photons, luminosité, échelle d'énergie de la QCD ...

¹⁴La fonction gaussienne est le choix le plus général. La fonction log-normale est utilisée pour des observables positives avec de fortes incertitudes systématiques. La fonction γ est utilisée pour des observables correspondant à un nombre d'événements.

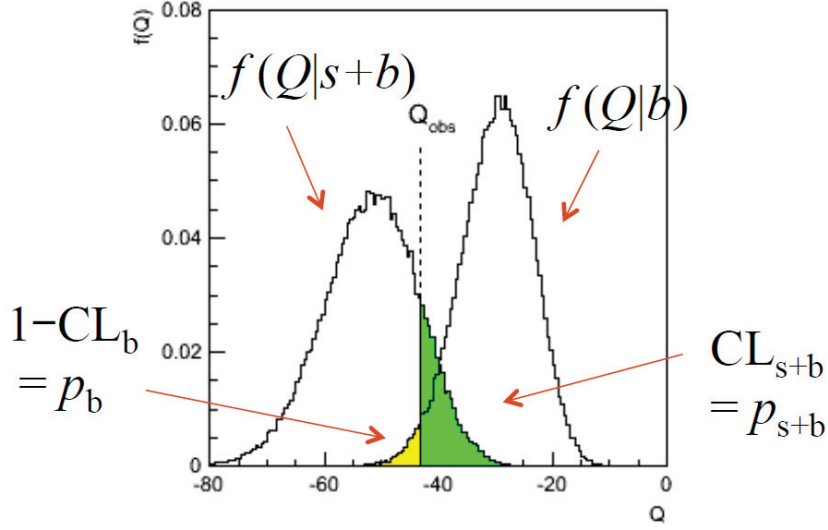


FIG. 4.17: Distributions de \tilde{q}_μ (ici notée Q) sous les hypothèses d'absence et de présence de signal, et détermination de CL_{s+b} et CL_b (schéma illustratif tiré de [76]).

On peut ensuite déterminer la valeur de μ , notée $\mu^{95\%CL}$, telle que $CL_s=0.05$. On peut ainsi placer des limites d'exclusion observées sur le produit de la section efficace de production d'un second boson de Higgs de masse par son rapport d'embranchement en deux photons :

$$\sigma_{prod}(h) \times BR(h \rightarrow \gamma\gamma) < \mu^{95\%CL} \times \sigma_{prod}(h_{SM}) \times BR(h_{SM} \rightarrow \gamma\gamma) \times (\epsilon A)^{-1} \quad (4.21)$$

où ϵA est le produit de l'efficacité par l'acceptance de notre analyse.

On peut comparer ces limites d'exclusion observées avec les limites d'exclusion attendues en absence de signal. Pour ce faire, on génère des jeux de pseudo-données correspondant à l'hypothèse d'absence de signal, et l'on calcule la valeur médiane de $\mu^{95\%CL}$. De plus, on peut calculer des bandes d'incertitudes à $\pm 1\sigma$ et $\pm 2\sigma$ associées à cette limite attendue, correspondant aux intervalles de $\mu^{95\%CL}$ contenant 68% et 95% des valeurs.

Enfin, dans le cas d'un excès d'événements dans les données, on estime également le degré de confiance associé à la présence d'un signal par une grandeur appelée "p-value". Celle-ci correspond à la probabilité qu'une fluctuation statistique du bruit de fond reproduise un excès au moins supérieur à celui observé ¹⁵. Plus celle-ci est faible, plus l'hypothèse de présence de signal devient nécessaire pour expliquer les observations.

¹⁵On parle ici de p-value "locale", qui quantifie la probabilité d'avoir un excès pour une hypothèse de masse donnée. Par ailleurs, il existe une p-value "globale", qui quantifie la probabilité d'avoir un excès sur tout l'intervalle de masse considéré.

Pour calculer la p-value, on définit tout d'abord la variable suivante :

$$q_0 = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(d|0, \hat{\theta}_0)}{\mathcal{L}(d|\hat{\mu}, \hat{\theta})} \quad (4.22)$$

A partir d'un jeu de pseudo-données correspondant à une hypothèse d'absence de signal, on déduit la distribution de cette variable $f(q_0|0, \hat{\theta}_0^{obs})$. La p-value est ensuite définie selon :

$$p_0 = P(q_0 > q_0^{obs}) = \int_{q_0^{obs}}^{\infty} f(q_0|0, \hat{\theta}_0^{obs}) dq_0 \quad (4.23)$$

On a coutume de la convertir en significance Z , exprimée en σ , par correspondance avec la loi gaussienne :

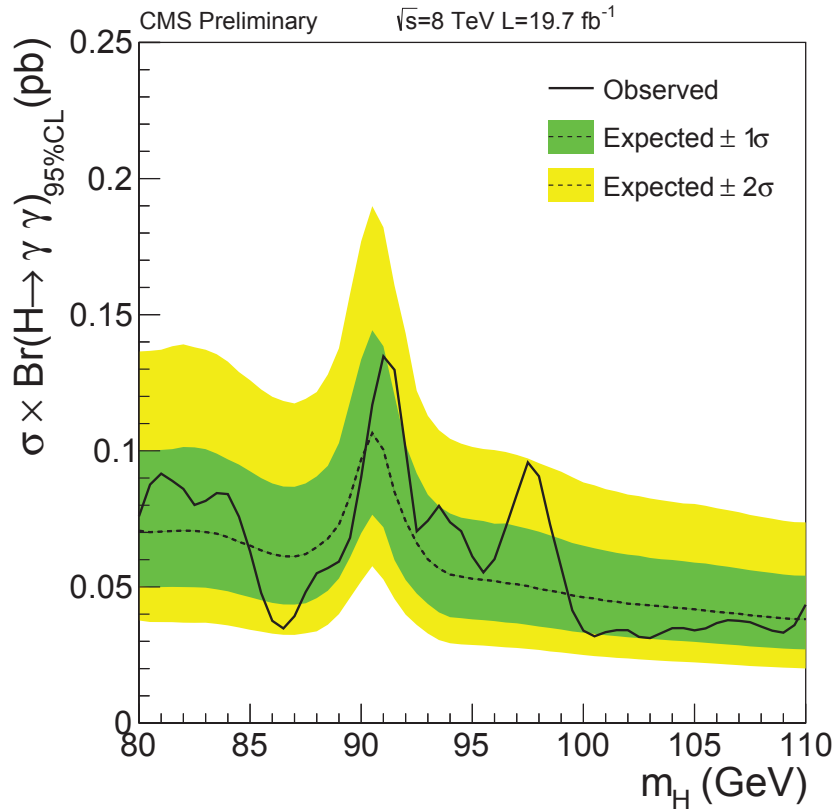
$$p_0 = \int_Z^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2}} dx \quad (4.24)$$

On peut également calculer la p-value attendue en présence de signal à partir de jeu de pseudo-données générées sous cette hypothèse.

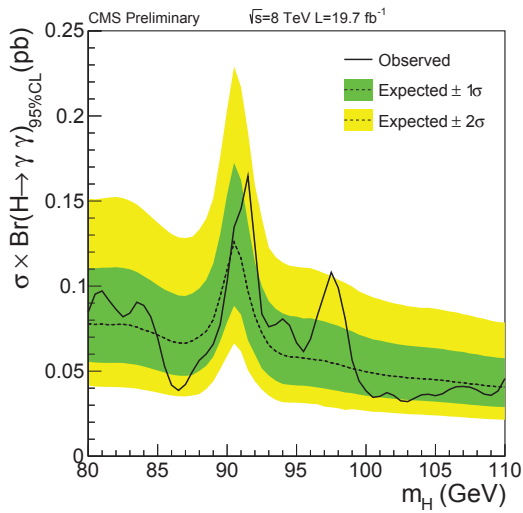
Résultats

La figure 4.18a présente les limites d'exclusion observées et attendues sur le produit de la section efficace de production d'un second boson de Higgs par son rapport d'embranchement en deux photons, en fonction de sa masse. Les bandes jaune et verte représentent les incertitudes à $\pm 1\sigma$ et $\pm 2\sigma$ associées à la limite d'exclusion attendue. On voit que la limite observée est compatible avec la limite attendue, ce qui signifie qu'il n'y a pas d'excès significatif d'événements dans nos données. On obtient une limite d'exclusion de 75 fb (ce qui correspond à une force de signal de 1.6) pour une hypothèse de masse de 80 GeV et une limite de 42 fb (force de signal de 0.9) pour une masse de 110 GeV. On voit que la sensibilité de notre analyse est dégradée autour de 91 GeV, due à la présence d'incertitudes systématiques sur la modélisation de la composante Drell-Yan de notre bruit de fond. Le plus grand excès d'événements observé correspond à une hypothèse de masse de 97.5 GeV. On présente également sur les figures 4.18b et 4.18c les limites d'exclusion pour les modes de production ggh et tth combinés ainsi que pour les modes VBF et Vh combinés. On en tire la même conclusion que précédemment : aucun excès significatif n'est observé.

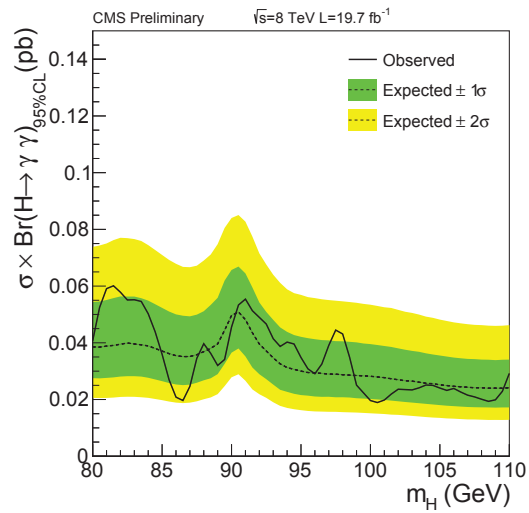
La figure 4.19a présente la p-value locale observée. Elle indique en outre la p-value locale attendue en présence d'un second boson de Higgs de force du signal équivalente à celle qu'on obtiendrait dans le cas du Modèle Standard. On voit que le plus grand excès d'événements à 97.5 GeV correspond à une p-value de 1.9σ , ce qui n'est pas significatif. Cela motive toutefois la poursuite de l'analyse avec les données du Run 2, afin de voir si cet excès est toujours présent. On présente également sur les figures 4.19b et 4.19c les valeurs-p observées et attendues pour les modes de production $ggh + tth$ ainsi que pour les modes $VBF + Vh$. On ne voit pas non plus d'excès significatif, le plus fort excès à 97.5 GeV présentant une p-value de 2.1σ pour la combinaison des modes ggh et tth .



(a) Tous modes de production

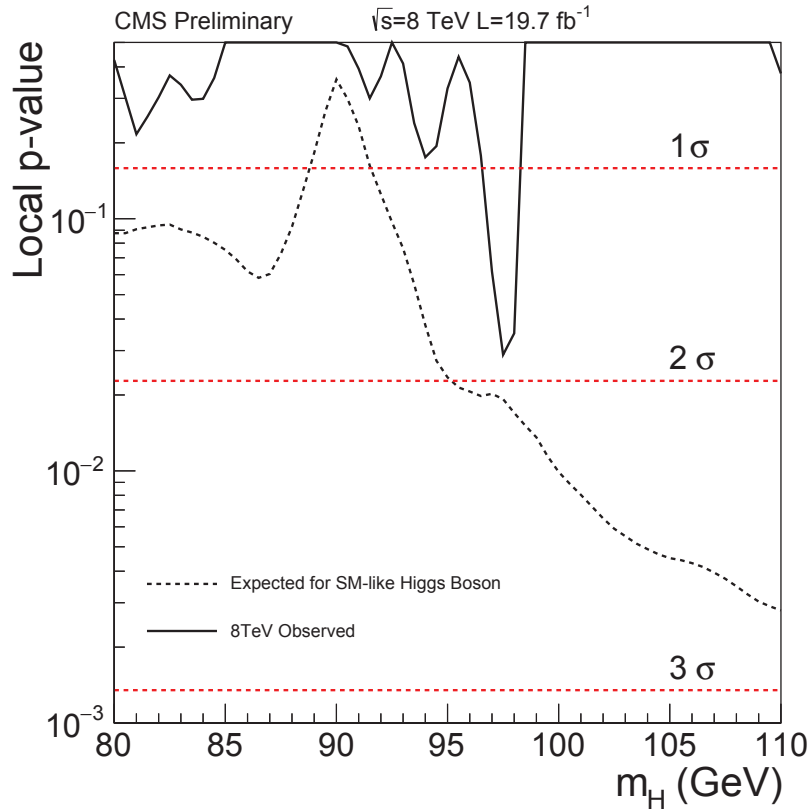


(b) Modes de production ggH et ttH

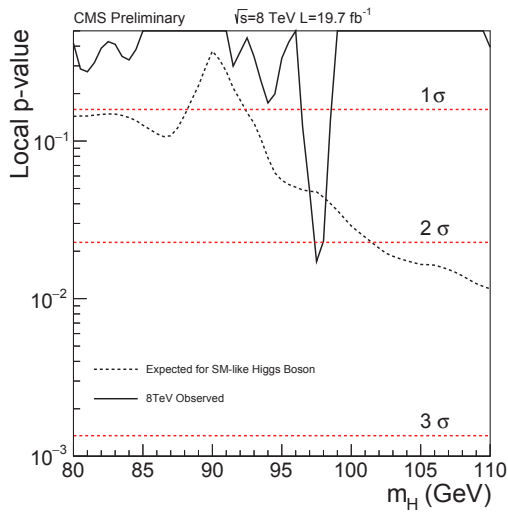


(c) Modes de production VBF et VH

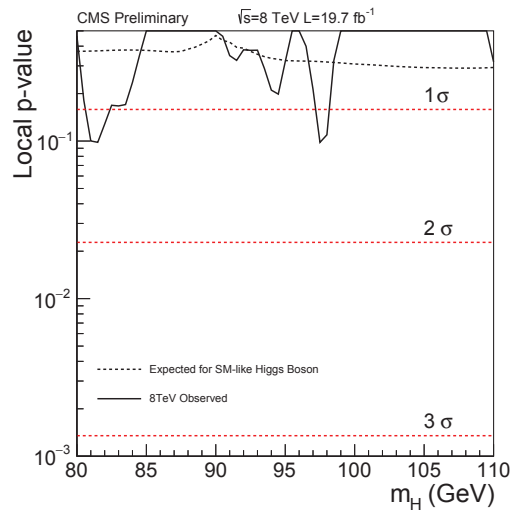
FIG. 4.18: Limites d'exclusion attendues et observées sur le produit de la section efficace par le rapport d'embranchement pour un boson de Higgs supplémentaire se désintégrant en deux photons.



(a) Tous modes de production



(b) Modes de production ggH et ttH



(c) Modes de production VBF et VH

FIG. 4.19: P-value locale attendue et observée en fonction de la masse d'un boson de Higgs supplémentaire se désintégrant en deux photons.

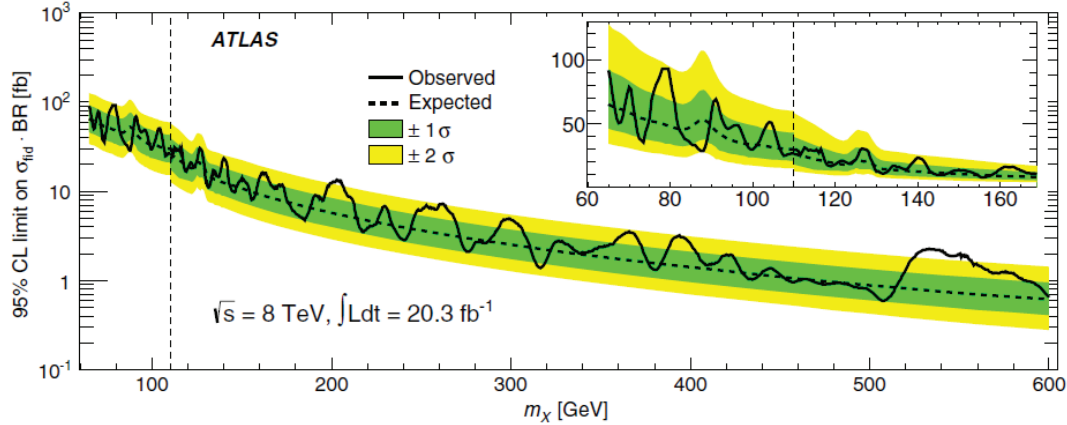


FIG. 4.20: Limites d'exclusion attendues et observées par la collaboration ATLAS sur le produit de la section efficace fiducielle par le rapport d'embranchement pour un boson de Higgs supplémentaire se désintégrant en deux photons [77].

Comparaison avec les résultats de ATLAS

On peut pour finir comparer les résultats précédents avec ceux obtenus par l'analyse équivalente effectuée par la collaboration ATLAS avec les données du Run 1 [77]. La figure 2.8 présente ainsi les limites obtenues par cette analyse sur le produit de la section efficace fiducielle ¹⁶ par le rapport d'embranchement en deux photons, pour un boson de Higgs supplémentaire de masse entre 65 et 600 GeV. On voit que cette analyse ne met en évidence aucun excès significatif d'événement dans les données. En particulier, aucun excès n'est observé autour d'une masse de 97.5 GeV.

4.2.7 Interprétation

On interprète les résultats obtenus dans le cadre des 2HDM de type I. On s'appuie sur les travaux présentés dans [65].

Tout d'abord, des points correspondant à diverses valeurs des paramètres du 2HDM de type I, respectant l'ensemble des contraintes théoriques et expérimentales, sont générés comme dans la section 4.1.2. Les intervalles de variation des paramètres sont indiqués dans le tableau 4.9. Ces intervalles correspondent aux régions de l'espace des paramètres permettant d'avoir une forte section efficace de production du scalaire h multiplié par son rapport d'embranchement en deux photons, $\sigma_{tot} \times BR(h \rightarrow \gamma\gamma)$. Ils ont été déterminés à l'issue de l'étude présentée dans la section 4.1.2.

On compare alors les valeurs prédites pour $\sigma_{tot} \times BR(h \rightarrow \gamma\gamma)$ aux limites d'exclusion obtenues par notre analyse. La figure 4.21a montre la comparaison pour les modes de

¹⁶Une comparaison directe des sensibilités n'est donc pas possible.

production ggh et tth, tandis que la figure 4.21b montre la comparaison pour les modes de production VBF et Vh. On voit que la luminosité collectée au Run 1 est insuffisante pour que notre analyse présente une sensibilité aux modes de productions ggh et tth. En revanche, notre analyse est assez sensible pour commencer à sonder l'existence du boson scalaire h en considérant les modes de production VBF et Vh.

En effet, on exclut les points du 2HDM de type I au dessus de la courbe d'exclusion de la figure 4.21b. On peut ensuite contraindre l'espace des paramètres des 2HDM de type I en déterminant à quelle région de l'espace des paramètres correspondent les points exclus. Ainsi, les figures 4.22 montrent en violet la valeur de $\tan\beta$ en fonction de m_h et $\sin(\beta - \alpha)$ pour les points passant l'ensemble des contraintes théoriques et expérimentales (présentées au paragraphe 4.1.2). En outre, on indique en orange les points qui sont exclus par notre analyse. Les régions correspondantes dans les plans $(\tan\beta, m_h)$ et $(\tan\beta, \sin(\beta - \alpha))$ peuvent être alors également exclues.

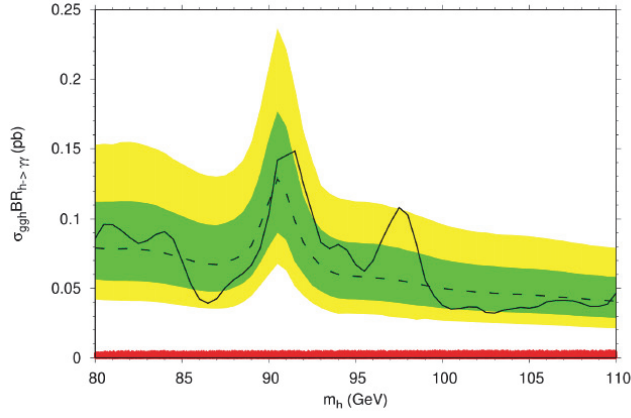
En conclusion, notre analyse a atteint une sensibilité suffisante pour commencer à sonder l'existence des 2HDM de type I. Une hausse de la sensibilité lors du Run 2, par l'accumulation de statistique et perfectionnement des éléments de l'analyse, permettra de sonder une plus large région de l'espace des paramètres du modèle.

m_h	m_H	m_A	m_{H^\pm}	$\sin(\beta - \alpha)$	$\tan\beta$	m_{12}^2
[80,110]	125	[60,650]	[60,650]	[-0.3,-0.05]	[2,12]	[-100 ² ,100 ²]

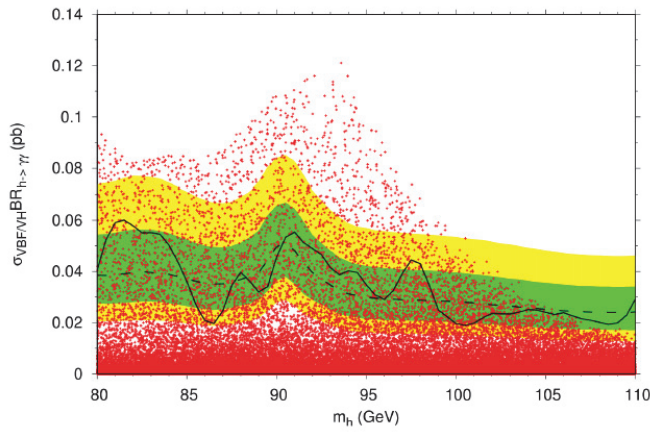
TAB. 4.9: Intervalles de variation des paramètres du 2HDM. Les valeurs des masses sont indiquées en GeV. [65]

4.3 Analyse Run 2

La recherche d'un boson de Higgs supplémentaire de basse masse est poursuivie avec les données collectées par CMS lors du Run 2 du LHC. L'analyse va bénéficier de la hausse de l'énergie dans le centre de masse de l'accélérateur, passant de 8 TeV à 13 TeV dans un premier temps. Cette hausse se répercute sur la section efficace de production d'un boson de Higgs. Par exemple, pour un boson de Higgs standard à 125 GeV, la section efficace doit augmenter environ d'un facteur 2 pour les modes de production ggH, VBF et VH, et d'environ un facteur 4 pour le mode de production ttH. La luminosité intégrée va également augmenter plus rapidement que lors du Run 1, du fait de la hausse de la fréquence de collision, passant à 25 ns⁻¹, et de la luminosité instantanée. Ces facteurs permettront d'obtenir rapidement une sensibilité supérieure à celle obtenue avec l'analyse du Run 1. Ainsi, de plus vastes régions de l'espace des paramètres de modèles au delà du Modèle Standard pourront être explorées, et le léger excès observé dans les données du Run 1 autour de 98 GeV pourra être confirmé ou infirmé. Enfin, notre recherche va bénéficier de diverses améliorations dans la chaîne d'analyse qui seront détaillées dans les sections suivantes.

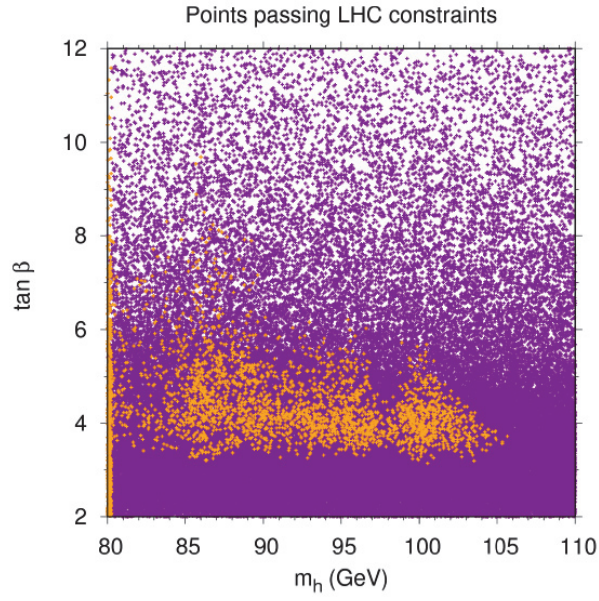


(a) gg h+tt h

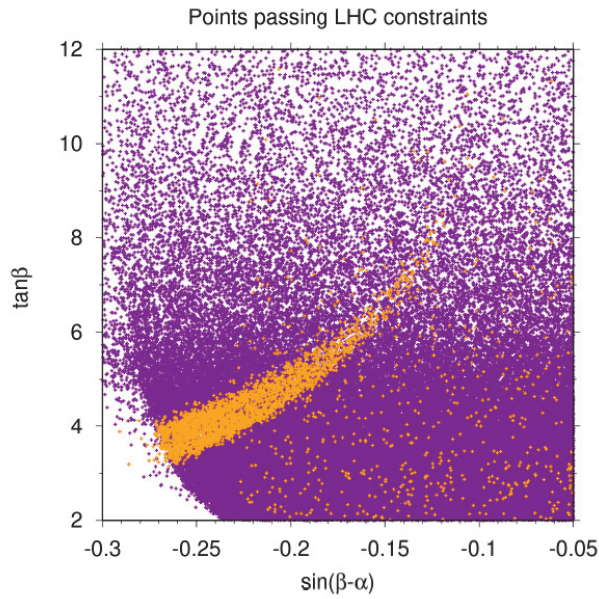


(b) VBF+Vh

FIG. 4.21: Contraintes sur le produit de la section efficace par le rapport d'embranchement d'un boson de Higgs léger se désintégrant en deux photons en fonction de sa masse dans le cadre des 2HDM de type I. Comparaison avec les limites d'exclusion observées de l'analyse de recherche $h \rightarrow \gamma\gamma$ à basse-masse. En haut : modes de production gg h et tt h. En bas : modes de production VBF et Vh. [65]



(a) $(\tan \beta, m_h)$



(b) $(\tan \beta, \sin(\beta - \alpha))$

FIG. 4.22: Contraintes sur différents paramètres des 2HDM de type I. En violet : Points passant les contraintes du LEP et du LHC. En orange : Points passant les contraintes du LEP et du LHC et exclus par notre recherche $h \rightarrow \gamma\gamma$ à basse-masse au Run 1 ($L=19.7 \text{ fb}^{-1}$, $\sqrt{s}=8 \text{ TeV}$). [65]

Nous allons présenter dans cette partie une analyse effectuée avec les premières données du Run 2, collectées au cours de l'année 2015. L'accélérateur et le détecteur CMS étant en phase de reprise au cours de cette année, seule une luminosité intégrée de 2.7 fb^{-1} a été collectée. La sensibilité de l'analyse ne peut donc pas égaler celle du Run 1 en traitant ce jeu de données. Ce travail permet toutefois de mettre en place les divers éléments de l'analyse ¹⁷, d'intégrer de premières améliorations, et d'obtenir des résultats préliminaires.

4.3.1 Déclenchement

Une amélioration majeure pour l'analyse du Run 2 est la mise en place de chemins de déclenchement spécifiques pour la recherche à basse masse. Ainsi, notre analyse utilise les deux chemins HLT suivants ¹⁸ :

- *HLT_Diphoton30EB_18EB_R9Id_OR_IsoCaloId_AND_HE10p0_R9Id_DoublePixelVeto_Mass55*
- *HLT_Diphoton30_18_R9Id_AND_IsoCaloId_AND_HE10p0_R9Id_DoublePixelVeto_Mass55*

ce qui correspond à :

- des coupures asymétriques sur l'impulsion transverse des photons à 30 GeV et 18 GeV,
- des coupures lâches sur les variables R_9 , $\sigma_{i\eta i\eta}$, H/E , I_γ , I_{track} ,
- l'application du véto pixel pour les deux photons,
- une coupure en masse invariante de 55 GeV (contre 70 GeV pour le Run 1).

De plus, on peut noter que chaque chemin a une spécificité, mise en place pour ne pas excéder le taux d'événements accordé à notre analyse. Le premier chemin ne s'applique que pour les photons du tonneau. Le deuxième s'applique pour tous les photons, mais présente une logique "AND" au lieu de "OR" pour le premier. Cela signifie que nos chemins de déclenchement sélectionnent les photons des bouchons de façon plus stricte que ceux du tonneau. Cette décision est motivée par le fait que le bruit de fond est plus important vers l'avant du détecteur et que les photons y sont mal reconstruits, le tout résultant en une faible sensibilité attendue dans cette partie du détecteur.

4.3.2 Reconstruction des événements

Photons

Nous avons vu dans le chapitre 3 les éléments de la reconstruction des photons. Les principales différences par rapport au Run 1 sont :

- Utilisation des clusters "PF" et des super-clusters "moustache" et "raffinés" (voir sec.3.1.1),
- L'amplitude du signal mesuré par chaque cristal est corrigée des effets de l'empilement hors-temps par la méthode du "multifit" (voir sec.3.1.3),

¹⁷Notamment la migration de ces éléments dans la nouvelle plateforme logicielle de CMS pour la recherche de bosons de Higgs dans le canal di-photon, *flashgg*.

¹⁸déclenchés par le chemin L1 correspondant à 2 objets électromagnétiques d'impulsion transverse supérieure à 22 et 10 GeV.

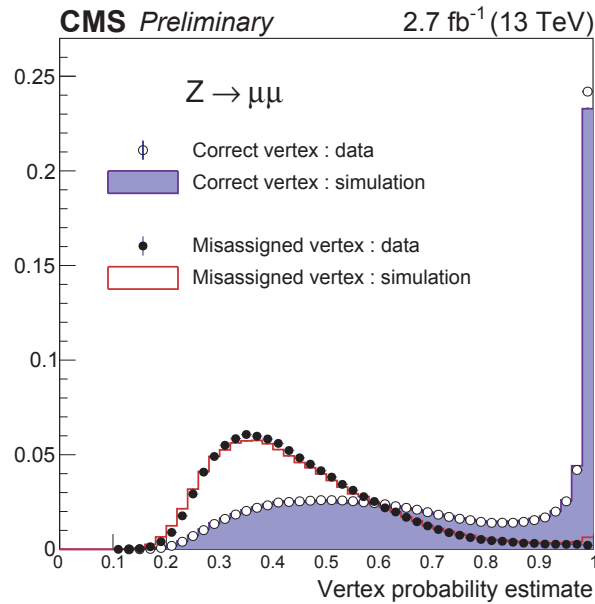


FIG. 4.23: Probabilité d'identification du vertex pour des vertex correctement identifiés et faussement identifiés. On utilise les données et la simulation correspondant à des événements $Z \rightarrow \mu\mu$. [68]

- Le jeu de variables d'entrée utilisé dans la méthode de la régression contient des variables de position "absolues" pour ne pas dégrader la performance de la méthode en cas de mauvais alignement de l'ECAL.

Vertex

La méthode d'identification du vertex n'a pas changé par rapport au Run 1 (voir sec.4.2.2). Les deux BDT ont été ré-entraînés avec des échantillons $H \rightarrow \gamma\gamma$ correspondant aux conditions 2015. L'efficacité d'identification du vertex a été mesurée à 83%, ce qui est légèrement supérieur à l'efficacité obtenue lors du Run 1, ceci s'expliquant notamment par le plus faible empilement obtenu au cours de l'année 2015 (voir tab. 2.2). La performance du BDT de probabilité d'identification du vertex, testée sur des événements $Z \rightarrow \mu\mu$, est présentée sur la figure 4.23.

4.3.3 Sélection et catégorisation

Pré-sélection des photons

La pré-sélection de notre analyse a été modifiée par rapport au Run 1, étant donné que l'on utilise de nouveaux chemins de déclenchement.

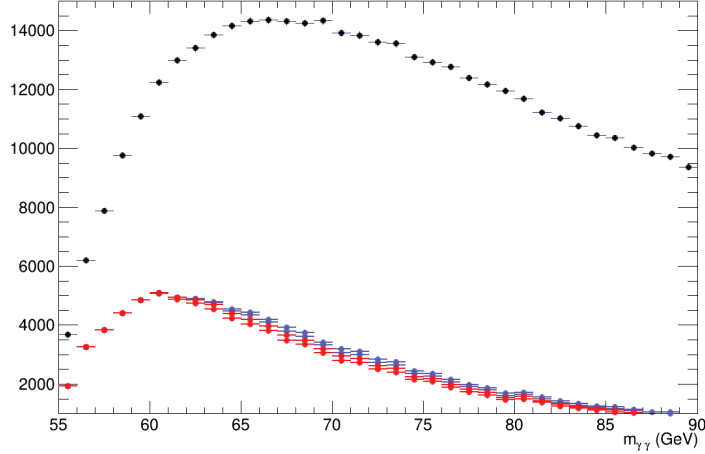


FIG. 4.24: Spectre de masse invariante di-photon obtenu pour différents jeux de coupures cinématiques. En noir : pas de coupures. En rouge : $p_{T,1}/m_{\gamma\gamma} > 0.49$, $p_{T,2}/m_{\gamma\gamma} > 0.3$ et $p_{T,1}/m_{\gamma\gamma} > 0.48$, $p_{T,2}/m_{\gamma\gamma} > 0.3$. En bleu : $p_{T,1}/m_{\gamma\gamma} > 0.47$, $p_{T,2}/m_{\gamma\gamma} > 0.3$ et $p_{T,1}/m_{\gamma\gamma} > 0.46$, $p_{T,2}/m_{\gamma\gamma} > 0.3$.

Tout d'abord, les coupures de pré-sélection appliquées sur les photons individuels sont indiquées dans le tableau 4.3.3. On voit qu'il a fallu distinguer le cas où les deux photons sont dans le tonneau du cas où au moins un photon est dans les bouchons, afin de correspondre à nos deux chemins de déclenchement.

		$H/E <$	$\sigma_{\text{ini}\eta} <$	$R_9 >$	$I_\gamma <$	$I_{\text{track}} <$
deux photons dans l'EB	$R_9 > 0.85$	0.08	-	-	-	-
	$R_9 < 0.85$	0.08	0.015	-	4 GeV	6 GeV
au moins 1 photon dans l'EE	EB	0.08	0.015	0.85	4 GeV	6 GeV
	EE	0.08	0.035	0.9	4 GeV	6 GeV

On choisit ensuite les coupures cinématiques sur l'impulsion transverse des photons divisée par la masse invariante di-photon. Pour rappel, ces coupures servent à réduire les effets d'allumage du système de déclenchement et à repousser la borne inférieure de l'analyse à plus basse masse. La figure 4.24 montre le spectre di-photon de notre analyse après pré-sélection, sans et avec différentes coupures sur $p_{T,1,2}/m_{\gamma\gamma}$. On voit que plus ces coupures sont serrées, plus le spectre est décalé vers les basses masses, ce qui permet de diminuer la borne inférieure de l'analyse. Cependant des coupures serrées entraînent une baisse d'efficacité de sélection du signal.

Ainsi, dans un premier temps, nous avons opté pour une approche conservative, en utilisant des coupures cinématiques relativement lâches :

$$p_{T,1}/m_{\gamma\gamma} > 0.46 \quad \text{et} \quad p_{T,2}/m_{\gamma\gamma} > 0.30 \quad (4.25)$$

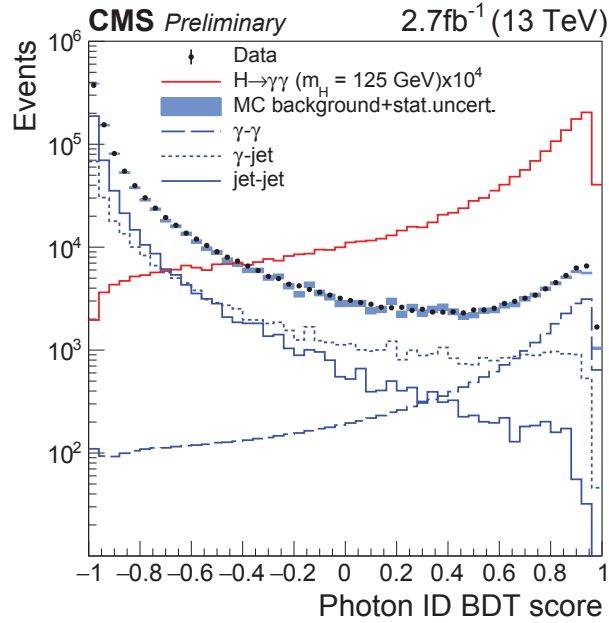


FIG. 4.25: Score du BDT d'identification des photons pour des photons prompts et des faux photons, pour les données et la simulation.[68]

Avec ce jeu de coupures, on observe que l'on obtient un spectre régulier, débarrassé des effets d'allumage, à partir de 65 GeV environ. Cela fixe au final la borne inférieure de notre recherche à 70 GeV, une fenêtre supplémentaire de 5 GeV étant nécessaire pour modéliser correctement le bruit de fond continu. On note que $0.46 \simeq 32/70$ et $0.3 \simeq 21/70$: ces coupures permettent donc bien de sélectionner un espace des phases contenu dans celui du système de déclenchement.

Pour le futur, une stratégie pour réduire la borne inférieure de la recherche jusqu'à 65 GeV serait d'appliquer des coupures cinématiques plus serrées, permettant d'obtenir un spectre régulier à partir de 62 GeV environ, et de réduire la fenêtre nécessaire à l'ajustement du bruit de fond de 5 à 3 GeV.

Sélection des photons

La méthode d'identification des photons n'a pas changé par rapport au Run 1 (voir sec.4.2.3). Le Photon ID a été ré-entraîné avec des échantillons γ +jet correspondant aux conditions 2015. La performance de ce BDT est présentée sur la figure 4.25. Une coupure lâche de -0.09 est appliquée sur la sortie du Photon ID, afin de supprimer une partie du continuum di-photon.

La méthode du Photon ID est héritée de l'analyse standard [68], ainsi lors de l'entraînement du BDT la pré-sélection de l'analyse standard, ainsi qu'une coupure $m_{\gamma\gamma} > 80$ GeV

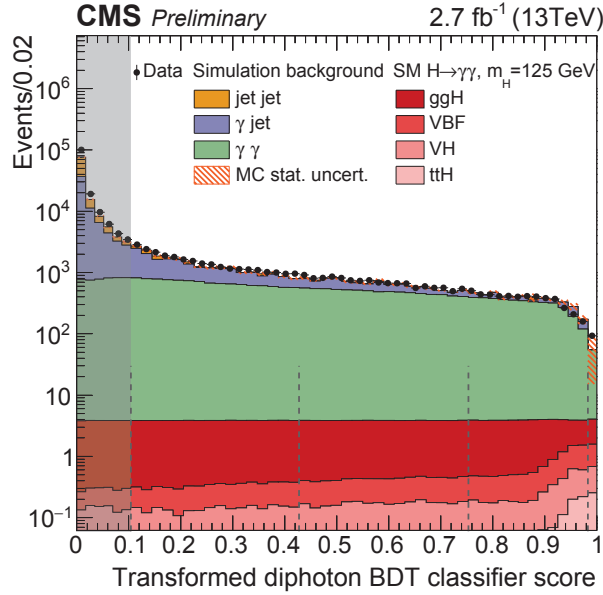


FIG. 4.26: Score transformé du BDT de classification des paires di-photons, pour des événements correspondant au signal et au bruit de fond, pour les données et la simulation. Les frontières indiquées correspondent aux catégories de l’analyse standard. [68].

sont appliquées. Une amélioration possible pour le futur est donc de ré-entraîner le BDT en appliquant notre pré-sélection, et en supprimant la coupure $m_{\gamma\gamma} > 80$ GeV. Bien que le Photon ID est supposé peu dépendant de la masse, cela pourrait améliorer légèrement sa performance.

Catégorisation des événements

Tout d’abord, on construit trois catégories inclusives en utilisant le classificateur BDT di-photon, comme pour le Run 1 (voir sec.4.2.3). Ce BDT a été ré-entraîné avec des échantillons correspondant aux conditions 2015. Sa performance est illustrée sur la figure 4.26. Les coupures choisies pour définir nos trois catégories sont indiquées dans le tableau

catégorie	0	1	2
coupure inférieure	0.753	0.428	0.104

TAB. 4.10: Valeur des coupures sur le score transformé du BDT de classification des paires di-photons pour chaque catégorie d’analyse.

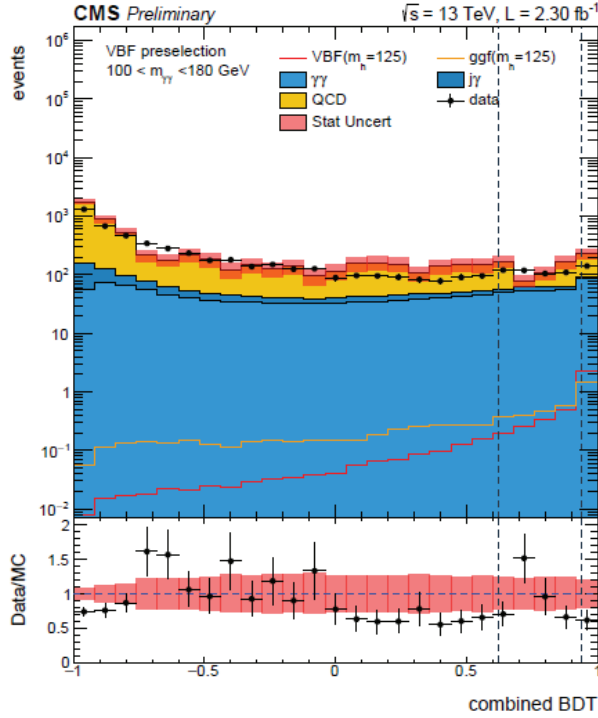


FIG. 4.27: Score du BDT combiné pour la catégorie VBF, pour des événements correspondant au signal et au bruit de fond, pour les données et la simulation. Les frontières indiquées correspondent aux catégories de l'analyse standard. [68].

4.10.

Une nouveauté est qu'on souhaite ajouter une catégorie spécifique au mode de production VBF. En effet, nous avons vu dans la section 4.2.7 que notre analyse pourrait être sensible à un boson de Higgs de basse masse produit par le mode de production VBF dans le cadre des 2HDM de type I. L'ajout d'une catégorie spécifique augmente donc la sensibilité pour ce mode. Pour bâtir cette catégorie, on utilise deux BDT. Cette méthode est héritée de l'analyse standard [68].

La signature associée au mode de production VBF est une paire de jets présentant une large séparation en η . Ainsi, le premier BDT utilisé, appelé DiJetMVA, a pour but d'identifier les événements di-photons contenant en outre une paire de jets compatible avec le mode de production VBF. Tout d'abord, des coupures de pré-sélection sont appliquées sur l'impulsion transverse des jets et leur masse invariante :

- $p_T^{j_1} > 30 \text{ GeV}$, $p_T^{j_2} > 20 \text{ GeV}$
- $M_{jj} > 250 \text{ GeV}$

Ensuite, le DiJetMVA est entraîné sur des événements VBF et des événements de bruit de fond standard avec les variables d'entrée suivantes :

- $p_T^{\gamma_1}/m_{\gamma\gamma}, p_T^{\gamma_2}/m_{\gamma\gamma}$
- $p_T^{j_1}/m_{\gamma\gamma}, p_T^{j_2}/m_{\gamma\gamma}$
- M_{jj}
- $\Delta\eta_{j,j}$
- $\Delta\phi_{jj,\gamma\gamma}$
- variable de Zeppenfeld : $Z = \eta_{\gamma\gamma} - \frac{\eta_{j_1} + \eta_{j_2}}{2}$

Ensuite, on construit un nouveau BDT prenant en entrée la sortie du DiJetMVA, la sortie du DiPhotonBDT et les variables $p_T^{\gamma_{1,2}}/m_{\gamma\gamma}$ (pour les corrélations). Ainsi, ce BDT, appelé MVA combiné, exploite toutes les informations relatives au mode de production VBF et la désintégration en deux photons. Sa performance est illustrée sur la figure 4.27. On applique une coupure inférieure de 0.62 sur la sortie du MVA combiné pour construire notre catégorie VBF.

Comme pour le PhotonID, une amélioration possible pour le futur est de ré-entraîner les BDT en utilisant notre pré-sélection et notre gamme de masse, et de ré-optimiser les coupures des catégories. De plus, avec l'accumulation de la statistique, on pourra rajouter des catégories inclusives et construire des catégories spécifiques aux modes VH et ttH.

4.3.4 Modèle du signal et du bruit de fond

Modèle du signal

Pour modéliser le signal, on utilise la même méthode que pour le Run 1 (voir sec. 4.2.4). On utilise des échantillons $H \rightarrow \gamma\gamma$ standard, avec des masses allant de 70 à 110 GeV, par pas de 10 GeV. On considère seulement les modes de production ggH et VBF¹⁹.

Le modèle du signal pour chaque catégorie, pour une masse de boson de Higgs $m_H=100$ GeV est présenté sur la figure 4.28. Une résolution effective en masse de 0.99 GeV est obtenue pour la catégorie 0 tandis qu'une valeur de 2.65 GeV est obtenue pour la catégorie 2. Le modèle du signal en fonction de la masse, avant et après interpolation, est présenté sur les figures 4.29a et 4.29b. Enfin, le produit de l'efficacité par l'acceptance en fonction de la masse du boson de Higgs est présenté sur la figure 4.30. On observe qu'il varie de 21% à 23% environ. Il est donc plus faible que pour le Run 1, ceci s'expliquant par les coupures plus strictes utilisées dans le déclenchement et la pré-sélection afin de pouvoir étendre la recherche à plus basse masse.

Modèle du bruit de fond

Pour modéliser la composante Drell-Yan du bruit de fond, on utilise la même méthode que pour le Run 1 (voir sec. 4.2.4). Les modèles obtenus après ajustement sont présentés sur la figure 4.31. Les valeurs des paramètres de la fonction sont indiquées dans le tableau 4.11.

¹⁹Tous les échantillons VH et ttH n'étant pas encore disponibles à basse masse.

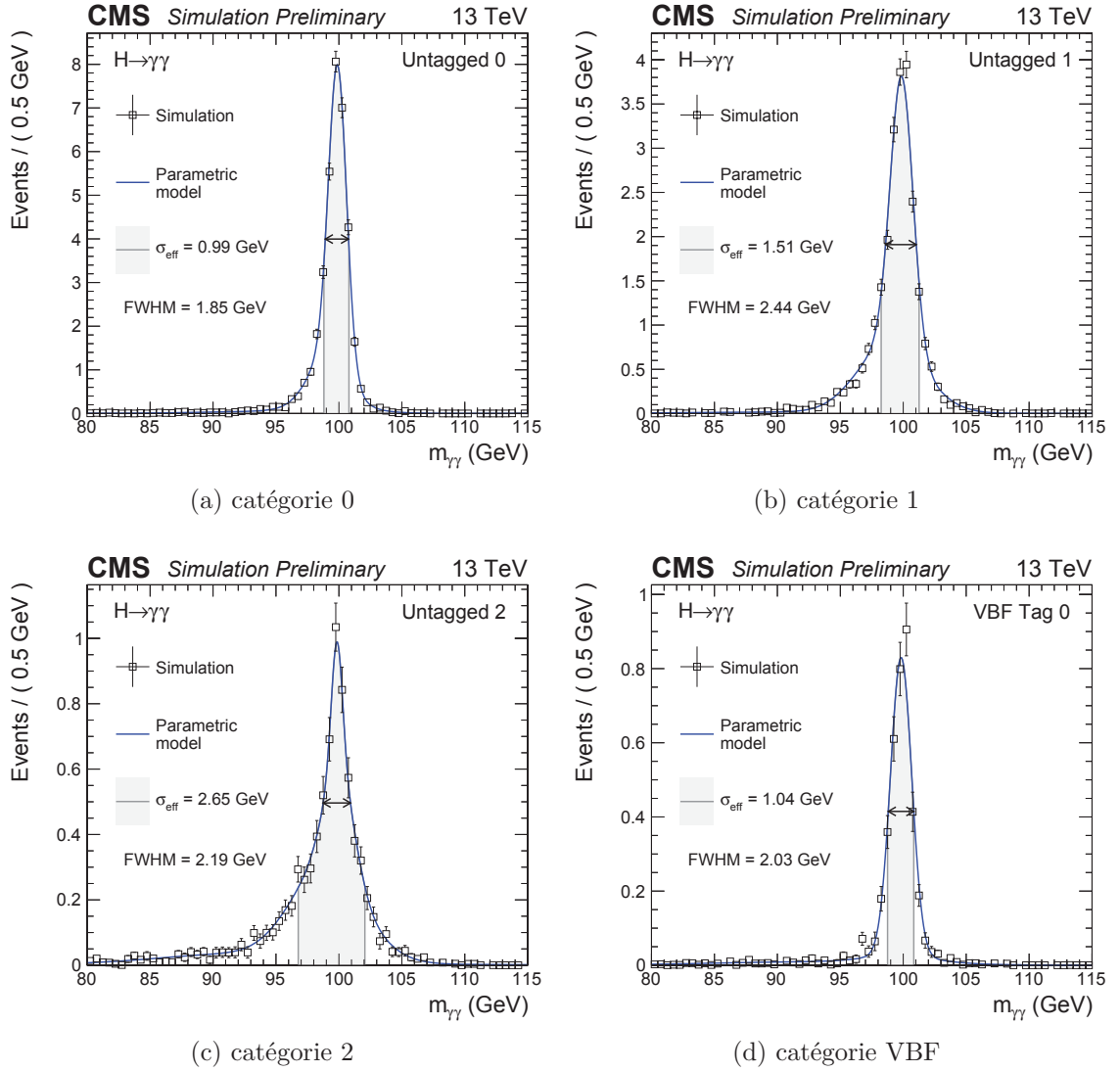
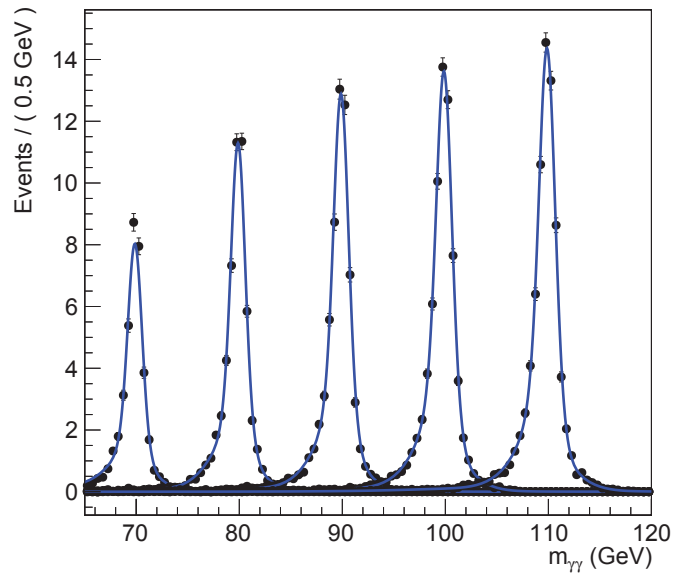
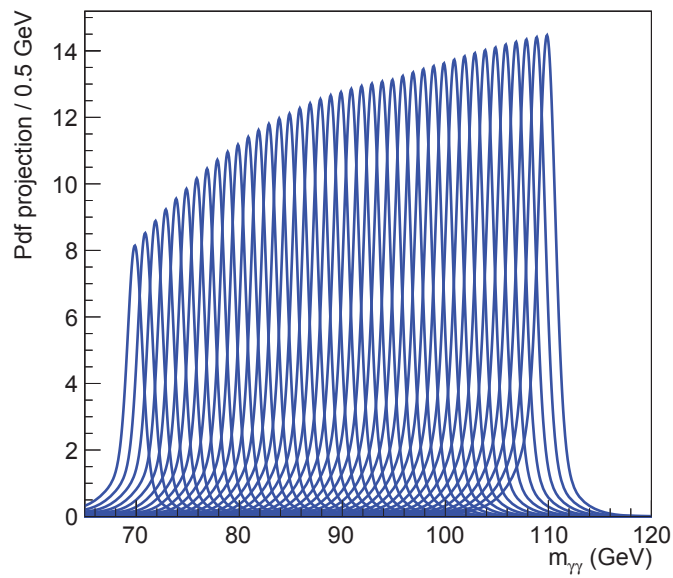


FIG. 4.28: Modèle du signal pour un boson de Higgs de 100 GeV, pour chaque catégorie d'analyse. On représente ici la somme des modèles obtenus pour les 2 modes de production.



(a) Ajustements



(b) Interpolation

FIG. 4.29: Modèle du signal ajusté et interpolé pour différents points de masse du boson de Higgs entre 70 et 110 GeV. On représente ici la somme des modèles obtenus pour les 4 catégories d'analyse et les 2 modes de production.

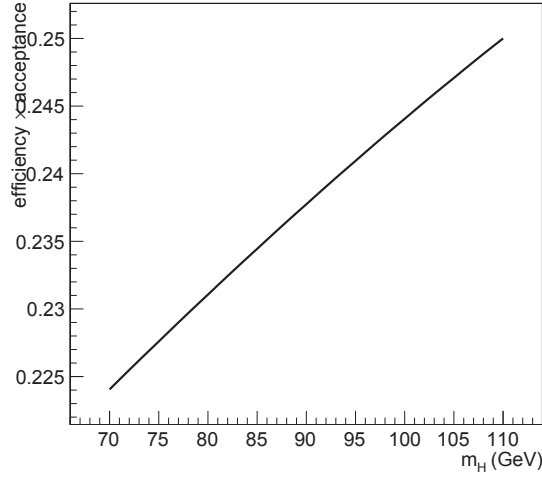


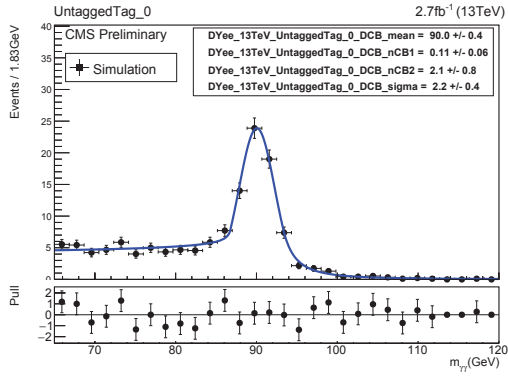
FIG. 4.30: Efficacité \times acceptation du signal en fonction de la masse du boson de Higgs

Comme pour le Run 1, la fraction de la fonction double-sided Crystal-Ball est laissée libre par la suite. Une alternative envisageable pour le futur est de fixer la valeur de cette fraction, ce qui nécessite une connaissance précise du taux de fausse identification des électrons en photons, et donc de l'efficacité du véto pixel et des corrélations entre deux véto au sein du détecteur a pixels pour un même événement.

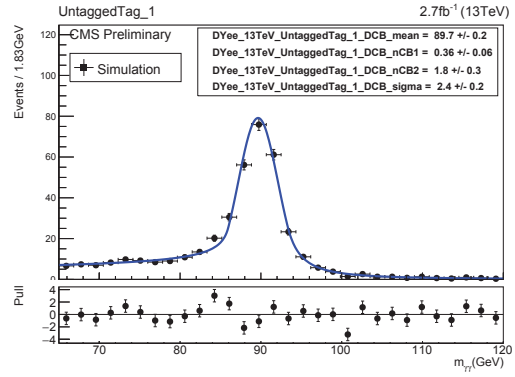
Enfin, pour obtenir le modèle final du bruit de fond, c'est à dire la somme de la composante continuum et de la composante Drell-Yan, une nouvelle méthode est utilisée, appelée méthode de profilage discret, ou "méthode de l'enveloppe". Elle est présentée en détails dans [78]. Le but est d'utiliser non pas une fonction mais un ensemble de fonctions pour modéliser le bruit de fond. Cet ensemble de fonctions est appelé enveloppe. En effet, la bonne fonction d'ajustement n'est pas connue a priori. Ainsi, le choix de la fonction d'ajustement au sein de l'enveloppe est traitée comme un paramètre de nuisance lors de

catégorie	μ	σ	n_L	n_R	α_L	α_R
0	90.0 ± 0.4	2.2 ± 0.4	0.11 ± 0.06	2.1 ± 0.8	1.5	1.5
1	89.7 ± 0.2	2.4 ± 0.2	0.36 ± 0.06	1.8 ± 0.3	1.5	1.5
2	89.1 ± 0.2	3.0 ± 0.2	0.49 ± 0.07	1.6 ± 0.3	1.5	1.8
VBF	90 ± 2	3 ± 2	0.0 ± 0.4	1 ± 2	2	2

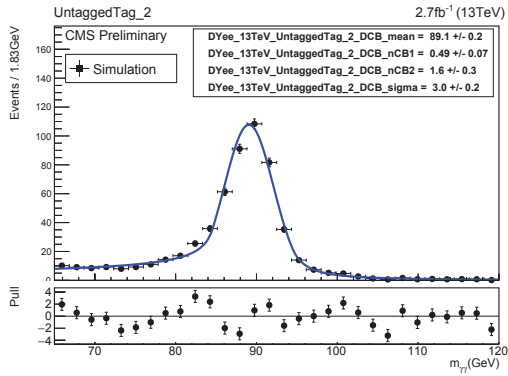
TAB. 4.11: Valeur des paramètres de la fonction d'ajustement $dCB(m_{\gamma\gamma})$ de la composante Drell-Yan du bruit de fond, pour chaque catégorie d'analyse.



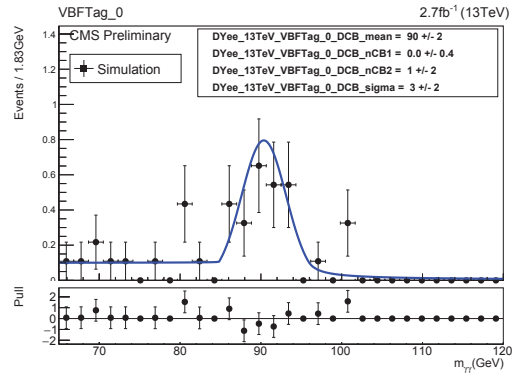
(a) catégorie 0



(b) catégorie 1



(c) catégorie 2



(d) catégorie VBF

FIG. 4.31: Modèle de la composante Drell-Yan du bruit de fond, pour chaque catégorie d'analyse.

l'analyse statistique (voir sec. 4.2.6). Pour résumer, une fonction au sein de l'enveloppe est utilisée pour réaliser l'ajustement du bruit de fond, les autres fonctions permettant d'estimer une incertitude systématique liée au choix de la fonction d'ajustement. Il a été prouvé en outre que cette méthode résultait en un biais négligeable sur la détermination de la force du signal [78].

Concrètement, la sélection des fonctions au sein de l'enveloppe se fait en deux étapes. Tout d'abord, comme pour le Run 1, on sélectionne les fonctions vérités parmi les familles de fonctions pré-considérées, définies dans 4.9 et 4.10, à l'aide d'un F-test. Les coupures choisies sont :

$$p(\chi^2 > \chi_{N \rightarrow N+1}^2) < 0.05 \quad \text{et} \quad N < 7 \quad (4.26)$$

Ensuite, on sélectionne au sein de l'enveloppe les fonctions vérités ainsi que certaines fonctions supplémentaires présentant une bonne qualité d'ajustement. Ainsi, une fonction est sélectionnée si elle vérifie les critères suivant :

$$p(\chi^2 > \chi_{N \rightarrow N+1}^2) < 0.1 \quad \text{et} \quad N < 7 \quad \text{et} \quad (\quad N = N_{truth} \quad \text{ou} \quad p(\chi_{fit}^2, ndf) > 0.01 \quad) \quad (4.27)$$

avec :

- N_{truth} l'ordre de la fonction vérité pour chaque famille de fonction,
- χ_{fit}^2 le χ^2 de l'ajustement et $p(\chi_{fit}^2, ndf)$ la p-value associée pour un nombre de degrés de liberté ndf . C'est un indicateur de la qualité de l'ajustement.

Enfin, au sein de l'enveloppe, on définit la meilleure fonction, c'est à dire celle utilisée pour l'ajustement dans l'analyse statistique, comme celle présentant la meilleure qualité d'ajustement, avec une pénalité proportionnelle à son nombre de paramètres libres. Ainsi, la meilleure fonction minimise :

$$- 2LL_N + 0.5 \times N_p \quad (4.28)$$

avec :

- LL_N le logarithme de la fonction de vraisemblance associé à l'ajustement,
- N_p le nombre de paramètres libres de la fonction (on ne prend donc pas en compte les 6 paramètres de la double-sided Crystal-Ball, qui sont fixés).

Les enveloppes obtenues pour chaque catégorie sont présentées sur la figure 4.32. Les fonctions au sein de chaque enveloppe sont indiquées dans les tableaux 4.12 à 4.15, ainsi que la p-value associée à la qualité de l'ajustement.

En ce qui concerne la modélisation du bruit de fond au sein de la catégorie VBF, on peut constater qu'elle est sujette à de fortes incertitudes statistiques, à la fois au niveau de la modélisation de la composante Drell-Yann et de l'élaboration de l'enveloppe. Ces fortes incertitudes sont susceptibles d'entraîner des effets néfastes au cours de l'analyse statistique, telles des instabilités lors des ajustements, le tout résultant en une sensibilité finale de l'analyse dégradée. Il a ainsi été décidé de ne pas utiliser la catégorie VBF pour l'analyse statistique avec les données de 2015, les événements contenus dans la catégorie étant migrés dans les trois catégories inclusives. Toutefois, tous les éléments sont en place pour pouvoir utiliser cette catégorie dans le futur, avec plus de statistique.

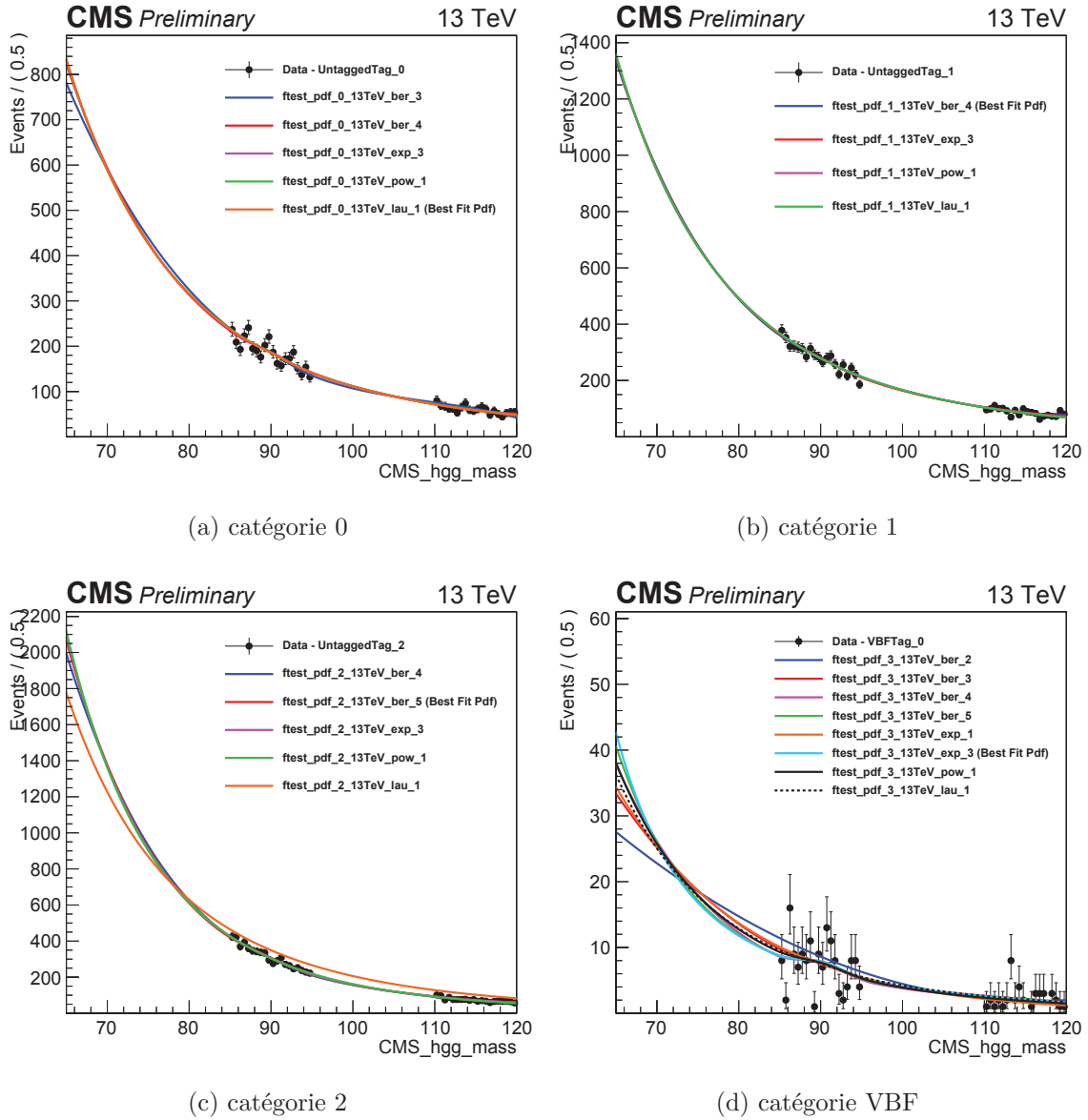


FIG. 4.32: Fonctions d'ajustement du bruit de fond pour chaque catégorie d'analyse.

Fonction	$p(\chi_{fit}^2, ndf)$
<i>Ber</i> ₃	0.12
<i>Ber</i> ₄	0.72
<i>Exp</i> ₃	0.71
<i>Pow</i> ₁	0.73
<i>Lau</i> ₁ *	0.74

TAB. 4.12: Fonctions au sein de l'enveloppe et p-value associée à la qualité de l'ajustement pour la catégorie 0. La meilleure fonction est indiquée par un astérisque.

Fonction	$p(\chi_{fit}^2, ndf)$
<i>Ber</i> ₄ *	0.03
<i>Exp</i> ₃	0.03
<i>Pow</i> ₁	0.03
<i>Lau</i> ₁	0.03

TAB. 4.13: Fonctions au sein de l'enveloppe et p-value associée à la qualité de l'ajustement pour la catégorie 1. La meilleure fonction est indiquée par un astérisque.

Fonction	$p(\chi_{fit}^2, ndf)$
<i>Ber</i> ₄	0.58
<i>Ber</i> ₅ *	0.94
<i>Exp</i> ₃	0.86
<i>Pow</i> ₁	0.80
<i>Lau</i> ₁	0.00

TAB. 4.14: Fonctions au sein de l'enveloppe et p-value associée à la qualité de l'ajustement pour la catégorie 2. La meilleure fonction est indiquée par un astérisque.

Fonction	$p(\chi_{fit}^2, ndf)$
<i>Ber</i> ₂	0.26
<i>Ber</i> ₃	0.90
<i>Ber</i> ₄	0.97
<i>Ber</i> ₅	0.98
<i>Exp</i> ₁	0.89
<i>Exp</i> ₃ *	0.98
<i>Pow</i> ₁	0.97
<i>Lau</i> ₁	0.97

TAB. 4.15: Fonctions au sein de l’enveloppe et p-value associée à la qualité de l’ajustement pour la catégorie VBF. La meilleure fonction est indiquée par un astérisque.

4.3.5 Incertitudes systématiques

Les méthodes pour estimer et traiter les différentes incertitudes systématiques sont les mêmes que pour le Run 1 (voir 4.2.5). Certaines incertitudes restaient à estimer au moment de la rédaction du manuscrit.

Incertitudes par photon

Les incertitudes sur l’échelle d’énergie et la résolution des photons sont inférieures à 1%. On mesure une incertitude de ± 0.03 sur le score du Photon ID et une incertitude de $\pm 5\%$ sur la résolution par photon, σ_E/E , fournie par la méthode de la régression. L’incertitude sur l’efficacité reste à estimer.

Incertitudes par événement

L’incertitude sur la luminosité intégrée de 2015 est de 2.6%. Le facteur d’échelle correspondant à l’efficacité d’identification du vertex est de 1.015%. L’incertitude liée au choix de la fonction d’ajustement du bruit de fond est traitée via la méthode de profilage discret (voir 4.3.4). L’incertitude sur l’efficacité de notre système de déclenchement reste à estimer. Par ailleurs, lorsque la catégorie VBF sera utilisée, il conviendra de prendre en compte l’incertitude sur l’échelle d’énergie des jets. Cette incertitude entraînait un taux de migration jusqu’à 4% entre les catégories inclusives et les catégories VBF pour l’analyse standard $H \rightarrow \gamma\gamma$ réalisée avec les données de 2015.

Incertitudes théoriques

Les sources d’incertitudes théoriques concernent :

- L’échelle d’énergie de la QCD,
- La constante de l’interaction forte α_S ,

- Les fonctions de densité de partons (PDF),
 - Le rapport d'embranchement du boson de Higgs standard en deux photons.
- La plus forte incertitude porte sur l'échelle de l'énergie de la QCD et est estimée à 8%.

Incertitudes de modélisation de pic du Z

On utilise la même méthodologie que pour le Run 1 (voir section 4.2.5). La seule différence concerne l'origine des événements "électron - faux photon" des données. En effet, étant donné que pour le Run 2, le double véto pixel est appliqué au niveau de notre système de déclenchement, on ne pouvait utiliser ce chemin pour sélectionner les événements "électron - faux photon" des données. On a opté pour un autre chemin, correspondant à des événements contenant au moins 1 électron, avec des coupures lâches sur l'isolation et la forme de gerbe ²⁰.

Les valeurs des incertitudes systématiques obtenues pour les paramètres μ et σ de la composante Drell-Yann pour chaque catégorie sont indiquées dans les tableaux 4.16 et 4.17. Si les incertitudes obtenues pour μ sont du même ordre que lors du Run 1, celles obtenues pour σ sont très inférieures à celles du Run 2, qui étaient de l'ordre de 2.2 GeV. Différentes pistes sont avancées pour expliquer cet écart. Tout d'abord, la pré-sélection plus stricte utilisée pour le Run 2 rejette les événements les plus mal reconstruits, pour lesquels il existe souvent des différences entre données et simulation. Par ailleurs, la simulation a été améliorée depuis le Run 1. En outre, les paramètres de la fonction d'ajustement ont été réglés plus finement afin de garantir des ajustements plus robustes lors du Run 2. Quoiqu'il en soit, cette faible valeur de l'incertitude systématique pour le paramètre σ aura pour effet bénéfique d'améliorer la sensibilité de l'analyse dans la région du pic du Z.

catégorie	μ	$\Delta\mu_{stat}$	$\Delta\mu_{data-MC_{all}}$	$\Delta\mu_{MC_{all}-MC_{DY}}$	$\Delta\mu_{tot}$
0	90.3	0.1	0.39	0.12	0.82
1	89.82	0.07	0.39	0.12	0.82
2	89.25	0.06	0.39	0.12	0.82

TAB. 4.16: Incertitudes statistiques et systématiques sur le paramètre μ du modèle de la composante Drell-Yan

catégorie	σ	$\Delta\sigma_{stat}$	$\Delta\sigma_{data-MC_{all}}$	$\Delta\sigma_{MC_{all}-MC_{DY}}$	$\Delta\sigma_{tot}$
0	1.7	0.2	0	0.11	0.30
1	1.89	0.08	0	0.11	0.24
2	2.35	0.07	0	0.11	0.23

TAB. 4.17: Incertitudes statistiques et systématiques sur le paramètre σ du modèle de la composante Drell-Yan

²⁰L'intitulé exact de ce chemin est : *HLT_Ele27_WPLoose_Gsf*.

4.3.6 Analyse statistique

On utilise la méthode statistique décrite dans la section 4.2.6. La figure 4.33 présente les limites d'exclusion attendues sur le produit de la section efficace de production d'un second boson de Higgs par son rapport d'embranchement en deux photons, en fonction de sa masse. Les bandes jaune et verte représentent les incertitudes à $\pm 1\sigma$ et $\pm 2\sigma$ associées à la limite d'exclusion attendue. On obtient une limite d'exclusion de 520 fb pour une hypothèse de masse de 70 GeV , une limite de 320 fb pour une masse de 80 GeV et une limite de 130 fb pour une masse de 110 GeV . La sensibilité de notre analyse est moins dégradée dans la région du pic du Z que pour le Run 1, étant données les plus faibles incertitudes systématiques obtenues sur la largeur du pic du Z lors de la modélisation de la composante Drell-Yan du bruit de fond.

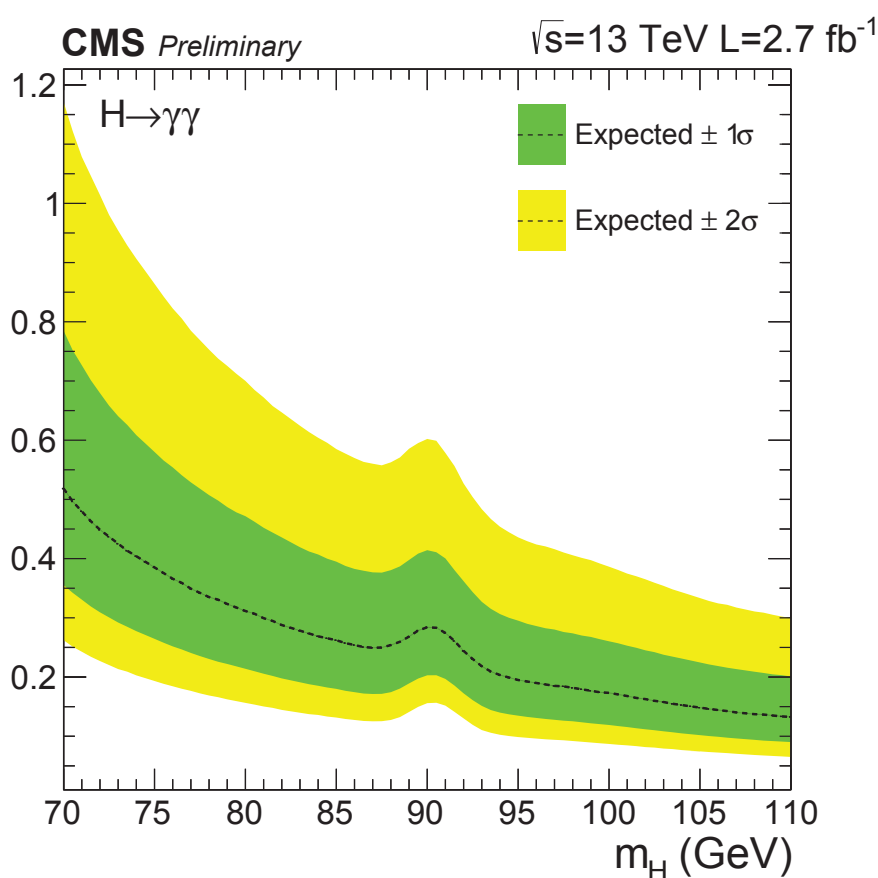


FIG. 4.33: Limites d'exclusion attendues sur le produit de la section efficace par le rapport d'embranchement pour un boson de Higgs supplémentaire se désintégrant en deux photons.

En conclusion, nous avons exposé dans ce chapitre plusieurs motivations pour la recherche d'un boson de Higgs supplémentaire à basse masse. Nous avons vu en particulier que des modèles résolvant des inconsistances du Modèle Standard, les 2HDM et le NMSSM, prédisaient des signatures expérimentales accessibles au LHC dès le Run 1. Nous avons donc mis en place des analyses, héritées de l'analyse standard de recherche $H \rightarrow \gamma\gamma$, pour effectuer cette recherche. L'analyse effectuée avec les données du Run 1, étendue jusqu'à une borne inférieure en masse de 80 GeV, a atteint une sensibilité suffisante pour commencer à sonder l'existence de nouveaux modèles. Elle n'a pas permis d'observer d'excès significatifs imputables à un signal dans les données. Elle a toutefois relevé un léger excès, d'une significativité de 1.9σ , à une masse de 97.5 GeV. L'analyse effectuée avec les données 2015, étendue jusqu'à 70 GeV, n'est que préliminaire, étant donné la faible statistique contenue dans le jeu de données traité. Elle a toutefois permis de mettre en place les différents ingrédients de l'analyse et d'intégrer de premières améliorations. Elle permettra ainsi dans un futur proche l'exploration de larges espaces de paramètres de nouveaux modèles.

Conclusions

Les travaux présentés dans cette thèse ont mis en avant deux grandes thématiques actuelles en physique des particules. D'une part, nous avons vu que la découverte d'un boson de Higgs, à une masse d'environ 125 GeV, marquait une étape fondamentale dans la compréhension de l'origine du mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible et ainsi l'aboutissement du Modèle Standard. D'autre part, nous avons vu que certaines limitations du Modèle Standard, tels le problème de la hiérarchie ou son incapacité à expliquer l'origine de la matière noire, suggéraient l'existence de modèles théoriques plus fondamentaux, telle la supersymétrie, dans lesquels le Modèle Standard serait englobé. Le but de cette thèse a ainsi été de scruter le secteur de Higgs, en utilisant des techniques d'analyse proches de celles utilisées dans le cadre du Modèle Standard, mais à travers le prisme de modèles au delà de celui-ci, notamment les 2HDM (modèles généraux à 2 doublets de champs de Higgs) et le NMSSM (modèle supersymétrique à 2 doublets plus un singulet de champs de Higgs). Pour ce faire, nous nous sommes focalisés sur la recherche d'un boson de Higgs additionnel d'une masse inférieure à 110 GeV prédit dans le cadre de ces modèles. Nous avons choisi le canal de désintégration en deux photons du fait de la haute sensibilité qu'il est susceptible d'offrir, via la combinaison de sa signature expérimentale claire, de sa résolution en masse extrêmement précise ainsi que du haut rapport de branchement offert dans certaines régions de l'espace des phases de ces modèles.

Les travaux ont été effectués à partir des données collectées par le détecteur CMS auprès de l'accélérateur LHC. Une des bases du travail a ainsi été de comprendre le fonctionnement et les caractéristiques de l'accélérateur et du détecteur. Une attention plus particulière a été portée sur le calorimètre électromagnétique, étant donné que c'est le principal sous-détecteur impliqué dans la reconstruction des photons. Nous avons détaillé ses atouts : compacité, herméticité, fine granularité, excellente résolution en énergie intrinsèque (0.4 % pour des électrons de 100 GeV en faisceau test). Nous avons également soulevé des problématiques pouvant entrer en jeu dans la reconstruction des photons : budget matériel en amont du sous-détecteur, vieillissement des cristaux et de l'électronique, présence de légers interstices dans le sous-détecteur.

Puis, nous nous sommes penchés en détails sur divers aspects de la reconstruction des photons. Une connaissance précise des photons est en effet cruciale pour notre recherche d'un boson de Higgs additionnel, afin d'obtenir notamment la meilleure résolution en masse et le meilleur rapport signal sur bruit.

Ainsi, une première partie du travail a porté sur une méthode de correction en énergie des photons, appelée régression. C'est une méthode dite de haut-niveau, au sens où des effets fins entrant en jeu dans la mesure en énergie des photons sont corrigés : pertes d'énergie dans les interstices du détecteur, collection imparfaite de la gerbe pour des photons

convertis, ajouts d'énergie dus à l'empilement. Elle emploie une technique multivariée permettant de prédire la valeur de l'énergie du photon et l'incertitude associée à partir d'un jeu de variables d'entrée et d'arbres de régression boostés entraînés sur des échantillons Monte-Carlo. La méthode a été ré-entraînée pour le Run 2 et sa performance étudiée. Ainsi, la résolution en énergie effective passe de 1.9% à 1.3% grâce à cette méthode, soit une amélioration de 30%, pour un photon issu de la désintégration d'un boson de Higgs standard dans le tonneau, au niveau de la simulation. Dans les bouchons, elle passe de 3.9% à 2.2%, soit une augmentation de 43%.

Un autre aspect de l'étude de la reconstruction des photons effectuée concerne l'évolution future de la performance associée. Ce travail s'est inscrit dans le cadre de l'élaboration du "Technical Proposal" pour la Phase II, document de prospective de référence de la collaboration CMS pour l'amélioration du détecteur. Ainsi, il a été démontré que la performance de reconstruction des photons dans le tonneau va se dégrader sous l'effet de la hausse du courant d'obscurité dans les photo-détecteurs et de l'empilement. La résolution en énergie serait dégradée de 70 % et l'efficacité de sélection de 10 % pour un photon de 60 GeV issu de la désintégration du boson de Higgs standard. Le remplacement de l'électronique dans le tonneau de l'ECAL associé à la mise en place d'un nouveau trajectographe présentant un plus faible budget matériel permettrait de récupérer une bonne performance : amélioration de la résolution en énergie de 40 % et de l'efficacité de sélection de 5 % par rapport au détecteur dégradé.

Forts de cette nouvelle expertise sur la reconstruction des photons, nous avons pu ensuite passer au but final de cette thèse : la recherche d'un boson de Higgs additionnel dans le canal di-photon. Nous avons tout d'abord passé en revue diverses motivations pour entreprendre cette recherche. La principale d'entre elle est la prédiction de signaux accessibles dès le Run 1 dans le cadre de théories au delà du Modèle Standard : produit de la section efficace par le rapport de branchement jusqu'à 100 fb dans le cadre des 2HDM, accroissement jusqu'à un facteur 3.5 du taux d'événements de signal attendus par rapport à la prédiction du Modèle Standard dans le cas du NMSSM. Nous avons également fourni une vue d'ensemble des divers ingrédients de l'analyse : déclenchement, reconstruction des photons et du vertex, sélection et catégorisation des événements, modélisation du signal et du bruit de fond et enfin analyse statistique.

Une première analyse a été effectuée avec les données de 2012, correspondant à une luminosité de 19.7 fb^{-1} et à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV. L'intervalle de masse sondé s'étend de 80 à 110 GeV. Nous avons exclu avec un degré de confiance de 95% l'existence d'un boson de Higgs additionnel dont le produit de la section efficace par le rapport de branchement en deux photons est supérieur à 75 fb, pour une masse de 80 GeV, et à 42 fb, pour une masse de 110 GeV. Nous n'avons pas observé d'excès d'événements significatif, la plus grande déviation étant observée pour une masse de 97.5 GeV avec une signification de 1.9σ . Ces résultats ont été interprétés dans le cadre des 2HDM de type I et une région de l'espace des paramètres du modèle a été exclue.

L'analyse a été poursuivie avec les données de 2015, correspondant à une luminosité de 2.7 fb^{-1} et à une énergie dans le centre de masse de 13 TeV. L'intervalle de masse sondé s'étend de 70 à 110 GeV. On s'attend à exclure avec cette quantité de données l'existence d'un boson de Higgs additionnel dont le produit de la section efficace par le rapport de

branchement en deux photons serait supérieur à 520 fb, pour une masse de 70 GeV, et à 130 fb, pour une masse de 110 GeV. La statistique étant insuffisante, le but de cette analyse n'était toutefois pas d'obtenir des résultats compétitifs avec ceux du Run 1, mais de mettre en place tous les ingrédients de l'analyse dans le contexte du Run 2. De premières améliorations par rapport au Run 1 ont été apportées : extension de la recherche à plus basse masse grâce à la mise en place d'un chemin de déclenchement spécialement dédié à notre analyse, ajout d'une catégorie spécifique au mode de production VBF, utilisation d'une nouvelle technique d'ajustement du bruit de fond. D'autres améliorations ont été suggérées pour le futur : ré-entraînement des outils multivariés à basse masse, ajout de catégories, extension de l'intervalle de masse jusqu'à 65 GeV ... Ainsi, tous les éléments ont été mis en place pour qu'avec l'accumulation considérable de la statistique lors du Run 2, notre analyse obtienne une sensibilité largement supérieure à celle obtenue pour le Run 1. Nous serons donc en mesure d'explorer de larges pans de théories au delà du Modèle Standard et ainsi de fournir un apport significatif à la quête de nouvelle physique.

Bibliographie

- [1] Chen-Ning Yang and R. L. Mills. Isotopic spin conservation and a generalized gauge invariance. 1954.
- [2] Murray Gell-Mann. A Schematic Model of Baryons and Mesons. *Phys. Lett.*, 8 :214–215, 1964.
- [3] F. Abe et al. Measurement of the top quark mass and $t\bar{t}$ production cross section from dilepton events at the Collider Detector at Fermilab. *Phys. Rev. Lett.*, 80 :2779–2784, 1998.
- [4] G. Zweig. An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2. In D.B. Lichtenberg and Simon Peter Rosen, editors, *DEVELOPMENTS IN THE QUARK THEORY OF HADRONS. VOL. 1. 1964 - 1978*, pages 22–101. 1964.
- [5] Steven Weinberg. A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19 :1264–1266, 1967.
- [6] Abdus Salam and N Svartholm. Elementary particle theory. *Almqvist and Wiksell, Stockholm*, page 367, 1968.
- [7] G. Arnison et al. Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around 95-GeV/c**2 at the CERN SPS Collider. *Phys. Lett.*, B126 :398–410, 1983.
- [8] F. Englert and R. Brout. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :321–323, 1964.
- [9] Peter W. Higgs. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :508–509, 1964.
- [10] S. L. Glashow. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl. Phys.*, 22 :579–588, 1961.
- [11] D. Karlen. The Number of Light Neutrino Types from Collider Experiments. 2008.
- [12] M. Apollonio et al. Search for neutrino oscillations on a long baseline at the CHOOZ nuclear power station. *Eur. Phys. J.*, C27 :331–374, 2003.
- [13] Emmy Noether. Invariant variation problems. *Transport Theory and Statistical Physics*, 1(3) :186–207, 1971.
- [14] R. F. Streater and A. S. Wightman. *PCT, spin and statistics, and all that*. 1989.
- [15] Nicola Cabibbo. Leptonic Decays in the Unitary Symmetry Scheme. In *Proceedings, International Conference on Fundamental Aspects of Weak Interactions*, pages 299–302, 1964.
- [16] Makoto Kobayashi and Toshihide Maskawa. CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. *Prog. Theor. Phys.*, 49 :652–657, 1973.
- [17] J. Goldstone. Field Theories with Superconductor Solutions. *Nuovo Cim.*, 19 :154–164, 1961.

- [18] Christopher F. Kolda and Hitoshi Murayama. The Higgs mass and new physics scales in the minimal standard model. *JHEP*, 07 :035, 2000.
- [19] Abdelhak Djouadi. The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. I : The Higgs boson in the standard model. *Phys. Rept.*, 457 :1–216, 2008.
- [20] J R Andersen et al. Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 3. Higgs Properties. 2013.
- [21] Vardan Khachatryan et al. Observation of the diphoton decay of the Higgs boson and measurement of its properties. *Eur. Phys. J.*, C74(10) :3076, 2014.
- [22] Serguei Chatrchyan et al. Measurement of the properties of a Higgs boson in the four-lepton final state. *Phys. Rev.*, D89(9) :092007, 2014.
- [23] Vardan Khachatryan et al. Precise determination of the mass of the Higgs boson and tests of compatibility of its couplings with the standard model predictions using proton collisions at 7 and 8 TeV. *Eur. Phys. J.*, C75(5) :212, 2015.
- [24] Joan Elias-Miro, Jose R. Espinosa, Gian F. Giudice, Gino Isidori, Antonio Riotto, and Alessandro Strumia. Higgs mass implications on the stability of the electroweak vacuum. *Phys. Lett.*, B709 :222–228, 2012.
- [25] Georges Aad et al. Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments. *Phys. Rev. Lett.*, 114 :191803, 2015.
- [26] CMS collaboration et al. Constraints on the higgs boson width from off-shell production and decay to z-boson pairs. *Physics Letters B*, 736 :64–85, 2014.
- [27] R. D. Peccei and Helen R. Quinn. CP Conservation in the Presence of Instantons. *Phys. Rev. Lett.*, 38 :1440–1443, 1977.
- [28] Laurent Canetti, Marco Drewes, and Mikhail Shaposhnikov. Matter and Antimatter in the Universe. *New J. Phys.*, 14 :095012, 2012.
- [29] G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, Marc Sher, and Joao P. Silva. Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models. *Phys. Rept.*, 516 :1–102, 2012.
- [30] Jérémy Bernon, John F. Gunion, Howard E. Haber, Yun Jiang, and Sabine Kraml. Scrutinizing the alignment limit in two-Higgs-doublet models. *Phys. Rev.*, D92(7) :075004, 2015.
- [31] Stephen P. Martin. A Supersymmetry primer. 1997. [Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.18,1(1998)].
- [32] Ulrich Ellwanger. Higgs Bosons in the Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model at the LHC. *Eur. Phys. J.*, C71 :1782, 2011.
- [33] Michael J Dugan, Howard Georgi, and David B Kaplan. Anatomy of a composite higgs model. *Nuclear Physics B*, 254 :299–326, 1985.
- [34] Lisa Randall and Raman Sundrum. Large mass hierarchy from a small extra dimension. *Physical Review Letters*, 83(17) :3370, 1999.
- [35] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC machine. *Journal of Instrumentation*, 3(08) :S08001, 2008.

- [36] CERN courier. Designs on higher luminosity, 2012.
- [37] Marc Escalier. *Recherche et découverte du boson de Higgs avec son mode de désintégration en paire de photons avec l'expérience ATLAS au LHC : une introduction*. PhD thesis, Orsay, LAL, 2015-04-26.
- [38] CERN. Performance 2015. <http://lhc-commissioning.web.cern.ch/lhc-commissioning/performance/2015-performance.htm>, 2015.
- [39] CMS. CMS luminosity - public results. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults>.
- [40] Roman Adolphi et al. The CMS experiment at the CERN LHC. *JINST*, 803 :S08004–2008, 2008.
- [41] Georges Aad, E Abat, J Abdallah, AA Abdelalim, A Abdesselam, O Abdinov, BA Abi, M Abolins, H Abramowicz, E Acerbi, et al. The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider. *Journal of Instrumentation*, 3(8), 2008.
- [42] Kenneth Aamodt, A Abrahantes Quintana, R Achenbach, S Acounis, C Adler, M Aggarwal, F Agnese, G Aglieri Rinella, Z Ahammed, A Ahmad, et al. The ALICE experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3(08) :S08002, 2008.
- [43] A Augusto Alves Jr, LM Andrade Filho, AF Barbosa, I Bediaga, G Cernicchiaro, G Guerrer, HP Lima Jr, AA Machado, J Magnin, F Marujo, et al. The LHCb detector at the LHC. *Journal of instrumentation*, 3(08) :S08005, 2008.
- [44] Thomas Lenzi. Development and Study of Different Muon Track Reconstruction Algorithms for the Level-1 Trigger for the CMS Muon Upgrade with GEM Detectors. Master's thesis, U. Brussels (main), 2013.
- [45] A. Castaneda et al. Potential Impact of a New GEM-based Detector on CMS Triggering. In *Meeting of the APS Division of Particles and Fields (DPF 2013) Santa Cruz, California, USA, August 13-17, 2013*, 2013.
- [46] CMS collaboration et al. The CMS high level trigger. *The European Physical Journal C-Particles and Fields*, 46(3) :605–667, 2006.
- [47] CMS collaboration. CMS technical design report, volume I : Detector performance and software. 2006.
- [48] CMS outreach. The construction of the CMS electromagnetic calorimeter : lead-tungstate (pwo) crystals, 2001.
- [49] Isabelle Wingerter-Seez. La calorimétrie. Ecole IN2P3 - Du détecteur à la mesure, 2007.
- [50] Jan Blaha. *Calibration and performance test of the Very-Front-End electronics for the CMS electromagnetic calorimeter*. Theses, Université Claude Bernard - Lyon I, May 2008.
- [51] CMS Collaboration et al. 2012 ecal detector performance plots. *CMS Detector Performance Summary CMS-DP-2013-007*, CERN, 39, 2013.
- [52] Vardan Khachatryan et al. Performance of Photon Reconstruction and Identification with the CMS Detector in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. *JINST*, 10(08) :P08010, 2015.

- [53] CMS collaboration. Particle flow and global event description in CMS, 2016.
- [54] Emilio Meschi, Pratibha Vikas, Christopher Seez, and T Monteiro. Electron reconstruction in the CMS electromagnetic calorimeter. Technical report, CERN-CMS-NOTE-2001-034, 2001.
- [55] Josh Bendavid. Use of multivariate techniques for calorimeter energy reconstruction. CALOR conference, 2016.
- [56] Ilya Kravchenko. Second egm ged workshop : summary and plans. CMS E-gamma workshop, 2014.
- [57] CMS collaboration et al. Energy calibration and resolution of the CMS electromagnetic calorimeter in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ tev. *arXiv preprint arXiv :1306.2016*, 2013.
- [58] Jerome H Friedman. Greedy function approximation : a gradient boosting machine. *Annals of statistics*, pages 1189–1232, 2001.
- [59] Fabrice Couderc. Photon regression performance in data. CMS E-gamma meeting, 2016.
- [60] CMS collaboration et al. Technical proposal for the upgrade of the CMS detector through 2020. Technical report, 2011.
- [61] CMS collaboration et al. Technical proposal for the phase-II upgrade of the CMS detector. Technical report, CERN-LHCC-2015-010, 2015.
- [62] G. Abbiendi et al. Precision luminosity for Z0 line shape measurements with a silicon tungsten calorimeter. *Eur. Phys. J.*, C14 :373–425, 2000.
- [63] ALEPH collaboration, DELPHI collaboration, L3 Collaboration, OPAL collaboration, et al. Search for the standard model higgs boson at lep. *Physics Letters. Section B*, 565(4) :61–75, 2003.
- [64] Geneviève Bélanger, Ulrich Ellwanger, John F Gunion, Yun Jiang, Sabine Kraml, and John H Schwarz. Higgs bosons at 98 and 125 GeV at LEP and the LHC. *arXiv preprint arXiv :1210.1976*, 2012.
- [65] Giacomo Cacciapaglia, Aldo Deandrea, Suzanne Gascon, Solene Le Corre, Morgan Lethuillier, and Junquan Tao. Search for a lighter Higgs in Two Higgs Doublet Models. *arXiv preprint arXiv :1607.08653*, 2016.
- [66] Jia-Wei Fan, Jun-Quan Tao, Yu-Qiao Shen, Guo-Ming Chen, He-Sheng Chen, S. Gascon-Shotkin, M. Lethuillier, L. Sgandurra, and P. Soulet. Study of diphoton decays of the lightest scalar Higgs boson in the Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model. *Chin. Phys.*, C38 :073101, 2014.
- [67] SF King, M Mühlleitner, and R Nevzorov. NMSSM higgs benchmarks near 125 GeV. *Nuclear Physics B*, 860(2) :207–244, 2012.
- [68] CMS Collaboration et al. First results on higgs to $\gamma\gamma$ at 13 tev. Technical report, CMS-PAS-HIG-15-005, 2016. 236, 2016.
- [69] CMS Collaboration. Search for new resonances in the diphoton final state in the mass range between 80 and 115 GeV in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. 2015.

- [70] CMS Collaboration et al. Trigger strategies for higgs searches in 2011. *CMS Analysis*, 1003, 2011.
- [71] Samuel S Wilks. The large-sample distribution of the likelihood ratio for testing composite hypotheses. *The Annals of Mathematical Statistics*, 9(1) :60–62, 1938.
- [72] Josh Bendavid. Implications of bias threshold in pull definition, 2013.
- [73] CMS collaboration et al. CMS luminosity based on pixel cluster counting-summer 2013 update. Technical report, CMS-PAS-LUM-13-001, 2013.
- [74] AL Read. Modified frequentist analysis of search results (the cl_s method). Technical report, Cern, 2000.
- [75] ATLAS, CMS collaboration, et al. Procedure for the LHC higgs boson search combination in summer 2011. *CMS Note Note-2011/005*, 2011.
- [76] Glen Cowan. Statistical methods for particle physics. lecture 4 : discovery, exclusion limits, 2014.
- [77] ATLAS collaboration. Search for narrow scalar $X \rightarrow \gamma\gamma$ in the mass range 65–600 GeV with the ATLAS detector. *Phys. Rev. Let.* 113 (2014) 171801.
- [78] P. D. Dauncey, M. Kenzie, N. Wardle, and G. J. Davies. Handling uncertainties in background shapes. *JINST*, 10(04) :P04015, 2015.