



HAL
open science

Sélection des électrons et recherche du boson de Higgs se désintégrant en paires de leptons tau avec l'expérience CMS au LHC

Nadir Daci

► **To cite this version:**

Nadir Daci. Sélection des électrons et recherche du boson de Higgs se désintégrant en paires de leptons tau avec l'expérience CMS au LHC. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2013. Français. NNT : 2013PA112259 . tel-00953409

HAL Id: tel-00953409

<https://theses.hal.science/tel-00953409>

Submitted on 28 Feb 2014

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.

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES DE
L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI

Discipline : Physique des hautes énergies

École Doctorale : Particules - Noyaux - Cosmos (ED 517)

par

NADIR DACI

Sélection des électrons et recherche du boson de Higgs se désintégrant en paire de leptons tau avec l'expérience CMS au LHC

Soutenue le 30 Octobre 2013 devant le jury composé de :

Dr	Jean-Claude BRIENT	(Président du jury)
Dr	Alexandre ZABI	(Directeur de thèse)
Dr	Arnaud LUCOTTE	(Rapporteur)
Dr	Emmanuelle PEREZ	(Rapporteur)
Dr	Marumi KADO	(Examineur)
Dr	Tommaso TABARELLI DE FATIS	(Examineur)
Dr	Fabian ZOMER	(Examineur)



Thèse préparée au
Laboratoire Leprince-Ringuet
Ecole Polytechnique / CNRS-IN2P3
91 130 Palaiseau CEDEX

Résumé

Cette thèse s'inscrit dans le contexte des premières années d'exploitation du *Large Hadron Collider* (LHC). Cet appareil monumental a été construit dans le but d'explorer la physique de l'infiniment petit à l'échelle du TeV. Un des objectifs majeurs du LHC est la recherche du boson de Higgs. Sa découverte validerait le mécanisme de brisure de symétrie électrofaible, au travers duquel les bosons W et Z acquièrent leur masse.

L'expérience CMS (*Compact Muon Solenoid*) analyse les collisions de protons du LHC. Leur fréquence élevée (20 MHz) permet d'observer des phénomènes rares, comme la production et la désintégration d'un boson de Higgs, mais elle nécessite alors une sélection rapide des collisions intéressantes, par un système de déclenchement. Les ressources informatiques disponibles pour le stockage et l'analyse des données imposent une limite au taux de déclenchement : la bande passante, répartie entre les différents signaux physiques, doit donc être optimisée.

Dans un premier temps, j'ai étudié le déclenchement sur les électrons : ils constituent une signature claire dans l'environnement hadronique intense du LHC et permettent à la fois des mesures de haute précision et la recherche de signaux rares. Ils font partie des états finaux étudiés par un grand nombre d'analyses (Higgs, électrofaible, etc.).

Dès les premières collisions en 2010, la présence de signaux anormaux dans l'électronique de lecture du calorimètre électromagnétique (ECAL) constituait une source d'augmentation incontrôlée du taux de déclenchement. En effet, leur taux de production augmentait avec l'énergie et l'intensité des collisions : ils étaient susceptibles de saturer la bande passante dès 2011, affectant gravement les performances de physique de CMS. J'ai optimisé l'algorithme d'élimination de ces signaux en conservant une excellente efficacité de déclenchement sur les électrons, pour les prises de données en 2011. D'autre part, l'intensité croissante des collisions au LHC fait perdre leur transparence aux cristaux du ECAL, induisant une inefficacité de déclenchement. La mise en place de corrections hebdomadaires de l'étalonnage du système de déclenchement a permis de compenser cette inefficacité.

Dans un second temps, j'ai participé à la recherche du boson de Higgs dans son mode de désintégration en deux leptons tau. Cette analyse est la seule qui puisse actuellement vérifier le couplage du boson de Higgs aux leptons. Le lepton tau se désintégrant soit en lepton plus léger (électron ou muon), soit en hadrons, six états finaux sont possibles. Je me suis concentré sur les états finaux semi-leptoniques (électron/muon et hadrons), où la signification statistique du signal est maximale.

Les algorithmes de déclenchement dédiés à cette analyse sélectionnent un lepton (électron ou muon) et un «tau hadronique» d'impulsions transverses élevées. Cependant, cette sélection élimine la moitié du signal, ce qui a motivé la mise en place d'algorithmes sélectionnant des leptons de basse impulsion, incluant une coupure sur l'énergie transverse manquante. Celle-ci limite le taux de déclenchement et sélectionne des événements contenant des neutrinos, caractéristiques des désintégrations du lepton tau.

Les distributions de masse invariante des processus de bruit de fond et de signal permettent de quantifier la compatibilité entre les données et la présence ou l'absence du signal. La combinaison de l'ensemble des états finaux conduit à l'observation d'un excès d'évènements sur un large intervalle de masse. Sa signification statistique vaut 3,2 déviations standard à 125 GeV ; la masse du boson mesurée dans le canal $H \rightarrow \tau\tau$ vaut 122 ± 7 GeV. Cette mesure constitue la toute première évidence d'un couplage entre le boson de Higgs et le lepton tau.

Mots-clefs : LHC, CMS, Higgs, lepton tau, électron, déclenchement.

ELECTRON SELECTION AND SEARCH FOR THE HIGGS BOSON DECAYING INTO A
PAIR OF TAU LEPTONS WITH THE CMS DETECTOR AT THE LHC

Abstract

This thesis fits into the first operating years of the Large Hadron Collider. This monumental machine was built to explore the infinitesimal structure of matter at the multi-TeV scale. The LHC aimed primarily at searching for the Higgs boson, the discovery of which would confirm the electroweak symmetry breaking model. This mechanism, which provides W and Z bosons with a mass, describes the transition from a unified electroweak interaction to a weak interaction (short range) and an electromagnetic interaction (infinite range). The LHC's proton collisions, operated at a 50 ns period, are analysed by 4 large detectors, including the Compact Muon Solenoid (CMS). This small period allows to observe very rare phenomena, such as the Higgs boson production and decay, but it requires a fast online selection of the interesting collisions : the trigger system. The computing resources available for the data's storage and analysis set a limit to the trigger rate. Therefore the bandwidth, which is split into several physics signals, must be optimised.

Firstly, I studied the electron trigger : electrons are a clear signature in the intense hadronic environment within the LHC and allow a high measurement accuracy, as well as a search for rare signals. Besides, they are part of the final states investigated by a large number of analyses (Higgs, electroweak, etc).

From the first collisions in 2010, anomalous signals in the CMS electromagnetic calorimeter (ECAL) were a source of uncontrolled trigger rate increase. Indeed, their production rate increased along with the collisions' energy and intensity : they were likely to saturate the bandwidth as early as 2011, crippling drastically the CMS physics performances. I optimised the anomalous signal rejection algorithm, while conserving an excellent electron triggering efficiency, as regards the data collected in 2011. Moreover, the increasing intensity of the LHC collisions causes a loss of transparency in the ECAL crystals. The setting-up of weekly corrections to the ECAL trigger calibration helped make up for the inefficiency caused by this loss of transparency.

Secondly, I contributed to the search for the Higgs boson decaying to 2 tau leptons. So far, this analysis proved to be the only possible method to check the coupling of the Higgs boson to leptons. The tau lepton decays either into lighter leptons (electron or muon), or into hadrons : hence the study of six final states. I focused on the semileptonic final states, in which the expected signal is the most statistically significant.

The trigger algorithms dedicated to this analysis select a lepton and a hadronic tau, with high transverse momenta. However, this selection removes half of the signal, which motivated the elaboration of new algorithms selecting low momenta leptons, including a cut on the missing transverse energy. This cut helps controlling the trigger rate and selects events containing neutrinos, which are a distinguishing feature of the tau lepton decay.

The invariant mass distributions for all background and signal processes allow to quantify the compatibility between the acquired data and the presence of a signal. The combination of all final states leads to the observation of an excess of events over a large mass range. Its statistical significance is 3,2 standard deviations at 125 GeV ; the boson mass measured in the $H \rightarrow \tau\tau$ channel is 122 ± 7 GeV. This measurement is the first evidence for a coupling between the Higgs boson and the tau lepton.

Keywords : LHC, CMS, Higgs, tau lepton, electron, trigger.

REMERCIEMENTS

Nous sommes comme des nains assis sur des épaules de géants. Si nous voyons plus de choses et plus lointaines qu'eux, ce n'est pas à cause de la perspicacité de notre vue, ni de notre grandeur, c'est parce que nous sommes élevés par eux. (Bernard de Chartres)

Jean de Salisbury, *Metalogicon*

Mon doctorat a été avant tout une aventure humaine, riche de rencontres, d'échanges, d'apprentissage et de travail acharné. Je souhaite exprimer ici toute ma gratitude à l'égard de celles et ceux qui ont contribué à ce parcours du combattant, épuisant mais non moins épanouissant.

Merci à toi Alex, pour ces trois années où tu m'as guidé et soutenu, de mes premiers pas de stagiaire, puis de doctorant, à ma soutenance et après. Merci de m'avoir enseigné le Noble Art de la physique des particules expérimentale, initié aux subtilités du métier, poussé sur les devants de la scène autant que possible. Merci pour tous ces moments que nous avons partagé : les moments de stress intense, où tu faisais les cent pas dans la dernière heure précédent un meeting alors que je finissais de préparer le talk [le fameux flegme kabyle;]); les moments de détente autour d'un bon repas parfois exotique; les mini road trips animés de débats qui réveillent (Xavier s'en souviendra longtemps); les (més-)aventures en voiture, ton talent de pilote en hiver sur les routes enneigées, et les remorquages en été; les dîners en famille dans ta charmante demeure, et la digestion auprès de la cheminée; et tant d'autres encore, impossible de les énumérer tous ici! J'ai beaucoup appris à tes côtés, et je pense être sorti plus mûr de cette expérience. Plus qu'un directeur de thèse, tu es un mentor, un conseiller, un ami.

J'ai grandement apprécié mon séjour au sein du Laboratoire Leprince-Ringuet, et je souhaite remercier l'ensemble de ses membres et son directeur Jean-Claude Brient. Merci également à l'équipe administrative toujours très efficace et agréable, ainsi qu'au service informatique qui a fourni un soutien technique indispensable. Je remercie en particulier Andrea Sartirana, pour sa disponibilité en toutes circonstances, et son aide précieuse dans le traitement des données avec la grille de calcul.

Merci à mes rapporteurs Emmanuelle Perez et Arnaud Lucotte pour leur lecture attentive, qui m'a permis de clarifier, préciser, et améliorer mon manuscrit.

Merci également à Florian et Yves d'avoir accepté de relire mon manuscrit lors des premières étapes de rédaction. Votre aide à tous les quatre m'a permis d'achever une rédaction difficile mais enrichissante. Je tiens aussi à remercier Marumi Kado, Tommaso Tabarelli de Fatis et Fabian Zomer, pour avoir accepté de prendre part à mon jury de thèse, et Jean-Claude Brient pour l'avoir présidé.

Merci aux directeurs du Master NPAC et de l'École Doctorale PNC, qui m'ont permis d'accéder au doctorat, ainsi qu'à l'IN2P3 (CNRS) et à l'IRFU (CEA Scalay) qui l'ont co-financé. Durant mon doctorat, j'ai eu l'opportunité d'enseigner au sein de l'Institut Galilée (Université Paris Nord), et j'en remercie particulièrement le président du département de physique Mourad Cherif. Cette expérience d'enseignement a contribué à l'aspect épanouissant de mon doctorat : elle m'a poussé à travailler sur la pédagogie et à réviser de nombreuses notions de base en physique ; elle m'a permis de connaître à mon tour le plaisir de transmettre méthodes et connaissances.

Plusieurs coordinateurs au sein des groupes ECAL et Trigger de la collaboration CMS ont accueilli avec enthousiasme mon travail et mes résultats, et je leur en sais gré. Je souhaite remercier tout particulièrement Tommaso Tabarelli de Fatis, David Petyt, Dave Barney, Adi Bornheim, Darin Acosta, Carlo Battilana, Arno Heister, Emmanuelle Perez, et Wesley Smith.

Le groupe CMS du LLR m'a chaleureusement accueilli lors de mon doctorat et de mes stages, et je l'en remercie tout aussi chaleureusement. Merci en particulier à Yves pour son soutien à l'ensemble de mes activités de doctorat, et ses conseils tous azimuts.

J'ai profité avec grand plaisir des explications très détaillées de Michal concernant un large éventail de sujets, liées à notre travail commun, ou plus générales, voire culturelles. Je remercie Christian pour son rôle moteur dans notre groupe d'analyse, ses idées novatrices et son soutien lors des réunions de collaboration. Je souhaite une bonne continuation à Arun, avec qui Ivo et moi-même avons formé un véritable commando d'analyse. Merci à Lorenzo pour son expérience, dont il nous a fait profiter, et les outils d'analyse qu'il nous a légués.

Le duo humoristique de Christophe et son comparse Roberto, la bienveillance de Stéphanie, la sagacité de Pascal, les bons conseils de Florian, l'expérience de Claude et de Philippe, sont autant d'ingrédients qui ont agrémenté mon parcours. Bien entendu, mon expérience au sein du LLR dépasse le seul cadre du groupe CMS, et mes échanges réguliers avec Fred, Olivier, Thomas et Bruno ont égayé de bien longues journées de travail.

L'ambiance entre stagiaires, doctorants et post-doctorants du labo me manquera beaucoup : les conseils de Clémentine dès le début de ma thèse, la bonne humeur de Lamia, la candeur d'Alice, les débats avec David, les discussions avec Jon et Benjamin [encore merci pour les allers-retours X-Orsay ;)], la force tranquille de Hieu, la sympathie de Micha... Je me dois de mentionner également mon cher ami Xavier : durant ton stage, tu m'as apporté une aide précieuse, mais tu as également animé ce quotidien parfois difficile, par des discussions et des réflexions tant scientifiques que métaphysiques.

Au cours des dernières années, des liens très forts se sont tissés entre Yacine, Ivo et moi-même. Notre Trio de choc a vécu tous les rebondissements de nos parcours respectifs, professionnels et personnels, de Paris au CERN avec un barycentre à Massy. Les derniers mois de la thèse se sont révélés très difficiles pour moi, et vous avez su m'aider à gérer un niveau de stress inimaginable, me remotiver à chaque phase négative d'une courbe d'humeur à fréquence très élevée. Merci à Ivo l'Oranger de m'avoir aidé à digérer le poisson, de m'avoir servi de chauffeur [encore les fameux allers-retours X-Orsay ;)], de m'avoir fourni des plats en pleine nuit pendant la rédaction, d'être mon expert PFTau personnel, etc... Merci à Yacine le Forgeron pour les discussions physiques et culturelles, les jams/boeufs, les balades impromptues dans Massy [si, si, je vous assure, on peut se balader à Massy ;)], le feuilleton sentimental de l'été 2012 et sa suite, etc... Je vous souhaite une fin de thèse aussi paisible que possible, vous avez tout mon soutien à votre tour, durant cette période délicate et après.

Lors de ma troisième année de thèse, un nouveau compagnon s'est joint à nous. Son humour et sa bonne humeur quasi permanentes en font un individu ma foi fort sympathique, je parle bien entendu de Luca Mastrolorenzo, dit Crazy Luciano. Son regard amusé sur mon état lors de mes derniers mois de thèse m'a souvent amené à relativiser et à décompresser.

Évidemment, une telle gradation dans la difficulté et le temps de travail ne pouvait finir que d'une façon : une préparation intensive la nuit précédant ma soutenance ! Je me dois à nouveau d'exprimer ma profonde gratitude envers les Cinq qui m'ont accompagné, soutenu, encouragé, et conseillé tout au long de cette nuit fatidique : Iaroslava, Luca, Ivo et Yacine, et mon mentor d'exception Alex. La qualité de ma soutenance a fortement bénéficié de nombreux conseils et recommandations, et je remercie tous ceux qui ont assisté à ma répétition et qui m'ont par la suite aidé à remanier ma présentation.

Je remercie également tous les amis qui m'ont soutenu pendant ce doctorat et avant, et avec qui j'ai pu me détendre aussi souvent que possible. Spéciale dédicace aux ancien(ne)s NPAC : Alex, Driss, Nico, Émilien, Narei, Lan, Joany, Alexandra, Loïc, Tim, Marine, Sophie, Simon... Je garderai de bons souvenirs de ma coloc avec toi Olivier, on s'est soutenu dans les périodes difficiles de la thèse et on a partagé pas mal de bons moments, pendant toute une année. Merci aussi à Chloé pour les conseils et les discussions sympas de science, d'astro, de particules, ou autres ;) bon courage pour finir ta thèse et passer à la suite ! Je remercie Fati pour son coup de main de dernière minute et nos discussions que j'apprécie particulièrement. Un merci également à Antoine, qui est toujours de très bon conseil, et à qui je souhaite bon vent dans des pays chauds ! Je tiens également à renouveler ici mes vœux de bonheur à mes très chers amis Mikaël et Christine Gibert ; je vous remercie à nouveau de m'avoir fait l'honneur d'être de vos témoins et pour ce merveilleux évènement qu'était votre mariage.

Un grand et tendre merci à mes parents, qui m'ont constamment encouragé à entretenir ma curiosité insatiable, et à en faire le moteur de mon envie d'apprendre ; envers mes soeurs également, qui m'ont toujours soutenu, avec une profonde affection

mutuelle. J'adresse une pensée à l'ensemble de ma famille, en France, en Algérie et Ailleurs : à mes grands-parents, mes oncles et tantes, mes cousins et cousines. Je souhaite dédier ce manuscrit à ma grand-mère Yamina, et à feu ma grand-mère Hadjila décédée durant cette thèse.

Le mot de la fin est pour Sandra, ma chère et tendre, celle qui partage ma vie depuis bientôt 5 ans. Ces mots sont bien faibles face au degré de soutien indéfectible que tu m'as apporté, et ce depuis le tout début. Tes attentions pleines d'amour, quelque soit la distance qui nous sépare, sont ma force. Merci, mille fois merci, pour tes encouragements constants lors de cette thèse ; pour ton précieux appui le jour de la soutenance, de ma toute dernière répétition le matin à la soutenance elle-même ; pour ton aide à organiser un pot de thèse rondement mené ; merci d'être là, tout simplement.

Introduction	15
1 Structure de la matière et interactions fondamentales	19
1.1 Le Modèle Standard : une théorie des interactions fondamentales . . .	22
1.1.1 Développement perturbatif	23
1.1.2 Formalisme du Modèle Standard	24
1.1.3 Le modèle électrofaible	24
1.1.4 Brisure spontanée de la symétrie électrofaible	26
1.1.5 Masse des fermions	28
1.2 Le boson de Higgs	29
1.2.1 Contraintes théoriques sur le boson scalaire	29
1.2.2 Désintégrations du boson scalaire	30
1.3 Recherche du boson de Higgs	37
1.3.1 Contraintes expérimentales sur la masse du boson de Higgs . .	37
1.3.2 Production du boson de Higgs au LHC	39
1.3.3 Canaux de recherche du boson de Higgs au LHC	47
1.3.4 Cas particulier du canal $H \rightarrow \tau\tau$	48
1.3.5 Découverte du boson de Higgs	50
1.4 Alternatives au Modèle Standard	52
1.4.1 Brève introduction au Modèle Super-Symétrique Minimal . . .	52
1.4.2 Production des bosons de Higgs MSSM au LHC	55
1.4.3 Résultats des analyses MSSM	55
1.5 Recherches passées au Tevatron	56

1.6	Recherches futures au LHC	57
2	Détection et reconstruction des particules dans CMS	59
2.1	Le Grand Collisionneur de Hadrons	60
2.2	Le détecteur CMS	64
2.2.1	Système de coordonnées	67
2.2.2	Caractéristiques de l'aimant de CMS	68
2.2.3	Trajectomètre	68
2.2.4	Calorimètre électromagnétique	71
2.2.5	Calorimètre hadronique	81
2.2.6	Détecteur de muons	85
2.2.7	Déclenchement et acquisition des données	87
2.3	Reconstruction des objets physiques dans CMS	93
2.3.1	L'algorithme <i>Particle Flow</i>	93
2.3.2	Traces et points d'interaction	94
2.3.3	Muons	96
2.3.4	Electrons	98
2.3.5	Hadrons chargés, hadrons neutres et photons	102
2.3.6	Jets	104
2.3.7	Désintégrations hadroniques des leptons tau	105
2.3.8	Impulsion transverse manquante	107
3	Déclenchement sur les électrons	111
3.1	Problématique du déclenchement au LHC	112
3.2	Déclenchement de premier niveau sur les électrons et photons	114
3.2.1	Électronique de lecture et de déclenchement du ECAL	114
3.2.2	Production des primitives de déclenchement	116
3.2.3	Contrôle de l'électronique frontale et transmission des données	119
3.2.4	Production des candidats L1	121
3.2.5	Conditions de déclenchement sur les candidats L1 EG	122
3.3	Performances du système de déclenchement L1 EG en 2011	124
3.3.1	Maîtrise du taux de déclenchement L1 EG	125

3.3.2	Masquage des canaux problématiques	126
3.3.3	Résolution du déclenchement L1 EG	127
3.3.4	Efficacité de déclenchement	131
3.3.5	Sources d'inefficacité affectant le déclenchement L1 EG	136
3.3.6	Efficacité de déclenchement régionale	141
3.4	Correction de la réponse des cristaux du ECAL	142
3.4.1	Perte de transparence des cristaux du ECAL	142
3.4.2	Corrections au sein du déclenchement L1 EG	145
3.4.3	Performances après corrections	147
3.5	Mesure finale avec les données acquises en 2012	147
4	Traitement des signaux anormaux du calorimètre électromagnétique	151
4.1	Signaux anormaux dans le ECAL	152
4.1.1	Caractérisation des signaux anormaux	153
4.1.2	Origine physique des signaux anormaux	157
4.2	Réjection des signaux anormaux	158
4.2.1	Critères de réjection hors-ligne des signaux anormaux	158
4.2.2	Algorithme de réjection en-ligne des signaux anormaux	158
4.3	Optimisation de l'algorithme de réjection L1 EG	160
4.3.1	Détermination d'un point de fonctionnement	161
4.3.2	Efficacité d'identification des signaux anormaux	162
4.3.3	Efficacité de réjection des signaux anormaux	162
4.3.4	Efficacité de sélection des électrons	163
4.3.5	Optimisation de l'algorithme de réjection	170
4.3.6	Réduction du taux de déclenchement	171
4.4	Configuration pour un empilement croissant	175
4.5	Conclusion	177
5	Recherche du boson de Higgs se désintégrant en paires de leptons tau	179
5.1	Introduction	181
5.2	Objets physiques	182

5.2.1	Leptons e et μ :	182
5.2.2	Désintégrations hadroniques des leptons tau	185
5.2.3	Jets	188
5.2.4	Impulsion transverse manquante	189
5.3	Données expérimentales et simulations	192
5.3.1	Déclenchement	192
5.3.2	Simulations	198
5.3.3	Échantillons hybrides	199
5.4	Corrections apportées aux simulations	201
5.4.1	Déclenchement	201
5.4.2	Identification et isolation	202
5.4.3	Échelle d'énergie des τ_h	202
5.4.4	Échelle d'énergie des jets	202
5.4.5	Impulsion transverse manquante	203
5.4.6	Empilement	206
5.4.7	Échantillons hybrides	206
5.5	Masse invariante de la paire de τ	208
5.5.1	Cinématique de la désintégration du lepton τ	209
5.5.2	Densité de probabilité des paramètres cinématiques	210
5.5.3	Pouvoir de séparation de l'algorithme <i>SVfit</i>	212
5.6	Sélection des évènements	213
5.6.1	Sélection inclusive	213
5.6.2	Prospective pour le canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$	214
5.6.3	Catégories exclusives	215
5.7	Extraction du signal	217
5.7.1	Évaluation de la composition en bruits de fond	218
5.7.2	Estimation du signal	225
5.8	Les incertitudes systématiques	233
5.8.1	Incetitudes théoriques	233
5.8.2	Incetitudes expérimentales	233
5.8.3	Normalisation des bruits de fond	234

5.9	Interprétation statistique	237
5.9.1	Test statistique	238
5.9.2	Quantifier l'absence du signal	239
5.9.3	Quantifier un excès	240
5.10	Résultats	241
5.10.1	Limites d'exclusion dans les canaux semi-leptoniques	241
5.10.2	Combinaison $H \rightarrow \tau\tau$	252
Conclusion		257
A Annexes		261
A.1	Correction de la réponse des cristaux	261
A.2	Algorithmes de déclenchement $\ell\tau_h$	263
A.3	Caractérisation de l'énergie transverse manquante de niveau 1	264
A.4	Distributions des variables cinématiques	268
A.5	Masse invariante d'une paire de leptons tau : cinématique	275
A.6	Analyse des distributions de masse invariante : incertitudes systématiques	276
A.6.1	Bruit de fond W	276
A.6.2	Bruit de fond QCD	276
A.7	Ajustement de la norme des distributions de masse invariante	278
Références		283

INTRODUCTION

*There is nothing new to be discovered in physics now.
All that remains is more and more precise measurement.*

Lord Kelvin

La physique des particules a connu au cours du siècle passé de nombreux succès, grâce à de fructueux échanges entre la construction de modèles théoriques à partir de principes premiers, et la conception d'expériences très variées. L'étude des phénomènes de désintégration nucléaire au contenu des rayons cosmiques, en passant par un grand nombre d'expériences auprès de collisionneurs d'une part, et l'utilisation de principes d'invariances et de groupes de symétries d'autre part, ont permis de dresser une vision synthétique de la structure de la matière. Ce Modèle Standard de la physique des particules décrit les particules élémentaires constituant la matière (fermions) comme membres de représentation de certains groupes de symétries. L'invariance de la théorie sous ces symétries implique l'existence de champs vectoriels bosoniques, qui se couplent avec les fermions. Les interactions entre fermions se décrivent alors sous la forme de processus d'échanges de bosons par les fermions.

Un des succès majeurs du Modèle Standard réside dans l'unification des interactions électromagnétique et faible au sein du modèle dit électrofaible. Ce modèle prédit l'existence de bosons non massifs à partir de l'invariance sous une transformation appartenant au groupe $SU(2) \times U(1)$, les bosons W^\pm et Z et le photon. Cependant, l'étude des désintégrations nucléaires indique clairement que l'interaction faible agit à courte portée, ce qui nécessite d'attribuer une masse aux bosons W et Z . Le mécanisme BEH (Brout, Englert, Higgs) engendre cette masse au travers d'une brisure spontanée de symétrie, en prédisant l'existence d'un champ scalaire, dont les excitations correspondent à un boson scalaire massif, communément appelé le boson de Higgs.

Le succès prédictif du Modèle Standard est indiscutable, et la masse des bosons W et Z indique une échelle d'énergie, dite échelle électrofaible, pour laquelle les interactions électromagnétique et faible s'unifient. Cependant, il reste valide pour un boson de Higgs de masse inférieure à 800 GeV, jusqu'à une échelle d'énergie qui dépend de la masse exacte du boson de Higgs. La prédiction d'un champ scalaire non nul, d'énergie élevée (174 GeV) omniprésent dans l'Univers d'une part, et l'unification électrofaible à une échelle d'énergie élevée ($M_Z = 91$ GeV) d'autre part,

fait du Modèle Standard une théorie de physique des hautes énergies, sensible à la structure de l'Univers. La brisure de symétrie électrofaible constitue alors une transition de phase ayant eu lieu très tôt dans l'histoire de l'Univers, à un moment où sa température correspondait à une énergie du champ scalaire : $10^{15} K$, soit $10^{-11} s$ après la naissance de l'Univers.

Plusieurs générations d'expériences auprès de collisionneurs ont pu établir des contraintes expérimentales sur le boson de Higgs, mais sa production constitue un phénomène extrêmement rare, et les expériences passées ne l'ont pas découvert. Les contraintes expérimentales sur la masse du boson de Higgs, posées principalement par le LEP et le Tevatron, suggèrent fortement l'existence d'un boson de Higgs de masse comprise entre 115 et 155 GeV, sans pour autant exclure l'intervalle de masse au-delà de 180 GeV. La validité du Modèle Standard pour un boson de Higgs de faible masse indique que l'existence de nouvelle physique émergerait à l'échelle de plusieurs TeV. Le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC) a été conçu dans le but de d'explorer la physique à l'échelle $\mathcal{O}(10 \text{ TeV})$, à laquelle les expériences installées auprès du LHC peuvent mettre en évidence l'existence du boson de Higgs, voire l'émergence d'une nouvelle physique conservant la validité de l'approche théorique consacrée par le Modèle Standard.

Le premier chapitre de cette thèse décrit le formalisme du Modèle Standard et la façon dont il traite les interactions fondamentales. Nous nous concentrerons sur le modèle électrofaible et le mécanisme de Higgs, qui engendre non seulement la masse des bosons W et Z, mais aussi celle des fermions, au travers de couplages de Yukawa. Puis nous exposerons la phénoménologie du boson de Higgs et les contraintes expérimentales dont nous disposons pour guider sa recherche au LHC, en particulier dans son canal de désintégration en paire de leptons tau. Nous mentionnerons brièvement les alternatives au Modèle Standard et les contraintes expérimentales accessibles au canal di-tau.

Dans le second chapitre, nous nous intéresserons au fonctionnement du LHC et du détecteur CMS, dont chaque sous-système joue un rôle particulier dans l'analyse des collisions de protons du LHC. Nous fournirons des résultats de performance, et nous détaillerons le fonctionnement et les performances du calorimètre électromagnétique, qui est de première importance pour le programme de physique de l'expérience CMS. Nous décrirons également dans ce chapitre les algorithmes de reconstruction des objets physiques dans CMS : les traces de particules chargées et les points d'interaction, les particules détectables par CMS (électrons, muons, hadrons chargés et neutres, photons, jets, jets issus de leptons tau) ainsi que l'impulsion transverse manquante.

Le troisième chapitre sera consacré à une revue du déclenchement sur les électrons dans l'expérience CMS. Nous y exposerons la problématique du déclenchement au LHC, ainsi que le système de déclenchement de CMS et en particulier sa partie matérielle formant un premier niveau de sélection en-ligne (L1). Nous détaillerons le déclenchement sur les électrons (et les photons), basé sur les informations en provenance du calorimètre électromagnétique de CMS. Le travail d'analyse et d'optimisation des performances du déclenchement sur les électrons et photons présenté

dans ce chapitre constitue une contribution majeure à l'acquisition de données pour remplir le programme de physique de l'expérience CMS.

Le quatrième chapitre portera sur le traitement des signaux anormaux du calorimètre électromagnétique, au sein du déclenchement de premier niveau sur les électrons et photons. Nous y décrirons l'origine de ces signaux anormaux et la stratégie de réjection de ces signaux. Nous exposerons l'optimisation de cette stratégie et ses performances lors des premières années de fonctionnement du LHC. Ce travail d'optimisation a permis de conserver d'excellentes performances de déclenchement sur les électrons et photons, et a joué un rôle crucial dans la stratégie d'acquisition de données de CMS.

Enfin, dans le cinquième chapitre, nous détaillerons l'analyse des données de l'expérience CMS, dans le cadre de la recherche du boson de Higgs se désintégrant en paire de leptons τ . L'intérêt de ce canal, présenté au premier chapitre, sera à nouveau mentionné. Nous nous concentrerons sur l'analyse des états finaux semileptoniques $e\tau_h$ et $\mu\tau_h$ (où e désigne l'électron, μ le muon, et τ_h les désintégrations hadroniques du lepton tau). Nous consacrerons la première partie de ce chapitre à une description des outils d'analyse : l'identification des divers objets physiques (e , μ , τ_h , jets, impulsion transverse manquante), la stratégie de déclenchement et d'acquisition de données pour cette analyse, les simulations utilisées pour caractériser les bruits de fond, et la reconstruction de la masse invariante des paire de leptons tau. La seconde partie du chapitre détaille la stratégie de l'analyse : la sélection des événements, l'extraction du signal, et l'interprétation statistique des résultats. Nous exposerons en particulier dans ce chapitre la mise en place d'une chaîne d'analyse complémentaire, basée sur une stratégie de déclenchement alternative opérant dans la dernière phase de prises de données de l'année 2012. Celle-ci permet d'augmenter l'efficacité de sélection du signal et donc d'améliorer la sensibilité de l'analyse à la présence d'un boson de Higgs.

CHAPITRE 1

STRUCTURE DE LA MATIÈRE ET INTERACTIONS FONDAMENTALES

*Dans le tissu de l'espace comme dans la nature de la
matière, figure, en tout petit, la signature de l'artiste.*

Carl Sagan, *Contact*

Sommaire

1.1	Le Modèle Standard : une théorie des interactions fondamentales	22
1.1.1	Développement perturbatif	23
1.1.2	Formalisme du Modèle Standard	24
1.1.3	Le modèle électrofaible	24
1.1.4	Brisure spontanée de la symétrie électrofaible	26
1.1.5	Masse des fermions	28
1.2	Le boson de Higgs	29
1.2.1	Contraintes théoriques sur le boson scalaire	29
1.2.2	Désintégrations du boson scalaire	30
1.3	Recherche du boson de Higgs	37
1.3.1	Contraintes expérimentales sur la masse du boson de Higgs	37
1.3.2	Production du boson de Higgs au LHC	39
1.3.3	Canaux de recherche du boson de Higgs au LHC	47
1.3.4	Cas particulier du canal $H \rightarrow \tau\tau$	48
1.3.5	Découverte du boson de Higgs	50
1.4	Alternatives au Modèle Standard	52
1.4.1	Brève introduction au Modèle Super-Symétrique Minimal	52
1.4.2	Production des bosons de Higgs MSSM au LHC	55
1.4.3	Résultats des analyses MSSM	55
1.5	Recherches passées au Tevatron	56
1.6	Recherches futures au LHC	57

Le Modèle Standard de la physique des particules synthétise notre compréhension actuelle de la structure de la matière et des interactions fondamentales. L'idée originelle du Modèle Standard consiste à fonder la théorie des interactions fondamentales sur un nombre minimal d'axiomes (principes d'invariances et de symétries).

Le formalisme lagrangien permet de décrire les systèmes de particules en interaction. Il consiste à déterminer une fonction scalaire caractéristique du système, le lagrangien, dont les variables, dites «coordonnées généralisées», correspondent aux degrés de liberté du système. Le principe variationnel stipule alors que le système suit la trajectoire qui laisse inchangée l'action, soit l'intégrale temporelle du lagrangien, sous un changement infinitésimal des coordonnées généralisées.

Une fois ce premier principe de base admis en tant qu'axiome de la mécanique analytique, nous disposons d'un outil puissant pour décrire l'évolution des systèmes physiques et leurs interactions. Il nous reste à identifier les principes élémentaires sur lesquels nous pourrions baser lesdites interactions. Or, le théorème d'Emmy Noether démontre que l'invariance du lagrangien d'un système, sous une transformation donnée, implique l'existence d'une quantité physique conservée. Les transformations considérées par ce théorème appartiennent à des groupes de symétries, tels que $U(1)$, $SU(2)$, etc. L'analyse des quantités conservées par les interactions, comme la charge dans les processus électromagnétiques, fournit de fortes indications quant aux groupes de symétries convenables.

D'autre part, l'étude de particules pouvant se déplacer à une vitesse proche, voire égale, à celle de la lumière, nécessite l'usage de la relativité restreinte. Les lagrangiens décrivant les systèmes de particules doivent donc rester inchangés sous l'ensemble des transformations de Lorentz. Enfin, les particules obéissent aux lois de la mécanique quantique : la théorie des interactions doit donc comporter une forme de quantification. La théorie quantique des champs réalise avec succès cette unification entre mécanique quantique et relativité restreinte. Elle décrit toute particule comme un champ, qui constitue également un opérateur, au sens de la mécanique quantique : la mise en place de relations de commutation sur ces champs permet de les quantifier.

L'électrodynamique quantique (QED), élaborée à partir des années 1920, constitue un parfait exemple en la matière. Le lagrangien de la QED reste invariant sous toute transformation de Lorentz (relativité restreinte) et toute transformation de phase locale, c'est-à-dire une multiplication par $\exp(-i\alpha(x_\mu))$, où la phase α dépend des coordonnées d'espace-temps x_μ . Ce lagrangien décrit l'évolution d'une particule de charge électrique $q = -e$ et de son antiparticule, au moyen de «spineurs». Ces objets mathématiques correspondent à des particules de spin $1/2$, soit des fermions. Les simples conditions d'invariance susmentionnées impliquent l'introduction d'un quadricourant (charge électrique, courant électrique) conservé, et d'un quadrivecteur (potentiel électrique, potentiel vecteur) : le champ électromagnétique. Rappelons que les quadrivecteurs décrivent des objets de spin 1 , soit des bosons : ainsi, l'interaction électromagnétique peut se décrire comme l'échange de bosons virtuels, assimilés à des photons.

La section efficace d'un processus de QED (soit un ensemble de particules char-

gées entrantes et sortantes) se calcule au moyen d'un développement perturbatif en puissances de α , la constante caractéristique de l'interaction électromagnétique. L'outil central dans ce calcul, le diagramme de Feynman, résume les objets entrants et sortants, ainsi que les échanges de particules virtuelles, et chaque point d'interaction. Le nombre de points d'interaction correspond directement à l'ordre considéré en α . Enfin, la technique dite de «renormalisation» assure la convergence de la série perturbative.

La possibilité de déduire l'interaction électromagnétique à partir de principes d'invariance (changement local de phase, transformations de Lorentz), ainsi que le succès prédictif de la QED, lui a valu son surnom de «bijou de la physique». Le moment magnétique anomal de l'électron et du muon correspond à leur déviation par rapport à la valeur prédite au premier ordre en α : 2. Cette quantité constitue un des meilleurs exemples de prédiction issues de la QED. Les valeurs théoriques et expérimentales les plus récentes sont les suivantes [F50] :

$$\begin{cases} a_e^{\text{QED}} = 1159652181,78 \pm 0,77 \times 10^{-12} & ; & a_\mu^{\text{QED}} = 116591840 \pm 59 \times 10^{-11} \\ a_e^{\text{exp}} = 1159652180,73 \pm 0,28 \times 10^{-12} & ; & a_\mu^{\text{exp}} = 116592089 \pm 63 \times 10^{-11} \end{cases} \quad (1.1)$$

Ces valeurs montrent à la fois la précision impressionnante des valeurs expérimentales et théoriques, et leur accord au milliardième pour l'électron, au millionième pour le muon.

Le succès de la QED a inspiré une généralisation aux autres interactions : l'interaction forte est décrite par la théorie de la chromodynamique quantique (QCD), utilisant le groupe de symétrie $SU(3)$. Le cas de l'interaction faible, plus délicat, a mené à une unification des interactions électromagnétique et faible. En effet, la courte portée de l'interaction faible suggère que les processus faibles correspondent à des échanges de bosons très massifs (plusieurs dizaines de GeV). Or, l'utilisation de termes de masse explicites dans un lagrangien brise son invariance de Lorentz, ainsi que la renormalisabilité du lagrangien.

Cependant, la construction d'une théorie électrofaible, basée sur le groupe de symétrie $SU(2) \times U(1)$, unifie les interactions électromagnétique et faible, et prédit l'existence de quatre bosons non massifs. Il reste donc à déterminer le mécanisme qui brise la symétrie $SU(2) \times U(1)$, produisant ainsi un boson neutre non massif γ , un boson neutre massif Z^0 et deux bosons chargés massifs W^\pm ; la symétrie résiduelle $U(1)$ et le boson non massif γ correspondent à la QED. Le Modèle Standard postule que la brisure de symétrie électrofaible se produit au travers du mécanisme de Brout-Englert-Higgs. Ce mécanisme prédit également l'existence d'un champ scalaire fondamental, et d'une particule correspondant à une excitation de ce champ : l'unique boson scalaire fondamental prédit par le Modèle Standard (dit communément «de Higgs», ou «de Brout-Englert-Higgs», ou encore «BEH»).

La section 1.1 décrit succinctement le Modèle Standard : son lagrangien, les groupes de symétrie considérés, l'ensemble des particules élémentaires. Le modèle électrofaible et sa brisure de symétrie sont également exposés. La section 1.2 est dé-

diée aux prédictions théoriques sur le boson de Higgs, en particulier les contraintes sur sa masse et ses modes de désintégration. La section 1.3 expose les recherches passées et présentes du boson de Higgs. L'accent sera mis sur sa production au LHC et les divers canaux de recherche couverts par l'expérience CMS à ce jour.

Dans la section 1.4, nous évoquerons l'étude d'une alternative au Modèle Standard : le Modèle Super-Symétrique Minimal (MSSM), et en particulier la recherche de bosons de Higgs MSSM dans le canal $H \rightarrow \tau\tau$. Nous mentionnerons dans la section 1.5 l'analyse $H \rightarrow \tau\tau$ menée par les expériences du Tevatron, et la section 1.6 donnera des indications pour les études futures sur le canal $H \rightarrow \tau\tau$ au LHC.

1.1 Le Modèle Standard : une théorie des interactions fondamentales

Les théories décrivant les interactions fondamentales (électromagnétique, faible, forte) utilisent les formalismes lagrangien et hamiltonien de la mécanique analytique. Le principe de moindre action permet de dériver les lois du mouvement, au travers de l'équation d'Euler-Lagrange. Le Hamiltonien décrit alors l'évolution temporelle d'un système physique :

$$\psi(t) = U(t, 0) \psi(0) = e^{-itH} \psi(0) \quad (1.2)$$

Les théories considérées doivent en outre respecter les critères [F46] suivants :

- invariance de Poincaré : invariance du lagrangien sous une transformation de Lorentz ou une translation, requise par la relativité restreinte
- unitarité : l'opérateur d'évolution U doit être unitaire et le Hamiltonien doit être hermitien $H = H^*$, afin d'assurer une définition correcte des probabilités
- micro-causalité : les observables physiques mesurées en deux positions différentes, au même instant, doivent être indépendantes, ce qui se traduit en mécanique quantique par un commutateur nul : $[A(x), B(y)] = 0$, avec $x \neq y$
- localité : les amplitudes de probabilité calculées à différentes positions de l'espace doivent être factorisables, ce qui implique l'existence d'une densité hamiltonienne dont l'intégrale spatiale donne le Hamiltonien global : $H = \int \mathcal{H}(x, t) d^3x$
- stabilité : les valeurs propres du Hamiltonien (spectre en énergie), doivent posséder une borne inférieure finie, afin d'assurer la stabilité de l'état fondamental (le vide).

Enfin, les théories considérées doivent être renormalisables [F46]. En effet, elles prennent en compte à priori la contribution de tous les états possibles du système. Ceci implique la présence d'un terme divergent dans les calculs de probabilité d'interaction, correspondant à une intégrale sur l'ensemble du spectre en énergie du système. Par exemple, dans l'électrodynamique quantique, ce terme est de la forme $\log(\Lambda^2/m^2)$, où Λ désigne l'échelle d'énergie considérée, et m la masse de l'électron. Si la théorie est renormalisable, ce terme divergent peut être absorbé dans un faible

nombre de paramètres de la théorie, comme la masse et la charge des particules considérées et la constante de couplage de l'interaction. Ces quantités dépendent alors de l'échelle d'énergie considérée : la mesure de leur valeur pour une énergie précise permet de prédire leur comportement à plus basse et surtout à plus haute énergie.

Dans cette section, nous évoquerons brièvement le caractère perturbatif des prédictions théoriques, puis nous aborderons en détail le formalisme du Modèle Standard en nous concentrant sur le modèle électrofaible. Enfin, nous nous pencherons sur le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible.

1.1.1 Développement perturbatif

Dans la représentation de Schrödinger, l'évolution temporelle du système physique décrit par le champ ψ est donné par :

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = H \psi(t) \quad \text{avec : } \psi(t) = U(t, t_0) \psi(t_0) \Rightarrow i \frac{d}{dt} U(t, t_0) = H(t) U(t, t_0) \quad (1.3)$$

Cette équation peut être résolue par une procédure itérative [F48, F49], en divisant l'intervalle de temps $[t, t_0]$ en une infinité d'instants $\{t_i\}$:

$$U(t, t_0) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-i)^n}{n!} \int_{t_0}^t dt_1 \int_{t_0}^{t_1} dt_2 \dots \int_{t_0}^{t_{n-1}} dt_n T[H(t_1) H(t_2) \dots H(t_n)] \quad (1.4)$$

où T indique le produit ordonné, soit le produit des $H(t_i)$ effectué dans l'ordre décroissant des $\{t_i\}$. Cette formulation, dite «développement de Dyson», fournit la matrice de diffusion ou «matrice S » :

$$S = U(-\infty, +\infty) = \sum_{n=0}^{\infty} S^{[n]} \quad (1.5)$$

où $S^{[n]}$ provient du terme d'ordre n dans le développement de Dyson. L'élément de matrice $S_{fi} = \langle f | S | i \rangle$ sert alors dans la description de la transition depuis l'état initial $|i\rangle$ vers l'état final $|f\rangle$.

Le théorème de Wick permet de reformuler le produit T à un ordre n quelconque comme un produit de propagateurs de Feynman, assemblés sous la forme d'un diagramme de Feynman à n vertex. La section efficace de transition $i \rightarrow f$ prend en compte à la fois le transfert de quadri-impulsion sous la forme d'un terme d'espace de phase, et l'amplitude de probabilité représenté par l'élément de matrice S_{fi} .

Celle-ci dispose d'une formule exacte, mais son calcul numérique se décompose en plusieurs ordres successifs, qui comportent un nombre croissant de vertex et de diagrammes de Feynman possibles. La complexité du calcul s'accroît donc très vite avec l'ordre considéré. Cependant, l'ordre n inclut un facteur α^n , où α désigne l'intensité de l'interaction ; par exemple, la constante de couplage de l'interaction électromagnétique vaut (à basse énergie) : $\alpha \equiv 1/137$. Ainsi, les contributions principales proviennent des premiers ordres, et la plupart des valeurs numériques de section efficace utilisées dans le cadre de cette thèse s'arrêtent au troisième ordre du développement perturbatif.

1.1.2 Formalisme du Modèle Standard

Au sein du Modèle Standard, les particules sont décrites par des champs spinoriels (fermions) ou vectoriels (bosons). Les fermions sensibles à l'interaction forte, les quarks, sont au nombre de 6 : u, d, s, c, b, t . De même, il existe six leptons (fermions insensibles à l'interaction forte) : trois leptons chargés e, μ, τ et trois leptons neutres, les neutrinos, associé à chaque lepton : ν_e, ν_μ, ν_τ .

Prenons à nouveau l'exemple de l'électrodynamique quantique (QED) : les champs spinoriels constituent les solutions de l'équation de Dirac, et permettent la construction du lagrangien de la QED \mathcal{L}_{QED} . Or, la phase absolue des champs ne doit pas influencer sur le résultat physique, car nous calculons en définitive une section efficace réelle, qui est le module au carré d'une amplitude complexe. Donc, \mathcal{L}_{QED} doit rester invariant sous un changement de phase local des champs spinoriels. La présence d'un opérateur de dérivation dans \mathcal{L}_{QED} provoque alors l'apparition d'un terme supplémentaire, compensé par l'introduction d'un champ vectoriel et d'un nouvel opérateur, la dérivée covariante. Enfin, \mathcal{L}_{QED} est complété par un terme cinétique pour le champ vectoriel introduit. Celui-ci peut directement être assimilé au photon, et la quantité conservée associée à cette symétrie $U(1)$ n'est autre que la charge électrique.

Le succès de cette approche suggère une généralisation à un nombre plus élevé de champs vectoriels, notamment pour décrire l'interaction faible. La généralisation, proposée par Yang et Mills [F47, F49], consiste alors à considérer d'autres groupes de symétries continues que $U(1)$, tels que $SU(2)$ ou $SU(3)$. Les fermions (spineurs) appartiennent alors aux représentations du groupe choisi. Les bosons (vecteurs) émergent de l'invariance du lagrangien sous une transformation de jauge locale, sous formes de termes dans la dérivée covariante : il apparaît alors un boson vecteur par générateur du groupe.

L'interaction forte couple les quarks et sa structure particulière (liberté asymptotique, confinement) forme des états liés de quarks, mésons ($q_1\bar{q}_2$) et baryons ($q_1q_2q_3$). L'existence d'états liés à trois quarks du même type (par exemple $\Delta^{++} = |uuu\rangle$) a mené à l'introduction d'un nouveau nombre quantique, la couleur, conservé par les interactions fortes. Les trois couleurs (nommées par exemple rouge, vert, bleu) sont alors introduites dans un modèle basé sur le groupe $SU(3)$, dont les 8 générateurs permettent la construction de 8 champs vectoriels : les gluons.

La section suivante décrit le statut des interactions électromagnétique et faible au sein du Modèle Standard.

1.1.3 Le modèle électrofaible

Le modèle électrofaible, introduit par Glashow, Salam et Weinberg [], combine le principe d'invariance de jauge, et le phénomène de brisure spontanée de symétrie (voir §1.1.4). Le premier induit l'existence de bosons vecteurs de masse nulle, et le second permet d'attribuer une masse aux bosons vecteurs. Le modèle électrofaible

fournit une description théorique correcte et prédictive pour l'interaction faible, de courte portée et donc basée sur des bosons massifs. La conséquence majeure de ce modèle est l'unification des interactions électromagnétique et faible.

Le modèle se base sur le groupe de symétrie $U(1) \times SU(2)$: seule la symétrie $SU(2)$ sera brisée, et la symétrie $U(1)$ résiduelle permettra alors de conserver un boson de masse nulle, le photon. L'interaction faible présente une particularité : elle n'agit que sur les composantes ψ_L d'hélicité gauche des fermions ψ . Rappelons que $\psi_{L,R} = P_{L,R}\psi = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)\psi$ (avec un signe $-$ dans le cas L et $+$ dans le cas R). Ainsi les ψ_L forment des doublets d'isospin faible, alors que les ψ_R forment des singulets :

$$\begin{pmatrix} \nu_\ell^L \\ \ell_L \end{pmatrix} ; \begin{pmatrix} U_L \\ D'_L \end{pmatrix} ; U_R ; D'_R ; \nu_\ell^R ; \ell_R \quad (1.6)$$

où $\ell = e, \mu, \tau$; $U = u, c, t$; $D' = d', s', b'$. Une complication supplémentaire provient du fait que les états propres D' de l'interaction faible, dits «de saveur», consistent en un mélange des états propres de masse D , via la matrice CKM, que nous ne discuterons pas ici (pour plus de détails, voir []).

Dans ce contexte, les générateurs des groupes $SU(2)$ et $U(1)$ sont respectivement les $\{\sigma_i/2\}$ (matrices de Pauli) et $Y/2$ où Y désigne l'hypercharge faible ($Y = 2(Q - T_3)$, avec Q la charge électrique et T_3 l'isospin faible). La transformation locale des doublets $L = (u_L, d_L)$ et des singulets ψ_R s'écrit alors :

$$L' = e^{-i\vec{\alpha}(x) \cdot \frac{\vec{\sigma}}{2} - i\beta(x) \frac{Y}{2}} L ; \quad \psi'_R = e^{-i\beta(x) \frac{Y}{2}} \psi_R \quad (1.7)$$

L'invariance du lagrangien électrofaible sous ces transformations amène à introduire, au sein de la dérivée covariante, trois bosons vecteurs W_μ^i associés aux générateurs de $SU(2)$ et un boson vecteur B_μ associé au générateur de $U(1)$. L'analyse des couplages sous forme de courants chargés mène alors à la définition des bosons chargés : $W_\mu^\pm = W_\mu^1 \mp iW_\mu^2$. L'introduction du champ électromagnétique nécessite un mélange des bosons W_μ^3 et B_μ , car ceux-ci, pris séparément, se couplent aux neutrinos. Nous pouvons alors construire deux combinaisons orthogonales :

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

où nous retrouvons le photon A_μ et où nous constatons que le modèle électrofaible fournit une première prédiction majeure : l'existence d'un nouveau boson neutre. Le boson Z correspond à un courant faible neutre, qui n'avait pas encore été observé au moment de la construction du modèle par Glashow, Salam et Weinberg.

Le lagrangien du modèle électrofaible décrit alors le comportement des fermions et des bosons, soit la diffusion libre des fermions et des bosons, leurs interactions,

et les interactions (trilinéaires et quadrilinéaires) entre bosons :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}^{\text{EW}} &= \mathcal{L}_{\text{f libre}}^{\text{EW}} + \mathcal{L}_{\text{int f-V}}^{\text{EW}} + \mathcal{L}_{\text{V libre}}^{\text{EW}} + \mathcal{L}_{\text{VVV}}^{\text{EW}} + \mathcal{L}_{\text{VVVV}}^{\text{EW}} \\
\mathcal{L}_{\text{f libre}}^{\text{EW}} &= \sum_f \bar{L}i\partial L + \bar{\psi}_R i\partial\psi_R \\
\mathcal{L}_{\text{int f-V}}^{\text{EW}} &= -\sum_f \frac{g_W}{\sqrt{2}} \bar{L}\gamma^\mu (T_+ L W_\mu^+ + T_- L W_\mu^-) + e (\bar{\psi}\gamma^\mu Q\psi) A_\mu \\
&\quad + \frac{g_W}{\cos\theta_W} [\bar{L}\gamma^\mu T_3 L - \sin^2\theta_W \bar{\psi}\gamma^\mu Q\psi] Z_\mu \\
\mathcal{L}_{\text{V libre}}^{\text{EW}} &= -\frac{1}{4} \left[(W_{\mu\nu}^-)^\dagger W^{-\mu\nu} + (W_{\mu\nu}^+)^\dagger W^{+\mu\nu} + Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} \right] \\
\mathcal{L}_{\text{VVV}}^{\text{EW}} &= -ig_W \left[(\cos\theta_W Z^\mu + \sin\theta_W A^\mu) (W_{\mu\nu}^- W^{+\nu} - W_{\mu\nu}^+ W^{-\nu}) \right. \\
&\quad \left. + (\cos\theta_W Z_{\mu\nu} + \sin\theta_W A_{\mu\nu}) W^{+\mu} W^{-\nu} \right] \\
\mathcal{L}_{\text{VVVV}}^{\text{EW}} &= -\frac{g_W^2}{2} \left[2\cos^2\theta_W (W_\mu^+ W^{-\mu} Z_\nu Z^\nu - W_\mu^+ W^{-\nu} Z_\nu Z^\mu) \right. \\
&\quad + 2\sin^2\theta_W (W_\mu^+ W^{-\mu} A_\nu A^\nu - W_\mu^+ W^{-\nu} A_\nu A^\mu) \\
&\quad + 2\sin\theta_W \cos\theta_W (2W_\mu^+ W^{-\mu} Z_\nu A^\nu - W_\mu^+ W^{-\nu} Z_\nu A^\mu - W_\mu^+ W^{-\nu} A_\nu Z^\mu) \\
&\quad \left. - W_\mu^+ W^{+\mu} W_\nu^- W^{-\nu} + W_\mu^+ W^{-\mu} W_\nu^- W^{+\nu} \right]
\end{aligned}$$

où $V_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu$.

Ce lagrangien décrit donc l'évolution libre et les interactions des fermions et des bosons électrofaibles. Cependant, ce modèle implique des bosons de jauge de masse nulle ; la section suivante explique le mécanisme à l'origine de la masse des bosons.

1.1.4 Brisure spontanée de la symétrie électrofaible

L'interaction électromagnétique dispose d'une portée infinie, tandis que l'interaction faible se produit à courte portée : la première doit donc se baser sur un boson vecteur de masse nulle (le photon), et la seconde nécessite des bosons massifs. Or le modèle électrofaible (1.9), basé sur le groupe $SU(2) \times U(1)$, engendre quatre bosons de masse nulle (A, Z, W^+, W^-) : nous avons identifié A au champ électromagnétique, donc au photon ; les bosons W^\pm, Z sont associés à l'interaction faible.

Le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible brise l'invariance du lagrangien (1.9) sous $SU(2)$, confiant ainsi une masse aux bosons W^\pm, Z tout en conservant l'invariance sous $U(1)$ et l'existence d'un boson vecteur de masse nulle, le photon. Ce mécanisme, proposé par Brout, Englert et Higgs [], implique l'introduction d'un doublet de champs scalaires complexes :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

Le lagrangien électrofaible se voit alors ajouter un terme cinétique et un terme

potentiel dus à ce doublet :

$$\mathcal{L}_\phi = D_\mu \phi^\dagger D^\mu \phi - V(\phi) \quad , \quad \text{avec : } V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (\mu^2 < 0, \lambda > 0) \quad (1.10)$$

L'invariance du lagrangien \mathcal{L}_ϕ sous une transformation de jauge locale $SU(2) \times U(1)$ se traduit par l'utilisation de la dérivée covariante $D_\mu = \partial_\mu + ig_W \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^i + ig \frac{Y}{2} B_\mu$.

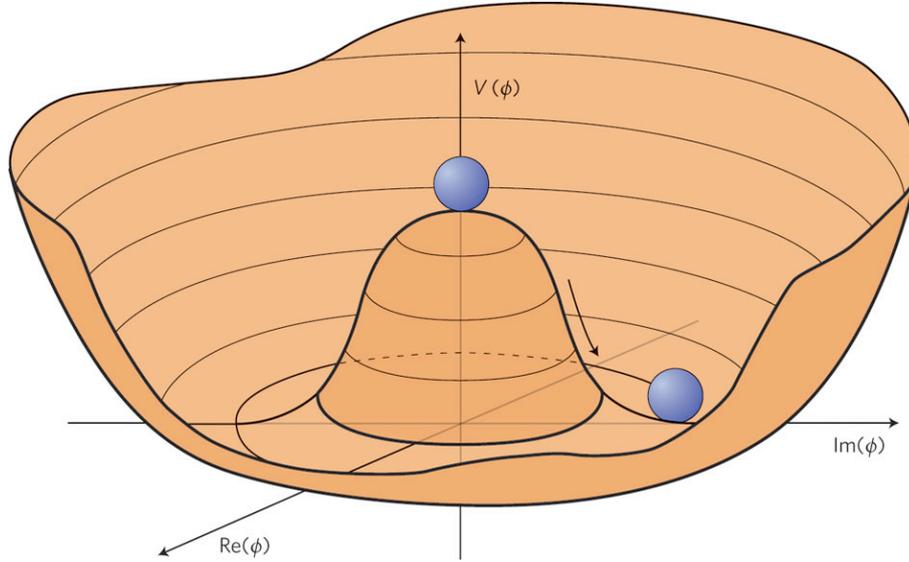


FIG. 1.1: Représentation du potentiel $V(\phi)$ pour un champ scalaire complexe ϕ , en fonction des composantes réelle $\Re(\phi)$ et imaginaire $\Im(\phi)$ du potentiel.

La figure 1.1 représente le potentiel V dans un espace à deux dimensions seulement (au lieu de quatre). La particularité du potentiel $V(\phi)$ réside dans l'existence d'une infinité d'états fondamentaux non nuls. Cela implique l'existence d'un champ scalaire et d'une énergie associée à ce champ dans tout l'univers. Le choix arbitraire de l'état fondamental du champ ϕ provoque une brisure spontanée de la symétrie. Le vide étant électriquement neutre, l'état fondamental ϕ_0 que nous choisissons possède une composante chargée nulle et une composante neutre non nulle :

$$\phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad \text{avec : } v = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}} \quad (1.11)$$

La valeur attendue dans le vide v est une constante, du fait de l'invariance des lois physiques par translation.

Ainsi, l'état fondamental ϕ_0 n'est invariant ni sous une transformation $SU(2)$, ni sous une transformation $U(1)$ d'hypercharge ; cependant, sa neutralité lui assure son invariance sous une transformation $U(1)$ de charge électrique (multiplication par $e^{-i\alpha(x)Q}$ avec $Q = 0$). Ainsi, la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est spontanément brisée, mais une symétrie $U(1)_Q$ subsiste, qui correspond à l'interaction électromagnétique. Le théorème de Goldstone spécifie alors qu'il apparaît autant de bosons (dits de Goldstone) que de générateurs de la symétrie spontanément brisée : ainsi, la brisure engendre trois nouveaux degrés de liberté.

Afin d'interpréter physiquement les excitations du doublet de champs scalaire ϕ , nous pouvons les paramétrer ainsi :

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\theta^a(x)\sigma_a} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

Le lagrangien électrofaible (1.9) incluant le terme \mathcal{L}_ϕ , demeure invariant sous une transformation de jauge. Nous pouvons alors choisir une transformation particulière qui élimine les bosons de Goldstone :

$$\phi'(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\left(\theta^a(x) - \frac{\alpha^a(x)}{2}\right)\sigma_a} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

Le choix $\alpha^a(x) = 2\theta^a(x)$ permet de réduire le champ excité ϕ' à une composante neutre $\phi^0 = (1/\sqrt{2})(v + h(x))$. L'excitation réelle $h(x)$ correspond à une particule : le boson scalaire BEH, plus communément appelé boson de Higgs.

Récrivons le lagrangien \mathcal{L}_ϕ (1.10) en utilisant le champ excité ϕ' ; nous obtenons alors :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\phi + \mathcal{L}_{\text{V libre}} &= \frac{1}{2} \left(\partial_\mu h \partial^\mu h + 2\mu^2 \right) \\ &\quad - \frac{1}{4} \left(W_{\mu\nu}^\pm \right)^\dagger W^{\pm\mu\nu} + \frac{1}{2} \left(\frac{g_W v}{2} \right)^2 \left(W_\mu^\pm \right)^\dagger W^{+\mu} \\ &\quad - \frac{1}{4} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + \frac{1}{2} \left(\frac{g_W v}{2 \cos \theta_W} \right)^2 Z_\mu Z^\mu \\ &\quad - \frac{1}{4} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} \\ &\quad + \frac{g_W^2 v}{2} h W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{g_W^2}{4} h^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{g_W^2 v}{4 \cos^2 \theta_W} h Z_\mu Z^\mu + \frac{g_W^2}{8 \cos^2 \theta_W} h^2 Z_\mu Z^\mu \\ &\quad + \frac{\mu^2}{v} h^3 + \frac{\mu^2}{4v^2} h^4 \end{aligned} \quad (1.14)$$

L'application de l'équation d'Euler-Lagrange au premier terme implique que le boson de Higgs vérifie l'équation de Klein-Gordon et possède une masse $m_H = \sqrt{2}|\mu| = \sqrt{2\lambda}v$. De même, les deuxième et troisième lignes implique que les bosons W^\pm et Z vérifient l'équation de Proca, et possèdent les masses suivantes :

$$m_W = \frac{g_W v}{2} \quad m_Z = \frac{g_W v}{2 \cos \theta_W} = \frac{m_W}{\cos \theta_W} \quad (1.15)$$

Le terme en A_μ indique bien que le photon est de masse nulle. La cinquième ligne dans (1.14) décrit les couplages HWW , HZZ , $HHWW$ et $HHZZ$. Enfin, la dernière ligne de (1.14) décrit les auto-interactions du boson de Higgs, soit les couplages HHH et $HHHH$.

1.1.5 Masse des fermions

Nous disposons désormais d'un modèle électrofaible unifié basé sur un groupe de symétrie, incluant un champ scalaire fondamental qui permet d'engendrer, au travers

du mécanisme de brisure spontanée de symétrie, la masse des bosons. Ce résultat fondamental est en soi une formidable avancée dans la description théorique des interactions électromagnétique et faible. Cependant, la masse des fermions demeure absente de ce modèle pour le moment.

L'écriture de termes de masse tels que $m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R)$ nécessite la mise en place d'un couplage entre les composantes d'hélicité gauche et droite des fermions. Le doublet de champs scalaires ϕ peut remplir ce rôle, à travers un lagrangien comportant des couplages de Yukawa entre les fermions et le doublet ϕ :

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = \sum_{D'} \left(-g_{D'} \bar{L}_{D'} \phi D'_R - g_{D'} \bar{D}'_R \phi^\dagger L_{D'} \right) + \sum_U \left(-g_U \bar{L}_U \phi U_R - g_U \bar{U}_R \phi^\dagger L_U \right) \quad (1.16)$$

où U et D' indiquent respectivement les première et deuxième composantes des doublets de $SU(2)_L$, soit les leptons chargés et les quarks u, c, t d'une part ; les neutrinos et les quarks d', s', b' d'autre part. Ces derniers sont les états propres de l'interaction faible, et non les états propres de masse d, s, b .

La brisure spontanée de symétrie nous mène alors à remplacer le doublet ϕ par $(0, (1/\sqrt{2})(v + h(x)))$ (en utilisant (1.13)), et le lagrangien devient alors :

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = \sum_{D'} \left(-m_{D'} \bar{\psi}_{D'} \psi_{D'} - \frac{m_{D'}}{v} \bar{\psi}_{D'} \psi_{D'} h \right) + \sum_U \left(-m_U \bar{\psi}_U \psi_U - \frac{m_U}{v} \bar{\psi}_U \psi_U h \right) \quad (1.17)$$

où les masses des fermions sont reliés aux couplages de Yukawa par la relation $m_f = g_f v / \sqrt{2}$. Le lagrangien de Yukawa fournit également des termes de couplage entre les fermions et le boson de Higgs : l'intensité de ce couplage, pour un fermion f donné, vaut alors : $-g_W m / (2m_W)$ (terme au vertex).

1.2 Le boson de Higgs

Cette section résume les caractéristiques théoriques du boson de Higgs du Modèle Standard. Après une brève revue des contraintes théoriques sur la masse du boson, nous étudierons ses modes de désintégrations.

1.2.1 Contraintes théoriques sur le boson scalaire

En reliant les prédictions du modèle électrofaible à la théorie effective de Fermi (interaction faible sous forme d'interactions de contact []), nous pouvons relier les constantes de couplage :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_W^2}{8m_W^2} \quad \text{et} : \quad m_W = \frac{g_W v}{2} \Rightarrow v^2 = \frac{1}{\sqrt{2}G_F} \Rightarrow v = 246 \text{ GeV} \quad (1.18)$$

L'intensité des couplages du boson de Higgs aux fermions et aux bosons, suivant le type de couplage (Hff , HVV , $HHVV$), est donné par :

$$g_{Hff} = \frac{m_f}{v} = (\sqrt{2}G_F)^{1/2} m_f \quad (1.19)$$

$$g_{HVV} = \frac{2M_V^2}{v} = 2(\sqrt{2}G_F)^{1/2} M_V^2 \quad \text{et} \quad : \quad g_{HHVV} = \frac{2M_V^2}{v^2} = 2\sqrt{2}G_F M_V^2 \quad (1.20)$$

L'étude de la diffusion de bosons vecteurs permet de poser des contraintes sur la valeur de la masse du boson de Higgs. Dans le cas où le boson de Higgs n'existe pas, l'amplitude de diffusion $VV \rightarrow VV$ ne croît pas avec l'énergie des bosons V dans l'état initial. Or, si le boson de Higgs existe, les diagrammes de Feynman décrivant la diffusion VV doivent être corrigés dès le premier ordre, en prenant en compte l'échange d'un boson de Higgs entre les deux bosons V . Dans ce cas, la condition d'unitarité sur la matrice de diffusion (voir 1.1.1) se traduit par une contrainte sur la masse du boson de Higgs : $M_H^2 / (8\pi v^2) < 1/2 \Rightarrow M_H < 870 \text{ GeV}$.

La procédure de renormalisation, appliquée au modèle électrofaible après brisure spontanée de symétrie, indique que le paramètre λ dans le potentiel $V(\phi)$, évolue avec l'échelle d'énergie selon la fonction suivante :

$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2) \left[1 - \frac{3}{4\pi^2} \lambda(v^2) \log \frac{Q^2}{v^2} \right]^{-1} \quad (1.21)$$

d'où l'existence d'un pôle de Landau à une échelle $\Lambda = v \exp\left(\frac{2\pi^2 v^2}{3M_H^2}\right)$, qui représente la limite de validité de la théorie. Au-delà de cette échelle, l'intensité des couplages devient trop grand pour permettre un calcul perturbatif ; l'apparition de nouvelle physique peut alors compenser cet effet et restaurer la possibilité d'un calcul perturbatif. La valeur de Λ en fonction de la masse du boson de Higgs définit une région du plan (Λ, M_H) où le Modèle Standard est valable : il s'agit de la condition dite de «trivialité» [F52].

D'autre part, la valeur de λ à l'échelle électrofaible ($Q \equiv M_Z$) doit être suffisamment grande pour rester insensible aux fermions lourds. Dans le cas inverse, les corrections sous formes de diagrammes impliquant les fermions les plus lourds risquent d'engendrer des valeurs négatives pour λ au-delà de l'échelle de coupure Λ_C . Le potentiel $V(H)$ ne respecterait alors plus le critère de stabilité énoncé au début du §1.1 : le minimum du potentiel ne correspondrait alors pas à un état d'énergie finie et le vide deviendrait instable [F52].

La figure 1.2 résume ces contraintes théoriques de trivialité et de stabilité du vide, indiquant ainsi la région du plan (Λ, M_H) où le Modèle Standard est valide [F53]. Cette figure indique non seulement les valeurs permises pour la masse du boson de Higgs (entre 40 et 800 GeV), mais aussi l'échelle d'énergie à laquelle une nouvelle physique peut se manifester, en fonction de la masse du boson de Higgs.

1.2.2 Désintégrations du boson scalaire

La prédiction des rapports d'embranchements des divers canaux de désintégrations du boson de Higgs constitue un des arguments principaux dans le choix des

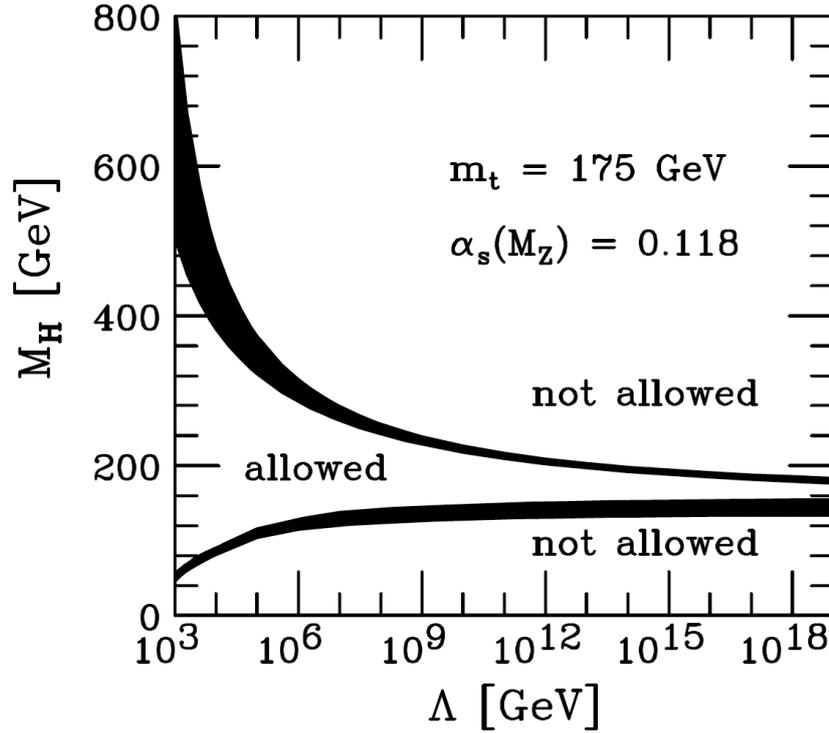


FIG. 1.2: *Domaine de validité du Modèle Standard dans le plan Λ, M_H . Λ désigne l'échelle d'énergie au-delà de laquelle le Modèle Standard n'est plus valide. M_H désigne la masse du boson de Higgs. La limite basse correspond à la condition de stabilité du vide, et la limite haute provient de la condition de trivialité. Ces valeurs sont obtenues pour une masse du quark top $m_t = 175 \pm 6$ GeV et une constante de couplage de l'interaction forte $\alpha_s(M_Z) = 0,118 \pm 0,002$.*

canaux de recherche majeurs. Une fois la masse du boson de Higgs fixée, les largeurs de désintégrations ne dépendent que de la masse des produits de désintégration, bosons ou fermions. Le boson de Higgs du Modèle Standard est un scalaire de parité et de charge $J^{PC} = 0^{++}$. Cette propriété étant fixée, les largeurs de désintégrations différentielles, en fonction de l'énergie et de l'angle, sont entièrement déterminées.

Le couplage du boson de Higgs aux bosons de jauge massifs $V = W, Z$ est proportionnel à leur masse au carré m_V^2 . Dans le cas des fermions f , le couplage au boson de Higgs est proportionnel à leur masse m_f . Ainsi, seules les particules les plus lourdes bénéficient d'un couplage significatif au boson de Higgs.

Désintégrations fermioniques

Au premier ordre, le couplage du boson de Higgs H aux fermions f vaut [F51] :

$$g_{Hf\bar{f}} \propto (\sqrt{2}G_\mu)^{1/2} \times m_f \quad (1.22)$$

Dans l'approximation de Born, la largeur de désintégration partielle du boson de Higgs en paire de fermions vaut :

$$\Gamma_{Born}(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{G_\mu N_c}{4\sqrt{2}\pi} M_H m_f^2 \beta_f^3, \quad \text{avec : } \beta_f = \left(1 - \frac{4m_f^2}{M_H^2}\right)^{1/2} \quad (1.23)$$

Le facteur N_c désigne le nombre de couleurs : il vaut 3 pour les quarks et 1 pour les leptons. Le facteur β_f désigne la vitesse des fermions de l'état final dans le référentiel du boson de Higgs. Ainsi, lorsque M_H s'approche de $2m_f$, le facteur β_f s'approche de 0 et la largeur de désintégration est fortement supprimée par sa proportionnalité à β_f^3 . Notons que cette dépendance provient de la nature scalaire du boson de Higgs ; dans le cas pseudoscalaire $J^{PC} = 0^{+-}$, la largeur de désintégration serait proportionnelle à β_f .

La largeur de désintégration étant proportionnelle à m_f^2 au premier ordre. Ainsi, dans le cas des leptons, seule la désintégration en paire de leptons tau ($m_\tau = 1,777\text{GeV}$) bénéficie d'un rapport d'embranchement significatif.

Dans le cas des quarks, le résultat obtenu au premier ordre doit subir des corrections QCD, qui incluent un terme $\log(m_q^2/M_H^2)$: elles sont donc particulièrement importantes pour les quarks «légers» (u, d, s, c, b). Celles-ci impliquent de calculer la masse des quarks $\bar{m}_q(M_H)$ et la constante d'interaction forte $\alpha_S(M_H)$ à l'échelle de la masse du Higgs M_H . La largeur de désintégration est alors proportionnelle à $\bar{m}_q^2(M_H)$ [F51]. Par exemple, la masse du quark b (resp. c) à une échelle $M_H \approx 100$ GeV, est divisée par un facteur 1,5 (resp. 2), ce qui supprime donc la largeur de désintégration par un facteur 2,3 (resp. 4). La masse du quark top étant similaire à celle du Higgs, les corrections QCD susmentionnées sont plus modestes, néanmoins significatives.

Désintégrations bosoniques

Au premier ordre, le couplage du boson de Higgs H aux bosons vecteurs V se fait en onde S et vaut [F51] :

$$\mathcal{L}(HVV) = \left(\sqrt{2}G_\mu\right)^{1/2} \times M_V^2 \times HV^\mu V_\mu \quad (1.24)$$

Suivant la masse m_H du boson de Higgs, plusieurs cas de figure se présentent :

- $M_H > 2M_V$: les deux bosons sont produits sur leur couche de masse
- $M_H < 2M_V$: un des bosons, voire les deux, sont produits hors couche de masse

Dans le premier cas ($M_H > 2M_V$), la largeur partielle de désintégration vaut :

$$\Gamma_{Born}(H \rightarrow VV) = \frac{G_\mu M_H^3}{16\sqrt{2}\pi} \delta_V \sqrt{1-4x} (1-4x+12x^2), \quad \text{avec : } x \equiv \frac{M_V^2}{M_H^2} \quad (1.25)$$

Les facteurs δ_V valent respectivement : $\delta_W = 2$ et $\delta_Z = 1$. Lorsque $M_H \gg M_V$, $x \rightarrow 0$: les facteurs d'espace des phases deviennent négligeables. La largeur Γ est alors proportionnelle à M_H^3 et les bosons vecteurs sont polarisés longitudinalement []. Ainsi, pour des valeurs de M_H suffisamment élevées, la largeur de désintégration en deux bosons réels devient similaire à M_H et la distribution de masse n'adopte plus une forme résonante.

Dans le second cas ($M_H < 2M_V$), au moins un des bosons est produit hors couche de masse, puis se désintègre en fermions. La largeur de désintégration est alors proportionnelle à G_μ^2 . Elle est donc supprimée par rapport au mode de désintégration dominant à basse masse : $H \rightarrow b\bar{b}$, d'autant plus qu'au moins un des bosons n'est pas sur sa couche de masse. Cependant, le couplage du boson de Higgs aux bosons W est bien plus intense que le couplage de Yukawa avec les quarks b, ce qui en fait le canal dominant dès $M_H > 130\text{GeV}$. Notons enfin que la largeur $\Gamma(H \rightarrow VV^*)$ atteint son maximum lorsque les deux bosons sont produits au repos dans le référentiel du Higgs.

Désintégrations bosoniques à une boucle

Le boson de Higgs ne se couple pas avec les photons et les gluons, car ces particules n'ont pas de masse. Cependant, des boucles impliquant des particules lourdes, colorées et/ou chargées, peuvent mener à des états finaux $\gamma\gamma$, γZ , gg : la figure 1.3 représente de tels diagrammes. L'utilisation de boucles implique un ordre supérieur sur la constante de couplage (α ou α_S suivant les cas), ce qui a tendance à supprimer les largeurs de désintégration correspondantes. Cependant, cet effet est compensé par l'intensité du couplage entre le boson de Higgs et les particules lourdes dans les boucles.

La désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$ comporte des boucles de particules chargées uniquement (couplage au photon), et préférentiellement lourdes : le boson W et le quark top. La largeur partielle de désintégration vaut dans ce cas :

$$\Gamma_{Born}(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{G_\mu M_H^3 \alpha^2}{128\sqrt{2}\pi^3} \left| \sum_f N_c Q_f^2 A_{1/2}^H(\tau_f) + A_1^H(\tau_W) \right|^2 \quad (1.26)$$

Le paramètre τ_i vaut $M_H^2/4M_i^2$; les fonctions $A_{1/2}$ et A_1 désignent les facteurs de forme des fermions et des bosons, respectivement. La figure 1.4 indique les facteurs de forme correspondant respectivement au W et au quark top. Notons que si M_H est inférieure aux seuils $2M_W$ et $2M_f$, les amplitudes sont réelles ; sinon elles sont complexes. Dans la première région, l'amplitude due au boson W domine. La contribution fermionique (quark top) augmente à proximité du seuil $M_H \approx M_f$, puis s'annule à grande M_H .

La désintégration $H \rightarrow Z\gamma$ passe par les mêmes boucles que le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$. Sa largeur partielle comporte un terme $(1 - M_Z^2/M_H^2)^3$: ainsi, la masse du boson de Higgs doit excéder celle du boson Z pour permettre cette désintégration. Dans

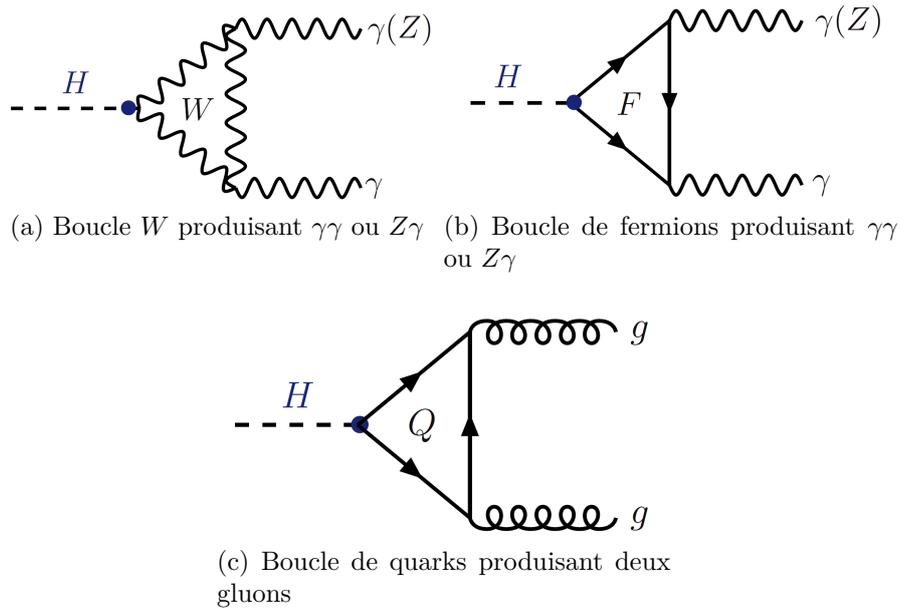


FIG. 1.3: Désintégration du boson de Higgs à travers des boucles de particules lourdes : bosons W , fermions (F) et quarks (Q).

la limite où $M_H \gg M_Z$, cette largeur se réduit à celle du canal $H \rightarrow \gamma\gamma$, en remplaçant les couplages du photon au boson W et aux fermions, par ceux du boson Z .

La désintégration $H \rightarrow gg$ utilise des boucles de quarks : principalement le quark top, en incluant une faible contribution du quark b . Sa largeur partielle vaut :

$$\Gamma_{Born}(H \rightarrow gg) = \frac{G_\mu M_H^3 \alpha_S^2}{36\sqrt{2}\pi^3} \left| \frac{3}{4} \sum_Q A_{1/2}^H(\tau_Q) \right|^2 \quad (1.27)$$

Le paramètre $\tau_Q = M_H^2/4m_Q^2$ guide les valeurs du facteur de forme $A_{1/2}^H$: $4/3$ lorsque $m_Q \gg M_H$ et il s'annule lorsque $m_Q \rightarrow 0$.

Résumé

La figure 1.5 indique les rapports d'embranchement de la désintégration du boson de Higgs dans chaque canal, en fonction de sa masse. Seuls les canaux cinématiquement permis, et dont le BR dépasse 10^{-4} , sont représentés. Deux figures correspondent à un intervalle en masse allant de 80 GeV à 1 TeV ; les deux autres figures montrent en détail la région dite de «basse masse», entre 80 GeV et 250 GeV. La figure représente également le produit du rapport d'embranchement de chaque canal par la section efficace de production correspondant à chaque masse, calculée à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV. Ces résultats proviennent du *LHC Cross Section Working Group* [H63]. Les bandes d'incertitude indiquées proviennent essentiellement de l'erreur sur α_S et sur la masse des quarks.

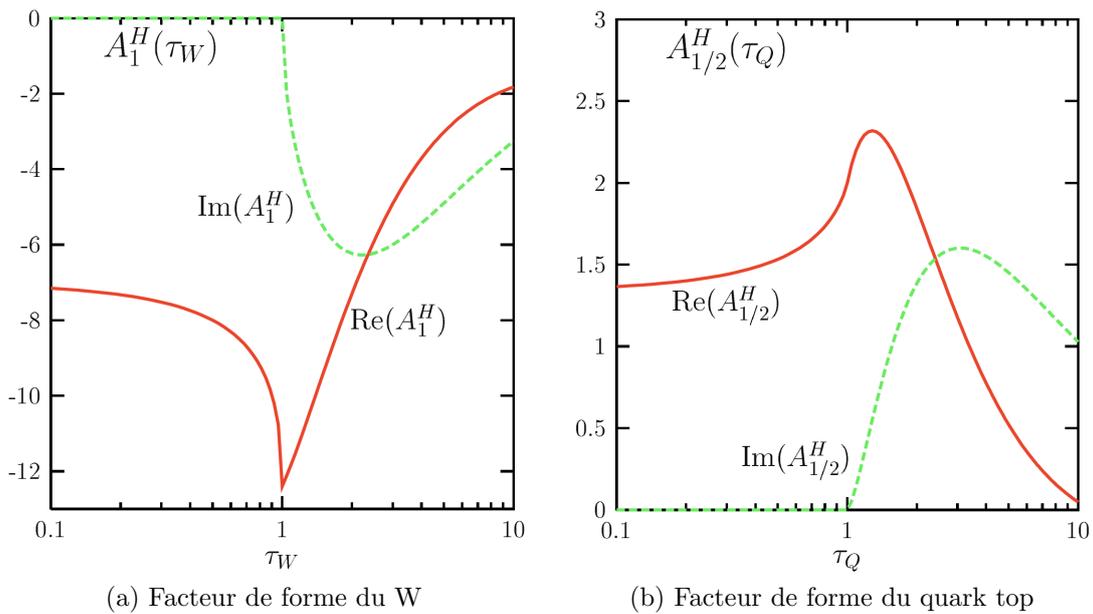


FIG. 1.4: Facteurs de forme $A_1^H(\tau_W)$ (gauche) et $A_{1/2}^H(\tau_Q)$.

Nous pouvons distinguer sur ces figures trois intervalles de masse : [110; 130] GeV, [130; 180] GeV, [180; 1000] GeV,

Le premier intervalle, à « basse masse », entre 110 et 130 GeV, est largement dominé par le canal $H \rightarrow b\bar{b}$, avec un rapport d'embranchement compris entre 50% et 75%, suivi par les canaux $H \rightarrow \tau\tau$ (BR entre 6% et 9%) et $H \rightarrow gg$ (BR entre 6% et 10%). Les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow Z\gamma$ sont très rares (BR de quelques pour mille). Le canal $H \rightarrow WW^*$ augmente rapidement avec la masse du boson de Higgs, et atteint 30% à 130 GeV, là où le canal $H \rightarrow ZZ^*$ atteint seulement 3%.

L'intervalle de « masse intermédiaire », entre 130 et 180 GeV, est dominé par les canaux $H \rightarrow VV^*$ et $H \rightarrow b\bar{b}$. Dans l'intervalle $2M_W < M_H < 2M_Z$, le processus majeur est clairement $H \rightarrow WW^*$, où il atteint presque 100%. En effet, dans cet intervalle, les deux bosons W sont réels, ce qui leur procure une largeur de désintégration favorable, dans une région où au moins un des bosons Z est virtuel, ce qui supprime fortement le processus $H \rightarrow ZZ^*$.

Dans l'intervalle de « haute masse », entre 180 GeV et 1 TeV, $M_H > 2M_Z$: le boson de Higgs se désintègre presque exclusivement en bosons massifs W et Z, qui sont réels dans cette région. Le rapport d'embranchement atteint environ 2/3 pour WW et 1/3 pour ZZ . À partir de $M_H > 2m_t$, la désintégration du boson de Higgs en deux quarks top devient possible. Cependant, elle reste très limitée, avec un rapport d'embranchement compris entre 7% et 20%. En effet, la largeur partielle de désintégration est proportionnelle à M_H dans le cas du canal $t\bar{t}$ et M_H^3 dans le cas des canaux VV^* .

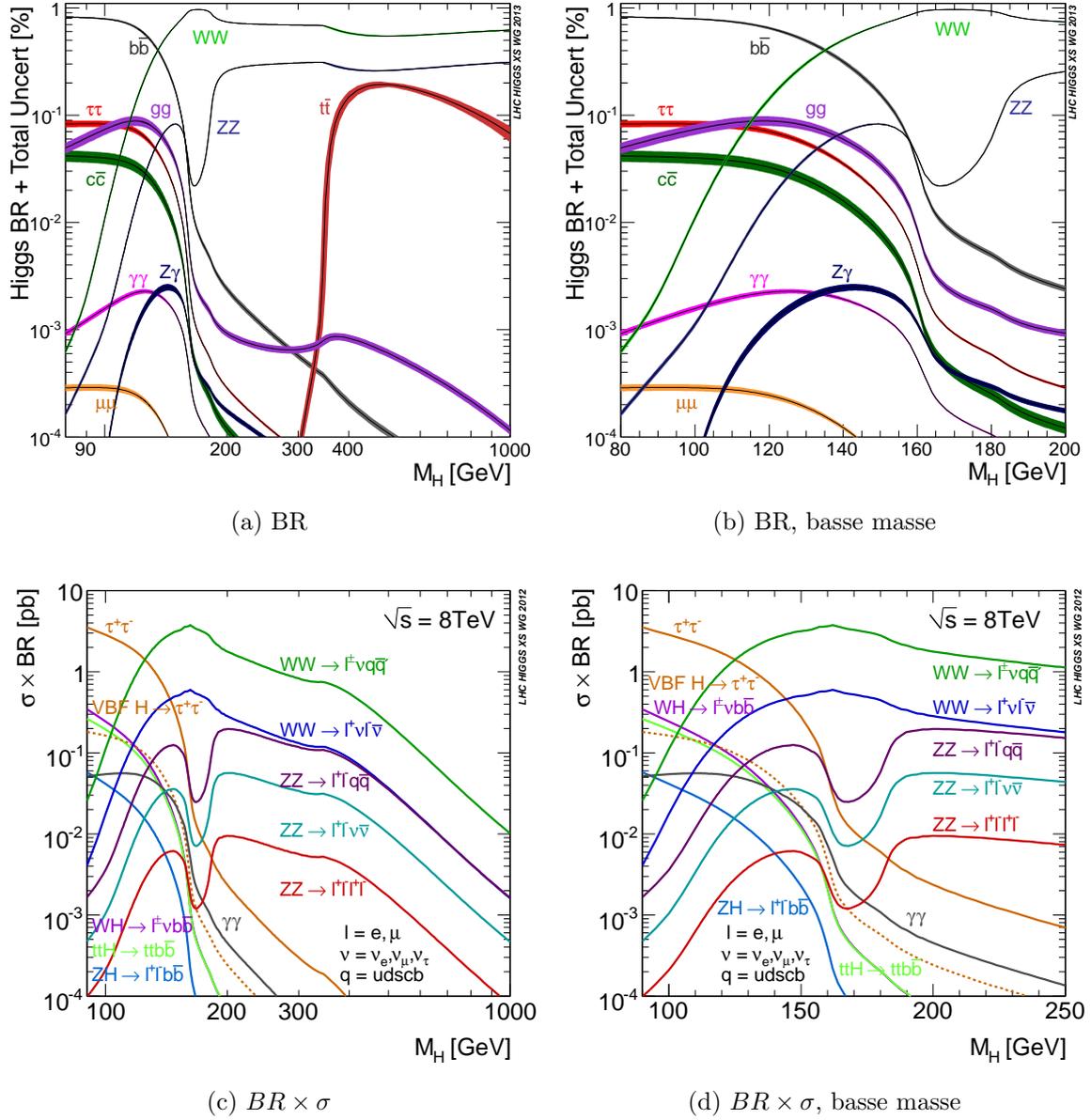


FIG. 1.5: Rapports d'embranchement (BR) de la désintégration du boson de Higgs par canal, en fonction de sa masse M_H , à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Seuls les canaux cinématiquement permis, et dont le BR dépasse 10^{-4} , sont représentés. (a) BR ; (b) BR à basse masse; (c) BR multiplié par la section efficace de production σ correspondant à la masse considérée. (d) BR multiplié par σ à basse masse.

1.3 Recherche du boson de Higgs

Cette section expose succinctement l'état des lieux de la recherche du boson de Higgs. Dans un premier temps, nous présenterons les contraintes expérimentales sur la masse du boson de Higgs, établies par les collaborations du LEP et du Tevatron. Puis, nous nous intéresserons à la problématique de la recherche du boson de Higgs au LHC, en considérant ses modes de production et de désintégration. Nous examinerons le cas particulier du canal $H \rightarrow \tau\tau$. Enfin, nous évoquerons la découverte du boson scalaire annoncée conjointement par les expériences CMS et ATLAS en 2012.

1.3.1 Contraintes expérimentales sur la masse du boson de Higgs

Les expériences de physique des particules auprès de grands collisionneurs, le LEP et le Tevatron, ont produit des résultats de physique majeurs. Les collaborations du LEP (ALEPH, DELPHI, OPAL, L3, de 1989 à 2000) ont mesuré avec une précision extrême les propriétés du boson Z, et les expériences du Tevatron (DØ, CDF, de 1992 à 2011) ont découvert le dernier fermion manquant au modèle des quarks : le quark top. De plus, celles-ci ont effectué la mesure la plus précise de la masse du quark top et du boson W disponible à ce jour ; ces mesures permettent de poser des limites fortes sur la masse du boson de Higgs. La recherche du boson de Higgs constituait déjà un des objectifs majeurs de ces expériences, et elles ont pu placer des limites supérieures sur sa section efficace de production, en fonction de sa masse.

Recherche du boson de Higgs au LEP

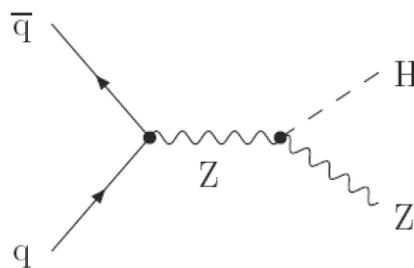


FIG. 1.6: Annihilation $e^+e^- \rightarrow Z^*$ et production d'un boson de Higgs par rayonnement (Higgsstrahlung).

Le LEP, dans sa deuxième phase de fonctionnement (LEP2, 1995-2000), effectuait des collisions électron-positron à une énergie dans le centre de masse allant de 161 GeV à 209 GeV, en exploitant l'accélérateur au maximum [B12]. Cette valeur rend possible la production d'un boson de Higgs, par le mode de production dit

de *Higgsstrahlung* (voir diagramme sur la figure 1.6) : l'annihilation e^+e^- produit un boson Z^* hors couche de masse, qui rayonne un boson de Higgs. La masse du boson hypothétique qu'un tel mécanisme peut produire reste alors inférieure à : $M_H < \sqrt{s} - M_Z \approx 118$ GeV.

La section efficace de ce processus vaut [F51] :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH) = \frac{G_\mu^2 M_Z^4}{96\pi s} \left[1 + \left(4 \sin^2(\theta_W) - 1 \right)^2 \right] \lambda^{1/2} \frac{\lambda + 12M_Z^2/s}{(1 - M_Z^2/s)^2} \quad (1.28)$$

où $\lambda = (1 - M_H^2/s - M_Z^2/s)^2 - 4M_H^2 M_Z^2/s^2$ caractérise l'espace de phase pour un système de deux particules.

La phase LEP2 a comporté plusieurs périodes de prises de données successives, augmentant graduellement l'énergie dans le centre de masse. Les prises de données totalisant la luminosité intégrée maximale (130pb^{-1}) correspondent à une énergie dans le centre de masse de 206,6 GeV. Or, la section efficace totale de production d'un boson de Higgs de masse égale à 115 GeV, à une énergie dans le centre de masse égale à 206,6 GeV, vaut environ 60 fb. Ainsi, le nombre d'évènements attendu à cette énergie vaut 7,8.

L'absence d'évènements observés a permis de déduire une limite supérieure sur la section efficace de production du boson de Higgs, et d'exclure son existence jusqu'à une masse de 114,4 GeV [B12] (voir figure 1.7).

Recherche du boson de Higgs au Tevatron

Lors de sa première période de fonctionnement, de 1992 à 1996, le Tevatron a effectué des collisions $p\bar{p}$ à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 1,8$ TeV et une luminosité instantanée moyenne de $2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Chaque expérience a alors enregistré des données totalisant une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} . Puis, lors d'une seconde période de fonctionnement allant de 2001 à 2011, le Tevatron a fonctionné à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 1,96$ TeV et une luminosité instantanée supérieure d'un ordre de grandeur : $4 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Les expériences CDF et DØ ont analysé les états finaux suivants : $H \rightarrow b\bar{b}$, $H \rightarrow WW$, $H \rightarrow \tau\tau$, $H \rightarrow \gamma\gamma$. Les modes de production du boson de Higgs au Tevatron sont la fusion de gluons, de boson vecteurs, et le *Higgsstrahlung* : nous y reviendrons dans la section §1.3.2.

En juillet 2010, CDF et DØ ont combiné leurs analyses, totalisant une luminosité intégrée de $5,9 \text{ fb}^{-1}$ pour CDF et $6,7 \text{ fb}^{-1}$ pour DØ [B13]. Cette combinaison mène à l'exclusion du boson de Higgs, à 95% de niveau de confiance, dans l'intervalle de masse suivant : $158 < m_H < 175$ GeV (voir figure 1.8).

Ainsi, lorsque les prises de données commencent au LHC en 2010, les collaborations du LEP et du Tevatron ont établi des contraintes expérimentales fortes sur la masse du boson de Higgs. Si celui-ci existe, il doit se situer entre 114,4 GeV et 158 GeV, ou au-delà de 175 GeV.

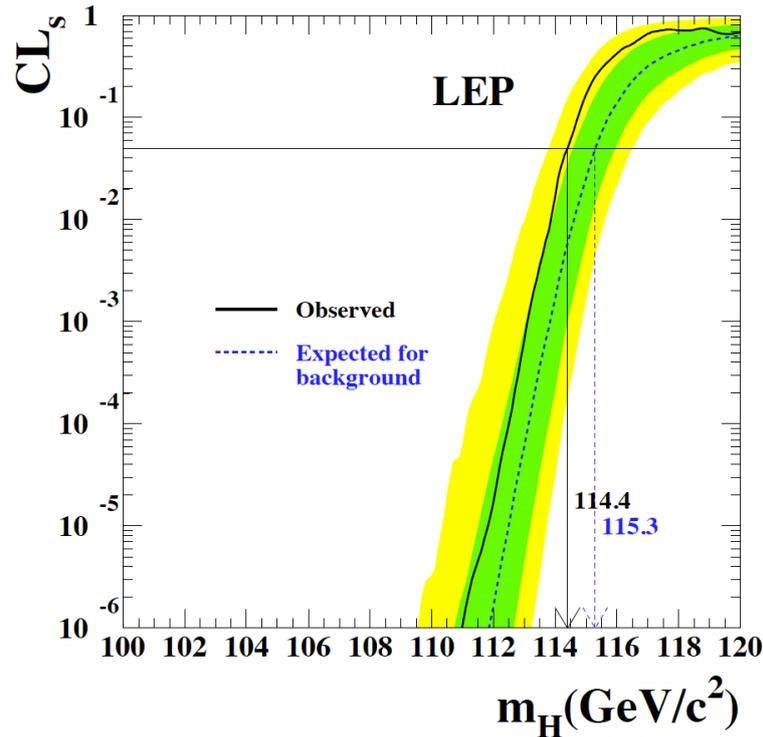


FIG. 1.7: Interprétation statistique de la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard au LEP. Valeurs attendues (ligne pointillée) et observées (ligne pleine) du niveau de confiance CL_s . Les bandes vertes et jaunes indiquent l'incertitude sur la valeur attendue : 1 et 2 déviations standard, respectivement. L'intervalle de masse inférieur à 114,4 GeV est exclu à 95% de confiance.

1.3.2 Production du boson de Higgs au LHC

Le couplage du boson de Higgs aux fermions (resp. bosons) est proportionnel à leur masse (resp. au carré de leur masse), comme nous l'avons vu au §1.2.2. Ainsi, les modes de production majeurs impliquent des particules très massives : les bosons W et Z et le quark top ; le quark b contribue de manière marginale. D'autre part, les collisions de hadrons impliquent la diffusion inélastique de partons : les quarks de valence ou de la mer, et les gluons.

Dans la suite, nous introduirons les mécanismes principaux de production du Higgs au LHC, comme au Tevatron :

- fusion de gluons au travers d'une boucle de quarks très massifs : $gg \rightarrow H$
- fusion de bosons vecteurs massifs ($V = W, Z$) : $q_1 q_2 \rightarrow V^* V^* \rightarrow q'_1 q'_2 + H$
- production associée avec un boson massif (*Higgsstrahlung*) : $q\bar{q} \rightarrow V + H$
- production associée avec une paire de quarks très massifs : $gg \rightarrow Q\bar{Q} + H$ et $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q} + H$

Notons qu'un certain nombre de mécanismes mineurs de production peuvent être envisagés pour des recherches futures au LHC. Cependant, leur section efficace

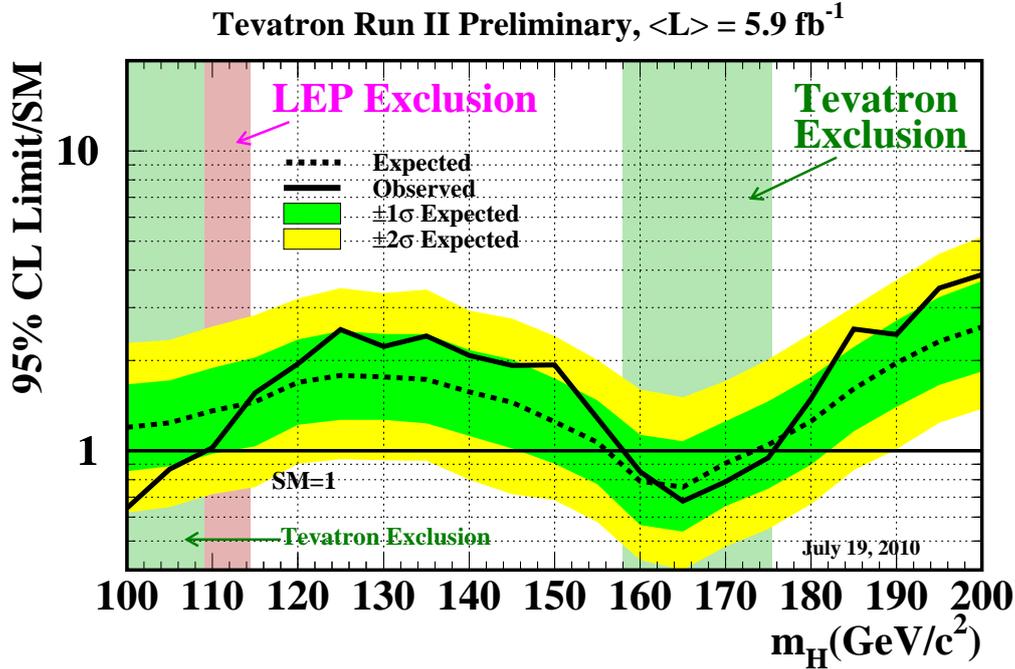


FIG. 1.8: Limite supérieure sur la section efficace de production du boson de Higgs, exprimée en multiple de la section efficace prédite par le Modèle Standard, en fonction de la masse du boson. La ligne noire pleine (resp. pointillée) indique la limite observée (resp. attendue). Les bandes vertes et jaunes indiquent l'incertitude sur la limite attendue : 1 et 2 déviations standard, respectivement. Les intervalles de masse exclus par le LEP et le Tevatron sont indiqués en rose et vert, respectivement.

extrêmement faible ne permet pas leur étude au LHC avec la luminosité intégrée actuelle. Parmi ces mécanismes, l'étude de la production d'une paire de bosons de Higgs, par fusion de gluons ($gg \rightarrow HH$) ou de bosons vecteurs massifs ($q_1 q_2 \rightarrow V^* V^* \rightarrow q'_1 q'_2 + HH$), représenterait un moyen d'étudier ses propriétés.

La figure 1.9 montre la section efficace de production du boson de Higgs en fonction de sa masse [H61]. Chacun des quatre modes de production majeurs est représenté. Ces valeurs incluent des corrections électrofaibles (EW) et QCD aux ordres supérieurs (NLO, NNLO, NNLL), suivant les cas. Nous nous référerons principalement à [H61] et [F51] dans la suite.

Fusion de gluons

La fusion de gluons, via une boucle de quarks lourds (voir figure 1.10), bénéficie de la plus grande section efficace au LHC. En effet, ce processus tire parti du couplage

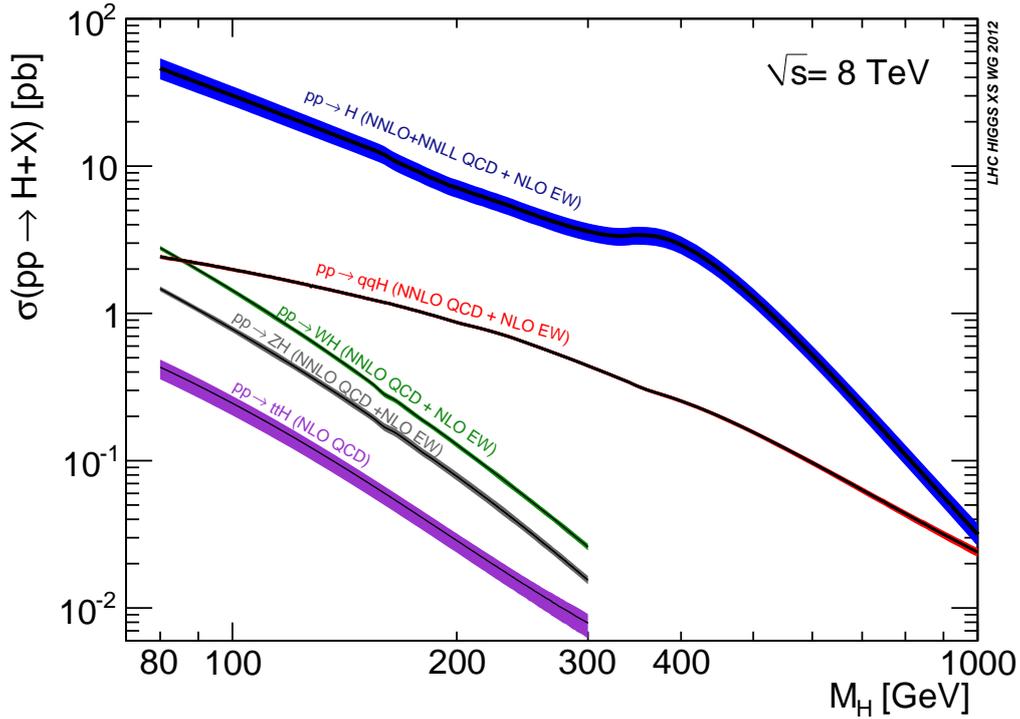


FIG. 1.9: Section efficace de production du boson de Higgs en fonction de sa masse. Les modes de production suivants sont représentés : fusion de gluons (bleu), fusion de bosons vecteurs massifs (rouge), association avec un boson Z (gris) ou W (vert), association avec une paire de quarks top (violet).

de Yukawa entre le Higgs et le quark lourd de la boucle, ainsi que du contenu en gluon des protons. Au premier ordre, la fusion de gluons constitue un processus de QCD dont la section efficace partonique est proportionnelle à α_S^2 :

$$\begin{cases} \hat{\sigma}_{\text{LO}}(gg \rightarrow H) = \sigma_0^H M_H^2 \delta(\hat{s} - M_H^2) \\ \sigma_0^H = \frac{G_\mu \alpha_S^2(M_H^2)}{288\pi\sqrt{2}} \left| \frac{3}{4} \sum_q A_{1/2}^H(\tau_Q) \right|^2 \end{cases} \quad (1.29)$$

La fonction $A_{1/2}^H(\tau_Q)$ désigne le facteur de forme, représenté sur la figure 1.4b, avec $\tau_Q = M_H^2/4m_Q^2$. La variable $\sqrt{\hat{s}}$ correspond à l'énergie dans le centre de masse des deux partons, et vaut donc : $\sqrt{\hat{s}} = x_1 x_2 \sqrt{s}$, où $x_{1,2}$ désigne la fraction d'impulsion des protons que chaque gluon possède.

Le terme $\delta(\hat{s} - M_H^2)$ impose l'égalité entre l'énergie dans le centre de masse des gluons entrants, et celle du boson de Higgs sortant. Or, la fonction de densité partonique décroît de manière hyperbolique pour les gluons. Ainsi, lorsque M_H augmente, la probabilité que les deux gluons incidents vérifient la relation $x_1 x_2 \sqrt{s} = M_H$ diminue rapidement.

Globalement, les termes M_H^2 et $\alpha_S^2(M_H^2)$, ainsi que la relation $x_1 x_2 \sqrt{s} = M_H$

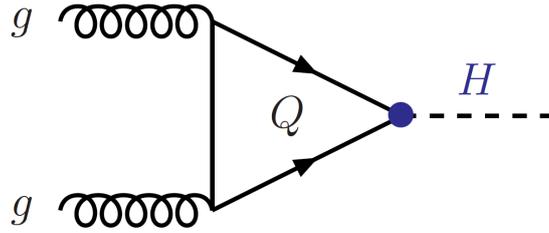


FIG. 1.10: Production du boson de Higgs par fusion de gluons via une boucle de quarks lourds (top, b).

(probabilité qui diminue rapidement avec M_H), produisent une section efficace décroissante avec M_H . D'autre part, le facteur de forme (figure 1.4b) voit sa partie réelle, relativement constante entre $\tau_Q = 0$ et $\tau_Q = 1$, augmenter au-delà de $\tau_Q = 1 \Leftrightarrow M_H = 2m_t$. Puis la partie réelle diminue rapidement, mais la partie imaginaire prend le relai momentanément, avant de décroître. Ainsi, la section efficace totale bénéficie de ces effets autour du seuil cinématique des paires $t\bar{t}$. La décroissance de la section efficace est plus marquée après ce seuil qu'auparavant, du fait de l'atténuation du facteur de forme.

Le calcul de la section efficace prend en compte les corrections radiatives de QCD au second ordre (NLO), évaluées en fonction de la masse des quarks top m_t et des quarks b m_b . Ces corrections augmentent la section efficace totale de 80% à 100%. De plus, des corrections QCD au troisième ordre (NNLO) augmentent à leur tour la section efficace totale de 25%. Cependant, ces corrections sont évaluées dans l'approximation $m_t \rightarrow \infty$. La resommation des logarithmes divergents qui décrivent les gluons mous, au troisième ordre (NNLL), améliore significativement ce résultat, et augmente à son tour la section efficace totale de 9%. Enfin, le calcul de corrections électrofaibles au second ordre (NLO) vient perfectionner le modèle (QCD LO + NLO + NNLO + NNLL). Leur impact dépend fortement de la masse du boson de Higgs : +5% à 120 GeV, -2% à 300 GeV.

Le calcul de la section efficace au premier ordre, et des corrections QCD (NLO + NNLO + NNLL) et électrofaibles (NLO) sont assorties d'incertitudes théoriques. La source d'erreur majeure provient des corrections QCD d'ordre supérieur non incluses dans la section efficace. Afin d'évaluer l'incertitude correspondante, les échelles de renormalisation et de factorisation subissent une variation d'un facteur 2 ou 1/2, et en recalculant la section efficace QCD LO et ses corrections aux ordres supérieurs. L'utilisation des corrections NNLL réduit fortement l'impact du choix des échelles susmentionnées, et l'incertitude correspondante vaut 10% dans l'intervalle $100 < M_H < 300$ GeV, et elle se réduit à 7% au-delà.

Fusion de bosons vecteurs massifs

Le mode de production par fusion de bosons vecteurs (VBF) offre une topologie idéale pour la recherche du boson de Higgs. En effet, les quarks qui irradiant les

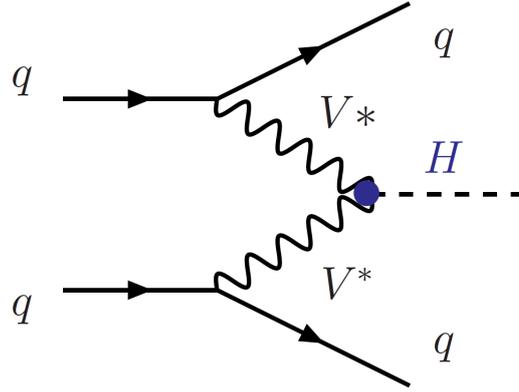


FIG. 1.11: Production du boson de Higgs par fusion de bosons vecteurs massifs, rayonnés par des quarks incidents.

bosons vecteurs ont une forte tendance à se diriger dans l'état final vers l'avant et vers l'arrière, quasiment le long de l'axe des faisceaux de protons. Cette topologie particulière permet une excellente suppression des processus de bruit de fond, en sélectionnant notamment la présence de deux jets d'impulsion transverse significative, très proches de l'axe des faisceaux, de grande séparation angulaire, tout en rejetant les évènements comportant un jet central. Ces coupures suppriment également la contribution du processus de fusion de gluons, permettant de purifier l'échantillon ainsi obtenu et de se restreindre à l'étude de ce processus particulier. Celui-ci donne accès notamment à l'étude précise des couplages entre le boson de Higgs et les bosons W et Z.

La section efficace partonique, au premier ordre, peut être calculée dans la limite où l'impulsion transverse des quarks incidents est faible devant l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{\hat{s}}$ [F54] :

$$\hat{\sigma}_{\text{Born}}(\hat{s}) = \frac{1}{16M_W^2} \left(\frac{\alpha}{\sin^2 \theta_W} \right)^3 \left[\left(1 + \frac{M_H^2}{\hat{s}} \right) \log \frac{\hat{s}}{M_H^2} - 2 + 2 \frac{M_H^2}{\hat{s}} \right] \quad (1.30)$$

La section efficace du processus VBF augmente avec l'énergie dans le centre de masse, du fait de la contribution des fusions de bosons vecteurs de polarisation longitudinales. Ainsi, le processus VBF bénéficie d'une section efficace plus importante au LHC qu'au Tevatron. Notons par ailleurs que la contribution des bosons W est trois fois plus importante que celle des bosons Z, du fait du couplage plus intense entre le boson W et les fermions.

La section efficace (1.30) correspond au calcul électrofaible du premier ordre (LO). Des corrections QCD de second ordre (NLO), se réduisant au seul couplage entre boson vecteur et quark, modifient la section efficace de 5% à 10%. Elles réduisent alors l'incertitude due aux échelles de renormalisation et de factorisation, à quelques pourcents. L'ajout de corrections électrofaibles NLO, incluant les radiations de photons dans l'état initial, diminuent la section efficace de 5%. Enfin, des cor-

rections QCD NNLO, basées sur l'approximation de diffusion inélastique profonde, réduisent l'incertitude provenant des échelles de renormalisation et de factorisation à 1-2%. Les incertitudes dues aux fonctions de densité partonique sont de l'ordre du pourcent.

Production en association avec un boson vecteur massif

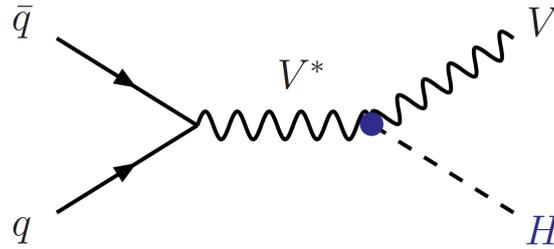


FIG. 1.12: Production du boson de Higgs en association avec un boson vecteur $V = W, Z$.

La production d'un boson de Higgs en association avec un boson vecteur peut constituer une signature très claire au LHC. En effet, dans le cas où le boson vecteur se désintègre en leptons e ou μ , il suffit de sélectionner des événements contenant un lepton très isolé et d'impulsion transverse importante. Cette sélection offre un excellent rapport en signal et bruit de fond, pour un grand nombre de canaux de désintégration du boson de Higgs.

Ce mode de production consiste à annihiler deux quarks en un boson vecteur situé en dehors de sa couche de masse. Puis celui-ci rayonne un boson de Higgs et retombe sur sa couche de masse. La section efficace partonique se factorise alors en :

$$\hat{\sigma}(\hat{s}) = \int_0^{\hat{s}} dp_{V^*}^2 \sigma(p_{V^*}^2) \frac{d\Gamma(V^* \rightarrow VH)}{dp_{V^*}^2} \quad (1.31)$$

où $\sqrt{\hat{s}}$ désigne l'énergie dans le centre de masse des partons, et p_{V^*} l'impulsion du boson vecteur virtuel V^* . Le facteur $\sigma(V^*)$ correspond à la section efficace totale de production d'un boson vecteur virtuel V^* , analogue à un processus de type Drell-Yan.

Le cas $V = W$ dispose de corrections QCD NNLO, restreintes à un processus de type Drell-Yan. Cependant, le cas $V = Z$, qui reçoit une contribution de nature différente, ne dispose que de corrections QCD NLO. En effet, dans ce cas, le mode de production par fusion de gluons contribue au travers de boucles de quarks top. D'autre part, des corrections électrofaibles NLO, provenant de contributions sous forme de diagrammes en boîte, sont également appliquées. L'ensemble de ces corrections changent la section efficace par moins de 5%, et l'incertitude due aux échelles de normalisation et de factorisation est inférieure à 2%.

Ce mode de production passe par une voie s , et l'énergie dans le centre de masse des partons doit vérifier $\hat{s}^2 \geq M_V^2 + M_H^2$. Par conséquent, la section efficace décroît plus vite en fonction de M_H que les modes de production par fusion de gluons ou de bosons vecteurs.

Production en association avec une paire de quarks lourds

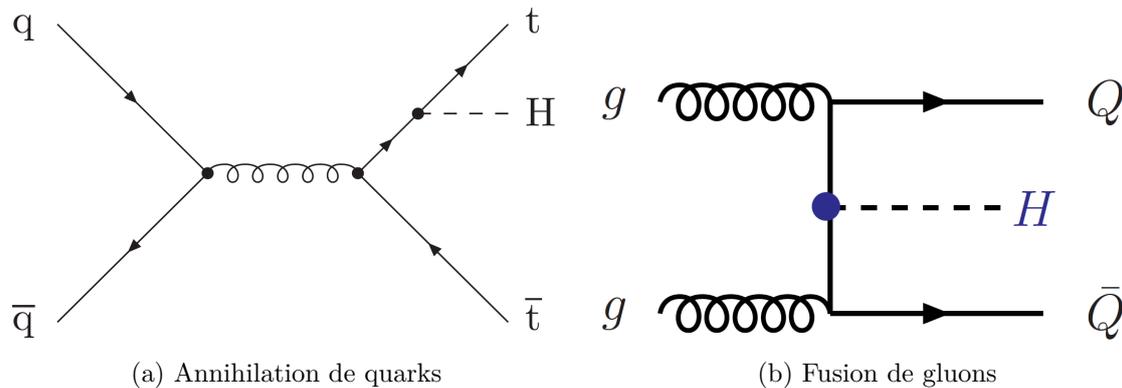


FIG. 1.13: Production du boson de Higgs en association avec une paire de quarks lourds : annihilation de quarks (gauche) et fusion de gluons (droite).

La mesure de la production du Higgs en association avec des paires de quarks lourds fournit un excellent test du couplage de Yukawa desdits quarks. Au premier ordre, l'annihilation quark-antiquark par la voie s (figure 1.13b) produit une paire de quarks top dans l'état final, et un des quarks rayonne un boson de Higgs. Lorsque l'énergie dans le centre de masse est suffisante, la contribution des gluons (figure 1.13a) devient significative.

La section efficace au premier ordre subit de grandes incertitudes théoriques liées à l'échelle de renormalisation de α_S et l'échelle de factorisation des fonctions de distribution partonique. Les corrections QCD NLO, relativement complexes, due en partie à l'espace de phases d'une désintégration à trois corps, modifie la section efficace de 20%, réduisant ainsi l'incertitude due aux échelles de renormalisation et de factorisation de 50% (LO) à 10% (NLO).

Conclusions : sélection des modes de production

La figure 1.9, appuyée par les paragraphes précédents, nous mène à quelques conclusions utiles pour la mise en place d'analyses recherchant le boson de Higgs au LHC. Nous nous basons ici sur la section efficace à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 8$ TeV, et nous pouvons prendre comme référence la luminosité instantanée moyenne pendant les collisions de l'année 2012 : $\mathcal{L}_{\text{inst}}^{2012} \approx 5 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

La fusion de gluons constitue le mode de production majeur au LHC : sa section efficace se situe entre 7 et 30 pb à basse masse ($100 < M_H < 200$ GeV), et il domine jusqu'à $M_H = 1$ TeV, où il atteint 0,03 pb. La fusion de bosons vecteurs dispose

d'une section efficace plus faible d'un ordre de grandeur à basse masse (entre 1 et 2 pb de 100 à 200 GeV), mais sa décroissance en fonction de M_H est moins marquée, et elle atteint le niveau de la fusion de gluons à $M_H = 1$ TeV. Enfin, la section efficace de production du boson de Higgs en association avec un boson vecteur ou une paire $t\bar{t}$, respectivement de l'ordre du pb et du dixième de pb à 100 GeV, s'effondre rapidement en fonction de M_H , perd un ordre de grandeur entre 100 GeV et 300 GeV, puis le processus est supprimé.

Ainsi, la fusion de gluons et de bosons vecteurs permet d'explorer la région à haute masse, mais ces processus y deviennent très rares et nécessitent l'utilisation de sélections très efficaces. La production associée ne peut servir qu'à des analyses à basse masse. Cependant, au-delà de la pure section efficace de production, la topologie de l'état final peut et doit être exploitée, surtout lorsqu'on considère l'environnement hadronique intense du LHC. Il nous faut alors établir des critères de sélection maximisant l'efficacité sur les événements de signal et la réjection des processus de bruit de fond.

En premier lieu, la fusion de bosons vecteurs (VBF) présente deux jets clairement séparés, présentant une impulsion transverse et une masse invariante très élevées. Ce constat motive la mise en place d'une sélection VBF très pure en signal, comme mentionné précédemment.

D'autre part, les états finaux comportant des leptons, de préférence isolés et d'impulsion transverse élevée, représentent un atout majeur pour rejeter les processus de bruit de fond hadroniques. En particulier, la production associée avec un boson vecteur bénéficie d'un rapport signal sur bruit particulièrement favorable lorsque ledit boson se désintègre en leptons. Ce raisonnement est valable également pour la production associée avec une paire $t\bar{t}$, car la désintégration des quarks top produit des bosons W, dont les désintégrations leptoniques fournissent un critère de sélection très pur. Ainsi, l'évaluation de l'isolation des leptons constitue un des objectifs majeurs de performance des expériences opérant au LHC : nous reviendrons sur ce point dans le chapitre suivant.

Du LEP, du Tevatron et du LHC

Les différences dans la nature des collisions entraînent une certaine complémentarité entre les programmes de physique de ces trois collisionneurs.

Au LEP, les deux modes de production majeurs du boson de Higgs sont le *Higgsstrahlung*, via la production d'un boson Z hors couche de masse, et la fusion de bosons W. L'avantage évident des collisions du LEP réside dans la clarté de l'environnement leptonique : l'état initial est bien défini, et l'état final adopte des topologies relativement simples. Un tel environnement présente un rapport entre signal et bruit de fond très favorable, et il permet des mesures de haute résolution.

Au Tevatron, le contenu des protons et des anti-protons favorisent particulièrement les interactions quark-antiquark, par rapport au LHC. C'est pourquoi, le *Higgsstrahlung* bénéficie d'une section efficace du même ordre de grandeur que la

fusion de bosons vecteurs. Or, nous avons précédemment établi que dans les collisions de protons du LHC, la fusion de gluons domine, puis vient la fusion de bosons vecteurs et enfin, le *Higgsstrahlung* représente un mode de production marginal.

Rappelons ici que le mode de production permet d'ajouter des critères de sélection du signal et de réjection des bruits de fond. Ainsi, le *Higgsstrahlung* rend possible l'étude d'états finaux tels que $H \rightarrow b\bar{b}$, qui subissent un bruit de fond QCD énorme dans les collisions de hadrons. Le Tevatron et le LEP sont donc tous deux aptes à exploiter les événements de *Higgsstrahlung* pour étudier les états finaux tels que $H \rightarrow b\bar{b}$. Du fait du contenu plus varié des protons et anti-protons, le Tevatron présente un avantage supplémentaire par rapport au LEP : la production associée WH .

1.3.3 Canaux de recherche du boson de Higgs au LHC

Nous avons désormais à l'esprit la section efficace de chaque processus de production, ainsi que des moyens d'exploiter leur topologie pour optimiser le rapport entre signal et bruit de fond. Examinons maintenant les moyens dont nous disposons au LHC pour exploiter au mieux les divers modes de désintégration du boson de Higgs, que nous avons présentés en détail au §1.2.2.

Nous nous intéresserons brièvement aux modes de désintégration principaux (voir §1.2.2) : $H \rightarrow WW^{(*)}, ZZ^{(*)}, \gamma\gamma$ et $H \rightarrow b\bar{b}$. Puis nous évoquerons plus en détail le canal $H \rightarrow \tau\tau$, dont l'étude constitue un des objectifs de cette thèse (chapitre 5).

$H \rightarrow WW^{(*)}, ZZ^{(*)}$

Le canal $H \rightarrow WW^{(*)}$ dispose d'un rapport d'embranchement de 30% dès 130 GeV, augmente rapidement avec la masse du boson de Higgs, et devient le canal dominant au-delà de $2M_W$. Les désintégrations leptoniques des bosons W produisent des leptons très isolés, de haute impulsion transverse : ce sont donc les états finaux les plus prometteurs de ce canal. Le bruit de fond irréductible WW peut être supprimé en exploitant les corrélations de spin dans les désintégrations $H \rightarrow WW^{(*)}$.

Le rapport d'embranchement du canal $H \rightarrow ZZ^{(*)}$ varie de $O(1\%)$ pour $M_H = 120$ GeV, à $O(10\%)$ pour $M_H = 150$ GeV, pour devenir ensuite un des canaux dominants à haute masse. La sélection des états finaux comportant des leptons très isolés réduit fortement la contribution des bruits de fond, dominés par le processus ZZ , dont la section efficace de production est très faible. En particulier, l'état final $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ est extrêmement pur : malgré le faible rapport d'embranchement de cet état final, le rapport du signal sur le bruit de fond le rend extrêmement prometteur. Les efficacités de déclenchement, de reconstruction, d'identification et d'isolation doivent alors être maximales, puisqu'elles sont portées à la puissance 4 : cette exigence constitue un des défis majeurs de cette analyse.

D'autre part, une excellente résolution sur l'impulsion transverse et l'énergie des électrons permet de mesurer précisément la masse invariante du système et donc

la masse du boson de Higgs. Enfin, la résolution sur la position et les angles sont également des ingrédients cruciaux pour la mesure des propriétés du boson de Higgs, comme son spin et sa parité. Ces performances imposent des exigences quant à la construction des détecteurs opérant au LHC : nous reviendrons sur ce point dans le chapitre suivant. Le canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ dispose de la résolution suffisante pour effectuer les mesures de spin et de parité du Higgs.

$H \rightarrow \gamma\gamma$

Ce canal ne peut être étudié qu'à basse masse, du fait de son rapport d'embranchement. Le bruit de fond QCD produisant une paire de photons est considérable : il est caractérisé directement à partir des données expérimentales, et son ajustement permet de le soustraire afin de rechercher du signal.

Les photons jouent ici le rôle que les leptons assument dans le canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$: d'excellentes efficacités de sélection et résolution sur l'énergie, sont nécessaires pour exploiter pleinement le potentiel de ce canal et effectuer des mesures de précision sur la masse du boson de Higgs. La sélection des modes de production VBF et VH constitue une possibilité de réduction du bruit de fond et d'optimisation du rapport entre signal et bruit de fond. Le détecteur CMS s'est doté d'un ECAL dont la résolution en énergie dispose d'un terme constant inférieure à 1% : le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ dispose ainsi de la résolution suffisante pour effectuer les mesures de spin et de parité du Higgs.

$H \rightarrow b\bar{b}$

Ce canal constitue le mode de désintégration dominant à basse masse, et il permet de vérifier le couplage de Yukawa des quarks b, et donc d'apporter une preuve directe du couplage entre le boson de Higgs et les quarks. Cependant, les processus de QCD produisent cet état final à un taux extrêmement élevé lors des collisions au LHC.

La sélection de l'état final VH , où le boson vecteur se désintègre exclusivement en leptons, très isolés et de haute impulsion transverse, fournit alors un moyen unique de rejeter efficacement le bruit de fond QCD, tout en sélectionnant efficacement le signal. Un des ingrédients majeurs dans ce canal consiste à identifier efficacement les jets issus de quark b, en utilisant notamment la position du point d'origine déplacé du jet, ce qui ajoute une exigence supplémentaire dans la construction des détecteurs.

1.3.4 Cas particulier du canal $H \rightarrow \tau\tau$

Ce canal constitue l'unique moyen de prouver directement le couplage du boson de Higgs aux leptons, avec les données acquises au LHC en 2011 et 2012 par les expériences CMS et ATLAS. En effet, la masse du τ , très grande par rapport à celle

des muons et des électrons, lui assure un couplage au boson de Higgs, et donc un rapport d'embranchement beaucoup plus favorable.

Le canal $H \rightarrow \tau\tau$ au LHC

Le rapport d'embranchement de ce canal se maintient à $\approx 9\%$ jusqu'à 120 GeV, puis il décroît lentement et atteint 1% à 160 GeV. Ainsi ce canal bénéficie d'un rapport d'embranchement plutôt favorable à basse masse : seul le processus $H \rightarrow b\bar{b}$ dispose d'un rapport d'embranchement supérieur jusqu'à 120 GeV, puis les processus $H \rightarrow gg$ et surtout $H \rightarrow WW^{(*)}$ entrent en jeu, là où $H \rightarrow \tau\tau$ commence à décliner lentement.

Au-delà de la simple section efficace de production, il nous faut examiner les moyens dont nous disposons au LHC pour identifier cet état final. Or, le mode de production a un impact sur l'état final, ce qui lui ajoute des particularités permettant d'optimiser la sélection du signal et la réjection des bruits de fond. Notons que le bruit de fond dominant dans ce canal est le bruit de fond irréductible $Z \rightarrow \tau\tau$, ainsi que le bruit de fond $Z \rightarrow \ell\ell$ où des leptons et des jets falsifient des τ .

Lors de la production par fusion de gluons, un gluon peut être rayonné dans l'état initial. Or, le boson Z, qui constitue le bruit de fond majeur, est produit via un mécanisme de Drell-Yan, soit la diffusion inélastique profonde de deux quarks. Le rayonnement d'un gluon dans l'état initial à deux gluons est en effet plus probable que dans l'état initial à deux quarks. Ainsi, la sélection d'événements sur la présence d'au moins un jet d'impulsion transverse significative permet d'optimiser le rapport entre signal et bruit de fond, en ce qui concerne ce mode de production.

La production par processus VBF produit une topologie particulière dans l'état final, comme mentionné précédemment. L'ensemble des autres bruits de fond de ce canal peuvent consister en un processus dur accompagné de plusieurs jets, mais la topologie unique du processus VBF les supprime fortement. Elle mène à la définition d'une sélection VBF : masse invariante des deux jets très élevée, séparation angulaire maximale, très grande impulsion transverse, absence d'un jet supplémentaire entre les deux jets de la paire. De plus, ce mode de production permet de tester directement le couplage entre le boson de Higgs et les bosons vecteurs W et Z. Notons que l'étude de ce mode de production nécessite une acceptation géométrique maximale : celle-ci constitue une des exigences préalables à la construction du détecteur CMS.

États finaux du canal $H \rightarrow \tau\tau$

L'examen des modes de désintégration des τ indique les états finaux les plus prometteurs. En effet, nous avons déjà établi l'exigence pour les détecteurs opérant au LHC de fournir une excellente efficacité de sélection des électrons (déclenchement, reconstruction et identification). D'autre part, le rapport d'embranchement hautement favorable aux désintégrations hadroniques indique (environ deux tiers des cas) indique clairement que les états finaux semi-leptoniques constituent des canaux de

recherche de toute première importance.

Au-delà des exigences sur les leptons (μ et e), un des défis expérimentaux majeurs posés par ce canal, consiste alors à sélectionner efficacement les désintégrations hadroniques des leptons τ (que nous noterons dans la suite τ_h). Il nous faut donc disposer d'outils performants, capables d'identifier efficacement les jets provenant de leptons tau et de mesurer leur impulsion transverse avec une bonne résolution. L'expérience CMS dispose d'un algorithme de reconstruction, le *Particle Flow*, qui exploite l'ensemble du détecteur pour reconstruire les particules individuelles au sein de jets. Le *Particle Flow* permet donc d'identifier l'ensemble des modes de désintégration hadroniques du τ , en analysant le contenu en hadrons chargés et neutres, les résonances intermédiaires, etc. En ce qui concerne les états finaux semi-leptoniques, les algorithmes de déclenchement sélectionnent la présence simultanée d'un lepton e ou μ , et d'un τ_h , avec une très bonne efficacité sur les τ_h grâce à l'emploi d'une version simplifiée du *Particle Flow*.

La présence de neutrinos dans les états finaux imposent d'obtenir une bonne résolution sur l'énergie transverse manquante. Celle-ci dépend entièrement de la résolution sur l'impulsion et l'énergie transverses de l'ensemble des objets reconstruits : électrons, muons, photons, jets. Là encore, l'utilisation de l'algorithme du *Particle Flow* assure la mesure de l'énergie transverse manquante avec une bonne résolution.

D'autre part, la masse invariante de la paire de τ , complexe à reconstruire car la cinématique des produits de désintégration invisibles ne peut être mesurée entièrement. En effet, la mesure de la masse invariante permet d'identifier la présence de signal dans une région en masse relativement restreinte, afin de distinguer le bruit de fond irréductible $Z \rightarrow \tau\tau$ du signal $H \rightarrow \tau\tau$. Cet objectif est rempli dès lors que la résolution descend à 20%, ce qui constitue déjà un défi majeur dans ce canal. Cette mesure permet également de caractériser précisément l'ensemble des autres bruits de fond.

Tous les besoins en termes de performances de reconstruction que nous avons mentionnés se traduisent par des exigences sur les sous-parties du détecteur CMS : fine granularité, acceptance géométrique maximale, herméticité et homogénéité. Nous reviendrons sur ces points en détail dès le chapitre suivant.

1.3.5 Découverte du boson de Higgs

Le 4 juillet 2012, les collaborations CMS et ATLAS ont annoncé publiquement la découverte d'un nouveau boson massif élémentaire, possédant une masse de 125 GeV. Chaque collaboration a combiné les cinq canaux détaillés au §1.3.3, utilisant des données acquises à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV et 8 TeV.

Pour cette publication, la collaboration CMS a analysé une luminosité intégrée atteignant $5,1 \text{ fb}^{-1}$ à 7 TeV et $5,3 \text{ fb}^{-1}$ à 8 TeV [A6]. Un excès par rapport au bruit de fond attendu a été observé, dont la signification statistique atteint 5,0 déviations standard à 125 GeV, indiquant la production d'une nouvelle particule (voir figure 1.14). Les canaux contribuant le plus à cet excès, $H \rightarrow ZZ^{(*)}$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$, permettent

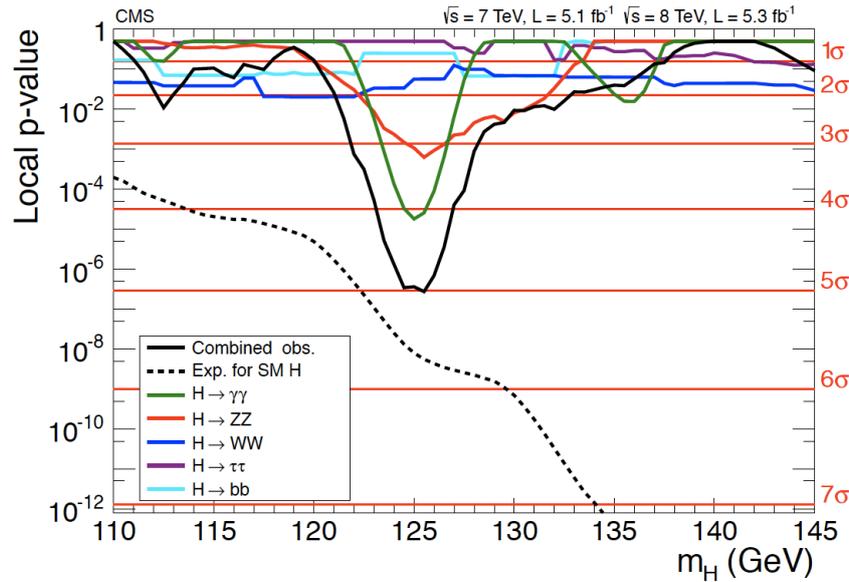


FIG. 1.14: Valeur- p locale observée par CMS pour les cinq canaux étudiés (lignes colorées) et leur combinaison (ligne noire pleine), en fonction de la masse du boson de Higgs. La ligne pointillée montre la valeur- p locale attendue sous l'hypothèse de présence d'un boson de Higgs du Modèle Standard. Les lignes horizontales rouges indiquent les significations statistiques en unités de déviation standard d'une distribution gaussienne.

de mesurer la masse de cette particule : $125,3 \pm 0,4(\text{stat.}) \pm 0,5(\text{syst.})$ GeV. La désintégration en deux photons indique que la nouvelle particule est un boson dont le spin est différent de 1.

La collaboration ATLAS a utilisé $4,8 \text{ fb}^{-1}$ à 7 TeV et $5,8 \text{ fb}^{-1}$ à 8 TeV pour combiner les canaux $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$, $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow e\mu$ à 8 TeV et les canaux $H \rightarrow ZZ^{(*)}$, $H \rightarrow WW^{(*)}$, $H \rightarrow b\bar{b}$ et $H \rightarrow \tau\tau$ à 7 TeV [A7]. La production d'un boson neutre a été observée, avec une signification statistique de 5,9 déviations standard, et la masse mesurée vaut $126,0 \pm 0,4(\text{stat.}) \pm 0,4(\text{syst.})$ GeV (voir figure 1.15).

D'autre part, les collaborations DØ et CDF ont annoncé à la même période l'observation d'un excès d'évènement, pour une masse du boson de Higgs allant de 115 GeV à 140 GeV [A8]. La signification statistique de cet excès atteint son maximum, 3,1 déviations standard, à une masse de 120 GeV (voir figure 1.16).

Ce résultat final des collaborations CDF et DØ combine tous les canaux de recherche et les données des deux expériences indépendantes, après avoir optimisé l'ensemble des analyses utilisées pour la recherche du Higgs. Il est compatible avec la découverte d'un boson de Higgs, possédant une masse de 125 GeV, par les collaborations CMS et ATLAS.

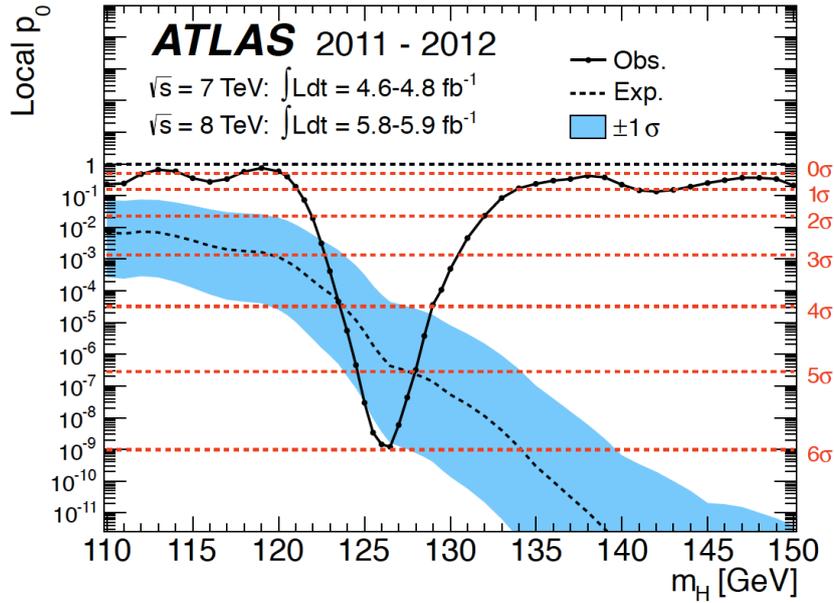


FIG. 1.15: Valeur- p locale observée par ATLAS combinant les canaux individuels (ligne noire pleine), en fonction de la masse du boson de Higgs. La ligne pointillée montre la valeur- p locale attendue sous l'hypothèse de présence d'un boson de Higgs du Modèle Standard. Les lignes horizontales rouges indiquent les significations statistiques en unités de déviation standard d'une distribution gaussienne.

1.4 Alternatives au Modèle Standard

L'analyse de l'état final $H \rightarrow \tau\tau$ permet de poser des limites d'exclusion sur des modèles alternatifs prédisant un secteur scalaire différent de celui du Modèle Standard. Nous introduirons ici brièvement le Modèle Super-Symétrique Minimal (MSSM), puis nous indiquerons les modes de production des bosons de Higgs MSSM au LHC. Enfin, nous citerons les résultats les plus récents obtenus au LHC par l'analyse $H \rightarrow \tau\tau$ dans ce secteur.

1.4.1 Brève introduction au Modèle Super-Symétrique Minimal

Le calcul de la masse du boson de Higgs introduit des corrections radiatives divergentes, quadratique en Λ , l'échelle de coupure utilisée pour calculer les corrections. Or, l'échelle d'énergie pertinente, à partir de laquelle une nouvelle physique émergerait, ne peut être l'échelle de Grande Unification ($M_{\text{GUT}} \approx 10^{16} \text{ GeV}$) ou de Planck ($M_{\text{Planck}} \approx 10^{18} \text{ GeV}$) : la masse du boson de Higgs serait alors énorme et sortirait de la région électrofaible.

Afin de conserver un boson de Higgs de masse inférieure à 1 TeV (unitarité : voir §1.2.1), un contre-terme doit balancer les corrections radiatives, et sa valeur doit être

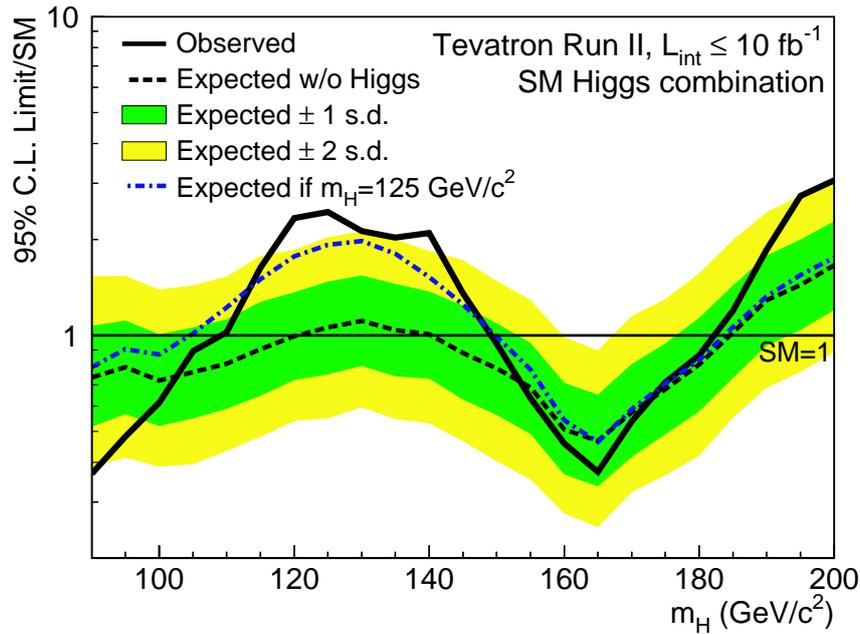


FIG. 1.16: Limite supérieure sur la section efficace de production du boson de Higgs, exprimée en multiple de la section efficace prédite par le Modèle Standard, en fonction de la masse du boson. La ligne noire pleine (resp. pointillée) indique la limite observée (resp. attendue). Les bandes vertes et jaunes indiquent l'incertitude sur la limite attendue : 1 et 2 déviations standard, respectivement. La ligne pointillée bleue montre la limite attendue en cas de présence d'un boson de Higgs du Modèle Standard, de masse 125 GeV.

ajustée à une précision de 10^{-30} , ce qui pose un problème dit de « naturalité ». De plus, la raison pour laquelle Λ serait très grande devant l'échelle électrofaible ($\approx M_Z$) demeure inconnue : il s'agit du problème de hiérarchie. Ces problèmes peuvent être résolus par l'introduction d'une symétrie supplémentaire, à partir de laquelle des contre-terme émergeraient naturellement.

Supposons l'existence de N_S particules scalaires massives, subissant des couplages trilineaires ($v\lambda_S$) et quadrilineaires (λ_S) au boson de Higgs. Alors la contribution de ces particules scalaires peut contrebalancer le terme quadratique, à condition que $N_S = 2N_f$ et qu'à chaque fermion du Modèle Standard correspondent deux particules scalaires, dont le couplage au Higgs est donné par $\lambda_S = -\lambda_f^2$ [F51].

Les corrections radiatives dépendent alors du logarithme de Λ , qui reste relativement petit même pour $\Lambda \approx M_P$. De plus, même ce terme disparaît lorsque les deux scalaires correspondant à chaque fermion du Modèle Standard ont la même masse : $m_S = m_f$. La masse des particules scalaires doit être proche de celle des fermions, pour maintenir ce terme à une valeur raisonnable. Ces considérations peuvent se généraliser aux contributions des bosons du Modèle Standard à ces corrections radiatives de la masse du boson de Higgs, en introduisant des partenaires fermioniques aux bosons W, Z et H. Afin de conserver la masse du boson de Higgs à l'échelle de

la brisure de symétrie électrofaible (100 GeV), la masse des particules nouvellement introduites doit rester inférieure au TeV.

La Super-Symétrie (SUSY) relie les bosons aux fermions : les générateurs de la SUSY transforme chaque fermion en son partenaire super-symétrique. Si la symétrie est exacte, les partenaires ont une masse et des nombres quantiques (exceptés leur spin) identiques. Cependant, aucun des partenaires super-symétriques n'a été observé à ce jour : nous ne connaissons aucune particule scalaire fondamentale de masse identique à un des fermions du Modèle Standard. La SUSY doit donc être brisée, d'une façon qui ne rend pas les partenaires super-symétriques trop massifs, afin de conserver la solution au problème de hiérarchie. Actuellement, aucun mécanisme de brisure dynamique n'explique la brisure de la SUSY.

La version minimale de la SUSY à savoir celle qui introduit un nombre de changements minimal au Modèle Standard, vérifie les hypothèses suivantes :

- le MSSM se base sur le même groupe de symétrie que le Modèle Standard
- le MSSM comporte autant de générations de quarks et de leptons que le Modèle Standard
- la conservation des nombres leptonique et baryonique nécessite l'introduction d'une symétrie discrète, la R-parité : $R_P = (-1)^{2s+3B+L}$
- le lagrangien du MSSM comporte un nombre minimal de termes qui brisent la SUSY explicitement

De plus, deux doublets de champs scalaires complexes, d'hypercharge opposée, sont introduits afin de briser la symétrie électrofaible :

$$H_1 (Y_{H_1} = -1) = \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix}, \quad H_2 (Y_{H_2} = +1) = \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix} \quad (1.32)$$

Le potentiel de Higgs se réécrit alors en fonction de ces champs scalaires. La composante neutre de chaque doublet possède une *vacuum expectation value* (vev) non nulle :

$$\langle H_{1,2}^0 \rangle = \frac{v_{1,2}}{\sqrt{2}}, \quad \text{avec : } v_1^2 + v_2^2 = v^2, \quad \text{et : } \tan \beta = \frac{v_2}{v_1} \quad (1.33)$$

La partie réelle des champs scalaires correspond à des bosons de Higgs scalaires (CP positif) et leur partie imaginaire correspond à des bosons de Higgs pseudo-scalaires et des bosons de Goldstone. Les états propres de masse proviennent alors de rotations à partir de ces composantes :

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ H_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} P_1^0 \\ P_2^0 \end{pmatrix} \quad (1.34)$$

$$\begin{pmatrix} G^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} H_1^\pm \\ H_2^\pm \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

$$\begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_2^0 \end{pmatrix} \quad (1.36)$$

$$\text{avec : } \cos 2\alpha = -\cos 2\beta \frac{M_A^2 - M_Z^2}{M_H^2 - M_h^2} \quad \text{et : } \sin 2\alpha = -\sin 2\beta \frac{M_H^2 + M_h^2}{M_H^2 - M_h^2} \quad (1.37)$$

1.4.2 Production des bosons de Higgs MSSM au LHC

Au premier ordre, le secteur de Higgs du MSSM comporte deux paramètres libres : M_A et $\tan\beta$. Au LHC, les bosons de Higgs MSSM neutres peuvent être produits soit par fusion de gluons (dominant pour des valeurs faibles de $\tan\beta$; le couplage de Yukawa des quarks b grandit avec la valeur de $\tan\beta$, et ainsi la production en association avec une paire $b\bar{b}$ devient dominante. L'analyse $H \rightarrow \tau\tau$ MSSM de CMS tire parti de ces deux modes de production en définissant deux catégories exclusives, l'une sélectionnant la présence de jets de quarks b [B11].

1.4.3 Résultats des analyses MSSM

La figure 1.17 montre le secteur exclu à 95% de niveau de confiance dans le plan à deux paramètres ($\tan\beta$; M_A). Les grandes valeurs de $\tan\beta$ sont exclues : par exemple, pour $m_A < 600\text{GeV}$, la zone $\tan\beta > 30$ est exclue. Ce résultat reflète la capacité de cette analyse à tirer parti du mode de production en association avec des quarks b.

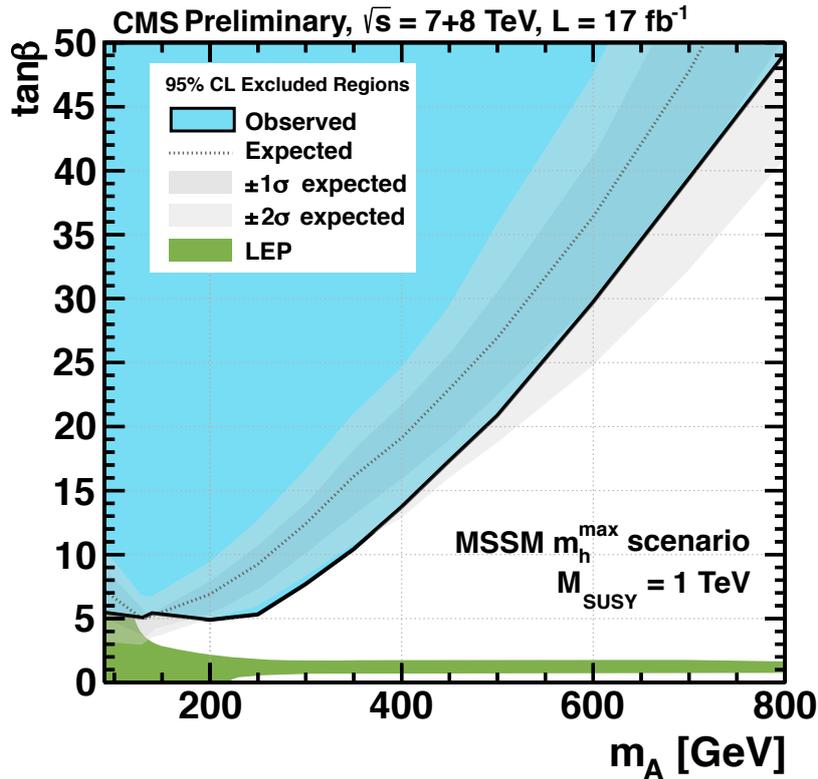


FIG. 1.17: Exclusion à 95% de niveau de confiance dans le plan à deux paramètres ($\tan\beta$; M_A). Les limites d'exclusion calculées au LEP sont également mentionnées.

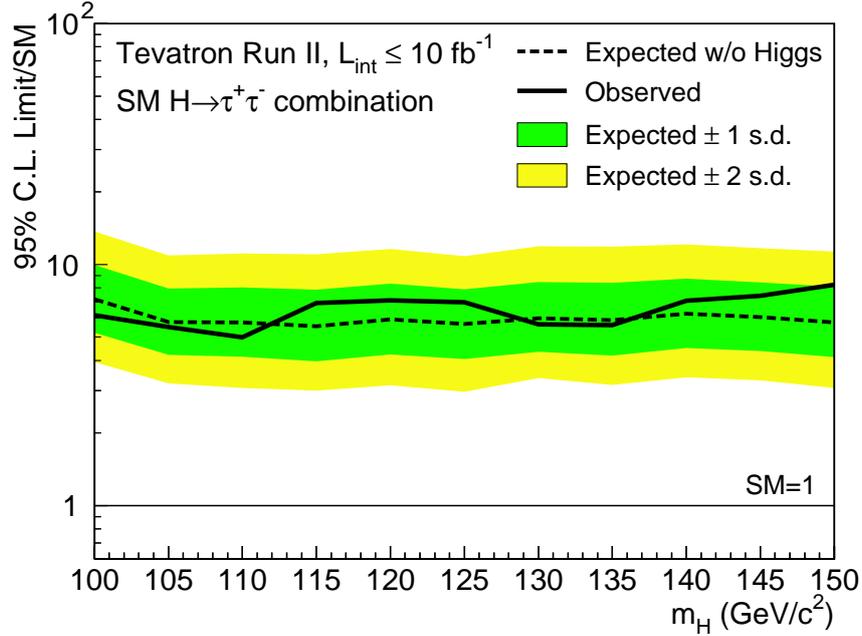


FIG. 1.18: Limite d'exclusion de l'analyse $H \rightarrow \tau\tau$ combinée $D\bar{0}+CDF$: résultat final du Tevatron.

1.5 Recherches passées au Tevatron

Examinons le résultat $H \rightarrow \tau\tau$ final obtenu par les collaborations du Tevatron. La figure 1.18 montre la limite d'exclusion sur la section efficace de production du boson de Higgs au Tevatron, dans son canal de désintégration en deux leptons tau. Nous pouvons constater la faible sensibilité de cette analyse, due à plusieurs raisons :

- la reconstruction des τ hadroniques subit une efficacité limitée
- le mode de production majeur au Tevatron est le *Higgsstrahlung*, pour lequel il est nécessaire de reconstruire non seulement les produits de désintégration des deux τ , mais aussi les leptons issus de la désintégration des bosons vecteurs ; les inefficacités de sélection des leptons, bien que mineures, jouent donc un rôle important
- la reconstruction de la masse invariante du système de deux leptons tau est complexe, d'où sa faible résolution dans le cas du Tevatron

Comme nous le verrons dans un chapitre dédié, l'analyse $H \rightarrow \tau\tau$ de CMS utilise trois modes de production indépendant, et dispose d'outils performants pour la reconstruction des τ_h , de l'énergie transverse manquante et de la masse invariante de la paire de τ .

1.6 Recherches futures au LHC

Les résultats les plus récents du canal $H \rightarrow \tau\tau$ seront présentés dans le chapitre dédié à l'analyse des états finaux semi-leptoniques (chapitre 5). La présente section vise à examiner brièvement les possibilités que devrait offrir la prochaine période de prises de données au LHC, dès 2015. Une des difficultés sera de tirer pleinement parti des sections efficaces de production significativement plus importantes à $\sqrt{s} = 13$ TeV, et du régime de luminosité instantanée supérieure. Ces conditions augmenteront drastiquement le taux d'évènements, ce qui nécessitera une optimisation des menus de déclenchement.

L'analyse actuelle base ses algorithmes de déclenchement sur une pré-sélection d'un lepton (au premier niveau de déclenchement, voir chapitres 3), en ignorant le τ_h . Une des pistes d'améliorations possible consiste à tirer parti de la mise à niveau du premier niveau de déclenchement, afin de définir un algorithme de déclenchement de premier niveau sélectionnant efficacement les τ_h . Une autre piste possible pourrait consister insérer dans les algorithmes de déclenchement une sélection sur la topologie de l'état final, en demandant la présence d'au moins un jet (fusion de gluons) ou deux jets (fusion de bosons vecteurs). Nous savons également que les désintégrations semi-leptoniques de paires de τ contiennent une énergie transverse manquante importante, ce qui fournit une autre quantité physique sur laquelle nous pouvons envisager de couper au sein du déclenchement.

De telles améliorations permettrait de réoptimiser les seuils en impulsion transverse appliqués par les algorithmes de déclenchement, et donc d'acquérir plus efficacement des évènements de signal, et de rejeter plus efficacement les bruits de fond. Ces optimisations de bande passante seront indispensables lors des prises de données, pour exploiter au mieux ce nouveau régime de fonctionnement du LHC.

CHAPITRE 2

DÉTECTION ET RECONSTRUCTION DES PARTICULES DANS CMS

*La nature est remplie d'une infinité de raisons dont
l'expérience n'a jamais vu la trace.*

Léonard de Vinci

Sommaire

2.1	Le Grand Collisionneur de Hadrons	60
2.2	Le détecteur CMS	64
2.2.1	Système de coordonnées	67
2.2.2	Caractéristiques de l'aimant de CMS	68
2.2.3	Trajectomètre	68
2.2.4	Calorimètre électromagnétique	71
2.2.5	Calorimètre hadronique	81
2.2.6	Détecteur de muons	85
2.2.7	Déclenchement et acquisition des données	87
2.3	Reconstruction des objets physiques dans CMS	93
2.3.1	L'algorithme <i>Particle Flow</i>	93
2.3.2	Traces et points d'interaction	94
2.3.3	Muons	96
2.3.4	Electrons	98
2.3.5	Hadrons chargés, hadrons neutres et photons	102
2.3.6	Jets	104
2.3.7	Désintégrations hadroniques des leptons tau	105
2.3.8	Impulsion transverse manquante	107

Le *Large Hadron Collider Workshop*, qui a eu lieu en octobre 1990, constitue la première grande étape dans le projet LHC [C16]. Le potentiel de découverte auprès d'un collisionneur de hadrons, ainsi que la conception des détecteurs pouvant y oeuvrer, y sont alors exposés. La lettre d'intention de la collaboration CMS, publiée le premier Octobre 1992, marque alors le début officiel du projet CMS [C17], et le premier document technique paraît le 15 décembre 1994 [C18].

L'expérience CMS détecte les particules produites par les collisions de protons du LHC au CERN. Ce chapitre présente dans une première section le LHC, puis le détecteur CMS et enfin l'identification des particules par l'expérience CMS.

2.1 Le Grand Collisionneur de Hadrons

Le LHC est un collisionneur de hadrons : protons et ions lourds (*Pb*, *Au*) situé dans un tunnel de 27 km de circonférence creusé sous la frontière franco-suisse (voir figure 2.5). L'accélération circulaire autorise une grande flexibilité sur l'énergie dans le centre de masse, qui peut varier d'un ordre de grandeur au prix d'améliorations techniques raisonnables. D'autre part, le LHC a été conçu pour étudier les interactions fondamentales à l'échelle du TeV : en effet, de nombreuses indications théoriques et expérimentales poussent à explorer cette région particulière (voir chapitre précédent).

Seule l'accélération circulaire de hadrons permet d'atteindre une telle énergie dans le centre de masse : à condition que les faisceaux de particules soient suffisamment maîtrisés (focalisation, dispersion latérale...), ceux-ci sont accélérés à chaque révolution au sein du LHC. En effet, le rayonnement synchrotron des hadrons est relativement faible, comparé à celui des leptons : il est inversement proportionnel à la puissance quatrième de la masse.

Le LHC utilise 1232 aimants dipolaires (14,3 mètres de longueur, 35 tonnes) pour orienter le faisceau dans le tunnel, 392 aimants quadripolaires pour le focaliser, et 7967 aimants de divers types pour contrôler finement le faisceau (jusqu'à 12 pôles). Afin de courber la trajectoire de particules dont l'énergie cinétique atteint 7 TeV, les dipôles doivent déployer un champ magnétique atteignant 8,33 T. Seule la technologie de la supraconductivité peut fournir de telles intensités : les aimants dipolaires utilisent des câbles supraconducteurs fonctionnant à une température de 1,9 K, dans lesquels circule un courant de 11850 A. L'énergie totale stockée dans les aimants du LHC atteint 11 GJ. La possibilité d'accélérer deux faisceaux de hadrons dans deux sens différents, au sein d'un même aimant, constitue un des défis majeurs dans la conception des aimants du LHC.

Le LHC utilise huit cavités radiofréquences pour accélérer chaque faisceau. Elles délivrent un champ électrique de 5 MV/m et fonctionnent à une fréquence de 400 MHz.

Les faisceaux du LHC comportent 2808 paquets de $N_p = 1,15 \cdot 10^{11}$ protons chacun, espacés de 50 ns ou 25 ns, suivant la stratégie adoptée. L'extension longi-

tudinale d'un paquet vaut 7,55 cm au point de collision, et la dispersion latérale du faisceau s'y réduit à 70,9 μm .

La luminosité instantanée des faisceaux est donnée par :

$$\mathcal{L}_{\text{inst}} = \frac{\gamma f N_P N_p^2}{4\pi \varepsilon_t \beta^*} \quad (2.1)$$

où $\varepsilon_t = 3,75 \mu\text{m}$ désigne l'émittance transverse, $\beta^* = 0,55 \text{ m}$ la fonction betatron, $\gamma = E_{\text{faisceau}}/m_p$ le facteur de Lorentz, f la fréquence de révolution, F le facteur de réduction dû à l'angle de croisement entre les faisceaux, et N_P le nombre de paquets de protons par faisceau. Le taux de collisions (en Hz) d'un processus de section efficace σ vaut : $dN/dt = \mathcal{L}_{\text{inst}} \times \sigma$.

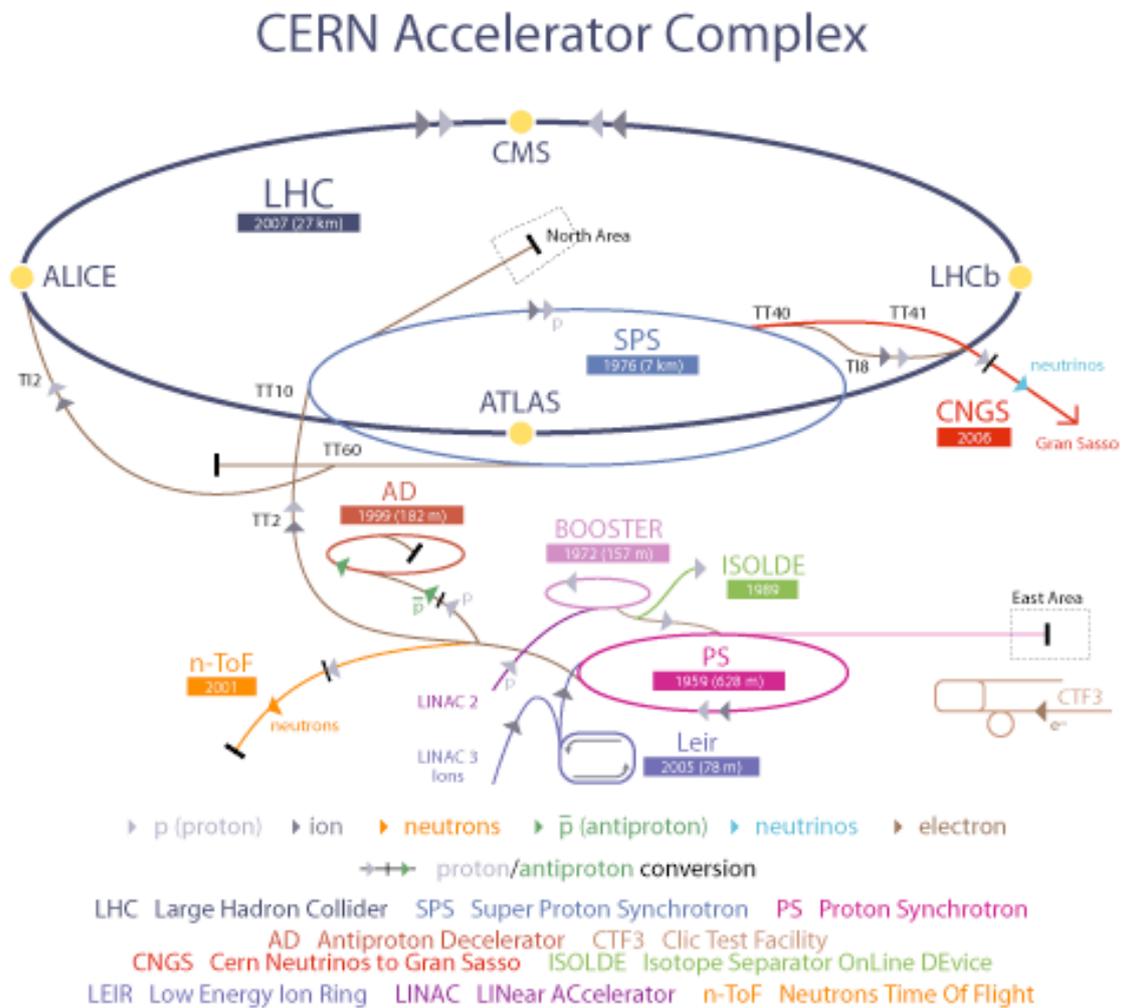


FIG. 2.1: Complexe d'accélérateurs du CERN. Les faisceaux de protons au LHC sont accélérés à 26 GeV par le Synchrotron à Protons (PS), puis ils atteignent 450 GeV dans le Super Synchrotron à Protons (SPS) et sont alors injectés dans le LHC.

Les faisceaux de protons au LHC sont accélérés en plusieurs étapes : ils atteignent une énergie de 26 GeV dans le Synchrotron à Protons (PS), puis 450 GeV dans le

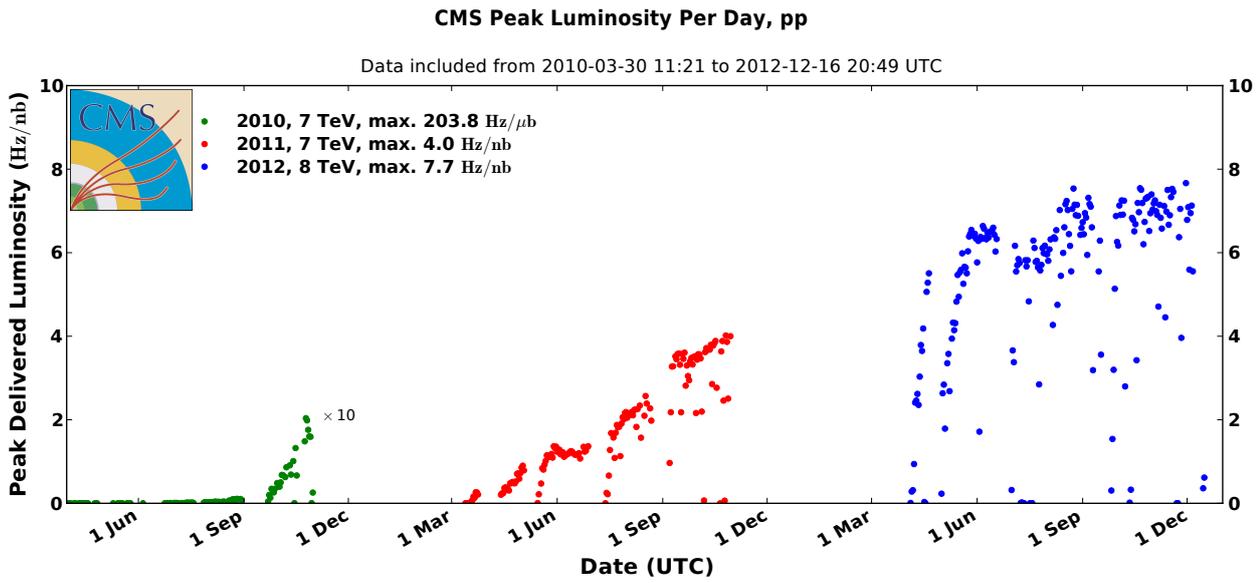


FIG. 2.2: Pic quotidien de luminosité instantanée en 2010 (vert), 2011 (rouge) et 2012 (bleu) que le LHC a délivré à l'expérience CMS durant les collisions de protons.

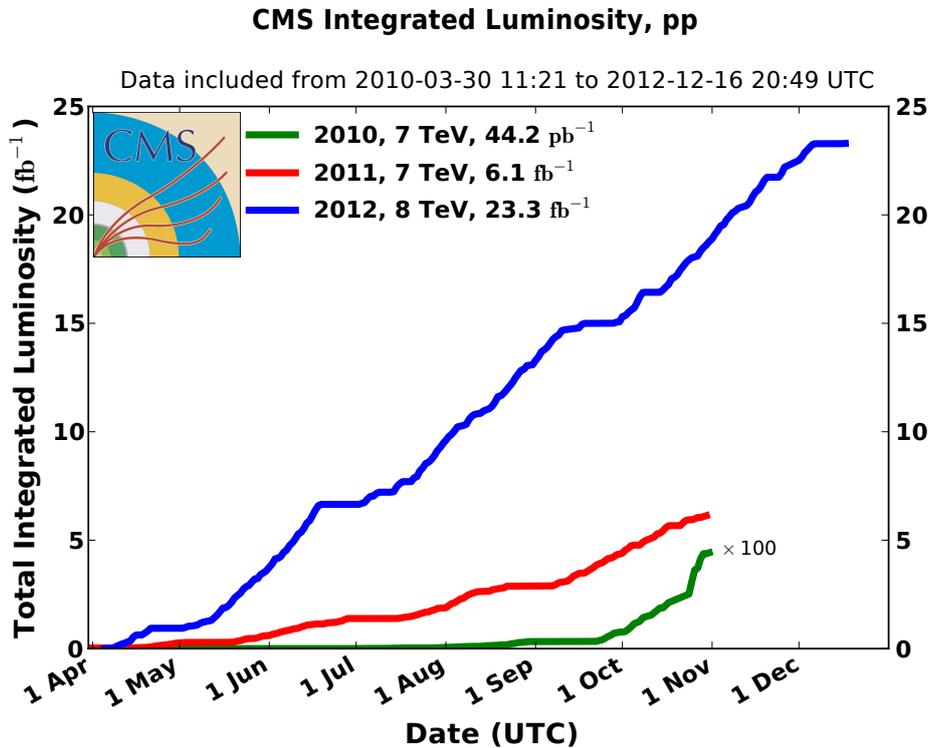


FIG. 2.3: Luminosité intégrée cumulée au cours des années 2010 (vert), 2011 (rouge), 2012 (bleu), délivrée par le LHC à l'expérience CMS au cours des collisions de protons.

Super Synchrotron à Protons (SPS) et ils sont accélérés progressivement dans le LHC jusqu'à atteindre l'énergie souhaitée (voir figure 2.1). Le LHC a effectué des collisions à une énergie dans le centre de masse \sqrt{s} allant de 900 GeV à 2,36 TeV en 2009, jusqu'à atteindre 7 TeV en 2010 puis 8 TeV en 2012. La luminosité instantanée est passée de $10^{29} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ en 2009 à $3 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ à la fin de l'année 2011, et elle a atteint un maximum de $7 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ en 2012 (voir figure 2.2).

L'expérience CMS a acquis des données totalisant une luminosité intégrée de $4,9 \text{ fb}^{-1}$ en 2011 et $19,7 \text{ fb}^{-1}$ en 2012 (voir figure 2.4) : ce sont les données que nous utiliserons dans cette thèse.

Contenu typique d'un évènement au LHC

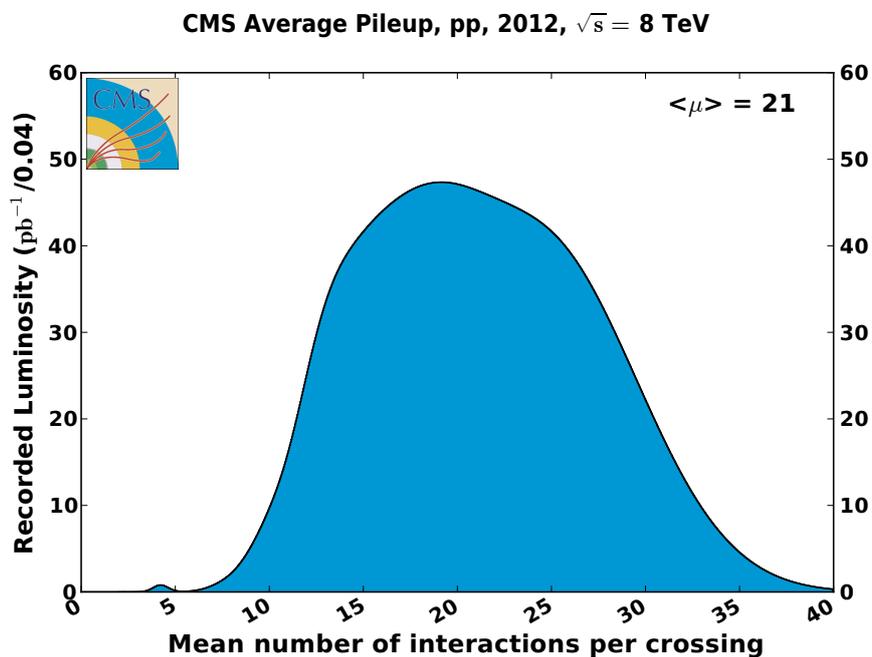


FIG. 2.4: Luminosité intégrée enregistrée par l'expérience CMS en 2012 ($\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$), en fonction du nombre d'interactions par croisement de faisceaux.

Lors de la collision inélastique de deux hadrons, l'interaction principale implique un parton en provenance de chacun des hadrons. Le reste du contenu des hadrons constitue alors l'évènement sous-jacent. D'autre part, la diffusion élastique des protons constitue ce que l'on appelle des évènements de biais minimum.

Enfin, les interactions d'empilement correspondent à des collisions inélastiques supplémentaires : la collision principale est alors celle qui produit des particules dont la somme totale des impulsions transverses est maximale. La figure 2.4 représente la luminosité intégrée enregistrée par l'expérience CMS en 2012, en fonction du nombre d'interactions par croisement de faisceaux. Cette figure montre que le nombre d'interactions d'empilement vaut en moyenne 20 dans les données acquises en 2012.

2.2 Le détecteur CMS

Le détecteur *Compact Muon Solenoid* (CMS) a été conçu pour exploiter les collisions de protons et d'ions lourds du LHC. Plusieurs sections indépendantes ont été assemblées dans un hangar de surface sur le site de Cessy (France), dès le début des années 2000. Elles ont alors été descendues dès l'année 2006 à 100 mètres de profondeur, puis assemblées au coeur d'une caverne spécialement aménagée pour abriter le détecteur CMS (voir figure 2.5). La construction du détecteur CMS s'est achevée en 2008.

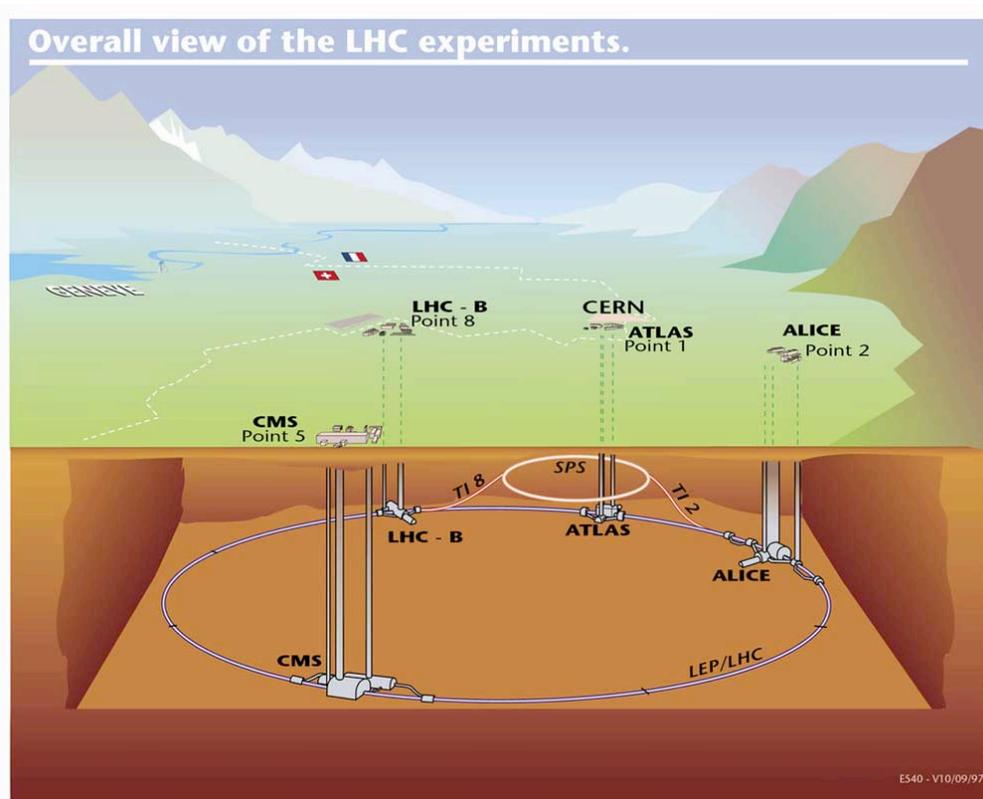


FIG. 2.5: Carte des installations du LHC : installations de surface, puits et cavernes des expériences CMS, ATLAS, ALICE et LHCb ; tunnel du LHC. Le Jura se situe à droite sur cette image.

Le détecteur CMS est un cylindre de 21,6 mètres de longueur¹ et 15 mètres de diamètre, qui pèse 14000 tonnes (voir figure 2.6). Il comporte plusieurs sous-détecteurs cylindriques emboîtés, dont l'axe de symétrie correspond à l'axe des faisceaux de protons. Lors de chaque rencontre de paquets de protons, l'interaction principale a lieu au centre du détecteur. Les sous-détecteurs détectent le passage de divers types de particules :

¹28,7 m en comptant les sous-détecteurs complémentaires placés aux extrémités du détecteur CMS principal

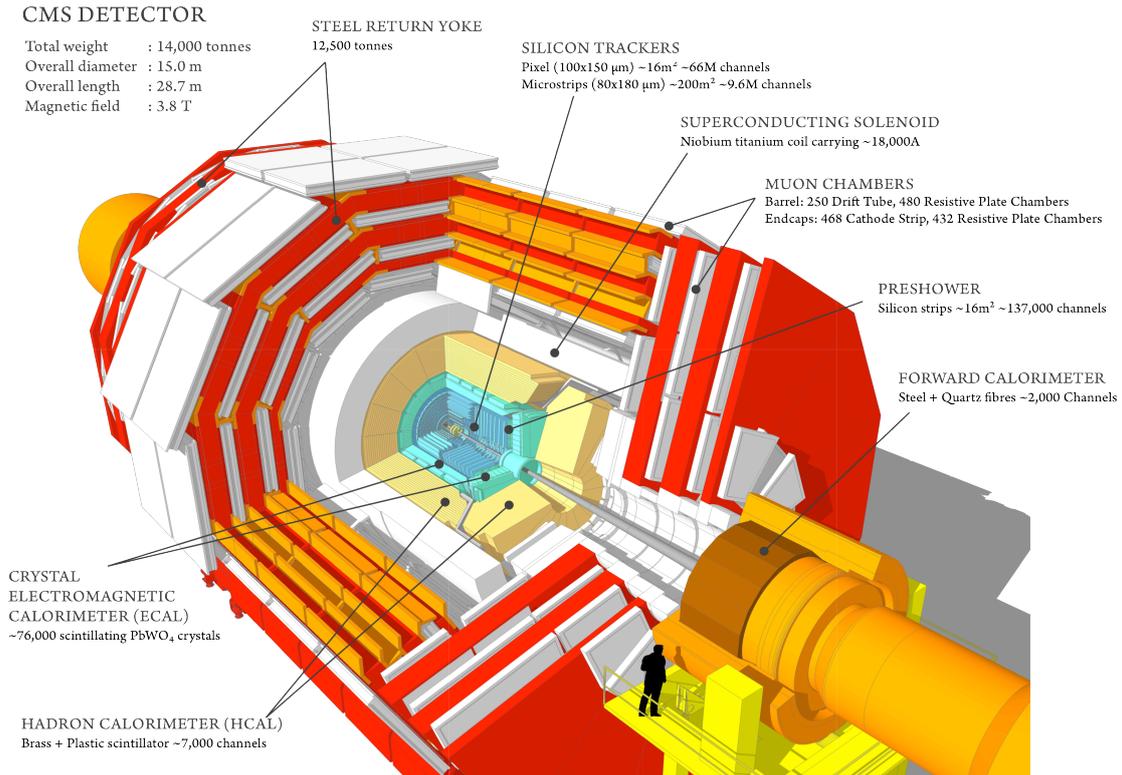


FIG. 2.6: Vue éclatée du détecteur CMS. Les faisceaux de protons passent le long de l'axe du détecteur. Du centre vers l'extérieur : trajectomètre (bleu), calorimètre électromagnétique (turquoise), calorimètre hadronique (beige), aimant (gris), détecteurs de muons (blanc) et culasse de l'aimant (rouge).

- trajectomètre (§2.2.3) : détecte les particules chargées pour reconstruire leur trajectoire, dont la courbure dans un champ magnétique indique la charge et l'impulsion correspondantes
- calorimètre électromagnétique (§2.2.4) : mesure l'énergie des électrons et des photons
- calorimètre hadronique (§2.2.5) : mesure l'énergie des hadrons
- détecteur de muons (§2.2.6) : détecte le passage des muons, afin de reconstruire leur trajectoire, dont la courbure dans un champ magnétique indique la charge et l'impulsion correspondantes

Un des défis principaux posés par les collisions du LHC réside dans le filtrage des événements les plus intéressants. En effet, la section efficace totale des collisions proton-proton, à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV, vaut 98,3 mb, et la section efficace des collisions inélastique vaut 73,5 mb [H62]. Pour une luminosité instantanée de l'ordre de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, typique des collisions en 2011 et 2012, le taux d'interactions inélastiques est donc de l'ordre de 10^8 Hz. Le système de déclenchement de l'expérience CMS (§2.2.7) sélectionne en direct les événements au contenu physique intéressant.

Les objectifs majeurs de performances du détecteur, contraints par le programme de physique du LHC, consistent à optimiser :

- la résolution de l'impulsion des particules chargées et l'efficacité de reconstruction dans le trajectomètre interne
- le diamètre du trajectomètre interne, dont la proximité avec les faisceaux de protons contraint le déclenchement et l'étiquetage des leptons tau et des jets de quarks b
- la résolution de l'énergie des électrons et des photons, et de la masse invariante des diphotons et des diélectrons ($\approx 1\%$ à 100 GeV)
- la réjection des pions neutres se désintégrant en diphotons et l'isolation des photons et des électrons, notamment en vue des collisions à empilement élevé
- l'identification et la résolution de l'impulsion des muons ; la résolution de la masse invariante des dimuons ($\approx 1\%$ à 100 GeV)
- la résolution sur la masse invariante des dijets et l'énergie transverse manquante
- l'acceptance géométrique de l'ensemble des sous-détecteurs

La résolution sur l'impulsion des particules chargées constitue donc un des critères de performance majeurs de l'expérience CMS. L'application d'un champ magnétique courbe la trajectoire des particules chargées : la mesure de la courbure fournit la valeur de l'impulsion. La courbure augmente avec l'intensité du champ : la séparation entre particules chargées devient alors plus claire, et la précision de l'impulsion mesurée s'améliore. Le détecteur CMS comporte donc un puissant aimant, dont le champ magnétique affecte toute particule chargée, électron, hadron chargé ou muon.

Le choix de l'emplacement de l'aimant dans le détecteur constitue un aspect critique dans sa conception. L'ajout de matière entre le trajectomètre et le calorimètre électromagnétique augmenterait la probabilité que les particules chargées perdent de l'énergie sous forme de rayonnement de freinage. De plus, les particules incidentes initieraient alors des gerbes électromagnétiques ou hadroniques, en interagissant avec les noyaux des atomes de l'aimant, avant même d'avoir atteint les calorimètres. Cela rendrait plus difficile la reconstruction des dites particules, et réduirait donc l'acceptance du détecteur CMS. D'autre part, l'herméticité des calorimètres deviendrait alors plus ardue à réaliser.

L'expérience CMS a donc fait le choix d'un détecteur compact : le trajectomètre et les calorimètres se situent à l'intérieur de l'aimant. Celui-ci doit alors couvrir une surface importante et produire un champ très intense, pour qu'il soit perceptible à la fois dans les couches internes du trajectomètre, et dans la culasse de l'aimant, qui abrite les chambres à muons. L'aimant de CMS est un cylindre creux, de 12,9 m de longueur et 5,9 m de diamètre interne, ce qui en fait le plus grand solénoïde au monde ; il produit un champ magnétique de 4 T au centre du détecteur.

Dans cette section, nous exposerons brièvement le système de coordonnées employé par l'expérience CMS, puis nous décrirons les sous-systèmes du détecteur CMS et leurs performances : son aimant, son trajectomètre, ses calorimètres électromagnétique et hadronique, et son détecteur de muons. Nous aborderons également le

système de déclenchement de CMS.

2.2.1 Système de coordonnées

La figure 2.7 indique le système de coordonnées utilisé par l'expérience CMS. L'origine du repère se situe au centre du détecteur, point nominal de l'interaction principale lors des collisions. L'axe horizontal x pointe vers le centre du LHC, l'axe vertical y pointe vers le haut, et l'axe horizontal z , longitudinal, est tangent au LHC et pointe vers le Nord (en direction du Jura, voir figure 2.5).

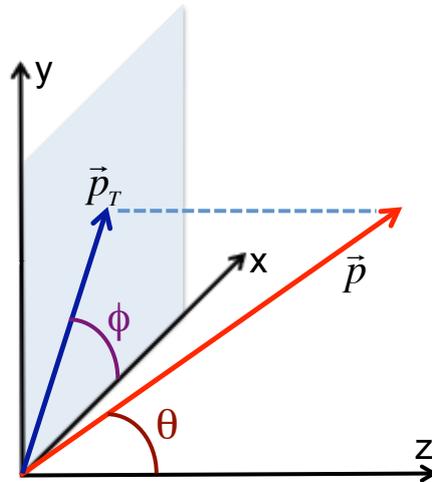


FIG. 2.7: Système de coordonnées de l'expérience CMS. Les axes (x, y, z) pointent respectivement vers : le centre du LHC, la verticale ascendante, le Jura (voir fig. 2.5). L'angle θ est défini par rapport à l'axe z , l'angle ϕ est défini dans le plan transverse (x, y) par rapport à l'axe x . L'impulsion transverse p_T d'une particule correspond à la projection de son impulsion p dans le plan transverse (x, y) .

Notons \vec{p} l'impulsion d'une particule quelconque, et \vec{p}_T son impulsion transverse, soit la projection de \vec{p} dans le plan (x, y) (voir 2.3.8). La coordonnée θ de la particule correspond à l'angle entre \vec{p} et l'axe z . La coordonnée azimuthale ϕ correspond à l'angle entre \vec{p}_T et l'axe x .

Enfin, nous ferons souvent usage de la pseudorapidité :

$$\eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) = \ln \left(\frac{p + p_z}{p - p_z} \right) \quad (2.2)$$

En effet, dans l'approximation relativiste $\beta \rightarrow 1$, la pseudorapidité tend vers la rapidité de la relativité restreinte, qui est invariant selon un boost de Lorentz le long

de l'axe z :

$$\eta \rightarrow \rho = \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (2.3)$$

Cette propriété d'invariance assure une cohérence des valeurs de η utilisées y compris lorsque le système dans l'état final est boosté vers l'avant.

2.2.2 Caractéristiques de l'aimant de CMS

La résolution sur l'impulsion des particules chargées constitue un critère de performance majeur pour remplir le programme de physique de CMS. En particulier, pour des muons d'impulsion transverse égale à 1 TeV, une résolution de 10% est nécessaire. L'aimant de CMS crée un champ magnétique intense, afin de courber significativement la trajectoire des particules chargées. Ce procédé sépare les particules chargées initialement proches, et la mesure du rayon de courbure fournit l'impulsion des particules. Le pouvoir de séparation et la résolution sur l'impulsion augmentent avec l'intensité du champ magnétique.

Afin de minimiser la quantité de matière présente entre le trajectomètre et les calorimètres, la stratégie de CMS consiste à construire un détecteur compact. L'aimant doit donc contenir à la fois le trajectomètre et les calorimètres, et produire un champ magnétique dont l'intensité atteint 4 T au centre du détecteur.

L'expérience CMS utilise un aimant solénoïde supraconducteur, pour atteindre une telle intensité dans un volume aussi grand. Le tableau 2.1 indique les spécifications techniques principales de l'aimant ainsi construit. Les lignes de champ se referment dans la culasse de l'aimant, qui constitue la couche externe du détecteur CMS et inclut l'ensemble des canaux du détecteur de muons. Les lignes de champ sont orientées en sens contraire dans les chambres à muons et dans le trajectomètre. Ainsi, la courbure de la trajectoire peut être mesurée indépendamment dans chacun de ces sous-systèmes, pour une estimation combinée de l'impulsion du muon.

Intensité du champ	4 T
Rayon interne	5,9 m
Longueur	12,9 m
Nombre de spires	2168
Intensité du courant	19,5 kA
Énergie stockée	2,7 GJ

TAB. 2.1: *Caractéristiques techniques de l'aimant de CMS.*

2.2.3 Trajectomètre

Le trajectomètre est conçu pour reconstruire la trajectoire des particules chargées, ainsi que les points d'interaction primaire et secondaires (empilement et dés-

intégrations en vol). Son objectif consiste à mesurer l'impulsion de ces particules avec une excellente résolution, tout en identifiant leur origine. Il forme un détecteur hermétique entourant le point d'interaction, de longueur 5,8 m et de diamètre 2,5 m, à l'intérieur duquel l'aimant de CMS produit un champ magnétique homogène de 4 T. Étant donné le flux de particules produites au LHC, la granularité, la rapidité, et la résistance aux radiations constituent des critères essentiels dans la conception du trajectomètre.

D'autre part, l'utilisation d'un grand nombre de canaux, assortis de leur électronique de lecture, nécessite un système de refroidissement efficace. Or, la présence d'une quantité de matière importante fait perdre de l'énergie aux particules incidentes, par diffusion multiple, rayonnement de freinage, conversion de photons et interaction nucléaire. La conception du trajectomètre nécessite donc un compromis entre granularité et quantité de matière.

Afin de remplir l'ensemble de ces conditions, le choix du matériau actif, pour les canaux du trajectomètre, s'est porté sur le silicium. Le trajectomètre détecte le passage des particules chargées par l'ionisation de cellules de silicium, organisées en 13 couches successives. L'association de tels *hits* d'une couche à l'autre constitue un moyen de reconstruire la trajectoire des particules chargées, courbée par le champ magnétique intense. La courbure de la trajectoire fournit alors une mesure de l'impulsion et de la charge de la particule considérée.

L'utilisation de l'information en provenance du trajectomètre constitue une information essentielle dans la reconstruction des particules chargées, et indirectement dans la reconstruction des particules neutres. En particulier, l'algorithme du *Particle Flow* (voir §2.3) combine les informations de tous les sous-systèmes pour reconstruire les composants individuels des jets. Cette technique constitue un outil essentiel pour la reconstruction des désintégrations hadroniques de leptons tau. Enfin, le trajectomètre fournit une information de haute précision dans l'évaluation de l'énergie transverse manquante (voir §2.3.8), un ingrédient crucial pour les analyses de physique comportant des produits de désintégrations invisibles.

Dans cette section, nous passerons en revue l'arrangement géométrique du trajectomètre et la dimension de ses canaux. Nous discuterons également l'interaction des particules incidentes avec le trajectomètre, et la perte d'énergie qu'elle induit.

Arrangement géométrique du trajectomètre

La séparation des particules chargées par le champ magnétique grandit avec la distance radiale. Les trois couches internes du trajectomètre sont composées de pixels de granularité très fine ; la couche la plus interne se situe à 4,4 cm de l'axe des faisceaux. Cette granularité et cette proximité des points d'interactions permettent de distinguer et de reconstruire efficacement le début des trajectoires. De plus, l'agrégation de traces suffisamment proches fournit un moyen efficace de reconstruire les points d'interaction, que la granularité des pixels permet de distinguer.

Dans les dix couches suivantes du trajectomètre, les particules chargées sont suf-

fisamment séparées pour permettre l'utilisation de bandes de silicium, de granularité moins fine que les pixels. Ce choix garantit d'excellentes performances de reconstruction des traces, tout en minimisant l'équipement électronique et de refroidissement, dans le but de limiter la quantité de matière traversée par les particules. Les treize couches successives du trajectomètre fournissent un nombre de points suffisant pour ajuster une trajectoire de bonne qualité. De plus, la granularité des bandes assure la capacité du trajectomètre à distinguer plusieurs traces.

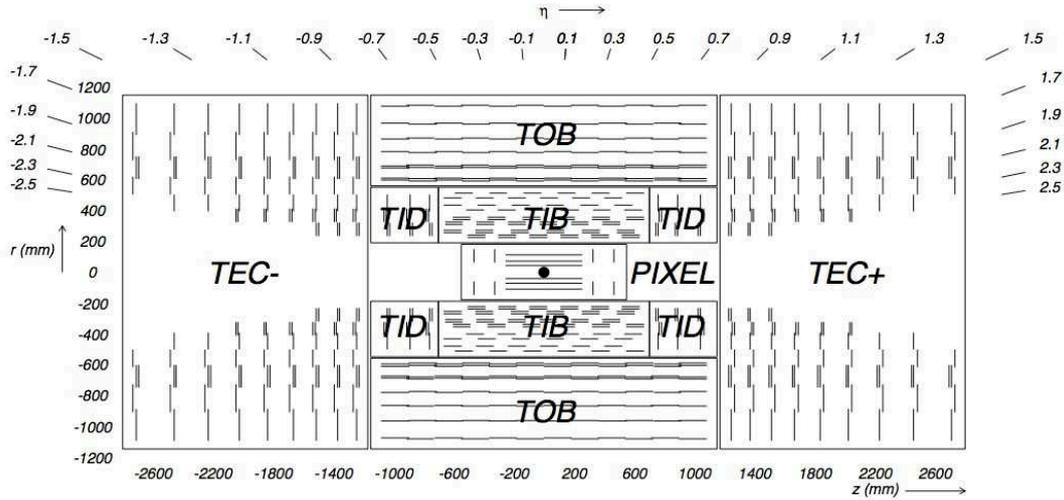


FIG. 2.8: Schéma du trajectomètre de CMS. Le sous-système de pixels de silicium (PIXEL, 3 couches) se situe à une distance radiale allant de 4,4 cm à 10,2 cm. Les autres sous-systèmes ($20 \text{ cm} < r < 116 \text{ cm}$) utilisent des bandes de silicium : tonneau interne (TIB, 4 couches, $|z| < 65 \text{ cm}$), disques internes (TID), tonneau externe (TOB, 6 couches, $|z| < 118 \text{ cm}$), disques bouchons (TEC, $124 < |z| < 282 \text{ cm}$, $22,5 < |r| < 113,5 \text{ cm}$).

La figure 2.8 représente une vue en coupe, selon le plan (y, z) , du trajectomètre. Le système de pixels comprend trois couches formant le «tonneau» du cylindre; deux disques formant les «bouchons», situés de part et d'autre du tonneau. Le rayon moyen des couches du tonneau vaut 4,4 cm, 7,3 cm et 10,2 cm; le rayon des disques vaut 6 cm et 15 cm, et ils se situent en $|z| = 34,5 \text{ cm}$ et $|z| = 46,5 \text{ cm}$.

Le système de bandes comprend un tonneau et deux bouchons. Le tonneau est divisé en deux parties, interne (4 couches, $|z| < 65 \text{ cm}$) et externe (6 couches, $|z| < 110 \text{ cm}$). Deux systèmes de trois disques internes complètent les tonneaux internes, de part et d'autre (voir figure 2.8). Les deux bouchons, situés de part et d'autre du tonneau, comprennent neuf disques, couvrant une région $120 < |z| < 280 \text{ cm}$. Ainsi, la couverture totale en η du trajectomètre s'étend jusqu'à $|\eta| < 2,5$: une telle acceptation géométrique constitue un besoin critique pour l'efficacité de reconstruction des particules produites par les collisions du LHC.

Dimensions des canaux du trajectomètre

Les dimensions des canaux de lecture sont en partie contraintes par le taux d'occupation des canaux. Celui-ci doit rester inférieur à environ 1% pour maintenir le flux d'informations en provenance du trajectomètre à un niveau raisonnable au regard de la bande passante disponible. Le tableau 2.2 résume les spécifications du trajectomètre, incluant le taux de passage de particules incidentes à travers chaque système, les dimensions des canaux, et le taux d'occupation qui en résulte. Le taux de passage correspond à la luminosité instantanée nominale du LHC : $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Les éléments composés de silicium voient leur bruit électronique augmenter avec leur longueur. Afin de conserver un rapport signal sur bruit bien au-dessus de 10, l'épaisseur des bandes utilisées dans les systèmes externes (TOB, TEC) vaut $500 \mu\text{m}$, au lieu des $320 \mu\text{m}$ d'épaisseur dans les systèmes internes (TIB, TID).

Notons que le détecteur CMS comporte la plus grande surface active en silicium jamais assemblée au sein d'un trajectomètre : 200 m^2 . Avec ses 66 millions de canaux, le sous-système à pixels couvre une surface active totale de 1 m^2 . L'ensemble des autres sous-systèmes comportent un total de 9,3 millions de bandes de silicium.

Système	Région	Taille	Passage	Occupation
Pixels	$r < 10 \text{ cm}$	$100 \times 150 \mu\text{m}^2$	$1 \text{ MHz} / \text{mm}^2$	10^{-4}
TIB+TID	$20 < r < 55 \text{ cm}$	$10\text{cm} \times 80 \mu\text{m}$	$60 \text{ kHz} / \text{mm}^2$	2 à 3 %
TOB+TEC	$55 < r < 110 \text{ cm}$	$25\text{cm} \times 180 \mu\text{m}$	$3 \text{ kHz} / \text{mm}^2$	1 %

TAB. 2.2: Spécifications techniques de chaque sous-système du trajectomètre de CMS : région radiale, type de détecteur, taille des canaux individuels, taux de passage des particules (à une luminosité instantanée de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), taux d'occupation des canaux individuels.

Interaction des particules avec le trajectomètre

L'ensemble des canaux du trajectomètre représente une quantité de matière conséquente lorsqu'on prend en compte les zones sensibles, l'électronique de lecture, l'alimentation électrique et les câbles de communication avec l'extérieur. La figure 2.9 représente cette quantité de matière en fonction de $|\eta|$: elle détaille la contribution de chaque sous-système en termes de longueur de radiation ¹.

Cette quantité de matière interagit avec les particules chargées, qui émettent alors des photons de rayonnement de freinage et perdent une partie de leur énergie.

2.2.4 Calorimètre électromagnétique

La résolution sur l'énergie des électrons et des photons constitue un aspect critique d'un grand nombre d'analyses de physiques majeures. Cela concerne en particulier la recherche du boson de Higgs se désintégrant en deux photons, ou en deux

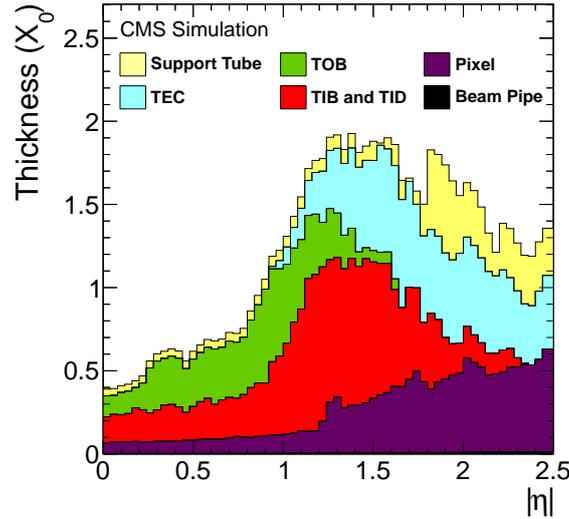


FIG. 2.9: Quantité de matière entre le centre du détecteur et le ECAL. La contribution de chaque sous-système du trajectomètre est indiquée : sous-système à pixels, tonneau interne (TIB) et externe (TOB), disques internes (TID) et disques bouchons (TEC). La contribution du tuyau contenant les faisceaux (Beam Pipe) et des cablages (Support Tube) est également indiquée.

bosons Z qui produisent deux ou quatre électrons. Dans ce contexte, la résolution souhaitée sur la masse invariante d'une paire de photons ou d'électrons doit atteindre 1% à 100 GeV.

La densité de particules produites lors des collisions du LHC nécessite un calorimètre de fine granularité. En effet, sa granularité détermine la capacité du ECAL à séparer les dépôts d'énergie provenant de particules différentes, ainsi qu'à reconstruire précisément la topologie de ces dépôts. D'autre part, le calorimètre électromagnétique doit être compact pour être inclus à l'intérieur de l'aimant.

Le calorimètre électromagnétique (ECAL) mesure l'énergie des électrons et des photons. Il comporte 75848 cristaux scintillateurs de tungstate de plomb ($PbWO_4$), répartis en un tonneau et deux bouchons (voir figure 2.10). Lors du développement d'une gerbe électromagnétique au sein d'un cristal, les particules de la gerbe excitent les centres scintillateurs du cristal, qui se désexcitent en émettant de la lumière : des photodétecteurs convertissent cette lumière en signal électrique.

Le tungstate de plomb, dont la densité vaut $8,28 \text{ g/cm}^{-3}$, dispose d'une courte longueur de radiation¹. ($X_0 = 0,89 \text{ cm}$) La longueur des cristaux du ECAL vaut $25,8 X_0$ dans le tonneau et $24,7 X_0$ dans les bouchons. D'autre part, leur rayon de Molière² vaut $r_M = 2,2 \text{ cm}$. Dans le tonneau, la section des cristaux vaut $(2,2\text{cm})^2$ à l'avant et $(2,6\text{cm})^2$ à l'arrière. Dans les bouchons, elle vaut $(2,86\text{cm})^2$ à l'avant et $(3,0\text{cm})^2$ à l'arrière.

L'assemblage de ces cristaux produit un calorimètre hermétique et homogène, ce qui maximise son acceptation géométrique. La longueur de radiation et la lon-

gueur des cristaux garantissent l'arrêt complet des électrons et des photons. Ceux-ci déposent donc toute leur énergie dans le ECAL, avec des pertes négligeables dans le HCAL ou dans les rares zones non instrumentées du ECAL, de dimensions modestes (essentiellement à la frontière tonneau-bouchons). D'autre part, la section des cristaux et leur rayon de Molière assurent une excellente séparation des gerbes électromagnétiques : en moyenne, 80% de l'énergie d'une gerbe électromagnétique appartient à un cristal unique. Ainsi, la granularité et les propriétés intrinsèques des cristaux permettent de reconstruire précisément les dépôts d'énergie des électrons et des photons, et de séparer efficacement les particules proches.

Nous décrirons dans la suite la géométrie du ECAL et les détecteurs de pied de gerbe situés devant les bouchons du ECAL. Puis, nous présenterons l'électronique de lecture du ECAL, ainsi que la mesure de l'énergie déposée dans les cristaux. Ensuite, nous exposerons les méthodes employées pour étalonner les cristaux, ainsi qu'un système de contrôle permettant de vérifier la transparence des cristaux. Nous poursuivrons par un résumé de la résolution sur la mesure de l'énergie par le ECAL. Enfin, nous conclurons par un bref exposé du comportement du ECAL lors du début des prises de données.

Structure géométrique du ECAL

Les cristaux suivent une géométrie pseudo-projective : ils pointent tous vers le centre du détecteur, avec une inclinaison additionnelle (3° dans le tonneau, 2° à 8° dans les bouchons). Un tel arrangement permet de mesurer l'énergie des électrons et des photons en provenance du centre du détecteur, en évitant qu'ils ne se perdent dans les interstices entre cristaux.

Le tonneau du ECAL contient deux séries de 18 «supermodules» couvrant chacun un secteur de 20° et regroupant 4 «modules». Chaque module contient 4×4 tours de déclenchement en (η, ϕ) ; le module le plus éloigné en η contient 5×4 tours en η . Les tours de déclenchement regroupent 5×5 cristaux en (η, ϕ) et constituent les éléments de base dans la lecture des données et le déclenchement de premier niveau (§2.2.7). Chaque supermodule contient donc 1700 cristaux, un ensemble de cartes électroniques de contrôle, de lecture, et de déclenchement associé, l'alimentation électrique nécessaire.

Les supermodules contiennent également un système de refroidissement, qui maintient les cristaux et leurs photodétecteurs à une température de $18^\circ\text{C} \pm 0,05^\circ$. En effet, l'intensité lumineuse émise décroît significativement avec la température : $-1,9\%/^\circ\text{C}$ à $T = 18^\circ\text{C}$. La variation de gain de l'APD vaut : $-2,4\%/^\circ\text{C}$ à $T = 18^\circ\text{C}$ (pour un gain de 50). La température doit donc demeurer stable dans un intervalle $\pm 0,05^\circ\text{C}$ afin de préserver la résolution en énergie (résolution ciblée : 1% à 100 GeV).

Chaque bouchon comporte deux sections semi-circulaires. Les cristaux doivent

¹Un électron interagissant avec la matière émet du rayonnement de freinage : son énergie décroît selon une loi exponentielle : $E(x) = E(0) \exp(-x/X_0)$, avec X_0 la longueur de radiation.

²Déviations moyennes d'un électron dans le plan transverse à sa direction de propagation, dues uniquement aux interactions avec la matière, après avoir traversé une longueur de radiation X_0 .

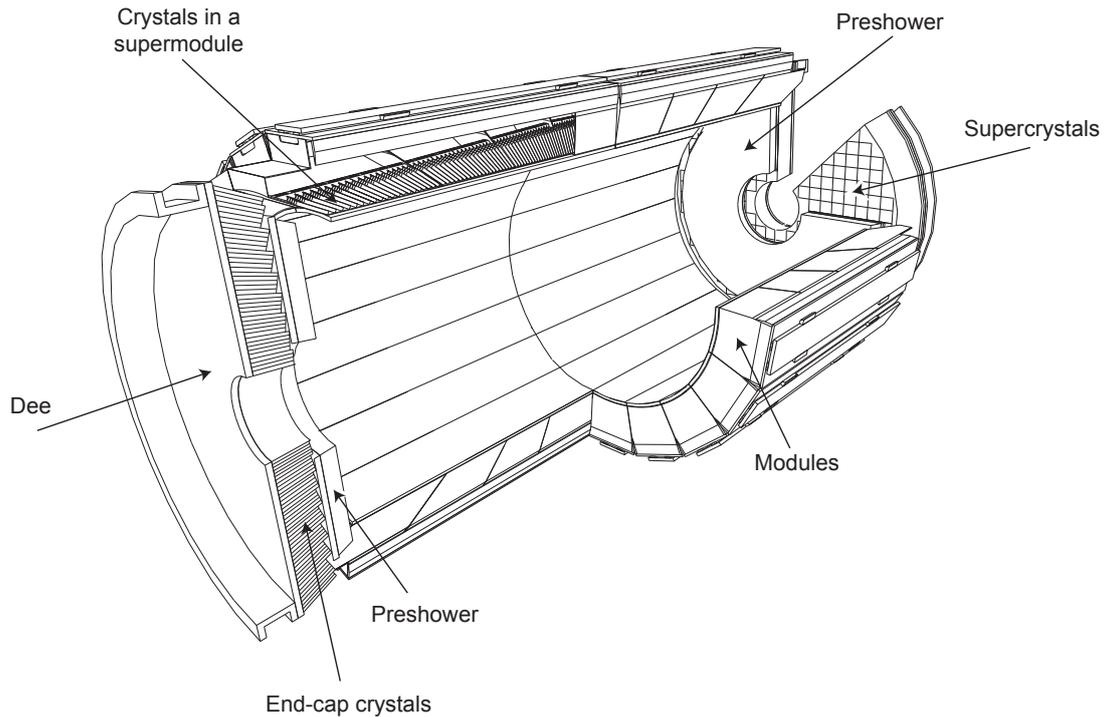


FIG. 2.10: Calorimètre électromagnétique de CMS. Le tonneau comporte deux séries de 18 supermodules couvrant chacun un secteur de 20° en ϕ , et contenant 17 tours de déclenchement en η et 4 tours en ϕ , soit 1700 cristaux par supermodule. Le détecteur de pied de gerbe (Preshower) est placé devant les bouchons (end-cap). Chaque bouchon est formé de deux sections semi-circulaires (Dees), où l'élément mécanique de base est le super-cristal (5×5).

pointer vers le centre du détecteur, ce qui nécessite un arrangement cartésien dans le plan (x, y) . À cet effet, des supercristaux regroupant 5×5 cristaux en (x, y) forment les éléments mécaniques et électroniques de base dans les bouchons. Ainsi, chaque section semi-circulaire d'un bouchon contient 138 supercristaux standard, et 18 supercristaux partiels à la circonférence interne et externe du bouchon.

La figure 2.11 indique la couverture en η des cristaux, tours, modules et supermodules successifs du tonneau, et des supercristaux des bouchons. Cette figure confirme le niveau d'herméticité et d'uniformité du ECAL, ainsi que sa granularité, paramètres essentiels dans la détection et la mesure de l'énergie des électrons et des photons.

Détecteurs de pied de gerbe

La production de hadrons, et en particulier de pions neutres, atteint un niveau particulièrement élevé vers l'avant du détecteur. Or, la désintégration d'un pion neutre en deux photons produit des dépôts d'énergie très rapprochés dans les cristaux du ECAL, difficiles à distinguer d'un photon unique. Afin d'identifier ces cas, le

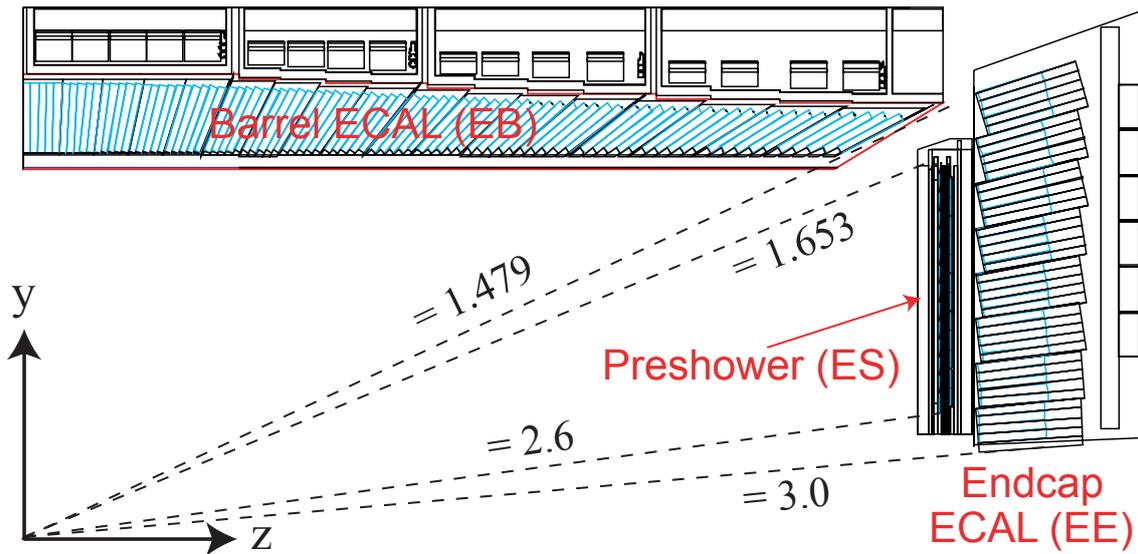


FIG. 2.11: Vue en tranche du calorimètre électromagnétique de CMS dans le plan (y, z) . Le tonneau comporte 4 modules, pour un total de 17 tours en η , soit 85 cristaux en η . Chaque module contient 4×4 tours en $\eta \times \phi$, sauf le module le plus proche des bouchons, qui contient 5×4 tours. Les cristaux des bouchons sont assemblés en structures mécaniques de 5×5 cristaux : chacun de ces « supercristaux » est équipé d'une électronique frontale commune aux 25 cristaux. Un détecteur de pied de gerbe (Preshower) est placé devant chaque bouchon, afin de discriminer les désintégrations des pions neutres en deux photons.

ECAL comporte un détecteur de pied de gerbe devant chaque bouchon.

Le détecteur de pied de gerbe est un calorimètre à échantillonnage, composé de deux disques. Chaque disque comporte une couche absorbante en plomb et une couche instrumentée. Celle-ci contient 32 bandes de silicium, de $320 \mu\text{m}$ d'épaisseur, de surface totale $(63\text{mm})^2$ et de surface active $(61\text{mm})^2$. D'un disque à l'autre, les bandes suivent une orientation orthogonale, afin d'améliorer la mesure de la position du dépôt.

Lors du passage d'un électron ou d'un photon, l'interaction avec la couche absorbante initie une gerbe électromagnétique détectée par les senseurs en silicium. L'épaisseur traversée (à $|\eta| = 1,653$) avant le premier disque de senseurs correspond à deux longueurs de radiation, avec une longueur de radiation supplémentaire avant d'atteindre le second disque de senseurs. La particule incidente (électron ou photon) dépose ainsi 5% de son énergie dans le détecteur de pied de gerbe.

Électronique de lecture des cristaux du ECAL

Les cristaux du ECAL émettent 80% de leur lumière en 25 ns, soit la période nominale des collisions du LHC. Des photodétecteurs recueillent la lumière émise : ils doivent être rapides (introduire un délai négligeable devant le temps de scintilla-

tion), résistants aux radiations et fonctionnels dans un champ magnétique intense de 4 T. Le choix des photodétecteurs du tonneau et des bouchons suit la différence importante du régime d'irradiation dans ces deux régions.

Dans le tonneau, le choix se porte sur des photodiodes à avalanche (APD) : une paire d'APD équipe chaque cristal. Leur surface active, composée d'une jonction de semiconducteurs, vaut $(5\text{mm})^2$; ils fonctionnent à un gain de 50, et leur efficacité quantique (à 430 nm) vaut 75%. Leur temps de montée de 3 ns est négligeable devant le temps de scintillation des cristaux.

Dans les bouchons, un photodétecteur plus résistant aux radiations, mais plus volumineux, équipe chaque cristal : une phototriode à vide (VPT). Ils comportent une anode de cuivre très fine ($10\ \mu\text{m}$) et une photocathode (SbKCs). Leur diamètre vaut 25 mm, et ils disposent d'une surface active de $280\ \text{mm}^2$. Leur gain vaut 10,2 à 0 T, et l'application d'un champ magnétique de 4 T provoque une baisse de ce gain inférieure à 10%. Par rapport aux APD, les valeurs plus faibles de gain et d'efficacité quantique (22% à 430 nm) sont compensées par leur surface active plus importante.

Chaque photodétecteur recueille la lumière émise par un cristal individuel, et la convertit en courant électrique, amplifié selon trois gains possibles (1, 6, 12) en parallèle par un «pré-amplificateur à multi-gain» (MGPA). L'utilisation de ces trois gains permet une couverture dynamique allant du MeV au TeV avec une résolution optimale. Ces trois voies sont échantillonnées et numérisées toutes les 25 ns. Cette période, déterminée par l'horloge de CMS, correspond à la période des collisions du LHC permise par la fréquence de fonctionnement des cavités accélératrices. Seule la voie non saturée ayant le plus bas gain est lue : le signal est encodé sur 12 bits, et le gain utilisé sur 2 bits. Les éléments électroniques qui se chargent de ces étapes de lecture, au sein d'une bande de 5 cristaux, appartiennent à une carte «très frontale» (VFE).

Les niveaux plus avancés de l'électronique de lecture et de déclenchement du ECAL sont décrits en détail dans le chapitre suivant : voir en particulier le §3.2.1.

Mesure de l'énergie

La somme pondérée de N échantillons S_i enregistrés toutes les 25 ns dans chaque canal du ECAL fournit un estimateur de l'amplitude du signal :

$$\hat{A} = \sum_{i=1}^N w_i \times S_i \quad , \quad \text{avec} : \quad \sum_{i=1}^N w_i \times f_i = 1 \quad (2.4)$$

La condition sur les w_i assure que l'estimateur \hat{A} est égal à l'amplitude A : f_i désigne l'échantillon i pris sur la fonction $f(t)$ décrivant la forme typique d'une pulsation en sortie du photodétecteur (normalisée à 1). La figure 2.12 montre la mesure de la pulsation effectuée lors de tests en faisceaux.

Le temps de montée vaut environ 50 ns : il se compose du temps de scintillation du cristal (10 ns) et d'amplification par le MGPA (40 ns). Le temps de descente dépasse 150 ns.

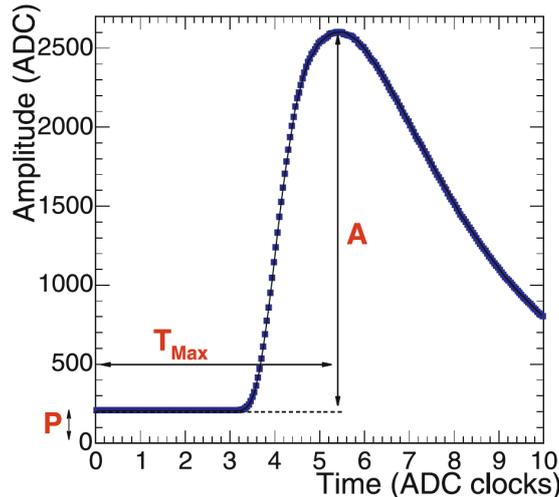


FIG. 2.12: Profil temporel de la pulsation du signal en sortie d'un photodétecteur, mesuré avec un faisceau d'électrons de 120 GeV. La figure indique : le piédestal P , le temps de montée T_{max} , l'amplitude du signal A .

Les poids vérifient $\sum_{i=1}^N w_i \times f_i = 1$ et $\sum_{i=1}^N w_i = 0$, ce qui permet d'effectuer une soustraction dynamique du piédestal, en utilisant 3 pré-échantillons avant le pic. Ce choix réduit l'impact du bruit électronique à basse fréquence, mais aussi de la densité d'énergie due aux particules produites par les interactions d'empilement. Le nombre d'échantillons en plus des pré-échantillons est optimisé par rapport à l'impact du bruit sur le résultat. L'utilisation d'échantillons positionnés autour du pic réduit l'impact du bruit. D'autre part, l'augmentation du nombre d'échantillons diminue également l'impact du bruit, jusqu'à 5 échantillons : au-delà de ce nombre, l'impact du bruit est constant.

L'utilisation d'un unique type de carte électronique dans tout le calorimètre électromagnétique restreint la méthode à un ensemble de poids unique dans le tonneau, et un autre ensemble dans les bouchons. Une description complète de cette méthode et de l'optimisation des poids w_i peut être trouvée dans [D20].

Étalonnage des cristaux du ECAL

L'échelle d'énergie du ECAL comporte deux composantes : un étalonnage global, et un étalonnage relatif de chaque cristal individuel (intercalibration) [D22]. La source principale de variations entre les canaux individuels provient des différences dans l'intensité de la lumière scintillée : l'écart-type correspondant vaut 15% dans le tonneau et atteint presque 25% dans les bouchons.

Des mesures préliminaires de la lumière scintillée par les cristaux, et de la réponse des photodétecteurs et de l'électronique de lecture, réalisées en laboratoire, fournissent une intercalibration initiale. Après l'avoir appliquée, les variations de réponse descendent à 5% dans le tonneau, et moins de 10% dans les bouchons. Les

supermodules formant le tonneau ont subi une étape supplémentaire : l'exposition à des rayons cosmiques (muons déposant environ 250 MeV dans chaque cristal), puis à des faisceaux d'électrons (90 et 120 GeV) pour neuf supermodules et 500 cristaux des bouchons, afin de raffiner leur intercalibration.

Après l'assemblage final du ECAL et du détecteur CMS, des collisions d'« éclatement de faisceau » (*beam splash*) ont permis d'améliorer l'étalonnage du ECAL. La dispersion de la réponse des cristaux au début des collisions du LHC valait :

- tonneau : 0,5% pour les supermodules étalonnés en faisceau, de 1,4% à 1,8% pour les 27 autres supermodules
- bouchons : inférieure à 1% pour les 500 cristaux étalonnés en faisceau, 5% pour les autres

L'étalonnage absolu du ECAL provient de l'étude de désintégrations $Z \rightarrow ee$, de résonances diphotons à basse masse, et de radiations dans l'état final $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$. L'intercalibration des cristaux du ECAL provient de plusieurs méthodes combinées :

- les événements de biais minimum déposent de l'énergie dans le ECAL qui ne dépend que de η mais qui doit être symétrique en ϕ , ce qui permet d'intercaler les cristaux d'un même anneau en ϕ
- l'étude de paires de photons à basse masse invariante permet d'étalonner les cristaux du ECAL à partir de la mesure de la masse du π^0 et du η
- l'étude d'électrons isolés issus de désintégrations de bosons W et Z constitue un moyen de comparer l'énergie mesurée par le ECAL et l'impulsion mesurée par le trajectomètre

La figure 2.13 indique la précision des constantes d'intercalibration estimée à partir de chaque méthode mentionnée ci-dessus, ainsi que la combinaison de toutes ces méthodes.

Système de contrôle de la transparence des cristaux

Les cristaux du ECAL résistent aux radiations, mais celles-ci provoquent tout de même une perte de transparence, due à la création de défauts dans la structure cristalline. Cet effet dépend de la position du cristal, de la luminosité instantanée des collisions et de leur régime d'empilement. En particulier, il grandit avec la valeur absolue de la pseudorapacité. Or ces défauts tendent à disparaître partiellement lors de l'arrêt des collisions, qui ont lieu typiquement toutes entre 16 et 20 heures, pour une durée moyenne d'une heure (perte du faisceau et nouveau remplissage du LHC).

Un système de contrôle mesure la réponse des cristaux individuels régulièrement au cours d'un même *run* de prises de données, au cours d'intervalles de temps séparant deux ensembles de paquets de protons (voir §2.1). Pour ce faire, des lasers injectent de la lumière monochromatique, via des fibres optiques, dans chaque cristal. Des photodiodes de type pn, utilisant du silicium, mesurent l'intensité lumineuse en sortie des lasers (donc avant l'entrée dans les cristaux). Le signal mesuré en sortie du cristal indique l'intensité lumineuse après traversée du cristal, dont on peut alors déduire la réponse.

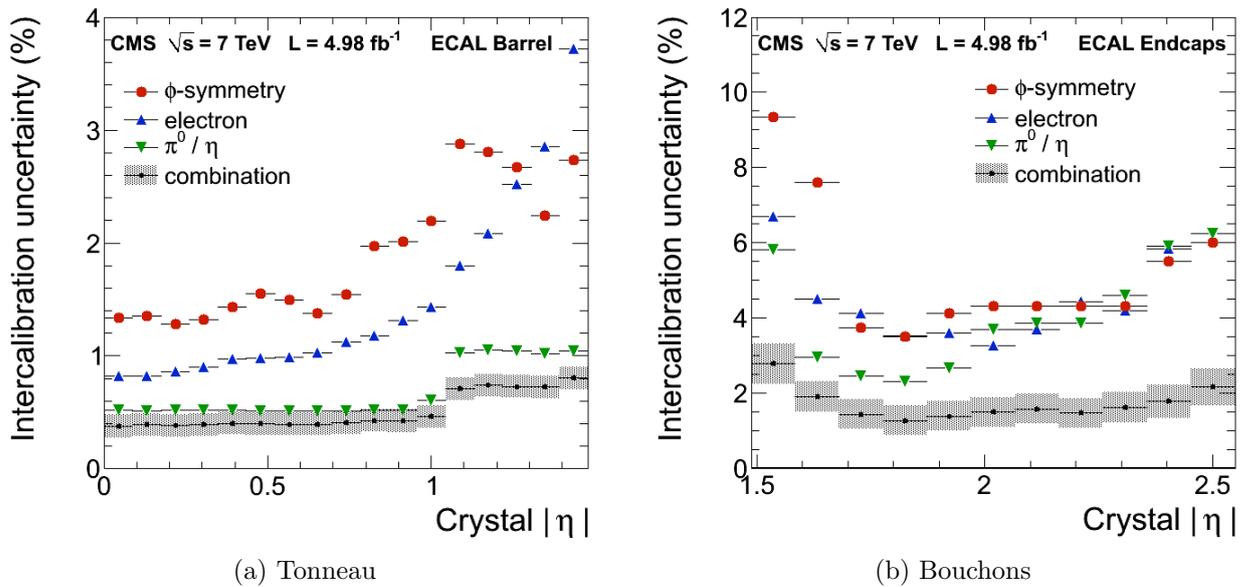


FIG. 2.13: Précision relative des constantes d'intercalibration, estimée par plusieurs méthodes : symétrie ϕ , désintégrations π^0 et η , ratio entre énergie (ECAL) et impulsion (trajectomètre).

Du fait des différences dans la manière dont se propagent le laser et la lumière scintillée (chemin optique, spectre), le changement de réponse mesuré C_M ne donne pas directement le changement de réponse réel C_R . Celui-ci suit en fait une loi de puissance : $C_R = C_M^\alpha$, où α est caractéristique du type de cristal utilisé dans le tonneau ou les bouchons (une valeur unique de α dans chaque cas).

Trois sources de lumière sont disponibles : deux sources bleues (440 nm) opérant à la longueur d'onde du pic d'émission de la lumière scintillée, et une source dans le proche infrarouge (796 nm). La redondance des sources bleues constitue une mesure de sécurité, assurant qu'une source soit en permanence disponible. La source infrarouge se situe en dehors du spectre de la lumière scintillée par le cristal, et permet de vérifier le bon fonctionnement des APD et de l'électronique de lecture, indépendamment de la réponse du cristal.

L'énergie de la pulsation laser de 1 mJ correspond, en termes de lumière scintillée, à une gerbe électromagnétique d'énergie 1,3 TeV. Un atténuateur linéaire permet de parcourir un intervalle d'énergie allant de 13 GeV à 1,3 TeV. La réponse mesurée dispose d'une précision de 1%.

L'étude de désintégrations $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ permet de vérifier la stabilité de la réponse des cristaux après application des corrections laser. La masse invariante $\gamma\gamma$ après correction est égale à la masse du méson η , avec une précision de 0,18%. La stabilité du rapport E/p , entre l'énergie d'un électron mesurée par le ECAL, et son impulsion mesurée par le trajectomètre, à partir d'électrons issus de désintégrations de bosons W, constitue un test supplémentaire des corrections. Enfin, la résolution sur la masse du boson Z, mesurée dans des événements $Z \rightarrow ee$, constitue un test final de la

résolution obtenue après correction [D22].

Résolution intrinsèque du ECAL sur la mesure de l'énergie

La résolution intrinsèque du ECAL, représentée sur la figure 2.14, a été mesurée en 2004 sur un supermodule du tonneau, au moyen d'un test en faisceau d'électrons. Elle est donnée par la formule suivante, où E s'exprime en GeV :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2,8\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0,12 \text{ GeV}}{E} \oplus 0,30\% \quad (2.5)$$

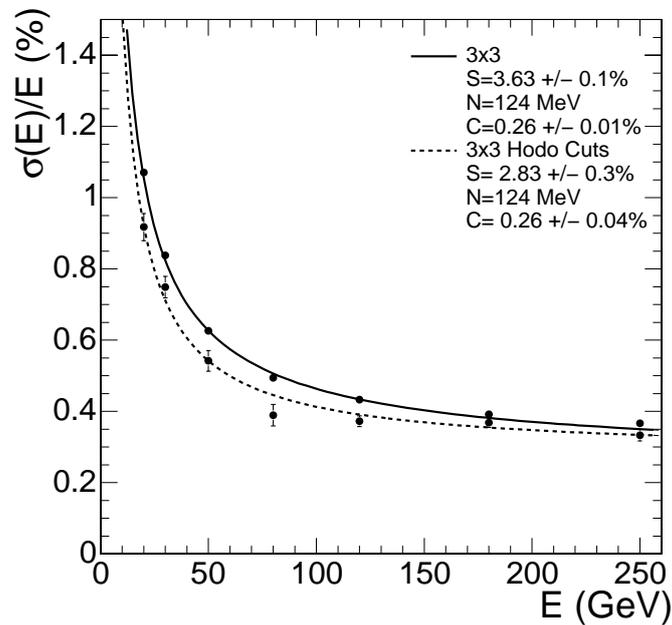


FIG. 2.14: Résolution du ECAL évaluée en utilisant des faisceaux d'électrons, en fonction de leur énergie. La série de points supérieure (resp. inférieure) correspond à des mesures déclenchées à partir de secteurs de $(20\text{mm})^2$ (resp. $(4\text{mm})^2$) sur la face avant des cristaux. L'énergie est mesurée dans des matrices de 3×3 cristaux centrés sur l'impact de l'électron incident. Les lignes pleine et vide correspondent à l'ajustement des séries de point par une fonction de la forme (2.5).

La résolution se compose donc de trois termes :

- stochastique ($1/\sqrt{E}$) : fluctuations de l'extension latérale des gerbes électromagnétiques, d'un évènement à l'autre; de la production de photons par le cristal; de l'énergie déposée dans le détecteur de pied de gerbe
- bruit ($1/E$) : bruit de l'électronique de lecture en général, de l'étape de numérisation en particulier, et bruit de fond physique dû à l'empilement
- terme constant : non uniformité de la collecte de lumière, erreurs d'intercalibration, perte d'énergie à l'arrière des cristaux

Notons que le caractère homogène du ECAL, soit l'utilisation d'une couche unique de cristaux, réduit le terme stochastique à une valeur de 2,8%. Cette valeur provient de la somme quadratique des fluctuations provenant du gain des photodétecteurs (1,2%), de l'extension des gerbes électromagnétiques ($\approx 2\%$). D'autre part, l'électronique de lecture choisie pour équiper le ECAL subit un faible bruit de fond : 40 MeV par canal, ce qui limite le terme de bruit à 120 MeV. Enfin, l'universalité des cristaux et de l'électronique de lecture limite les variations de la mesure d'énergie d'un canal à l'autre, et les erreurs d'intercalibration sont négligées. Le terme constant se réduit alors aux contributions mineures mentionnées précédemment : il vaut 0,3%.

Ainsi, la résolution est inférieure à 1% pour des électrons de plus de 15 GeV, et elle atteint 0,6% pour des électrons de 40 GeV. Cette excellente performance représente un atout majeur dans l'étude des états finaux contenant des électrons ou des photons, notamment l'étude de la production de plusieurs bosons W et/ou Z, et la recherche du boson de Higgs (désintégration en diphotons, et en deux ZZ puis en 4 électrons).

Comportement du ECAL lors des prises de données

Les cristaux du ECAL et leurs photodétecteurs sont robustes face à l'irradiation hadronique due aux interactions d'empilement. Cependant, les collisions produites par le LHC à une période de 50 ns au lieu de 25 ns font subir au détecteur CMS un empilement bien plus élevé que le régime prévu initialement pour une luminosité instantanée entre 10^{32} et 10^{33} .

En conséquence, dès les prises de données de l'année 2011, une dégradation de la réponse des cristaux a pu être observée. Cette dégradation dépend fortement de η et atteint 40% dans la région la plus en avant des bouchons du ECAL. Le système de contrôle laser a aussitôt joué son rôle, en déterminant des constantes d'étalonnage supplémentaires pour chaque cristal, afin de reconstruire à nouveau les événements enregistrés.

La figure 2.15 indique la résolution sur la masse invariante du boson Z mesurée à partir de désintégrations $Z \rightarrow ee$. Cette figure illustre la dégradation très importante de la résolution au cours du temps, en particulier dans les bouchons. Les corrections établies avec le système de contrôle laser restaurent la stabilité de la résolution en fonction du temps.

Le chapitre 3 décrira en particulier l'effort effectué au sein du système de déclenchement pour conserver une efficacité et un taux de déclenchement corrects dans de telles conditions.

2.2.5 Calorimètre hadronique

Le rôle du calorimètre hadronique (HCAL) consiste à mesurer l'énergie des hadrons, qu'ils fassent partie de jets ou qu'ils soient isolés. Le ECAL absorbe l'ensemble

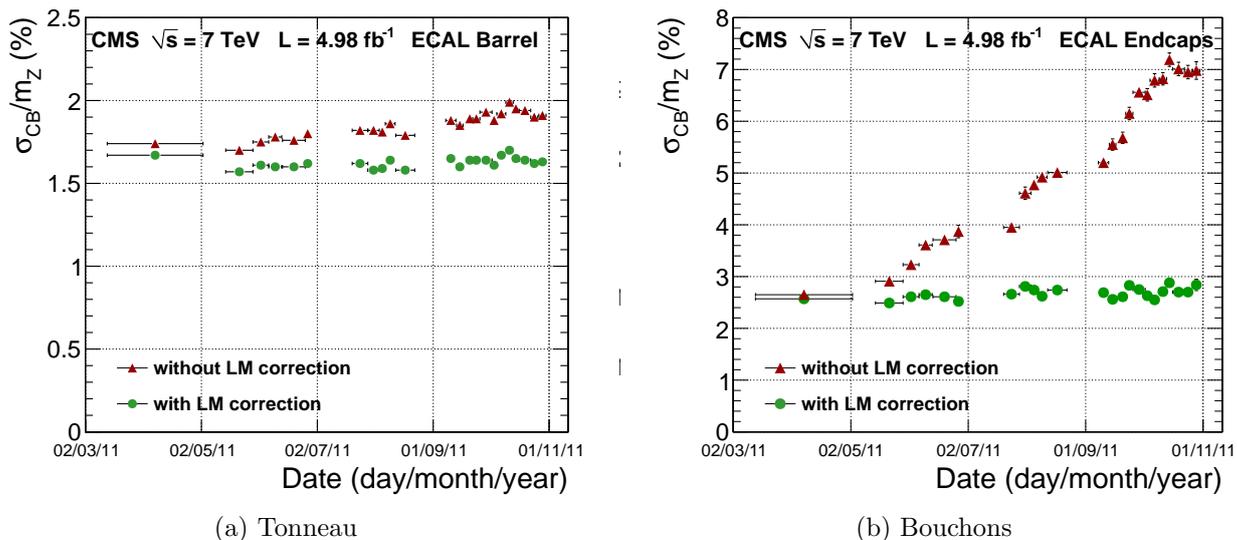


FIG. 2.15: Résolution sur la masse invariante du boson Z , mesurée à partir d'événements expérimentaux $Z \rightarrow ee$ acquis en 2011, en fonction du temps. Les points rouges indiquent la résolution mesurée expérimentalement, et les points verts montrent l'impact des corrections obtenues grâce au système de contrôle laser.

des électrons et des photons, et seuls les hadrons et les muons s'en échappent. Le HCAL absorbe alors l'ensemble des gerbes hadroniques. Notons que les deux calorimètres participent à toute estimation de l'énergie transverse manquante (voir §2.3.8).

Le HCAL est un calorimètre à échantillonnage : il alterne couches absorbantes et milieu actif. Or, la stratégie du détecteur CMS consiste à insérer le trajectomètre et les deux calorimètres à l'intérieur de l'aimant, afin de minimiser la longueur de radiation et d'interaction nucléaire entre les points d'interaction et les calorimètres. Cependant, le solénoïde adopte la taille minimale pour produire un champ magnétique de 4 T au centre du détecteur, pour des contraintes évidentes de difficulté technique et de coût.

Ainsi, malgré la compacité du ECAL, il reste peu de place pour un HCAL à échantillonnage. C'est pourquoi celui-ci est constitué de deux sous-systèmes situés à l'intérieur de l'aimant (un tonneau, deux bouchons), et deux sous-systèmes à l'extérieur. L'aimant fournit alors une longueur d'interaction supplémentaire, et les sous-systèmes extérieurs assurent l'absorption totale des hadrons. En effet le HCAL doit être hermétique, notamment dans le but de mesurer l'énergie transverse manquante. La figure 2.16 illustre l'arrangement géométrique de ces sous-systèmes.

Maximiser l'épaisseur du milieu absorbant, tout en conservant le tonneau à l'intérieur de l'aimant, requiert l'utilisation d'un milieu actif très fin. Celui-ci est formé de tuiles de plastique scintillateur d'épaisseur 3,7 mm, dont la lumière est transmise par des fibres optiques à décalage de longueur d'onde à des photodiodes hybrides (HPD). Les HPD comportent une photocathode et une photodiode à base de silicium. Les

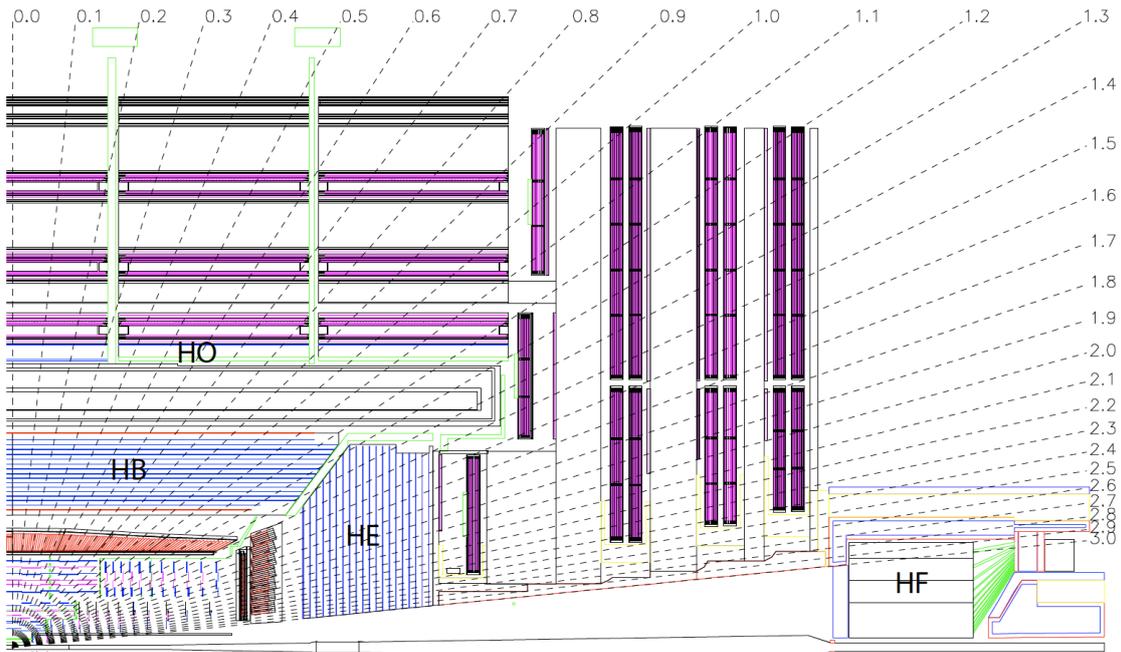


FIG. 2.16: Structure du HCAL : tonneau (HB), bouchons (HE), sous-système externe (HO), sous-système avant (HF). Cette figure ne montre qu'un quart de la vue dans le plan (y, z) : le HCAL a pour axes de symétrie les axes y et z .

photoélectrons produits dans le silicium sont accélérés par le champ électrique interne : l'ionisation subséquente fournit un gain égal à 2000. Un des avantages des HPD est leur capacité à fonctionner correctement sous un champ magnétique très intense.

Les HPD convertissent la lumière en signal électrique dans chaque canal, puis une électronique de lecture se charge de numériser, d'amplifier et de traiter le signal (mémoire tampon, déclenchement...). Le milieu absorbant est composé de laiton (70% Cuivre, 30% Zinc), dont un des avantages majeurs est l'absence de magnétisation. Il est donc insensible au champ magnétique intense de l'aimant, positionné entre le tonneau et le sous-système externe.

Structure géométrique du HCAL

Le tonneau du HCAL ($|\eta| < 1,3$) se situe entre le ECAL et l'aimant, à une distance radiale comprise entre 1,77 m et 2,95 m. L'échantillonnage commencé dans le tonneau se termine dans le sous-système extérieur, qui couvre un intervalle en η identique à celui du tonneau. Les bouchons du HCAL ($1,3 < |\eta| < 3$) sont complétés par un sous-système avant, placé à 11,2 m selon l'axe z , et étendant la couverture en pseudorapidité jusqu'à $|\eta| < 5,2$.

Le tonneau est formé de deux séries de 18 éléments en ϕ , couvrant chacun un secteur de 20° , analogues aux supermodules du ECAL. Chaque élément comporte

17 couches successives dans la direction radiale, alternant plaques absorbantes (de 50,5 mm à 75 mm d'épaisseur) et tuiles scintillantes (3,7 mm d'épaisseur). Chaque tuile du tonneau couvre une zone $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,087 \times 0,087$: les tuiles des couches successives, alignées dans la direction η , forment 32 tours projectives en η (voir figure 2.16). Ces tours couvrent chacune un secteur angulaire de 5° en ϕ . Les fibres optiques en provenance de chaque tuile d'une même tour sont lues en commun : une tour forme donc un canal élémentaire du HCAL.

Les bouchons comportent 19 couches successives de plaques absorbantes (78 mm d'épaisseur) et de tuiles scintillantes (3,7 mm d'épaisseur). La géométrie des bouchons suit une structure en ϕ similaire au tonneau : 18 éléments couvrant chacun un secteur de 20° , comportant 12 tours successives en η .

Le sous-système externe (HO) est installé au sein du tonneau du détecteur de muons (§2.2.6) : celui-ci comporte cinq cylindres en ϕ , de longueur de 2,54 m, alignés le long de l'axe z . La géométrie du HO est donc contrainte par celle du détecteur de muons. Le solénoïde sert de milieu absorbant et l'unique couche de milieu actif (10 mm d'épaisseur) se situe derrière l'aimant ; dans l'anneau central, une couche active supplémentaire a été placée avant l'aimant. Les tuiles du HO sont alignées sur les tours du tonneau en η ; elles disposent de leur propre système de lecture.

L'épaisseur effective du tonneau du HCAL augmente avec l'angle polaire θ : elle vaut $10,6\lambda_I$ à $|\eta| = 1,3$, où λ_I désigne la longueur d'interaction nucléaire, soit l'équivalent pour l'interaction forte de la longueur de radiation X_0 . Le tonneau du calorimètre électromagnétique ajoute environ $1,1\lambda_I$ de matière.

Les sous-systèmes avant (HF) se situe à 11,2 m du centre du détecteur. Ils utilisent des absorbeurs en acier et des fibres de quartz embarquées, résistantes aux radiations, qui collectent la lumière Cerenkov. Ils comportent 18 éléments en ϕ , de géométrie non projective : les fibres de quartz sont parallèles à l'axe du faisceau.

Résolution en énergie

Le tonneau des calorimètres (tonneau du ECAL, du HCAL et sous-système externe du HCAL) a été testé avec des pions d'énergie comprise entre 2 et 350 GeV [D23]. La résolution en énergie mesurée vaut alors :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{84,7\%}{\sqrt{E}} \oplus 7,4\% \quad (2.6)$$

Notons que l'utilisation de l'algorithme *Particle Flow* améliore la résolution sur l'énergie des hadrons et des jets (voir §2.3.6), en combinant les informations du trajectomètre et des calorimètres.

La figure 2.17 indique la réponse du HCAL, soit le ratio entre l'énergie mesurée par le HCAL et l'impulsion des hadrons chargés considérés. Cette figure est obtenue avec des hadrons chargés isolés d'énergie égale à 50 GeV, en utilisant leur énergie dans le HCAL et leur impulsion mesurée avec le trajectomètre. La contribution mesurée par le ECAL est soustraite dans ce calcul.

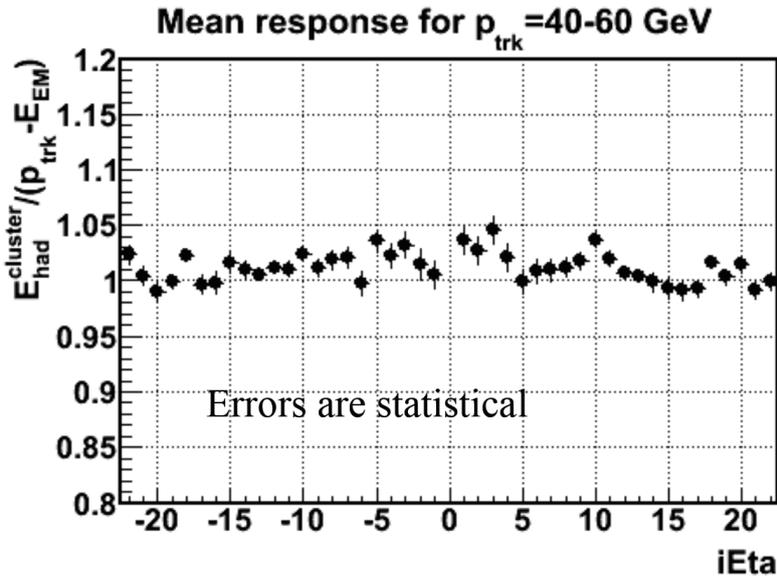


FIG. 2.17: Réponse du HCAL : ratio entre l'énergie (HCAL) et l'impulsion (trajectomètre) de hadrons chargés isolés, d'énergie 50 GeV, à partir des données 2011, en fonction de la coordonnée η . Les indices en $|\eta|$ vont de 0 à 17 pour le tonneau, et 18 à 22 pour les bouchons.

2.2.6 Détecteur de muons

Dans le détecteur CMS, l'ensemble des particules est arrêté par les calorimètres, exceptés les muons. Ceux-ci constituent donc un signal particulièrement pur et exempt de bruit de fond physique. Les muons jouent de plus un rôle majeur dans un certain nombre de canaux de recherche ($H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$, $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \tau_h\mu$, ...). Ces arguments motivent la construction d'un détecteur de muons dont l'acceptance géométrique est maximale.

Le détecteur de muons a trois fonctions : le déclenchement, l'identification, et la mesure de l'impulsion des muons. Il fait partie intégrante de la culasse de l'aimant, là où les lignes de champ se referment. L'inversion du champ magnétique entre l'intérieur et l'extérieur du solénoïde courbe deux fois la trajectoire du muon. Ainsi, deux détecteurs reconstruisent la trajectoire du muon : le trajectomètre, et le détecteur de muons. Celui-ci mesure donc l'impulsion transverse du muon, dont l'orientation dans le plan transverse sert également d'algorithme de déclenchement.

Le détecteur de muon, inséré dans la culasse de l'aimant de CMS, comporte un tonneau central ($|\eta| < 1,2$), et deux bouchons ($|\eta| < 2,4$) (figure 2.18).

Le tonneau contient quatre stations concentriques équipées de 250 chambres à muons. Ces stations sont divisées en cinq anneaux répartis le long de l'axe z ; chaque anneau comprend 12 secteurs de 30° en ϕ . Elles comportent des tubes à dérives (DT), dont l'orientation permet de mesurer soit la position en (r, ϕ) , soit la position en z .

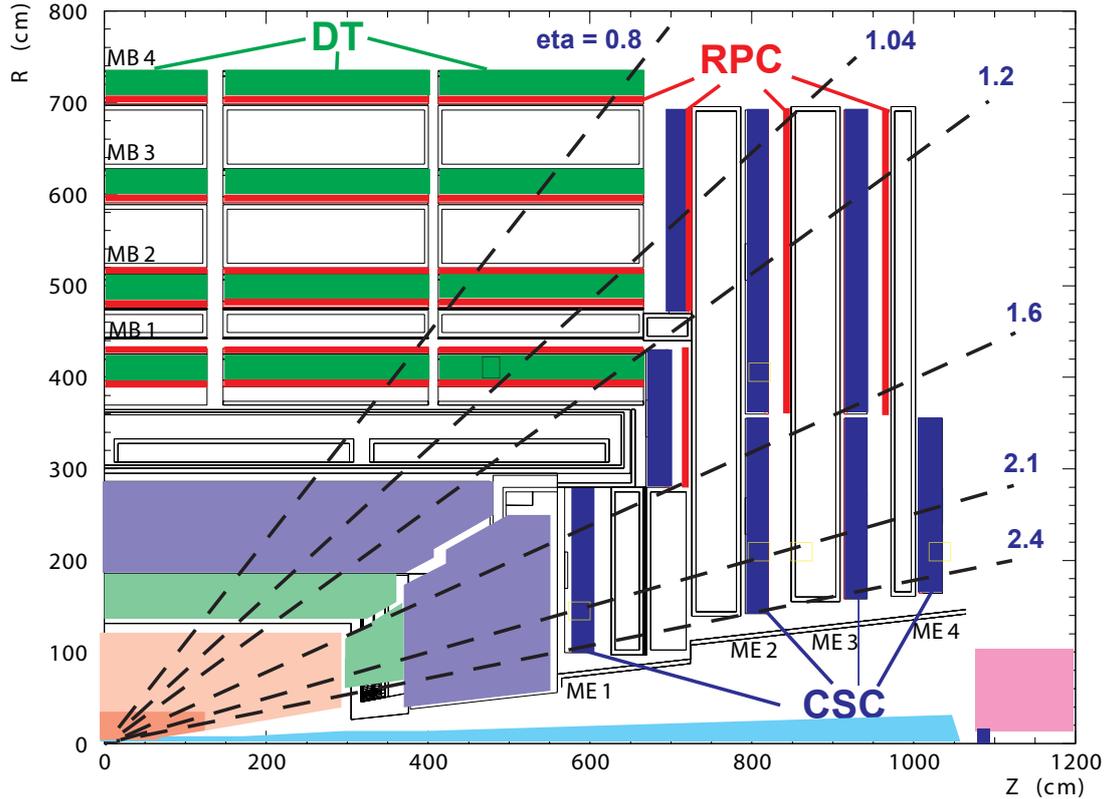


FIG. 2.18: Vue dans le plan (y, z) d'un quart du détecteur de muons (symétrique par rapport aux axes y et z) : tonneau ($|\eta| < 1,2$) et bouchons ($|\eta| < 2,4$). Les chambres à muons sont de trois types : tubes à dérives (DT), chambre à plaques résistantes (RPC), chambre à bande cathodique (CSC). Chaque chambre DT et CSC utilise une électronique de lecture et de déclenchement locale, participant à la chaîne de sélection de premier niveau (L1). Indépendamment, une électronique de déclenchement analyse l'ensemble des hits du système RPC et constitue une chaîne de sélection complémentaire.

Les bouchons couvrent une région où l'activité est plus importante, et où le champ magnétique est intense et non-uniforme. Chaque bouchon contient 468 chambres à bande cathodique (CSC). Lorsqu'une particule chargée traverse la chambre, le gaz présent dans la chambre s'ionise, ce qui déclenche une cascade d'électrons, recueillis par les fils constituant l'anode de la chambre : la charge sur ces fils produit une charge image sur les bandes cathodiques. Les chambres sont perpendiculaires à l'axe du faisceau et mesurent avec précision la position en (r, ϕ) ; de plus, les anodes, perpendiculaires aux cathodes, mesurent la position en η et le croisement de faisceaux auquel le muon a été produit. Les CSC fonctionnent en présence d'un champ magnétique intense et fortement non uniforme. Leur temps de réponse rapide et leur granularité plus fine leur permet un traitement efficace de l'activité vers l'avant, où le taux de production de particules est plus élevé que dans le tonneau.

Un ensemble complémentaire de canaux équipe à la fois le tonneau et les bouchons : des chambres à plaques résistantes (RPC), réparties en six couches dans le tonneau et trois couches dans les bouchons. Leur réponse rapide et leur bonne résolution en temps fournit un système de déclenchement indépendant, et leur utilisation réduit les ambiguïtés rencontrées lors de l'analyse des *hits* dans les chambres à muons.

Ainsi, l'utilisation de trois types de détecteurs de muon permet d'assurer une excellente acceptance géométrique et un déclenchement efficace, notamment grâce aux chambres RPC qui fournissent une mesure redondante bénéficiant de performances temporelles excellentes. Enfin, l'utilisation de plusieurs couches permet une reconstruction plus précise de la trajectoire du muon, notamment lorsque les informations en provenance du détecteur de muons sont combinées avec celles du trajectomètre.

Résolution sur l'impulsion des muons

La figure 2.19 montre la résolution sur l'impulsion transverse des muons, mesurée en utilisant soit le détecteur de muons seulement, soit le trajectomètre seulement, soit la combinaison des deux. Pour une impulsion transverse inférieure à 100 GeV, la résolution combinée provient de la mesure du trajectomètre. Cependant, à des valeurs plus élevées, l'utilisation du détecteur de muons fournit une mesure plus précise.

2.2.7 Déclenchement et acquisition des données

Le déclenchement constitue la première étape de toute analyse de physique. Il définit la nature des objets et des événements enregistrés, et l'espace de phases disponible pour l'étude d'un état final quelconque. La recherche de signaux rares au LHC implique deux conditions : une fréquence de collisions élevée, et une sélection en-ligne, rapide et efficace, des événements au contenu physique intéressant. Le chapitre 3 décrit en détail la problématique du déclenchement au LHC, et en particulier le déclenchement de premier niveau sur les électrons et les photons. Cette section décrit succinctement le système de déclenchement de l'expérience CMS, dans son ensemble.

La stratégie adoptée utilise deux niveaux de déclenchement. Un premier niveau (L1, *Level-1*), basé sur l'électronique de lecture locale, effectue un premier filtrage rapide ($3,2\mu\text{s}$) en appliquant des critères simples sur des informations de basse granularité. Il fournit l'essentiel du taux de réjection nécessaire, en sélectionnant 10^5 événements parmi les 40 millions de croisements de faisceaux par seconde.

Un second niveau (HLT, *High Level Trigger*) reconstruit alors les objets physiques, selon des algorithmes similaires à la reconstruction hors-ligne utilisée par les analyses ultérieures. Il sélectionne 300 événements par seconde et déclenche leur enregistrement : une reconstruction complète de ces événements peut alors commencer. La capacité de transfert et de traitement des données lors de la reconstruction

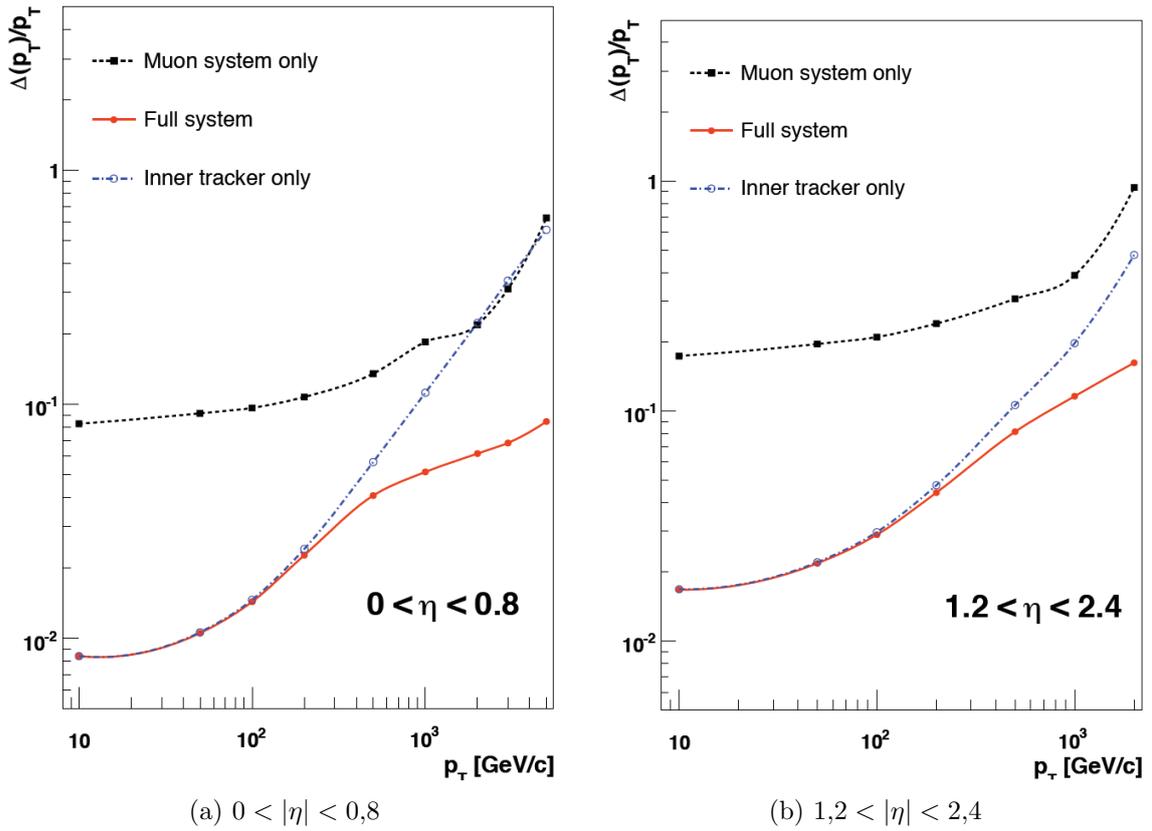


FIG. 2.19: Résolution de l'impulsion transverse des muons, mesurée avec le détecteur de muons seul (courbe noire), le trajectomètre seul (courbe bleue), la combinaison des deux (courbe rouge). La figure de gauche (resp. droite) montre la performance dans le tonneau (resp. dans les bouchons).

complète constitue le facteur limitant du système de déclenchement. Cependant, le HLT sélectionne jusqu'à 600 événements par seconde supplémentaires, et stocke ces données non prioritaires pour une reconstruction qui débutera après le traitement du flux de données principal.

Premier niveau de déclenchement

Le premier niveau de déclenchement utilise les informations en provenance des calorimètres et du détecteur de muons. La figure 2.20 résume l'architecture du L1 ; deux sous-systèmes fonctionnent en parallèle : le déclenchement calorimétrique et le déclenchement sur les muons.

Le principe de base du L1 consiste à produire des candidats L1 électromagnétiques (L1 EG), muoniques (L1 Mu), jets (L1 Jets) et τ (L1 Tau), assortis d'informations de base telle qu'une mesure de leur énergie transverse et des variables d'isolation. D'autre part, des quantités globales sont également mesurées dès le L1 : l'énergie transverse totale dans le ECAL, dans le HCAL, et l'énergie transverse

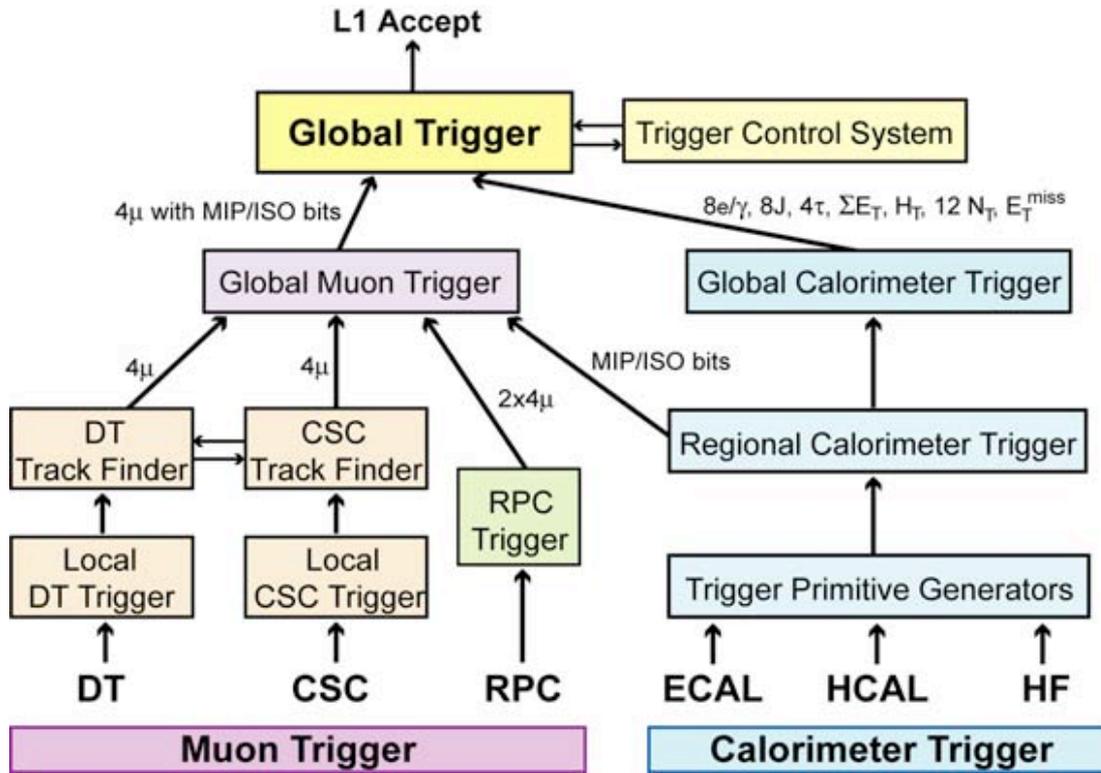


FIG. 2.20: Architecture du premier niveau du système de déclenchement. Les calorimètres d'une part, et le détecteur de muons d'autre part, forment deux chaînes de sélection parallèles. Les sous-détecteurs DT et CSC (resp. RPC) disposent d'une électronique locale (resp. globale). Chaque sous-détecteur fournit 4 candidats L1 muons (deux groupes de quatre pour le tonneau et les bouchons du RPC). Les calorimètres disposent d'une électronique locale qui produit des primitives de déclenchement : le RCT les regroupe en candidats L1 électromagnétiques (EG), jets, et τ . Le GCT fournit 4+4 candidats L1 EG (isolés et non isolés), 4+4 candidats L1 jets (centraux, avancés), 4 candidats L1 jets, 4 candidats L1 τ , et des quantités globales (somme des énergies ECAL, HCAL, et énergie transverse manquante).

manquante.

Le déclenchement calorimétrique régional (RCT) construit des candidats L1 à partir des primitives de déclenchement, dans chaque région de 4×4 tours en (η, ϕ) . Dans le ECAL, une carte électronique locale, au sein de chaque tour de déclenchement (5×5 cristaux en (η, ϕ)), se charge de stocker les données dans une mémoire tampon, et d'initier la construction de primitives de déclenchement. De même, dans chaque tour du HCAL est produite une primitive de déclenchement. Chaque primitive contient l'énergie transverse totale dans une tour. De plus, les primitives du ECAL contiennent aussi des informations supplémentaires sur la topologie du dépôt d'énergie.

Un algorithme de fenêtre glissante identifie la primitive ECAL de plus haute énergie dans une région, ainsi que la primitive adjacente de plus haute énergie, et forme ainsi un candidat L1 EG. Deux véto permettent de rejeter les jets : le *Fine Grain*, qui caractérise l'étalement en η du dépôt d'énergie dans une tour ; le *H/E*, qui vérifie que l'énergie déposée dans une tour du HCAL est significativement plus faible que l'énergie déposée dans la tour du ECAL située devant. D'autre part, l'analyse du voisinage du candidat L1 EG permet d'estimer le niveau d'isolation du candidat. Ainsi, le RCT construit 4 candidats L1 EG isolés et 4 candidats non-isolés dans chaque région, puis les transmet au déclenchement calorimétrique global (GCT).

Le RCT identifie chaque région contenant une énergie supérieure à celle de ses voisines. Puis il somme l'énergie transverse des primitives ECAL et HCAL en provenance de 3×3 régions centrées sur la région d'énergie maximale. Ce procédé produit 4 candidats L1 Jets centraux et 4 candidats L1 Jets avancés, en fonction de leur position en η , puis les transmet au GCT. Si plus de deux primitives ECAL ou HCAL dépassent un seuil programmable au sein d'un candidat L1 Jet central, l'hypothèse τ est rejetée ; dans le cas contraire, le candidat est considéré comme un L1 Tau.

Afin de construire des candidats L1 Muons, les *hits* locaux dans les deux types de chambre, à dérive (DT) et à bandes cathodiques (CSC) sont combinés par un algorithme régional qui construit alors des traces. Celui-ci estime alors l'impulsion transverse et la qualité des traces identifiées. Dans le cas des chambres à plaques résistantes (RPC), les *hits* de toutes les stations sont combinés dans la recherche de traces. Chaque sous-système (DT, CSC, RPC) envoie les 4 candidats L1 Mu d'impulsion transverse maximale au déclenchement muon global (GMT). Dans le cas des RPC, deux séries de 4 candidats, correspondant au tonneau et aux bouchons, sont envoyées. Des informations en provenance du RCT fournissent un moyen d'identifier les candidats L1 Mu isolés.

Le GCT calcule également la somme de l'énergie transverse dans le ECAL, dans le HCAL, et l'énergie transverse manquante. Le GMT et le GCT se chargent de trier les candidats L1 de chaque type en fonction de leur énergie transverse ou leur impulsion transverse : L1 Mu, L1 EG isolé, L1 EG non-isolé, L1 Jet central, L1 Jet avancé, L1 Tau. Ces candidats sont transmis au déclenchement global (GT) qui applique les algorithmes de déclenchement L1 d'un menu mis en place au préalable.

Ce menu peut comporter jusqu'à 128 algorithmes physiques ainsi qu'un maxi-

mum de 64 algorithmes techniques. Ces derniers déclenchent notamment sur le passage du faisceau signalé par le LHC ou détecté par des scintillateurs de CMS dédiés à cette tâche; ils permettent de produire des échantillons de données non biaisés afin d'étudier le taux ou l'efficacité de déclenchement des autres algorithmes. Les algorithmes peuvent également être pré-échelonnés : seul 1 événement sera choisi aléatoirement sur N événements qui déclenchent l'algorithme considéré.

Si au moins un des algorithmes sélectionne l'évènement, alors un signal d'acceptation est envoyé à l'ensemble des éléments locaux de déclenchements (tours ECAL, tours HCAL, chambres à muons). Ceux-ci transmettent les données provenant de tous les canaux sous leur responsabilité, qui étaient stockés provisoirement en mémoire tampon, au niveau suivant de déclenchement : le HLT. Notons que des algorithmes de suppression de zéros restreignent la lecture des données à des régions d'intérêt, définies en appliquant des seuils en énergie transverse.

Haut niveau de déclenchement

Le HLT applique des algorithmes similaires à la reconstruction hors-ligne, afin de produire des objets physiques plus complexes que les candidats L1. Ceux-ci sont analogues aux objets que les analyses physiques utilisent : électrons, photons, muons, jets, τ hadroniques, énergie transverse manquante, etc. Le HLT utilise une ferme comportant 13000 coeurs de processeurs, qui représentent 20000 processeurs d'évènements grâce à leur fonctionnalité d'*hyperthreading* : le HLT dispose ainsi de 160 ms par évènement.

La stratégie du HLT consiste à diviser les algorithmes de reconstruction en sous-niveaux successifs : niveau 2, niveau 2,5 et niveau 3. L'évènement est reconstruit partiellement à chaque sous-niveau, et des pré-sélections sont appliquées afin de décider du passage au sous-niveau suivant. Cette stratégie permet d'optimiser le temps de décision du HLT en appliquant le plus tôt possible des critères de réjection.

Prenons le cas des électrons à titre d'illustration. Au niveau 2, l'algorithme de sélection des électrons groupe des cristaux du ECAL, dans une région d'intérêt définie par un candidat L1 EG, en agrégats (voir 2.3.4). Puis, l'énergie éventuellement perdue par l'électron incident sous forme de rayonnement de freinage, est groupée également, pour former avec l'agrégat principal un super-agrégat. Celui-ci doit alors passer des critères tels que l'énergie transverse, la forme du dépôt d'énergie, et son isolation. Notons que le niveau 2 ne distingue pas les électrons des photons.

Puis, le niveau 2,5 suppose que le super-agrégat correspond à un électron : il extrapole la position du super-agrégat vers la partie interne du trajectomètre (pixels), en prenant en compte la courbure due au champ magnétique, selon les deux hypothèses de charge. Si deux *hits* sont correctement associés au super-agrégat, le niveau 3 opère alors une reconstruction complète de la trace de l'électron, et une sélection finale peut être appliquée.

Les algorithmes de déclenchement HLT forment un menu, qui optimise la bande passante disponible sur le programme de physique de l'expérience CMS. Les seuils

Algorithme	Taux [kHz]	σ [μb]
L1_SingleIsoEG18er	7,69	1,55
L1_SingleEG20	10,5	2,14
L1_SingleMu12er	8,11	1,64
L1_SingleMu16	7,49	1,51
L1_SingleJet128	1,15	0,232
L1_SingleMu6_NotBptxOR	0,03	0,007
L1_SingleJetC32_NotBptxOR	0,13	0,026
L1_ETM36	4,35	0,881
L1_HTT150	1,10	0,223
L1_ETT300	0,21	0,043
L1_DoubleEG_13_7	6,58	1,33
L1_DoubleMu_10_Open	4,36	0,882
L1_DoubleMu0er_HighQ	5,77	1,16
L1_DoubleJetC56	7,59	1,53
L1_DoubleTauJet44er	1,88	0,381
L1_TripleMu0	0,81	0,165
L1_TripleEG_12_7_5	2,19	0,444
L1_TripleEG7	1,35	0,273
L1_TripleJet_64_48_28_VBF	2,28	0,462
L1_QuadJetC36	0,74	0,150
L1_Mu3p5_EG12	2,34	0,474
L1_Mu12_EG7	1,03	0,208
L1_Mu0_HTT100	0,46	0,094
L1_Mu7er_ETM20	1,19	0,241
L1_IsoEG12er_ETM30	1,54	0,311
L1_EG22_ForJet24	2,42	0,489
L1_DoubleMu5_EG5	0,54	0,109
L1_Mu5_DoubleEG6	0,96	0,194
L1_DoubleEG6_HTT100	1,32	0,266
L1_DoubleJetC36_ETM30	3,40	0,688
L1_Mu10er_JetC12_WdEtaPhi1_DoubleJetC_20_12	1,02	0,207

TAB. 2.3: Taux de déclenchement et sections efficaces des algorithmes L1 EG non pré-échelonnés opérant à une luminosité de $5 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en 2012 ($\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$). Le taux de déclenchement total du menu L1, incluant les algorithmes n'utilisant pas de candidats EG, vaut 56,5 kHz. La mention «Iso» indique que le critère d'isolation des candidats L1 EG, déterminé par le RCT, est requis. Les mentions «er» ou «3p5» indique des restrictions en η . Les labels Mu, Jet, ETM, HTT indiquent respectivement les candidats L1 Muons et L1 Jets, l'énergie transverse manquante évaluée par le L1, et la somme des énergies transverses des primitives hadroniques.

en énergie transverse et le niveau d'exigence des sélections suivent les évolutions de la luminosité instantanée des collisions.

2.3 Reconstruction des objets physiques dans CMS

Plusieurs algorithmes de reconstruction permettent de produire les objets physiques utilisés par les analyses de CMS. Une méthode particulière, le *Particle Flow*, combine l'ensemble des informations en provenance de tous les sous-détecteurs de CMS, afin de reconstruire toutes les particules d'un évènement. Cette approche vise en particulier à identifier tous les composants d'un jet, afin de fournir une description complète de l'évènement.

Les sections suivantes décrivent la reconstruction de chaque type d'objet physique dans CMS. Nous présenterons l'approche du *Particle Flow*, puis nous évoquerons la reconstruction des traces et des points d'interactions, des muons, et des électrons. Nous décrirons la reconstruction des hadrons chargés et neutres et des photons par le *Particle Flow*.

2.3.1 L'algorithme *Particle Flow*

Le *Particle Flow* tire parti des performances du trajectomètre, du ECAL et du détecteur de muons de CMS. L'utilisation des signaux dans ces détecteurs, ainsi que du HCAL, permet alors une reconstruction de l'ensemble des particules, y compris des hadrons individuels au sein des jets.

La première étape consiste à construire des éléments de base : des traces dans le trajectomètre, des agrégats de cristaux du ECAL, des groupes de tours du HCAL, et des traces dans le détecteur de muons. L'algorithme CTF (voir §2.3.2) reconstruit les traces à partir des *hits* dans le trajectomètre, avec une efficacité supérieure à 90% pour des hadrons chargés appartenant à des jets. Le même algorithme produit des traces à partir des *hits* dans le détecteur de muons, avec une efficacité de 99,5% pour des muons isolés. Un algorithme d'agrégation topologique groupe des cristaux du ECAL en explorant étape par étape l'environnement de cristaux contenant un maximum local d'énergie (voir §2.3.4 pour ce type d'algorithme). Le même type d'agrégation groupe des tours du HCAL. Seuls les canaux dont l'énergie est supérieure à deux fois la déviation standard du bruit électronique sont pris en compte.

Dans une seconde étape, les traces, agrégats et traces de muons, suffisamment proches les uns des autres, sont groupés en blocs. Chaque paire d'éléments, au sein d'un même bloc, dispose d'une variable estimant son niveau de compatibilité : une distance R entre les éléments ou le χ^2 d'un ajustement. Suivant la paire d'objets considérée, la variable de compatibilité est définie par :

- paire (trace, agrégat) : distance entre la position de l'agrégat et le point d'ar-

rivée de la trace, extrapolée vers le calorimètre auquel l'agrégat appartient (ECAL ou HCAL)

- paire (agrégat ECAL, agrégat HCAL) : distance entre la position des deux agrégats
- paire (trace, trace de muon) : χ^2 d'un ajustement combinant les *hits* dans le trajectomètre et dans le détecteur de muons

L'algorithme *Particle Flow* groupe l'ensemble des éléments de base en un nombre minimal de blocs indépendants, en prenant garde à lever toute ambiguïté.

2.3.2 Traces et points d'interaction

La reconstruction des traces et des points d'interaction constitue un outil essentiel à plusieurs titres : elle permet de mesurer l'impulsion et d'identifier le point d'origine de toute particule chargée. La sélection des événements, notamment par le système de déclenchement de haut niveau (2.2.7), dépend directement de la capacité du trajectomètre à distinguer l'interaction principale et à évaluer l'isolation des particules, et ce malgré un empilement élevé.

Le *Particle Flow* reconstruit des traces dans le trajectomètre afin de les combiner avec des dépôts d'énergie dans les calorimètres et des *hits* dans le détecteur de muons [D25]. L'algorithme de recherche de trace combinatoire (CTF) réalise une recherche itérative de candidates, en appliquant un filtre de Kalman. L'étape initiale consiste à grouper des paires ou des triplets de hits compatibles dans le trajectomètre à pixels : le «germe».

Puis l'algorithme CTF extrapole une trajectoire en hélice à partir de ce germe vers la couche suivante du trajectomètre. L'extrapolation prend en compte le mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique, ainsi que la diffusion multiple et la perte d'énergie par interaction avec la matière. Lorsque plusieurs *hits* dans la couche suivante sont compatibles avec la trajectoire extrapolée, l'algorithme crée une trace candidate par *hit*. De plus, un candidat supplémentaire est créé, pour couvrir le cas où la particule incidente n'aurait pas laissé de *hit* dans la couche considérée : ce faux *hit* est étiqueté comme «invalidé».

Pour chaque trace candidate, la trajectoire extrapolée prend alors en compte le *hit* dernièrement ajouté, et la trajectoire subit une nouvelle extrapolation vers les couches suivantes. Cette procédure se répète jusqu'à atteindre la dernière couche du trajectomètre, ou une condition d'arrêt. En effet, l'algorithme CTF produit plusieurs traces candidates et les traite en parallèle ; pour éviter un accroissement exponentiel des traces, les candidates sont sélectionnées à chaque couche du trajectomètre. L'extrapolation de la trace se fait par ajustement : le χ^2 de cet ajustement fournit donc un critère de qualité sur chaque candidate. Le nombre de *hits* en général, et de *hits* invalides en particulier, complète ce critère.

L'algorithme CTF réalise six itérations : à la fin d'une itération, les traces reconstruites sont filtrées selon des critères de qualité, et les *hits* associés de manière non ambiguë à une trace ne sont pas considérés dans l'itération suivante. Chaque

itération cible un type de trace particulier, en adaptant le choix de germe et le régime en impulsion transverse.

Points d'interaction

L'algorithme *Deterministic Annealing* forme des groupes de traces proches les unes des autres et extrapole la position du point d'interaction commun à ces traces par un ajustement. L'identification du point d'interaction nominal de chaque événement permet de distinguer les particules provenant de la collision inélastique principale de celles dues à l'empilement. Les points d'interaction candidats doivent se situer à moins de 24 cm du centre du détecteur le long de l'axe z et à moins de 2 cm dans le plan transverse ; leur ajustement doit comporter au moins quatre degrés de liberté. Le candidat P qui maximise la quantité S est désigné comme le point d'interaction nominal :

$$S(P) = \sum_{\text{traces}_i \in P} (p_T^i)^2$$

Performances

Le trajectomètre de CMS permet de reconstruire des traces dès lors que leur impulsion transverse dépasse 800 MeV. La prise en compte des traces de basse impulsion transverse améliore la mesure de l'impulsion transverse des objets chargés, ainsi que la mesure de l'impulsion transverse manquante.

La figure 2.21 représente la résolution de l'impulsion transverse des traces reconstruites dans le cas de muons. Cette mesure consiste à ajuster un modèle de résolution sur la distribution de masse invariante du J/ψ se désintégrant en paire de muons. La méthode complète et un certain nombre de résultats corollaires sont décrits dans [D26]. La résolution obtenue demeure inférieure à 1% dans la partie centrale, et 3% dans les parties les plus avancées du trajectomètre.

La figure 2.22 représente l'efficacité de reconstruction de la trace d'un muon, en fonction de la coordonnée η du muon (2.22a) et du nombre de points d'interaction dans l'évènement (2.22b). Cette mesure utilise une méthode dite de *tag-and-probe*, qui consiste ici à sélectionner des paires $\mu\mu$ de signe opposé compatibles avec la désintégration d'un boson Z (masse invariante entre 50 et 130 GeV), identifiés au sein des détecteurs de muons. Le muon *tag* doit également disposer d'une trace dans le trajectomètre, afin de s'assurer qu'il s'agit effectivement d'un vrai muon. La contrainte de masse invariante assure alors que la paire provient bien de la désintégration d'un boson Z , et donc que l'autre membre de la paire, le *probe*, est bien un vrai muon. L'efficacité correspond alors à la fraction de *probes* disposant bien d'une trace dans le trajectomètre (voir [D24] pour plus de détails).

L'efficacité excède 99% à la fois dans les données et dans la simulation. La perte d'efficacité modeste très localisée en η s'explique par les interstices entre les différents sous-systèmes du trajectomètre. D'autre part, l'efficacité expérimentale diminue légèrement avec le nombre de points d'interaction, indiquant que la trajectométrie

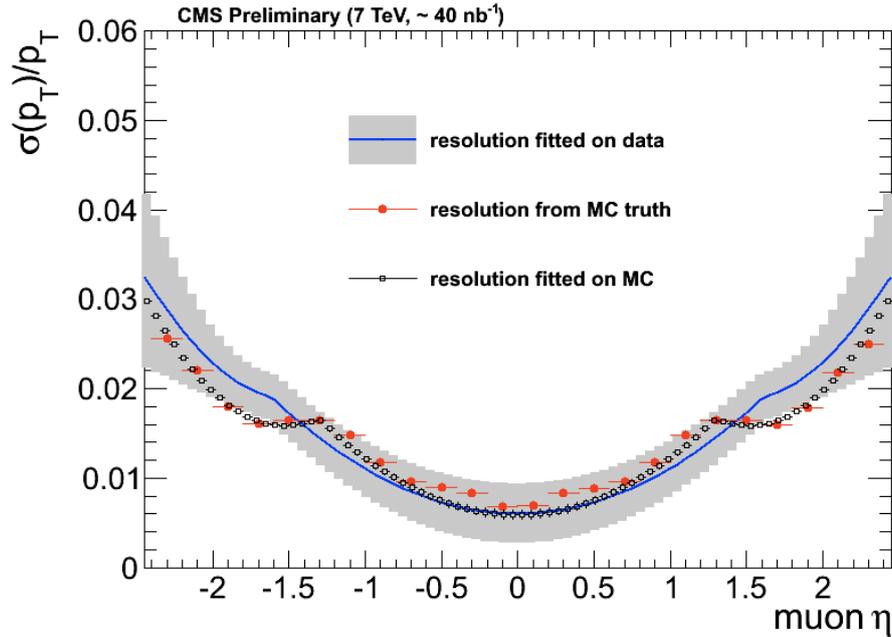


FIG. 2.21: Résolution de l'impulsion transverse de la trace des muons La mesure provient de l'ajustement d'un modèle de résolution sur la distribution de masse invariante du J/ψ se désintégrant en paire de muons. La ligne bleue indique le résultat dans des données acquises en 2010, à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV, totalisant une luminosité intégrée de 42 nb^{-1} . La bande grise indique l'erreur propagée à partir de l'incertitude sur les paramètres de l'ajustement. Les points rouges et noirs correspondent au résultat obtenu dans la simulation d'un échantillon similaire : performance prédite par la simulation (points rouges) et obtenue en appliquant la méthode d'ajustement (points noirs).

dans CMS demeure robuste malgré un empilement relativement élevé (jusqu'à 20 points d'interaction dans cette figure). Cette dépendance n'est cependant pas présente dans la simulation.

2.3.3 Muons

L'expérience CMS dispose de deux algorithmes complémentaires pour reconstruire les muons : les algorithmes «Muon Trajectométrique» et «Muon Global» [D27].

Un objet de base, le muon «autonome», est reconstruit uniquement à partir du détecteur de muons. Pour ce faire, des segments de traces sont construits au sein de chambres à muons individuelles, en effectuant un ajustement linéaire des positions des *hits* dans l'ensemble des couches de la chambre considérée. Ces segments constituent alors des «germes» qui indiquent une position et une direction, ainsi qu'une estimation initiale de l'impulsion transverse du muon. Puis, ces germes servent de

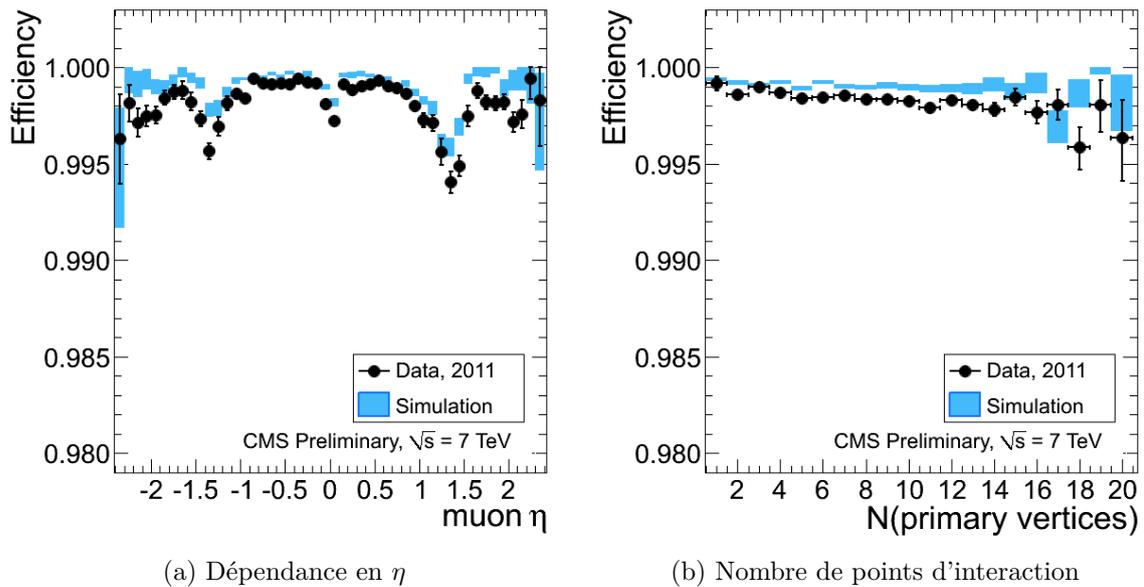


FIG. 2.22: Efficacité de reconstruction de la trace d'un muon, en fonction de sa coordonnée η (gauche) et du nombre de points d'interaction par évènement, mesurée par une méthode de tag-and-probe à partir de désintégrations $Z \rightarrow \mu\mu$. Les points noirs indiquent les données expérimentales acquises en 2011 à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV, totalisant une luminosité intégrée de $4,9 \text{ fb}^{-1}$. Les points bleus correspondent à un échantillon $Z \rightarrow \mu\mu$ simulé.

points de départ à des ajustements de trajectoire dans le détecteur de muons, au moyen d'un filtre de Kalman.

La résolution sur l'impulsion transverse des muons s'améliore significativement lorsque le trajectomètre est utilisé dans la reconstruction, principalement pour des muons d'impulsion transverse inférieure à 200 GeV. En effet, la distance entre trajectomètre et détecteur de muons fournit alors un bras de levier important, sachant que le champ magnétique intense courbe le muon. Le changement d'orientation du champ magnétique entre le trajectomètre et le détecteur de muons permet de mesurer la courbure en deux zones du détecteur CMS, fournissant ainsi deux mesures indépendantes qui permettent de contraindre l'impulsion transverse du muon.

L'algorithme Muon Global extrapole la trace autonome vers le trajectomètre, afin de lui associer une trace reconstruite au préalable (voir §2.3.2). Puis, tous les *hits* des deux traces, autonome et trajectométrique, sont ajustés par un filtre de Kalman, afin de reconstruire une trace globale. Ce filtre prend en compte le champ magnétique, les pertes d'énergie par interaction avec la matière, et les diffusions multiples.

Une technique entièrement indépendante, l'algorithme Muon Trajectométrique, considère toute trace dans le trajectomètre comme un candidat muon potentiel. Puis, il extrapole la trace vers le détecteur de muons, en prenant en compte le champ magnétique, la perte d'énergie par interaction avec la matière, et les diffusions

multiples. Si au moins un segment du détecteur de muons est proche de la trace extrapolée, alors l'ensemble constitué par la trace trajectométrique et les segments associés forme un muon trajectométrique.

Le *Particle Flow* traite les muons reconstruits par l'algorithme Global, qui possèdent au moins un *hit* valide. Il vérifie que la somme de l'impulsion transverse des traces voisines dans le trajectomètre, et de l'énergie transverse des tours calorimétriques voisines, est inférieure à 10% de l'impulsion transverse du muon. Ces critères purifient l'échantillon initial de muons.

Performances : résonances reconstruites

La figure 2.23 montre la distribution de la masse invariante des paires $\mu^+\mu^-$ correctement identifiées et isolées, dans les données expérimentales de l'année 2011, acquises à $\sqrt{s} = 7$ TeV et totalisant une luminosité intégrée de $\mathcal{L}_{\text{int}} = 1,1 \text{ fb}^{-1}$. Chaque résonance est mesurée grâce à un algorithme de déclenchement HLT dédié, qui sélectionne deux muons à un régime d'impulsion transverse pertinent et de masse invariante comprise dans un intervalle correspondant à la résonance.

Cette figure permet de constater l'excellente précision avec laquelle l'expérience CMS peut reconstruire la masse de résonances dans le spectre dimuons, sur un large intervalle allant de 1 à 150 GeV. Cette figure rappelle également les techniques utilisées pour déclencher efficacement sur les dimuons dans CMS.

2.3.4 Electrons

Les électrons bénéficient de la combinaison des performances excellentes du trajectomètre et du ECAL : acceptation géométrique, granularité, herméticité, homogénéité. Ils devraient donc pouvoir contribuer de manière cruciale aux mesures de précision prévues par le programme de physique de CMS : étude des processus électrofaibles (par exemple la production de plusieurs bosons vecteurs), recherche du boson de Higgs et s'il existe, mesure de sa masse et de ses propriétés. Or, dans le canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$, la présence de quatre électrons dans l'état final porte à la puissance 4 l'efficacité de sélection, incluant déclenchement, reconstruction, identification et isolation. Il est donc crucial de définir des algorithmes de reconstruction extrêmement efficaces.

Un des défis posés par la reconstruction des électrons réside dans la difficulté à regrouper l'énergie perdue par rayonnement de freinage. L'expérience CMS a développé un algorithme dédié à cette tâche, qui prend en compte la probabilité d'émission de rayonnement de freinage lorsque l'électron traverse la matière.

L'expérience CMS dispose de deux techniques de reconstruction complémentaires pour les électrons, dites *ECAL-driven* et *tracker-driven*, qui diffèrent quant à la méthode d'association entre traces et super-agrégats. Les deux méthodes utilisent des super-agrégats de cristaux du ECAL, dont la construction diffère dans les bouchons et dans le tonneau. Le but de la super-agrégation est de regrouper l'énergie per-

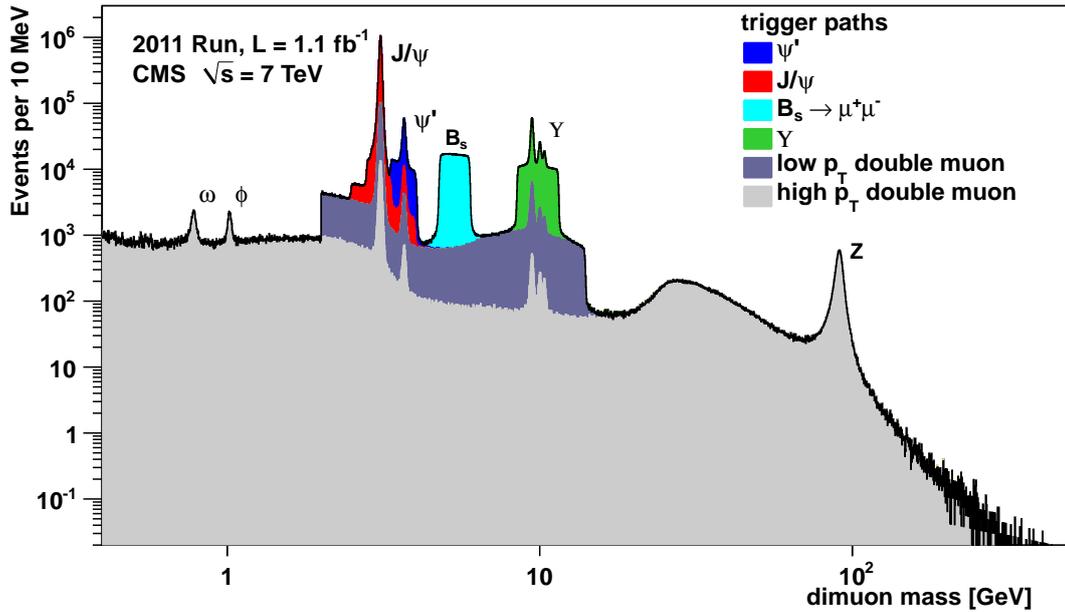


FIG. 2.23: Distribution de la masse invariante des paires $\mu^+\mu^-$ correctement identifiées et isolées, dans les données expérimentales de l'année 2011, acquises à $\sqrt{s} = 7$ TeV et totalisant une luminosité intégrée de $\mathcal{L}_{int} = 1,1 \text{ fb}^{-1}$. Chaque couleur correspond à un algorithme de déclenchement HLT optimisé pour la mesure d'une résonance précise.

due par rayonnement de freinage. Le photon est émis dans une direction tangente à la trajectoire de l'électron, courbée par le champ magnétique. C'est pourquoi les super-agrégats s'étendent dans la direction ϕ et sont étroits en η (figure 2.24).

Reconstruction des super-agrégats dans le ECAL

Dans le tonneau, une fenêtre glissante identifie un cristal «germe», possédant un maximum local d'énergie. Puis, des dominos de 1×3 cristaux en (η, ϕ) sont constitués, dont le cristal central est aligné en η avec le cristal germe. Lorsque l'énergie du cristal central dépasse un seuil E_w , le domino passe à une taille 1×5 . Ces dominos ils s'étendent sur $N_{étapes}$ en η de part et d'autre du cristal germe. Enfin, seuls les dominos d'énergie supérieure à E_{dom} sont conservés. Ce procédé produit plusieurs agrégats de cristaux : seuls ceux dont l'énergie totale excède E_{agr} sont conservés. Cet ensemble d'agrégat forme un «super-agrégat».

Dans les bouchons, l'arrangement géométrique complexe des cristaux nécessite l'utilisation d'un algorithme plus élaboré. Le cristal germe correspond à un maximum local d'énergie. En partant du germe d'énergie maximale, l'algorithme collecte les cristaux selon la séquence suivante : il parcourt les cristaux de part et d'autre du germe, dans la direction ϕ , tant que leur énergie décroît. Cette procédure se répète à partir des cristaux adjacents en η , tant que l'énergie décroît dans la direction η .

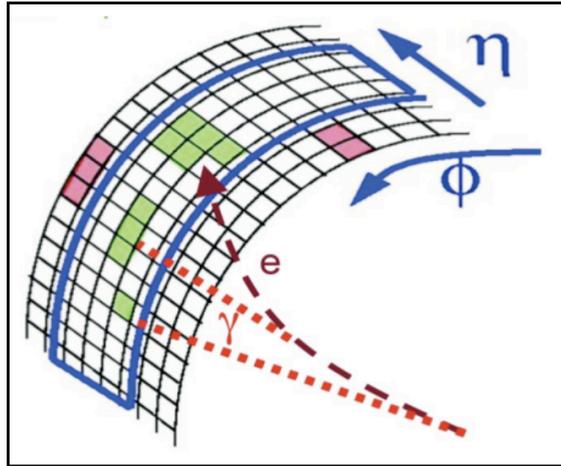


FIG. 2.24: Propagation d'un électron dans le détecteur CMS. L'électron interagit avec la matière (trajectomètre) et perd de l'énergie sous forme de rayonnement de freinage (γ). Les carrés représentent les cristaux du ECAL. Chaque carré vert correspond à une énergie significative : l'électron et les deux photons de freinage produisent chacun un agrégat de cristaux. La procédure de reconstruction vise à regrouper ces trois agrégats en un super-agrégat.

Après la construction d'un agrégat, un nouvel agrégat est construit à partir d'un autre cristal germe, en excluant les cristaux déjà agrégés. Les agrégats contenus dans une fenêtre étroite en η et large en ϕ sont groupés au sein d'un super-agrégat.

Reconstruction de la trace des électrons

La reconstruction générale des traces dans CMS utilise un filtre de Kalman (voir §2.3.2), car elle concerne des particules principalement affectées par la diffusion multiple, la trajectoire des électrons nécessite un traitement particulier. En effet, la perte d'énergie par rayonnement de freinage est particulièrement importante dans le cas des électrons, du fait de leur faible masse. L'extension du filtre de Kalman adoptée dans le cas des électrons consiste à décrire la perte d'énergie par rayonnement de freinage avec une somme pondérée de distribution gaussienne, d'où le nom de cet algorithme : *Gaussian Sum Filter* (GSF).

La méthode *ECAL-driven* a pour point de départ un super-agrégat dans l'ECAL. Elle recherche une paire de *hits*, dans les deux couches internes du trajectomètre à pixels, compatible avec le super-agrégat considéré. Puisque le super-agrégat regroupe l'énergie perdue par l'électron sous forme de rayonnement de freinage, alors la position du super-agrégat correspond à celle que l'électron aurait atteint s'il n'avait pas rayonné. Ainsi, il suffit de propager une simple trajectoire hélicoïdale, en prenant en compte le champ magnétique, depuis le super-agrégat vers le trajectomètre, pour identifier le point d'origine probable de l'électron. La paire de *hits* ainsi trouvée sert de pré-trace.

La méthode *ECAL-driven* n'est valable que si toute l'énergie de l'électron est collectée. Les inefficacités de reconstruction des super-agrégats, mais aussi les conversions de photons en paires e^+e^- , compliquent la tâche : ces effets sont particulièrement importants à bas p_T . La méthode *tracker-driven* consiste à former une collection de pré-traces à priori, sans considération liée au ECAL ; celles-ci sont pré-sélectionnées, afin de réduire le nombre de candidates construites avec l'algorithme GSF.

Les deux collections de pré-traces, *ECAL-driven* et *tracker-driven*, sont alors combinées en une collection commune, à partir de laquelle l'algorithme GSF reconstruit des traces complètes. À chaque étape, si l'algorithme identifie plusieurs *hits* compatibles dans une même couche, seules les deux meilleures candidates (en termes de test de χ^2) restent dans le processus. L'algorithme GSF inclut la recherche explicite d'un photon émis par rayonnement de freinage, dans la direction tangente à la trajectoire candidate en cours de reconstruction, à chaque nouvelle couche du trajectomètre. Enfin, les traces GSF finales sont associées à des super-agrégats du ECAL.

Performances : reconstruction de résonances

La figure 2.25 montre la résolution obtenue sur l'énergie/impulsion des électrons, évaluée à partir d'événements simulés. La performance obtenue par le ECAL d'une part, et le trajectomètre d'autre part, y est représentée. La résolution obtenue par le trajectomètre est excellente à basse impulsion, et à partir de 15 GeV la résolution du ECAL est meilleure. La combinaison des deux demeure inférieure à 4% sur l'intervalle d'énergie allant de 6 à 100 GeV.

La reconstruction de résonances sur un large spectre de masse invariante des paires e^+e^- constitue un excellent test des performances de la reconstruction des électrons, notamment la réponse et la résolution en énergie/impulsion transverse. La figure 2.26 représente la distribution de masse invariante des paires e^+e^- correctement identifiées et isolées dans les données expérimentales acquises en 2010 à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 7$ TeV, totalisant une luminosité intégrée de $\mathcal{L}_{\text{int}} = 35 \text{ pb}^{-1}$.

Les résonances présentes dans ces intervalles de masse invariante constituent autant de «chandelles standard», dont la masse et la largeur, mesurées avec une excellente précision par ailleurs, indiquent le niveau de précision atteint par l'expérience CMS sur les électrons.

En particulier, la résolution obtenue sur la résonance J/Ψ vaut $\sigma = 52 \pm 3$ MeV, soit une précision de 1,7%. Notons que ces résonances à basse masse utilisent des électrons de basse impulsion transverse, pour lesquels la résolution est moins bonne qu'à haute impulsion transverse.

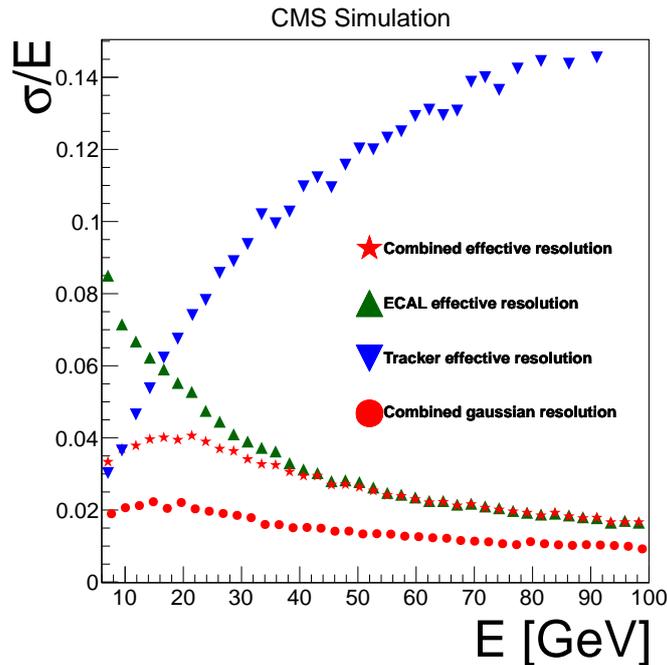


FIG. 2.25: Résolution de l'énergie/impulsion des électrons mesurée par le ECAL (vert), le trajectomètre (bleu), et par la combinaison des deux (rouge), en fonction de l'énergie de l'électron simulé. La résolution correspond à la demi-largeur de la distribution de l'énergie de l'électron reconstruit, soit l'intervalle couvrant 68,3% de la distribution, pour chaque valeur de l'énergie de l'électron simulé (abscisse). La résolution obtenue à partir d'un ajustement gaussien de la partie centrale de ladite distribution est également représentée (ronds rouges).

2.3.5 Hadrons chargés, hadrons neutres et photons

Les traces reconstruites par le *Particle Flow* au moyen de l'algorithme CTF sont associées à des agrégats de cristaux du ECAL et de tours du HCAL. Dans le cas où un agrégat ne fait pas partie d'un électron, il peut faire partie d'un hadron chargé ou neutre, ou d'un photon.

Photons

Les photons isolés et non associés à une trace sont reconstruits directement à partir d'agrégats dans le ECAL []. Cependant, les photons au sein de jets et proches de hadrons chargés doivent être distingués des hadrons neutres. La comparaison de l'énergie totale dans les agrégats considérés, à l'impulsion des traces à proximité desdits agrégats, constitue un critère discriminant entre photons et hadrons neutres.

Si un agrégat du HCAL est associé à plusieurs traces, son énergie est comparée à la somme des impulsions de ces traces. Inversement, si une trace est associée à plusieurs agrégats, seul le plus proche est retenu. Le cas des agrégats du ECAL

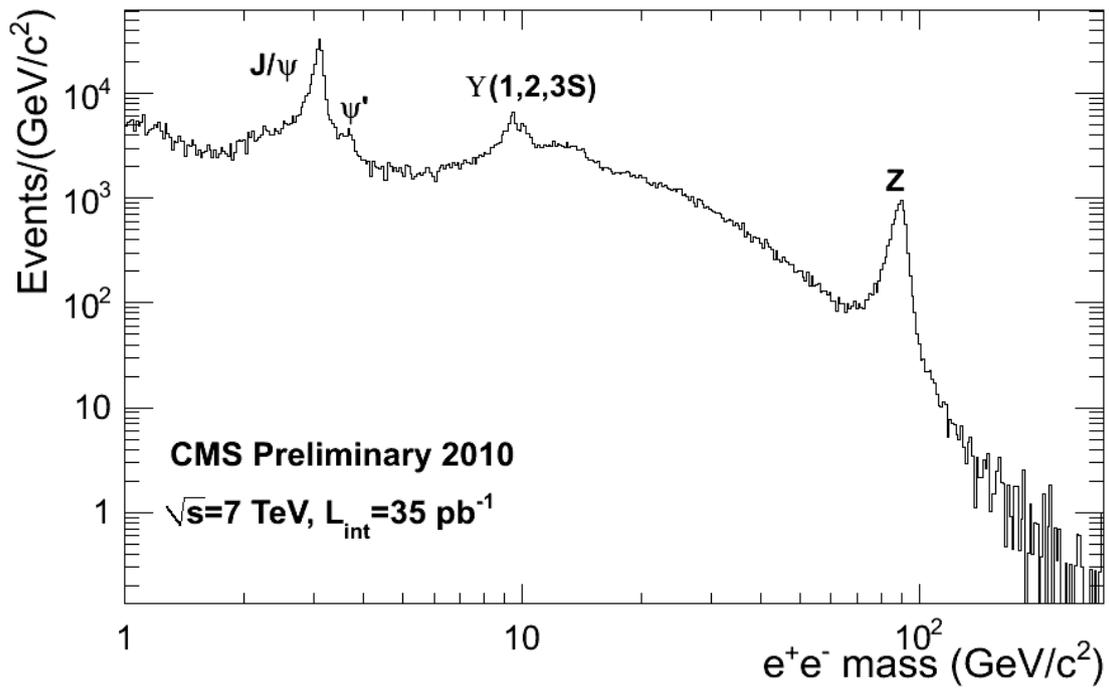
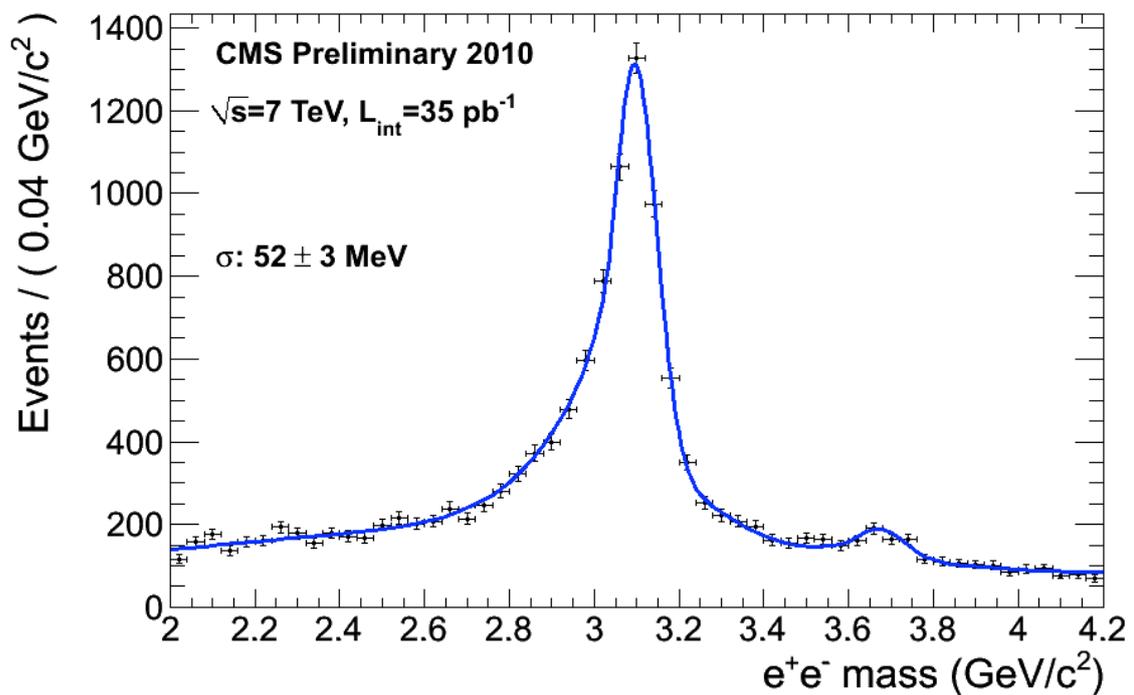
(a) Résonances e^+e^- (b) Résonance J/Ψ

FIG. 2.26: Résonances dans la masse invariante des paires e^+e^- mesurées en 2010 avec 35 pb^{-1} à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$: ((a)) intervalle de 1 à 150 GeV; ((b)) résonance J/Ψ .

est un peu plus complexe. En effet, la présence de plusieurs agrégats du ECAL, associés à une même trace, peut correspondre à une extension inhabituelle de la gerbe électromagnétique, ou la présence d'un photon, qui doit alors être reconstruit indépendamment.

Afin de distinguer entre ces deux cas, les agrégats considérés sont classés par leur proximité à la trace. Si la somme de l'énergie des (n-1) premiers agrégats du ECAL, et l'éventuel agrégat du HCAL associé, est inférieure à l'impulsion de la trace, de son agrégat associé, et du n-ième agrégat du ECAL, alors celui-ci est considéré comme une extension inhabituelle de la gerbe d'une particule chargée. Dans le cas contraire, l'agrégat est identifié comme un photon par le *Particle Flow*.

Hadrons chargés

Considérons les cas où l'énergie d'un agrégat du ECAL et/ou du HCAL est inférieure à l'impulsion totale des traces associées à ces agrégats. Si cette différence excède trois déviations standard de l'énergie des agrégats, les traces sont retirées progressivement, en commençant par celles dont l'incertitude sur l'impulsion transverse est la plus grande. Lorsque l'impulsion totale des traces atteint l'énergie des agrégats, un hadron chargé est formé à partir de chaque trace. La masse invariante assignée à chaque hadron chargé correspond à celle du pion chargé π^\pm .

Hadrons neutres

Considérons les cas où l'énergie d'un agrégat du ECAL et/ou du HCAL est supérieure à l'impulsion totale des traces associées à ces agrégats. Si cette différence excède une déviation standard de l'énergie des agrégats, le *Particle Flow* produit des particules neutres à partir de ces agrégats. Si un agrégat du ECAL est présent, et si son énergie est inférieure à l'excès d'énergie des agrégats par rapport aux traces, l'agrégat du ECAL initie la reconstruction d'un photon. Le reste de l'excès d'énergie calorimétrique forme alors un hadron neutre. Dans le cas contraire, seul l'excès d'énergie de l'agrégat par rapport aux traces est pris en compte dans la construction d'un photon : le *Particle Flow* considère alors que le reste de l'énergie dans l'agrégat du ECAL provient du hadron chargé.

2.3.6 Jets

Les jets sont des groupes de particules produites par des processus d'hadronisation et de désintégrations en vol. L'expérience CMS dispose de deux algorithmes de reconstruction des jets : les jets calorimétriques et les jets reconstruits par le *Particle Flow*. Dans les deux cas, l'algorithme anti- k_T [D40] groupe les objets individuels en jets au sein d'un cône, avec un paramètre de distance $R = 0,5$.

Un jet calorimétrique est un groupe de tours ECAL (5×5 cristaux) et HCAL (canaux individuels). La somme des quadri-impulsions des particules chargées (cal-

culées à partir des traces) et neutres (calculées à partir de l'énergie déposées dans les tours) donne l'impulsion du jet. L'algorithme *Particle Flow* groupe les particules reconstruites par le *Particle Flow* en jets, selon l'algorithme anti- k_T . La somme des quadri-impulsions des particules du *Particle Flow* donne alors celle du jet.

L'étude de la balance en impulsion transverse dans des événements di-jets et Z+Jets permet de mesurer la réponse en énergie des jets et d'en déduire un étalonnage pour les données expérimentales et simulées. Cet étalonnage corrige les biais dus au bruit et à l'empilement. De plus, les biais causés par la non-uniformité en η et la non-linéarité en p_T dans la simulation sont corrigés. La figure 2.27 indique la valeur des corrections correspondantes et leurs incertitudes, pour trois types de jets : calorimétriques, jets avec traces (tours calorimétriques associées à des groupes de traces), et jets du *Particle Flow*.

Enfin, des corrections résiduelles compensent les différences entre simulation et données réelles. La résolution d'énergie des jets simulés est dégradée afin de reproduire correctement la résolution dans les données expérimentales.

Notons que les interactions d'empilement produisent un grand nombre de particules secondaires de faible énergie, interprété comme du bruit dans les calorimètres. Cette densité d'énergie due à l'empilement fluctue d'un événement à un autre, dégradant ainsi les quantités calorimétriques comme l'impulsion des jets calorimétriques.

Résolution de l'impulsion transverse des jets

La figure 2.28 indique la résolution obtenue sur l'impulsion transverse des jets [D31]. Cette mesure utilise les données expérimentales acquises en 2010 à $\sqrt{s} = 7$ TeV pour une luminosité intégrée de $\mathcal{L}_{\text{int}} = 35,9 \text{ pb}^{-1}$, ainsi qu'une simulation avec le générateur Pythia d'événements dijets.

Ces figures montrent clairement que la résolution obtenue sur les jets reconstruit par l'algorithme *Particle Flow* est meilleure que dans le cas des jets calorimétriques. En effet, les jets comportent 65% de particules chargées, d'où l'importance d'un traitement optimal des informations trajectométriques et calorimétriques et donc l'intérêt du *Particle Flow*.

2.3.7 Désintégrations hadroniques des leptons tau

Les principaux modes de désintégration hadroniques du lepton tau aboutissent à un système de pions chargés ou neutres :

- $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau : BR = 11,6\%$
- $\tau^\pm \rightarrow \rho(770)^\pm \nu_\tau \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \nu_\tau : BR = 26\%$
- $\tau^\pm \rightarrow a_1^\pm \nu_\tau \rightarrow \rho(\pi\pi) \pi \nu_\tau \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^- \text{ ou } \pi^\pm \pi^0 \pi^0 : BR = 19,3\%$

Afin d'identifier ces composants individuels, les particules reconstruites par le *Particle Flow* sont groupées au sein de jets en utilisant l'algorithme anti- k_T [D40] avec un rayon $R = 0,5$ [D29]. Au sein d'un jet, l'algorithme «HadronsPlusBandes»

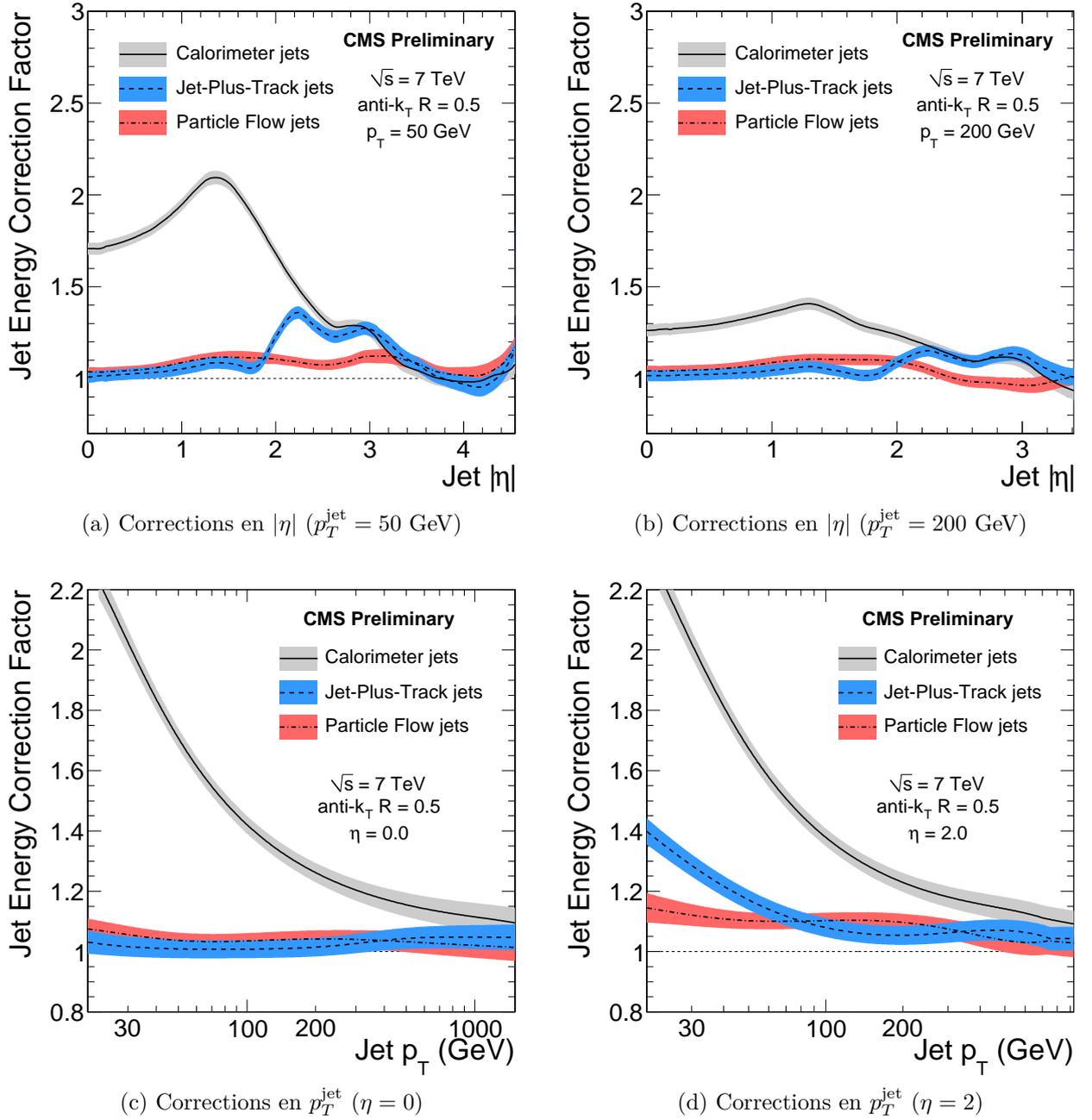


FIG. 2.27: Corrections sur l'échelle d'énergie des jets en fonction de la coordonnée $|\eta|$ (haut) et de l'impulsion transverse p_T^{jet} (bas) des jets, calculées à partir des données acquises en 2010 à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Trois types de jets sont considérés ici : calorimétriques (noir), jets avec traces (bleu) et jets du Particle Flow (rouge). Les lignes correspondent aux valeurs des corrections, et les bandes indiquent les incertitudes.

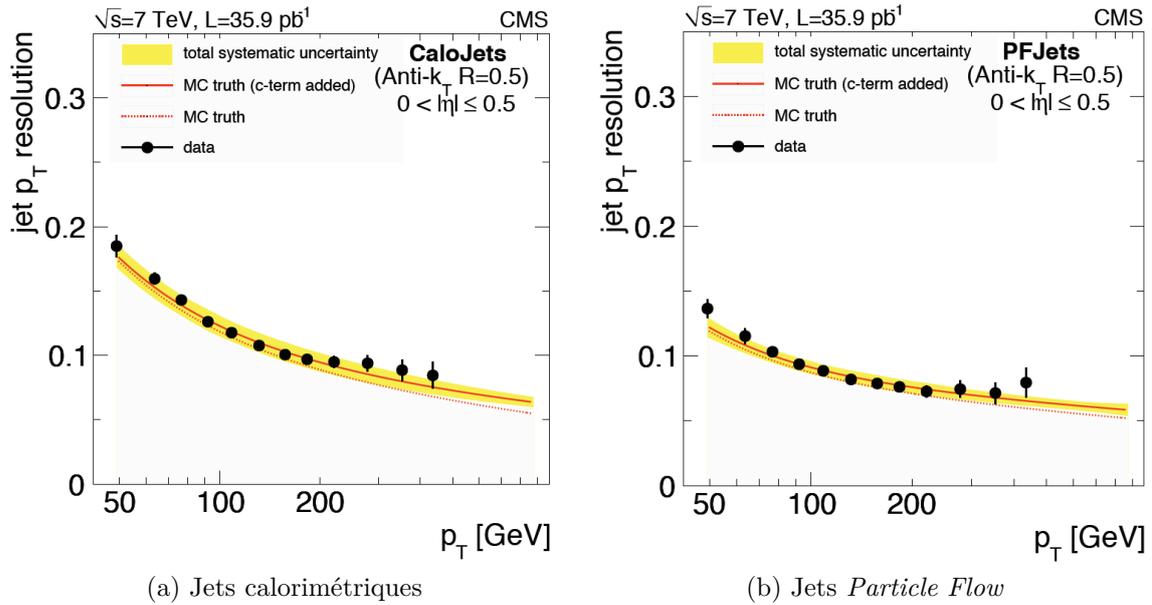


FIG. 2.28: Résolution de l'impulsion transverse des jets, mesurée dans les données expérimentales (2010, $\sqrt{s} = 7$ TeV, $\mathcal{L}_{int} = 35,9$ pb $^{-1}$; points noirs) et dans une simulation d'événements dijets produite par Pythia (ligne rouge pointillée). La résolution est tracée en fonction de l'impulsion transverse du jet reconstruit. La ligne rouge pleine indique la résolution en fonction de l'impulsion transverse du jet simulé. La bande jaune indique l'incertitude totale sur la mesure simulée. Les deux algorithmes de reconstruction sont comparés : jets calorimétriques (à gauche) et jets *Particle Flow* (à droite).

(HPB) combine les photons issus des éventuels π^0 avec les hadrons chargés, pour reconstruire le τ_h selon un des quatre mode de désintégrations mentionnés ci-dessus.

La figure 2.29 indique la masse visible de deux modes de désintégration du τ en hadrons, ainsi que le mode de désintégration reconstruit. Les résultats proviennent de données expérimentales (2010, $\sqrt{s} = 7$ TeV, $\mathcal{L}_{int} = 35,9$ pb $^{-1}$) et simulées ($Z \rightarrow \tau\tau$, W , QCD, $t\bar{t}$).

Ces figures permettent de conclure que la reconstruction des τ_h est en très bon accord dans les données expérimentales et simulées, pour plusieurs processus testés. Ainsi, la caractérisation des τ_h produits par divers processus, est correcte. La référence [D29] fournit une description complète de la reconstruction et de l'identification des τ dans CMS.

2.3.8 Impulsion transverse manquante

Les collisions de protons impliquent des interactions entre partons, dont l'impulsion longitudinale correspond à une fraction inconnue de l'impulsion totale du proton. Cependant, les faisceaux étant horizontaux et les paquets de protons étant confinés, leur impulsion transverse est négligeable et aléatoire. Ainsi, la somme des

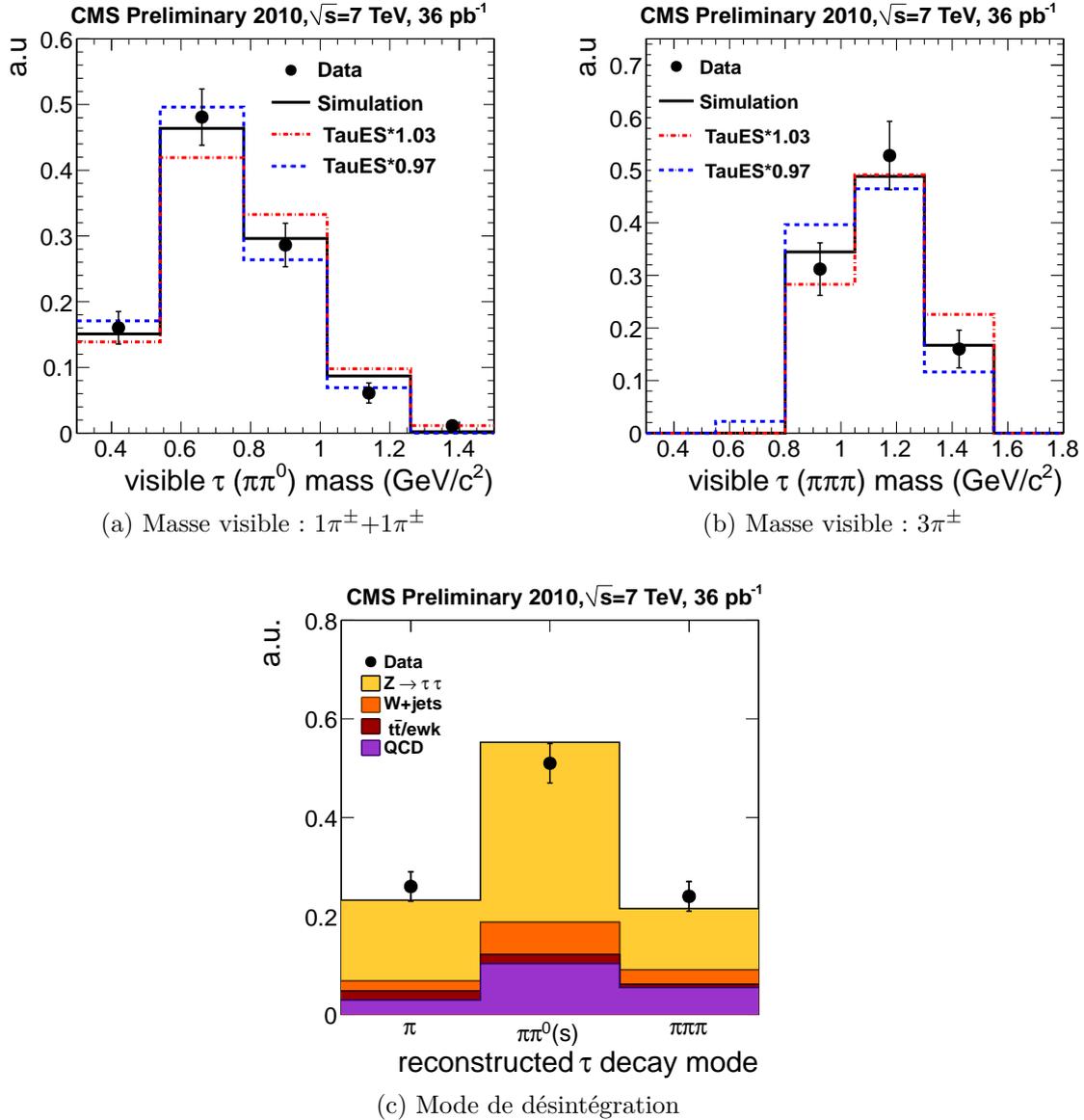


FIG. 2.29: (2.29a) et (2.29b) Reconstruction des τ_h : masse visible des modes de désintégration en trois pions chargés (2.29b) et un pion chargé plus un pion neutre (2.29a), évaluée dans les données expérimentales (points noirs) et dans une simulation $Z \rightarrow \tau\tau$ (ligne noire). Les lignes rouge et bleue correspondent à une variation de l'échelle d'énergie des τ_h utilisée dans la simulation. (2.29c) : mode de désintégration du τ en hadrons dans les données expérimentales (points noirs) et les simulations de divers processus (couleurs).

impulsions transverses est nulle à la fois avant et après la collision, ce qui mène à la construction d'une variable supplémentaire dans chaque évènement : l'impulsion transverse manquante \vec{p}_T . Celle-ci représente la somme des impulsions des particules invisibles produites par la collision, c'est-à-dire les neutrinos. On appelle communément «énergie transverse manquante» la norme \cancel{E}_T du vecteur \vec{p}_T , ce qui revient à supposer que l'objet considéré n'a pas de masse, hypothèse raisonnable dans le cas des neutrinos.

Pour toute particule, on peut construire une impulsion transverse sous forme de vecteur à quatre composantes, en utilisant les coordonnées cartésiennes ou sphériques.

$$\tilde{P} = \begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} \Rightarrow \tilde{P}_T = \begin{pmatrix} p_T \\ p_x \\ p_y \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_T \\ p_T \cos \phi \\ p_T \sin \phi \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{avec : } p_T = p \sin \theta \quad (2.7)$$

De manière analogue, on définit l'énergie transverse : $E_T = E \sin \theta$. Dans le cas de particules non massives : $E = p$ et $E_T = p_T$. On peut alors construire l'impulsion transverse manquante :

$$\tilde{\cancel{P}}_T = \begin{pmatrix} \cancel{E}_T \\ \cancel{E}_x \\ \cancel{E}_y \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cancel{E}_T \\ \sum p_x (X_{\text{PF}}) \\ \sum p_y (X_{\text{PF}}) \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{avec : } \cancel{E}_T = \cancel{E}_x \oplus \cancel{E}_y \quad (2.8)$$

Diverses techniques instrumentales et algorithmiques permettent de calculer cette quantité, suivant les parties du détecteur (trajectomètre, calorimètres...) et les objets de base considérés (particules, simples tours...) [D32, D35].

\cancel{E}_T^{LI} : L'impulsion transverse manquante $\vec{\cancel{E}}_T^{\text{LI}}$ est calculée par le système de déclenchement calorimétrique de premier niveau, en utilisant l'ensemble des tours de déclenchement du ECAL et du HCAL [D37]. L'énergie transverse d'une tour vaut $E_T = E \sin \theta$. En supposant que ces dépôts correspondent à des particules non massives : $E = p \Rightarrow E_T = p_T$. La formule 2.7 fournit les composantes (x, y) de l'impulsion transverse de la tour : $(E_T \cos \phi, E_T \sin \phi)$. L'opposé de la somme des impulsions transverses de l'ensemble des tours donne $\vec{\cancel{E}}_T^{\text{LI}}$.

$\cancel{E}_T^{\text{CAL}}$: L'impulsion transverse manquante calorimétrique $\vec{\cancel{E}}_T^{\text{CAL}}$ est similaire à $\vec{\cancel{E}}_T^{\text{LI}}$. La mesure d'énergie hors-ligne remplace la mesure d'énergie du système de déclenchement, en incluant un meilleur étalonnage [D32].

\cancel{E}_T^{PF} : Le calcul de l'impulsion transverse manquante $\vec{\cancel{E}}_T^{\text{PF}}$ combine les impulsions de l'ensemble des particules reconstruites par le *Particle Flow* [D32]. L'utilisation

des impulsions mesurées par le *Particle Flow* en combinant trajectromètre et calorimètres, permet une mesure bien plus précise que l'impulsion transverse manquante calorimétrique $\overrightarrow{\cancel{E}_T^{\text{CAL}}}$ [D34, D35].

Corrections de l'étalonnage : L'étalonnage de la $\overrightarrow{\cancel{E}_T}$ subit deux types de corrections [D35, D34]. Les corrections dites « de type 1 » propagent les correction d'échelle d'énergie des jets (§2.3.6) au calcul de $\overrightarrow{\cancel{E}_T}$. Les corrections dites « de type 0 » compensent le biais introduit par l'impact de la non-linéarité des calorimètres sur les composantes neutres dans le calcul de $\overrightarrow{\cancel{E}_T}$. Les deux types de corrections sont déterminées indépendamment pour les données expérimentales et simulées. Les corrections de type 1 et la correction d'asymétrie en ϕ sont appliquées à la fois à $\overrightarrow{\cancel{E}_T^{\text{PF}}}$ et $\overrightarrow{\cancel{E}_T^{\text{CAL}}}$. Le reste des corrections de type 0 est appliqué à $\overrightarrow{\cancel{E}_T^{\text{PF}}}$. Enfin, la dégradation de la résolution en énergie des jets simulés (afin de reproduire la résolution dans les données expérimentales, voir §2.3.6) est propagée au calcul de $\overrightarrow{\cancel{E}_T}$.

CHAPITRE 3

DÉCLENCHEMENT SUR LES ÉLECTRONS

Pour retrouver une aiguille dans une botte de foin, il suffit d'y mettre le feu puis de fouiller les cendres avec un aimant.

Bernard Werber

Sommaire

3.1	Problématique du déclenchement au LHC	112
3.2	Déclenchement de premier niveau sur les électrons et photons	114
3.2.1	Électronique de lecture et de déclenchement du ECAL	114
3.2.2	Production des primitives de déclenchement	116
3.2.3	Contrôle de l'électronique frontale et transmission des données	119
3.2.4	Production des candidats L1	121
3.2.5	Conditions de déclenchement sur les candidats L1 EG	122
3.3	Performances du système de déclenchement L1 EG en 2011	124
3.3.1	Maîtrise du taux de déclenchement L1 EG	125
3.3.2	Masquage des canaux problématiques	126
3.3.3	Résolution du déclenchement L1 EG	127
3.3.4	Efficacité de déclenchement	131
3.3.5	Sources d'inefficacité affectant le déclenchement L1 EG	136
3.3.6	Efficacité de déclenchement régionale	141
3.4	Correction de la réponse des cristaux du ECAL	142
3.4.1	Perte de transparence des cristaux du ECAL	142
3.4.2	Corrections au sein du déclenchement L1 EG	145
3.4.3	Performances après corrections	147
3.5	Mesure finale avec les données acquises en 2012	147

3.1 Problématique du déclenchement au LHC

Le LHC a été conçu pour explorer une vaste gamme d'énergie dans l'intention de mettre en évidence des phénomènes rares. Au sein du vaste programme de physique de l'expérience CMS figurent la production de plusieurs bosons électrofaibles (W, Z) massifs, la physique du quark top et des hadrons beaux, la recherche de nouvelles résonances lourdes, le test de plusieurs modèles de nouvelle physique, et surtout la recherche du boson de Higgs.

Bien que les partons individuels qui entrent en collision ne portent qu'une fraction de la quadri-impulsion totale du proton, l'énergie élevée des faisceaux (7 TeV en 2011, 8 TeV en 2012) assure une couverture allant au-delà du TeV. De plus, un tel spectre d'énergie dans le centre de masse donne accès à l'étude de la diffusion de bosons W longitudinaux, qui constitue un test essentiel de la cohérence du Modèle Standard à l'échelle du TeV.

D'autre part, l'intensité des collisions, sans cesse croissante au cours des premières années d'exploitation du LHC, rend possible l'étude de processus rares : la luminosité instantanée au LHC est passée de $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ en 2010 à $8 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ en 2012. La figure 3.1 illustre cette problématique, en montrant les sections efficaces de divers processus et la fréquence de ces processus au LHC, à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ et une luminosité instantanée $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (point de fonctionnement nominal du LHC).

La fréquence nominale des collisions au LHC de 40 MHz dépasse de loin la capacité de stockage et de traitement informatique de l'expérience CMS, qui permet d'enregistrer et d'analyser immédiatement des événements à une fréquence maximale de 300 Hz. Notons qu'un flux de données supplémentaires moins prioritaires, pouvant atteindre 600 Hz, est stocké en attente d'un traitement ultérieur.

La mission du système de déclenchement de CMS consiste donc à sélectionner en direct les 300 événements les plus intéressants parmi 40 millions de collisions par seconde. En particulier, les électrons et les photons constituent une signature claire dans l'environnement hadronique intense du LHC et permettent à la fois des mesures de haute précision et la recherche de signaux rares. Ils font partie des états finaux étudiés par un grand nombre d'analyses (Higgs, électrofaible, etc.), et une sélection efficace de ces objets par le système de déclenchement est donc primordiale.

L'expérience CMS utilise un système de déclenchement à deux niveaux. Une analyse rapide et grossière des événements fournit l'essentiel du taux de réjection nécessaire. Ce premier niveau de déclenchement (L1) analyse les quarante millions de collisions par seconde et sélectionne cent mille événements par seconde, parmi lesquels figurent les plus intéressants pour le programme de physique de CMS.

Le L1 utilise un ensemble de cartes électroniques dédiées : il exploite des informations de faible granularité en provenance des calorimètres électromagnétique et hadronique, ainsi que des détecteurs de muons. Il sélectionne les dépôts d'énergie compatibles avec des électrons, photons, jets ou τ hadroniques, ainsi que le passage de muons dans les détecteurs dédiés. L'électronique de déclenchement filtre locale-

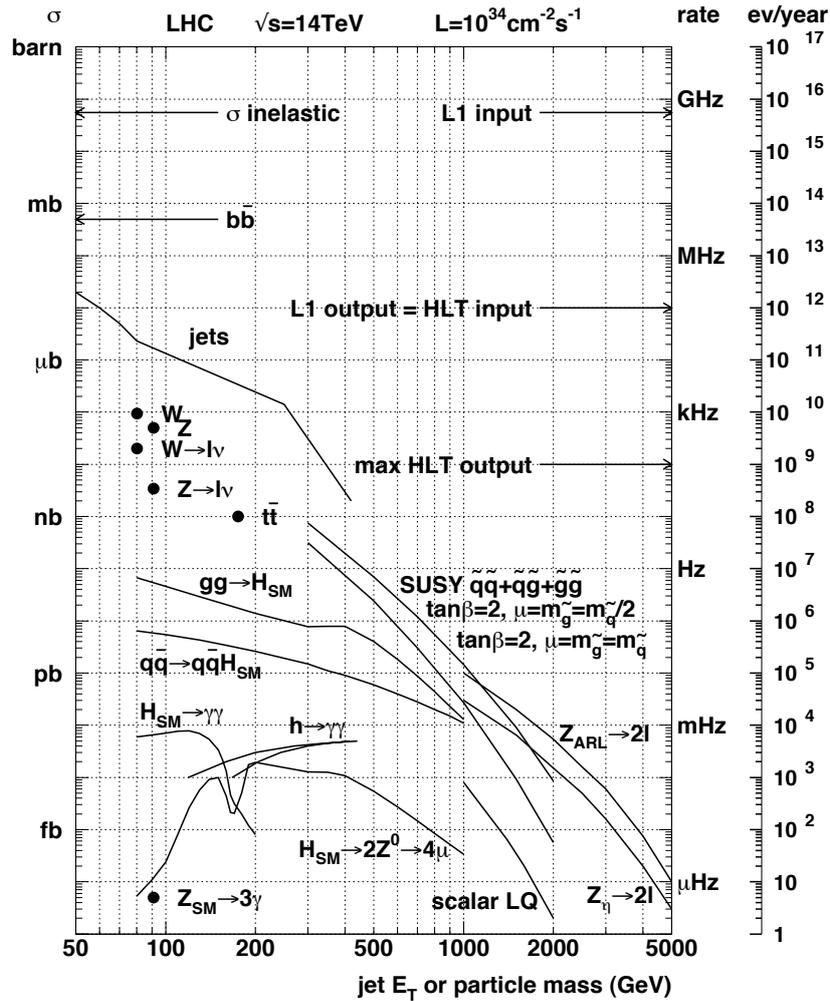


FIG. 3.1: Sections efficaces de divers processus au LHC à une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. Les fréquences correspondantes sont indiquées, pour une luminosité instantanée de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

ment les dépôts d'énergie : le système L1 traite en parallèle les régions partitionnant le détecteur. Ce filtrage permet de cibler directement les zones les plus intéressantes du détecteur, avant de prendre une décision globale de déclenchement. La lecture des données, sélective, se restreint aux zones identifiées comme intéressantes lors du processus de décision L1.

Le taux de déclenchement maximal du L1 atteint 100 kHz, et il doit prendre une décision en moins de $3,2 \mu\text{s}$, soit le temps de latence maximal permis par la taille des mémoires tampons de l'électronique de déclenchement. Le haut niveau de déclenchement (HLT) consiste en un programme similaire au logiciel de reconstruction hors-ligne de CMS. Il combine des informations précises en provenance de l'ensemble des sous-détecteurs, y compris le trajectomètre, afin de réduire ce taux de déclenchement à une valeur maximale de 300 Hz. Les algorithmes de déclenchement HLT reconstruisent les données en provenance des zones d'intérêt identifiées au L1.

Le déclenchement de premier niveau sur les électrons et photons (L1 EG), d'importance primordiale pour le programme de physique de CMS, se voit accorder 23% de la bande passante totale du premier niveau.

3.2 Déclenchement de premier niveau sur les électrons et photons

La sélection des électrons et des photons au premier niveau du système de déclenchement utilise des informations provenant du calorimètre électromagnétique (ECAL) de CMS, constitué de 75848 cristaux de tungstate de plomb répartis en un tonneau et deux bouchons (voir §2.2.4). Le ECAL est finement segmenté, résistant aux radiations, compact et hermétique, et couvre une région en η allant jusqu'à 3,0. Sa résolution intrinsèque atteint 0,5% pour des électrons ou photons de haute énergie : ces résultats proviennent de tests en faisceau [D19]. Une telle résolution se traduit par d'excellentes performances dans l'identification et les mesures d'énergie.

Les cristaux du ECAL scintillent lors du passage d'un électron ou d'un photon, et des photo-détecteurs de deux types recueillent la lumière émise : des photo-diodes à avalanche (APD) dans le tonneau, et des photo-triodes sous vide (VPT) dans les bouchons. Les VPT résistent mieux aux radiations, très importantes vers l'avant du détecteur, mais elles présentent un niveau de bruit électronique plus important.

La chaîne de décision L1 EG consiste à calculer l'énergie transverse déposée localement, dans des tours de cristaux, et à vérifier la compatibilité de ces dépôts avec des électrons et des photons (isolation et peu d'énergie déposée dans le HCAL). Le dépôt dans une tour, ainsi que ces informations additionnelles, forment des « primitives de déclenchement ». La sélection finale s'opère sur des candidats L1 EG formés à partir de paires de primitives.

3.2.1 Électronique de lecture et de déclenchement du ECAL

Afin de prendre une décision rapide, l'information prise en compte par le premier niveau de déclenchement est élaguée. Il s'agit donc de définir une quantité minimale d'information suffisamment significative pour mettre en place des algorithmes de déclenchement efficaces. Ainsi, les cristaux du ECAL sont groupés en bande de 5 dans la direction ϕ . D'autre part, l'extension latérale des gerbes électromagnétiques qui se développent dans les cristaux du ECAL induit l'étalement de 95% de l'énergie d'une particule incidente dans une tour de 5×5 cristaux comprenant donc 5 bandes de cristaux, alignées dans la direction η . Ces considérations, combinées avec des contraintes matérielles (insertion des cristaux sous formes de modules au sein de supermodules, contraintes mécaniques, électriques, thermiques, etc.) mènent à la définition de bandes et de tours de cristaux comme éléments de base de l'électronique de lecture et de déclenchement du ECAL.

La figure 3.2 résume l'électronique de lecture du ECAL, présentée en détail en

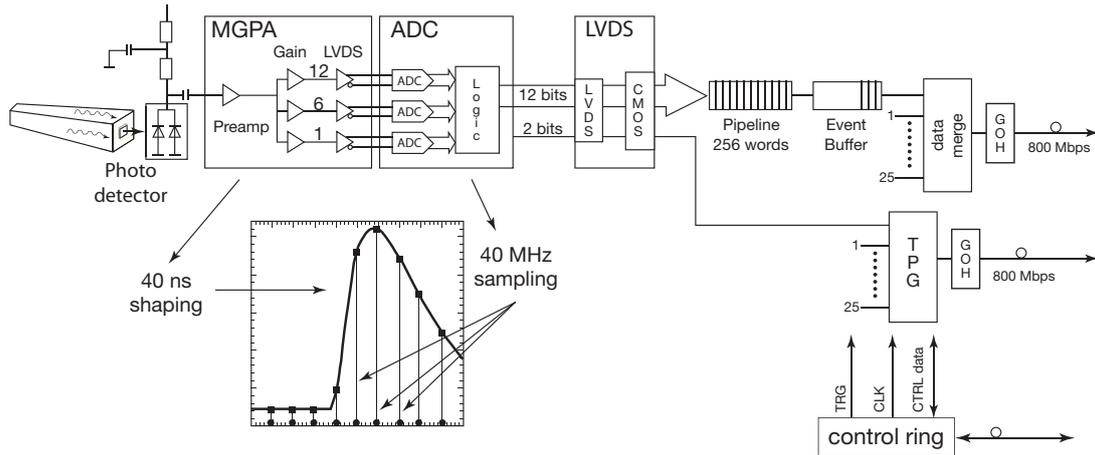


FIG. 3.2: Électronique de lecture du ECAL, en partant d'un cristal et son photodétecteur à gauche. Une carte VFE contient un pré-amplificateur à multi-gain (MGPA) et un convertisseur Analogique vers Digital (ADC) par cristal. La carte FE, qui contrôle 5 cartes VFE, enregistre les signaux provenant des cristaux individuel sur une mémoire tampon (buffer) en attendant un signal d'acceptation L1A. Chaque carte FE produit des primitives (pré-primitives dans les bouchons) de déclenchement (TPG) et les transmet à une carte TCC via des liens optiques GOH.

§2.2.4. Une carte VFE amplifie et numérise les signaux analogiques provenant des photo-détecteurs de cinq cristaux. L'implantation de trois gains (1,6,12) permet une couverture dynamique allant du MeV au TeV avec une résolution optimale. Une carte frontale (FE) recueille les échantillons en provenance de cinq VFE, soit les 5×5 cristaux d'une tour de déclenchement. La carte FE stocke les signaux individuels des 25 cristaux sur une mémoire tampon locale, en attendant la décision du premier niveau de déclenchement.

L'agencement des cristaux du ECAL (§2.2.4) contraint la définition des tours de déclenchement. Chaque cristal individuel pointe vers le centre du détecteur, afin d'optimiser la couverture géométrique du ECAL. Une inclinaison supplémentaire de 3° permet d'éviter que des particules incidentes ne traversent l'espace entre deux cristaux sans être détectées : les cristaux sont donc pseudo-projectifs. Dans le tonneau, les tours sont des simples blocs de cinq bandes de cristaux. Le ECAL comporte deux séries de 18 supermodules dans la direction ϕ : chacun couvre un secteur de 20° et contient 17 tours en η et 4 tours en ϕ .

La construction de tours pseudo-projectives dans les bouchons, agencées en secteurs de 20° , est une tâche plus complexe que dans le tonneau. En effet, les cristaux appartiennent à des blocs mécaniques de 5×5 appelés super-cristaux. Des pseudo-bandes regroupent cinq cristaux appartenant à un même super-cristal : une carte VFE lit les signaux d'une pseudo-bande, et une carte FE recueille les signaux de cinq VFE. Les tours de déclenchement groupent alors des pseudo-bandes appartenant à plusieurs super-cristaux : la figure 3.3 illustre cette répartition.

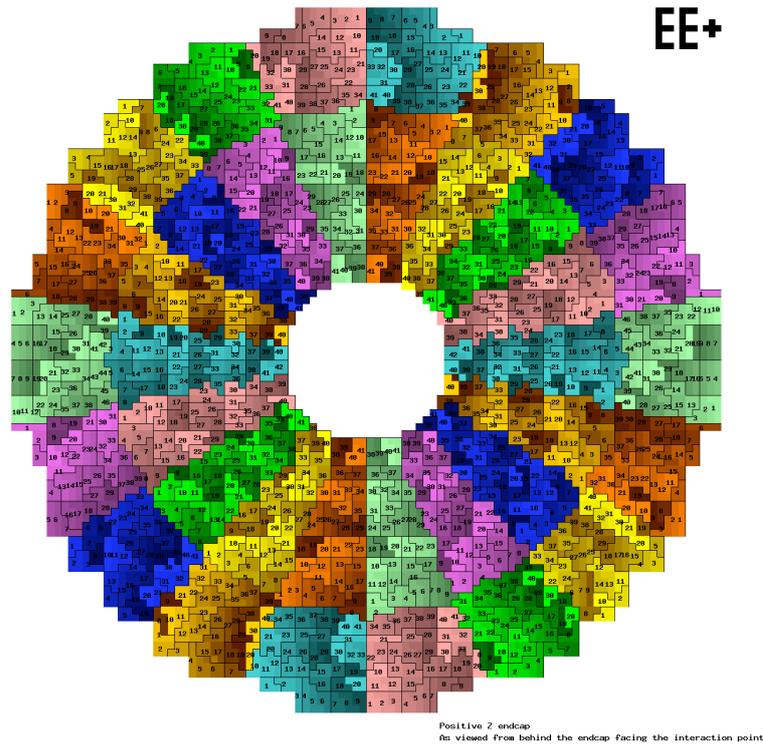


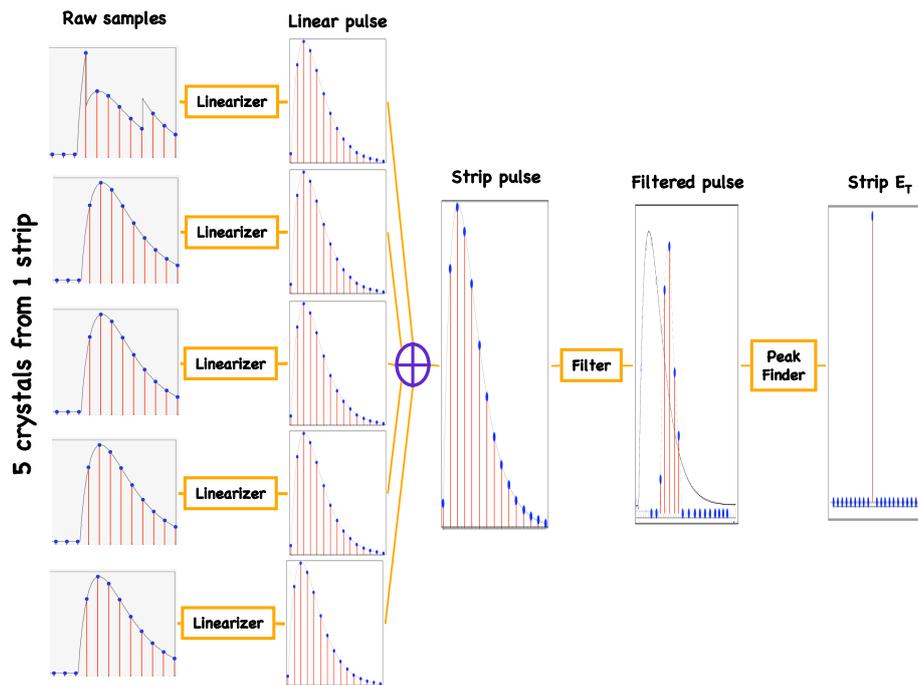
FIG. 3.3: Répartition des pseudo-bandes en tours de déclenchement dans les bouchons du ECAL. Les zones colorées correspondent à des secteurs de 20° en ϕ couverts par chaque TCC. Au sein de chaque zone colorée, les pseudobandes sont numérotées, et les tours de déclenchement sont délimitées en traits pleins (noirs).

La carte FE initie le calcul des primitives de déclenchement, éléments de base permettant la construction de candidats L1 EG. Elle transmet des primitives (pré-primitives dans les bouchons) de déclenchement à une carte TCC (*Trigger Concentrator Card*) via des liens optiques (voir figure 3.2).

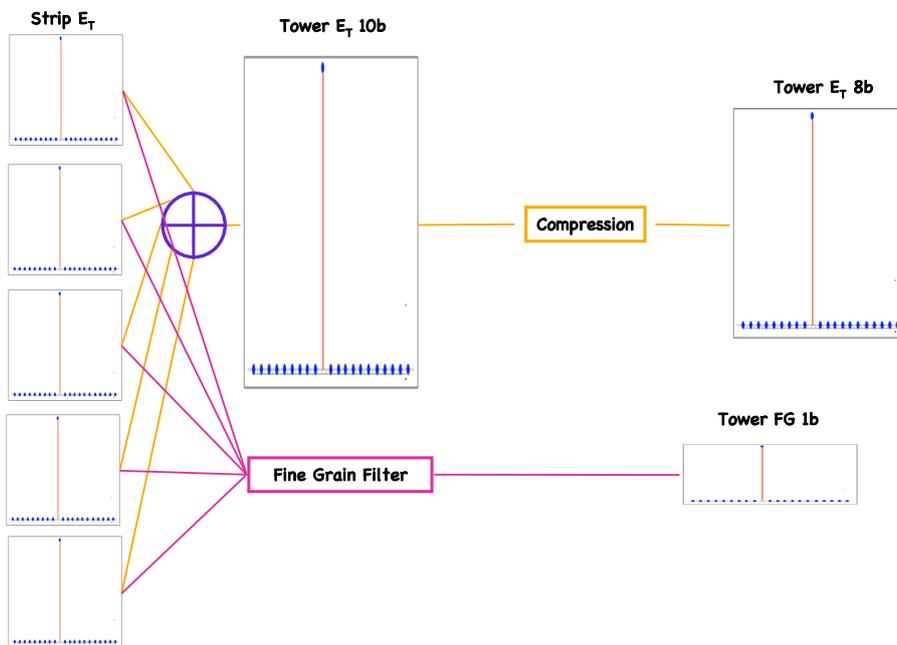
3.2.2 Production des primitives de déclenchement

Le schéma 3.4 indique les étapes successives du calcul des primitives de déclenchement. Les étapes du haut du schéma correspondent au traitement des cinq cristaux d'une (pseudo-)bande par la carte FE; celles du bas indiquent le traitement des (pseudo-)bandes par la carte FE (dans le tonneau) ou TCC (dans les bouchons). La carte TCC compresse l'énergie d'une tour dans les deux cas (tonneau et bouchons). La production des primitives de déclenchement comporte les étapes suivantes :

Linéarisation : Le linéariseur rend le signal provenant d'un cristal individuel proportionnel à l'énergie reçue, en soustrayant la valeur de base correspondant à une énergie nulle, et en multipliant par un facteur qui prend en compte le gain



(a) Traitement du signal des cristaux individuels au sein d'une bande.



(b) Traitement d'une tour de cinq bandes.

FIG. 3.4: Production des primitives de déclenchement. Schéma (a) : la FE linéarise le signal de chaque cristal (pulsation), additionne les signaux des cristaux d'une bande, calcule la somme pondérée de cinq échantillons successifs (Filter), identifie le pic de la pulsation. L'énergie transverse d'une bande (strip E_T) est proportionnelle au pic. Schéma (b) : calcul de la somme des strip E_T et du bit de Fine Grain par une FE (tonneau) ou une TCC (bouchons), et compression de l'énergie transverse de la tour par une TCC.

d'amplification et la réponse relative du cristal par rapport aux autres cristaux (intercalibration : voir §2.2.4). Les amplitudes des cristaux individuels sont alors proportionnels à l'énergie. Le linéariseur s'occupe également de convertir l'énergie en énergie transverse, en multipliant l'amplitude linéarisée par un facteur $\sin \theta$, où θ désigne l'angle polaire du cristal concerné.

Addition : Les signaux linéarisés provenant des 5 cristaux d'une même bande sont sommés sur 18 bits.

Filtrage : Lorsqu'une gerbe électromagnétique se développe dans un cristal, le signal correspondant est une pulsation de temps de montée 50 ns qui descend ensuite sur plusieurs centaines de ns (voir §2.2.4). Or, l'amplitude maximale de cette pulsation est proportionnelle à l'énergie de la particule incidente ayant initié la gerbe électromagnétique. Le rôle du filtre est d'évaluer la valeur de ce pic en combinant cinq échantillons successifs, produit par l'additionneur toutes les 25 ns.

Ce nombre d'échantillons optimise la caractérisation de la pulsation et minimise la contamination par des événements d'empilement. La sortie du filtre consiste en une somme pondérée de cinq échantillons successifs, calculée toutes les 25 ns. La valeur des poids, comprise entre -1 et 1, permet une soustraction dynamique de la base (piédestal du signal reçu) : seules les sorties positives du filtre sont prises en compte. Ces valeurs sont déterminées en ajustant la forme typique d'une pulsation correspondant au développement d'une gerbe électromagnétique dans un cristal. Le filtre fournit une réponse optimale lorsqu'il opère sur deux échantillons du piédestal, un échantillon dans la montée, un échantillon sur le pic, et un échantillon dans la descente de la pulsation.

Détermination des pics : Parmi le flux de sommes pondérées d'amplitudes calculées par le filtre, la valeur maximale correspond au pic de la pulsation provenant d'une bande, calculée à partir de cinq échantillons entourant le pic. Les maxima locaux sont déterminés en comparant l'amplitude courante aux valeurs précédente et suivante, ce qui introduit un temps de latence de 25 ns. La détection d'un pic permet également d'identifier la collision à l'origine de la particule incidente. Les valeurs des pics sont encodées sur 12 bits puis transmis à l'additionneur de bandes.

Addition des bandes : Les pics provenant des cinq bandes constituant une tour de déclenchement sont sommés sur 12 bits, et seuls les 10 bits de poids fort sont conservés, ce qui se traduit par une légère perte de précision. Cette étape consiste donc à calculer l'énergie totale de la tour de déclenchement sur 10 bits.

Compression : La bande passante disponible en sortie de chaque TCC impose une réduction du volume de données. L'énergie transverse de la tour, exprimée sur 10 bits, est compressée sur 8 bits au moyen d'une table d'encodage, au sein de la TCC, qui dispose de ressources de calcul supérieures à celles des cartes FE.

3.2.3 Contrôle de l'électronique frontale et transmission des données

Une fois les primitives (resp. pré-primitives) produites localement dans le tonneau (resp. dans les bouchons), leur transmission à des cartes électroniques extérieures au détecteur permet de passer à l'étape suivante de la chaîne de décision L1. Divers outils permettent de contrôler l'électronique frontale, ainsi que la transmission des données vers l'extérieur du détecteur.

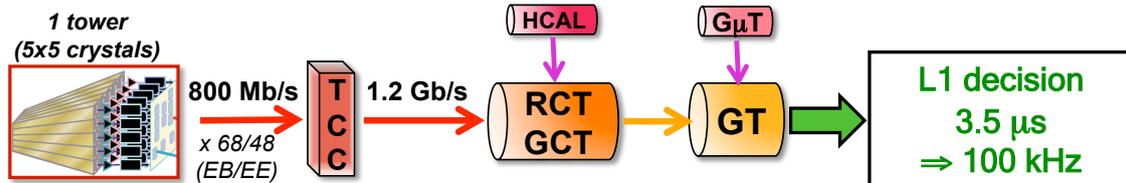


FIG. 3.5: Système de déclenchement de niveau 1. Chaque carte FE calcule des primitives (pré-primitives dans les bouchons) de déclenchement, encodant l'énergie transverse totale déposée dans chaque tour (resp. pseudo-bande) dans le tonneau (resp. les bouchons). La carte TCC finalise les primitives de déclenchement et compresse les données. Le déclenchement calorimétrique régional (RCT) construit, dans plusieurs régions du détecteur, des candidats L1 EG (resp. Jets, Tau) à partir de primitives provenant du ECAL (resp. HCAL). Le déclenchement calorimétrique global (GCT) transmet les quatre candidats L1 EG d'énergie transverse maximale au GT. Le GT reçoit les candidats L1 EG, Jets, Tau et Muons et prend la décision finale en appliquant les algorithmes de sélection L1.

La figure 3.5 résume le fonctionnement du système de déclenchement de premier niveau. Le schéma 3.6 montre les relations entre les diverses cartes électroniques assurant la lecture des signaux des cristaux du ECAL, et le processus de déclenchement.

La carte TCC reçoit les informations de 68 tours de déclenchement dans le tonneau (TCC68) et un maximum de 48 pseudo-bandes dans les bouchons (TCC48), transmises à 800 Mb/s à travers des liens optiques. Les cartes TCC68 (tonneau) couvrent un secteur du calorimètre de 20° en ϕ ; dans les bouchons, deux cartes TCC48 couvrent chaque secteur de 20° en ϕ (définis en prolongement des secteurs du tonneau). Dans les bouchons, elle finalise le calcul des primitives de déclenchement et calcule les véto (*Fine Grain*, *Strip Fine Grain* : voir §3.2.5). Dans tous les cas, elle compresse les informations, ce qui nécessite des ressources importantes.

Puis, la TCC classe les tours en fonction de leur énergie transverse, selon trois catégories d'intérêt : faible ($E_T < 1$ GeV), moyen ($1 < E_T < 2$ GeV), grand ($E_T > 2$ GeV). La TCC transmet ces informations au groupe de cartes de lecture sélective SRP (*Selective Readout Processor*), qui connaît la géométrie de l'ensemble des tours de déclenchement, et qui est donc capable d'identifier les voisins d'une tour donnée. Les SRP déterminent le mode de lecture de chaque tour : «suppression de zéros» ($E_T < 1$ GeV), tour complète ($1 < E_T < 2$ GeV) et carré 3×3 ($E_T > 2$ GeV). Ce

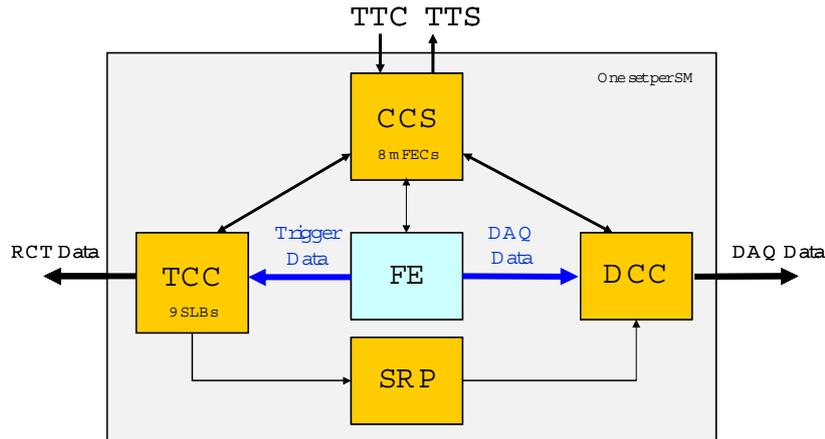


FIG. 3.6: Cartes électroniques de lecture et de déclenchement. La FE stocke les signaux des cristaux individuels en mémoire tampon, et produit des primitives de déclenchement. La TCC finalise les primitives et les transmet au déclenchement calorimétrique RCT. Les SRP attribuent un mode de lecture à une tour (suppression de zéros, tour complète, carré 3×3). Si le L1 (GT) accepte l'évènement, les FE transmettent leurs données aux DCC pour une lecture sélective basée sur les modes calculés par les SRP. La carte de contrôle CCS (Clock and Control System) distribue l'horloge à l'électronique, configure la FE, et fournit une interface avec la TTS, qui requiert une diminution (voire un arrêt) du déclenchement en cas de saturation de la mémoire tampon (FE, TCC).

procédé restreint la lecture des données aux zones contenant une énergie transverse significative. Il réduit le volume de données gigantesque en provenance de l'ensemble des cristaux du calorimètre, et permet de passer d'environ 1,5 méga-octet de données uniquement lié au ECAL une valeur beaucoup plus raisonnable, inférieure à 100 kilo-octets.

Enfin, la TCC se charge de synchroniser les primitives de déclenchement. Elle les enregistre dans la mémoire de cartes auxiliaires de synchronisation et de lien (SLB : *Synchronization Link Board*) lors de la réception du signal d'horloge local distribué par la carte CCS. Puis elle les envoie à 1,2 Gb/s vers le RCT, dès la réception d'un signal d'horloge commun distribué par le RCT à toutes les TCC. Le décalage entre l'horloge locale et l'horloge commune permet de synchroniser l'envoi de toutes les primitives de déclenchement au RCT par les TCC, et ainsi d'assigner un croisement de faisceau à chaque série de primitives.

Si le premier niveau de déclenchement lance un signal d'acceptation (L1A), la carte CCS transmet ce signal à toutes les cartes électroniques du ECAL. Le circuit de contrôle du déclenchement TTC (*Trigger Timing and Control*) relaye les commandes reçues par la CCS vers la FE. D'autre part, la CCS fournit une interface avec le système de diminution du taux de déclenchement TTS (*Trigger Throttling System*), qui vérifie l'état de la mémoire tampon de la FE. En cas de saturation de la mémoire des cartes FE et TCC, le TTS requiert une diminution, voire un arrêt,

du déclenchement, et vide le tampon.

Après réception d'un signal d'acceptation L1A, les cartes FE envoient les amplitudes des cristaux individuels à une carte de concentration de données (DCC). De même, une TCC envoie l'ensemble des primitives de déclenchement qu'elle a traité à une DCC unique. Ensuite, la DCC interprète les codes SRP afin de filtrer les informations à envoyer au système d'acquisition de données. Au sein d'une tour de code «suppression de zéros», un filtre d'amplitude similaire au filtre implanté sur les cartes FE calcule l'amplitude du signal dans chaque cristal. Seuls les cristaux contenant une énergie transverse supérieure à 1,125 GeV (tonneau) ou 2,5 GeV (bouchons) sont alors lus. Si un des échantillons utilisés par le filtre a été amplifié par un gain différent du gain maximum (12), alors la suppression de zéros n'est pas appliquée et le cristal est lu. Les deux autres codes de lecture peuvent indiquer une lecture complète des cristaux de la tour, voire des 8 tours voisines en (η, ϕ) .

La décision d'accepter l'évènement au premier niveau utilise des candidats L1 : ces objets regroupent plusieurs primitives de déclenchement. Le RCT, qui reçoit les primitives envoyées par les cartes TCC, se charge de produire des candidats L1 électromagnétiques «L1 EG».

3.2.4 Production des candidats L1

Les cartes FE produisent des primitives (tonneau) et pré-primitives (bouchons) de déclenchement, puis les transmettent vers l'extérieur du détecteur, aux cartes TCC. À chaque croisement de faisceau, les cartes TCC envoient leurs primitives au système de déclenchement calorimétrique régional (RCT) : une région est définie par un ensemble de 4×4 tours de déclenchement en $\eta \times \phi$. Une carte électronique *Receiver Card* reçoit et interprète 32 primitives de déclenchement provenant du ECAL, et 32 autres provenant du HCAL, soit deux régions de déclenchement. Puis, elle transmet ces primitives à une carte d'identification des électrons couvrant également deux régions, qui produit des candidats L1 électromagnétiques (EG) et estime leur niveau d'isolation.

Un candidat L1 EG est construit à partir d'une tour de déclenchement contenant un maximum local d'énergie, et de la tour adjacente de plus haute énergie (voir schéma 3.7). Une fenêtre glissante couvrant 3×3 tours de déclenchement identifie ces maxima locaux d'énergie. Le RCT applique des facteurs d'étalonnage aux tours de déclenchement avant de les sommer : ces constantes d'étalonnage dépendent de la position en η de la région considérée. Ils visent à compenser les pertes d'énergie des électrons par rayonnement de freinage. Les photons émis engendrent des dépôts d'énergie potentiellement trop éloignés du dépôt principal, empêchant ainsi leur collecte au sein des deux tours d'un candidat L1 EG. D'autre part, le RCT évalue le niveau d'isolation des candidats L1 EG : nous reviendrons sur ce point au §3.2.5.

Puis, l'ensemble des candidats L1 EG isolés et non-isolés sont triés par énergie transverse par le système de déclenchement calorimétrique global (GCT) : seuls les quatre candidats de plus haute énergie de chaque flux (isolé et non-isolé) sont conser-

vés. Enfin, les (4+4) candidats L1 EG sont transmis au système de déclenchement global (GT).

Le GT reçoit 4 candidats de chacun des types suivants : muons, EG isolés, EG non-isolés, jets centraux ($|\eta| < 3$), jets à l'avant ($5 > |\eta| > 3$), τ hadroniques. Il prend également en compte les sommes d'énergie transverse des primitives de déclenchement électromagnétiques (*ETT*) et calorimétriques en général (*HTT*, ECAL+HCAL), ainsi que l'énergie transverse manquante calculée. Il se charge de comparer l'ensemble des candidats collectés dans l'évènement aux algorithmes de sélection implantés au premier niveau de déclenchement : seuils en énergie transverse, conditions d'isolation, énergie transverse manquante, etc. Il suffit que l'un de ces algorithmes soit vérifié pour que le GT décide de lancer le signal d'acceptation L1A, afin de passer au niveau suivant de déclenchement où des algorithmes plus pointus analyseront des informations plus précises.

3.2.5 Conditions de déclenchement sur les candidats L1 EG

Après avoir produit, au sein du RCT, les candidats L1 EG dans les régions qui partitionnent le ECAL, le système L1 EG dispose d'un certain nombre d'informations sur les candidats. Celles-ci lui permettent de vérifier si les candidats L1 EG d'un évènement donné remplissent les conditions implantées au préalable, sous forme d'algorithmes de déclenchement L1.

La figure 3.7 indique les diverses quantités permettant de sélectionner les candidats L1 EG. La définition de deux véto fournit des critères d'identification des dépôts électromagnétiques et d'élimination des hadrons et des jets. D'autre part, un critère simple estime le niveau d'isolation des candidats L1 EG.

Le RCT vérifie que la tour de plus haute énergie, au sein d'un candidat L1 EG, contient un dépôt d'énergie compact, en utilisant le bit de *Fine Grain* calculé par les cartes FE (tonneau) ou TCC (bouchons). En effet, le champ magnétique courbe les électrons, provenant de l'interaction principale ou de conversions de photons, dans la direction ϕ . Les électrons émettent donc leur rayonnement de freinage dans la direction ϕ , ce qui engendre un dépôt d'énergie compact en η et étalé en ϕ . Le véto basé sur le bit de *Fine Grain* sélectionne donc les candidats électromagnétiques tout en rejetant les jets ou les τ qui falsifient des électrons ou des photons. Une primitive de déclenchement passe ce véto si elle contient au moins 90% de son énergie totale dans deux bandes adjacentes. Le RCT n'applique ce véto qu'aux primitives d'énergie transverse supérieure à 6 GeV.

Le RCT vérifie également que la tour de plus haute énergie, dans un candidat L1 EG, contient un dépôt d'énergie concentré dans le ECAL et ne débordant pas significativement dans le HCAL. Le ratio H/E des énergies transverses contenues dans une tour du HCAL et dans une tour du ECAL doit être inférieur à 5%. Le véto basé sur ce ratio H/E vérifie que le dépôt d'énergie dans le ECAL ne fait pas partie d'un jet ou d'un tau hadronique. Le RCT n'applique ce véto qu'aux candidats L1 EG d'énergie transverse supérieure à 2 GeV.

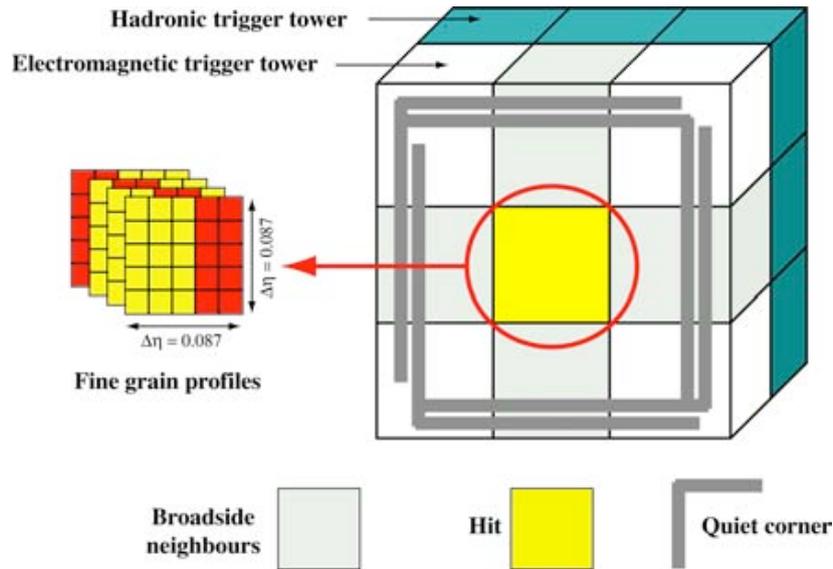


FIG. 3.7: *Algorithme de sélection des candidats L1 électromagnétiques. Un candidat est formé d'une tour contenant un maximum local d'énergie (Hit), et de la tour adjacente de plus haute énergie. Le véto de Fine Grain sert à vérifier la compatibilité entre la topologie du dépôt d'énergie dans une tour (ratio entre deux bandes adjacentes et la totalité), et un dépôt électromagnétique (étalé en ϕ , étroit en η). Un autre véto compare l'énergie dans les tours de déclenchement du ECAL et du HCAL. Un candidat L1 EG est considéré comme isolé si au moins un ensemble de cinq tours voisines de la tour centrales forme un « coin tranquille » (quiet corner), en totalisant une énergie transverse inférieure à un seuil de 3,5 GeV.*

Enfin, on peut définir deux flux de candidats L1 EG en estimant leur niveau d'isolation. Un candidat, dont la tour principale est entourée par huit voisines qui ne sont pas rejetées par les deux vétos décrits précédemment, et pour lequel il existe au moins un « coin tranquille », est considéré comme isolé. Un coin tranquille est défini par un ensemble de 5 tours voisines de la tour principale du candidat, dont la somme des énergies transverses est inférieure à 3,5 GeV.

Les algorithmes L1 comportant des candidats EG déclenchent sur la présence d'au moins :

- un candidat EG d'énergie transverse supérieure à X GeV : $L1_SingleEGX$
- deux candidats EG : $L1_DoubleEG_X_Y$
- trois candidats EG : $L1_TripleEG_X_Y_Z$
- un (resp. deux) candidat EG et un autre objet «Obj» : $L1_EGX_ObjY$ (resp. $L1_EGX_ObjY$), où Obj = Mu, Jet, HTT, ETT, ETM

L'objet ETT (resp. HTT) représente la somme des énergies transverses des primitives de déclenchement du ECAL (resp. HCAL+ECAL). L'objet ETM représente l'énergie transverse manquante, calculée à partir de l'ensemble des primitives de dé-

clenchement des calorimètres. Certains algorithmes prennent en compte des critères de sélection additionnels : l'isolation calculée par le RCT à partir des coins tranquilles (p.e. *L1_SingleIsoEGX*); l'intervalle en η utilisé (*er* pour «eta-restricted», «3p5» pour $\eta < 3,5$). Le tableau 3.1 indique les taux de déclenchement moyens et les sections efficaces correspondant à chaque algorithme basé sur des candidats L1 EG (voir §3.3.1).

La section suivante présente l'étude des performance du déclenchement L1 EG : taux de déclenchement, résolution en énergie, efficacité, sources d'inefficacité.

3.3 Performances du système de déclenchement L1 EG en 2011

La plupart des analyses physiques qui utilisent les électrons et les photons appliquent des coupures en impulsion transverse optimisées pour la réjection des bruits de fond et la sélection du signal. La maximisation de l'espace des phases disponible pour les analyses nécessite l'optimisation de l'acceptance cinématique du système de déclenchement.

Etant donné leur taux de déclenchement potentiellement important, les seuils les plus bas sont pré-échelonnés progressivement : seul 1 évènement accepté sur X est pris en compte. Les seuils de déclenchement non pré-échelonnés doivent donc être maintenus à des valeurs minimales, et l'efficacité des algorithmes de déclenchement doit être maximisée.

L'efficacité de déclenchement d'un algorithme donné correspond à la fraction d'électrons ayant engendré un candidat L1 EG sélectionné par l'algorithme considéré. Du fait de la simplicité de l'objet L1 EG par rapport à l'électron reconstruit, la résolution de l'énergie transverse des candidats L1 EG est moins bonne. C'est pourquoi l'efficacité en fonction de l'impulsion transverse de l'objet considéré atteint un plateau après une zone d'inflexion proche du seuil appliqué (voir §3.3.4 et figure 3.15).

Notons que les analyses physiques appliquent des coupures cinématiques plus strictes que le système de déclenchement. En effet, les analyses utilisent des échantillons simulés pour évaluer la contribution des processus de bruit de fond et de signal (voir §5.3.1). Or, l'efficacité de déclenchement subit des variations rapides dans la zone d'inflexion, ce qui accroît l'impact des imperfections de la simulation, et nécessite alors des corrections importantes, entachées d'incertitudes significatives. Les analyses appliquent des coupures hors-ligne supérieures au seuil de déclenchement, afin de n'utiliser que des évènements situés au-delà de la zone d'inflexion. Cette stratégie rend d'autant plus crucial le maintien des seuils de déclenchement non pré-échelonnés à des valeurs minimales.

Tout au long de la première phase de prises de données au LHC, de 2010 à 2012, l'intensité croissante des collisions a induit un taux de déclenchement et une irradiation des cristaux croissants. La flexibilité du système de déclenchement de

premier niveau sur les électrons et les photons a permis d'optimiser les algorithmes L1 EG, afin de maintenir un déclenchement efficace et des seuils de déclenchement non pré-échelonnés suffisamment bas. L'optimisation de fonctionnalités telles que les corrections de réponse des cristaux dans les bouchons (hautement irradiés), ainsi que la réjection des signaux anormaux du ECAL (décrite en détail dans le chapitre 4), a permis de réduire l'impact des sources d'inefficacité.

3.3.1 Maîtrise du taux de déclenchement L1 EG

La valeur compressée de l'énergie transverse d'une tour utilise 8 bits, soit une valeur entière allant de 0 à 255. Le choix de l'énergie transverse maximale E_T^{\max} , correspondant à la valeur 255, dépend des algorithmes de déclenchement qui utilisent les tours du ECAL. L'optimisation de E_T^{\max} consiste à maintenir une granularité en énergie correcte, tout en conservant la possibilité de sélectionner des candidats L1 EG de très haute énergie. La valeur E_T^{\max} choisie pour une tour individuelle est passée de 64 GeV en 2010 à 128 GeV en 2011 et 2012. Ce choix conserve une bonne granularité en énergie, tout en permettant le déclenchement sur des objets dont l'énergie est très élevée : les besoins concernant les candidats L1 EG sont largement remplis. Par ailleurs, le déclenchement sur les candidats L1 Jets et Tau, ainsi que sur les bilans d'énergie transverse globale, utilise également les tours de déclenchement du ECAL. Durant les prises de données en 2012, le seuil maximal appliqué aux L1 Jets valait 128 GeV ; le seuil sur l'énergie transverse manquante a atteint 30 GeV. Le choix de E_T^{\max} couvre également ces besoins.

D'autre part, le taux de déclenchement d'un algorithme donné croît avec la luminosité instantanée, à seuil en énergie transverse fixé. Les seuils les plus bas sont pré-échelonnés progressivement : seul 1 évènement accepté sur X est pris en compte. Ainsi, la valeur du plus bas seuil non pré-échelonné augmente à mesure que la luminosité instantanée augmente. En 2010, les algorithmes de sélection des électrons et des photons appliquaient des coupures inférieures à 10 GeV, la luminosité instantanée de l'époque étant de l'ordre de $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Les collisions ont repris en 2011 à une luminosité de $5 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$: les algorithmes déclenchant sur la présence d'au moins un candidat L1 EG ($L1_SingleEGX$, où X indique un seuil en énergie transverse) appliquaient alors des seuils L1 EG entre 12 GeV et 20 GeV. Puis la luminosité est passée de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ à $5 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ au cours de l'année 2011, jusqu'à atteindre $8 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ en 2012. L'expérience CMS a pu maintenir le plus bas seuil $L1_SingleEGX$ non pré-échelonné à 15 GeV en 2011 et 20 GeV en 2012. D'autre part, les seuils de déclenchement $L1_SingleEGX$ sélectionnant des objets de haute énergie, ont atteint des valeurs de 30 GeV en 2012.

Le tableau 3.1 liste les algorithmes non pré-échelonnés formant un « menu » L1, opérant à une luminosité instantanée de $5 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, pendant les prises de données de l'année 2012 [E42]. Le tableau indique les taux de déclenchement moyens et les sections efficaces correspondant à chaque algorithme sélectionnant au moins un candidat L1 EG. Notons que les taux de déclenchement les plus importants sont dus aux algorithmes *Single* et *Double*, qui sélectionnent respectivement un et deux

Algorithme	Taux [kHz]	σ [μb]
L1_SingleIsoEG18er	7,69	1,55
L1_SingleEG20	10,5	2,14
L1_DoubleEG_13_7	6,58	1,33
L1_TripleEG_12_7_5	2,19	0,444
L1_Mu3p5_EG12	2,34	0,474
L1_Mu12_EG7	1,03	0,208
L1_IsoEG12er_ETM30	1,54	0,311
L1_EG22_ForJet24	2,42	0,489
L1_DoubleMu5_EG5	0,54	0,109
L1_Mu5_DoubleEG6	0,96	0,194
L1_DoubleEG6_HTT100	1,32	0,266

TAB. 3.1: Taux de déclenchement et sections efficaces des algorithmes L1 EG non pré-échelonnés opérant à une luminosité de $5 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en 2012 ($\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$). Le taux de déclenchement total du menu L1, incluant les algorithmes n'utilisant pas de candidats EG, vaut 56,5 kHz. La mention «Iso» indique que le critère d'isolation des candidats L1 EG, déterminé par le RCT, est requis. Les mentions «er» ou «3p5» indique des restrictions en η . Les labels Mu, Jet, ETM, HTT indiquent respectivement les candidats L1 Muons et L1 Jets, l'énergie transverse manquante évaluée par le L1, et la somme des énergies transverses des primitives hadroniques.

candidats EG. Les études basées sur le boson Z, et la recherche du boson de Higgs dans son canal de désintégration en deux bosons Z, avec quatre leptons (e et μ) dans l'état final, utilisent particulièrement ces algorithmes.

3.3.2 Masquage des canaux problématiques

La maîtrise du taux de déclenchement L1 nécessite non seulement l'ajustement des seuils non pré-échelonnés et/ou l'utilisation de critères d'isolation et de position en η , mais aussi le traitement de certains canaux problématiques du ECAL. En effet, ces canaux peuvent induire un taux de déclenchement très élevé, du fait d'un mauvais fonctionnement : alimentation électrique, bruit électronique important, connectique défectueuse, etc. Ces taux élevés risquent de saturer la mémoire tampon des cartes FE et TTC, et la bande passante du L1 en général, avec des événements de peu d'intérêt. Le système TTS requiert alors une diminution, voire un arrêt du déclenchement (voir §3.2.3), ce qui cause un temps mort dans le déclenchement, soit la perte d'événements potentiellement intéressants.

Le masquage des canaux problématiques permet d'éviter une telle perte : des cristaux, des bandes, des tours, ou des régions RCT entières (zones de 4×4 tours de déclenchement) peuvent être masquées. Ceux-ci ne sont alors plus pris en compte, ni dans la chaîne de décision L1 EG, ni dans la lecture des canaux individuels pour l'acquisition des données.

La figure 3.8 présente la carte des canaux du ECAL (cristaux, bandes, tours,

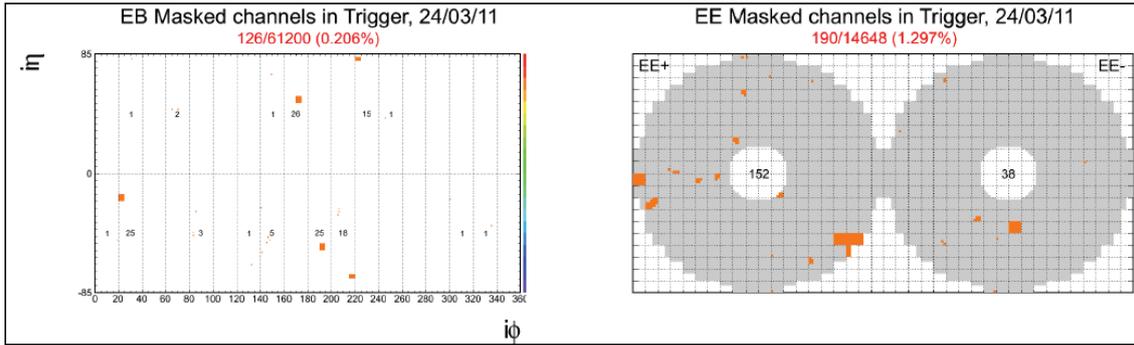


FIG. 3.8: Carte des canaux masqués dans le ECAL (début 2011) : cristaux individuels, bandes ou tours de déclenchement. Coordonnées : indices des cristaux en $(\eta; \phi)$ (tonneau, à gauche), $(x; y)$ (bouchons, à droite).

régions) masqués au début de l'année 2011. La carte de gauche représente les cristaux individuels et tours du tonneau, la carte de droite représente ceux des bouchons. Les coordonnées du tonneau correspondent à une indexation des cristaux en η et en ϕ . Ils sont répartis en deux séries de 18 supermodules agencés dans la direction ϕ en secteurs de 20° : chaque supermodule contient 17 tours (soit 85 cristaux) en η et 4 tours en ϕ (soit 20 cristaux). Dans les bouchons, notés EE+ (resp. EE-) du côté des valeurs positives (resp. négatives) de η , les cristaux sont indexés selon une matrice en (x, y) . L'agencement complexe des pseudo-bandes et des tours dans les bouchons, ainsi que l'activité hadronique très importante vers l'avant, introduisent des difficultés supplémentaires par rapport au tonneau.

Le nombre de canaux actifs a été maintenu à une valeur très élevée pendant les trois années de prises de données au LHC : 99,8% dans le tonneau et 98,7% dans les bouchons en 2011. Le bon fonctionnement de cette immense majorité des canaux du ECAL participe à la performance générale du système de déclenchement L1. La maximisation de l'acceptance géométrique du détecteur constitue un besoin critique et un atout majeur pour les analyses de physique. De plus, une telle fraction de canaux actifs garantit la réponse et la résolution de l'énergie transverse manquante mesurée par le L1. Un certain nombre d'algorithmes de déclenchement utilisent cette quantité, notamment dans le contexte de l'analyse présentée au chapitre 5 : voir §5.3.1.

3.3.3 Résolution du déclenchement L1 EG

La résolution R correspond à l'écart relatif entre l'énergie transverse du super-agrégat d'un électron et celle du candidat L1 EG associé à cet électron : $R = (E_T - L1) / E_T$. L'efficacité de déclenchement correspond alors à la convolution d'une distribution de Heavyside, décrivant la réponse de l'algorithme (équivalence entre le seuil sur E_T et le seuil L1), et de la distribution décrivant la résolution R .

L'association d'un candidat L1 EG à un électron consiste à identifier :

Année	ECAL	Total
2010	tonneau	0,44%
	bouchons	2,1%
2011	tonneau	0,20%
	bouchons	1,3%
2012	tonneau	0,21%
	bouchons	1,1%

TAB. 3.2: Fraction de canaux masqués dans le tonneau et les bouchons, en 2010, 2011 et 2012, pour les raisons suivantes : alimentation haute ou basse tension défectueuse, électronique non fonctionnelle sur les cartes VFE, lien optique défaillant.

- le cristal de plus haute énergie appartenant au super-agrégat de l'électron (§2.3.4)
- la tour de déclenchement contenant ce cristal
- le candidat L1 EG de plus haute énergie dans la région RCT contenant cette tour

Dans le cas où la tour identifiée se situe à la frontière entre deux régions RCT, le candidat L1 EG de plus haute énergie au sein de ces deux régions est associé à l'électron. La figure 3.9 illustre en détail cette procédure d'association.

Dans cette étude, les électrons proviennent d'un échantillon expérimental acquis par un algorithme de déclenchement sur la présence d'un seul électron, du type *L1_SingleEG*. Les électrons reconstruits doivent vérifier des critères d'identification et d'isolation stricts (point de fonctionnement d'efficacité 80%) qui sélectionnent des vrais électrons provenant de l'interaction principale.

La figure 3.10 montre la distribution de la résolution, séparément dans le tonneau et les bouchons du ECAL, mesurée à partir des données acquises en 2011. Cette distribution correspond à une fonction de type *Crystal Ball* : du côté des valeurs inférieures à la moyenne, elle adopte une forme gaussienne, décrivant un effet de résolution du détecteur. Cependant, du côté des valeurs supérieures à la moyenne, la distribution décroît selon une puissance négative. La queue de la distribution, prolongée par rapport à une simple distribution gaussienne, correspond à un excès de candidats L1 EG sous-estimant l'énergie transverse de l'électron.

Cet excès prend sa source dans l'étalement des dépôts d'énergie d'un électron, en particulier causé par le rayonnement de freinage lors de l'interaction entre l'électron et la matière des sous-détecteurs, particulièrement épaisse dans la zone de transition tonneau-bouchons (voir figure 2.9). Puisqu'un candidat L1 EG ne comporte que deux tours de déclenchement, il ne peut rassembler qu'une fraction de l'énergie totale des électrons qui traversent une quantité de matière importante.

Le RCT applique des facteurs d'étalonnage aux candidats L1 EG (figure 3.13), afin de compenser ce déficit d'énergie. Les valeurs mises en place pour les prises de données en 2011 ont été calculées en 2010 à partir d'un échantillon simulé $Z \rightarrow ee$. Elles proviennent de l'étude du ratio de l'énergie transverse d'un électron reconstruit et du candidat L1 EG associé, en fonction de l'indice en η de la tour de déclenchement

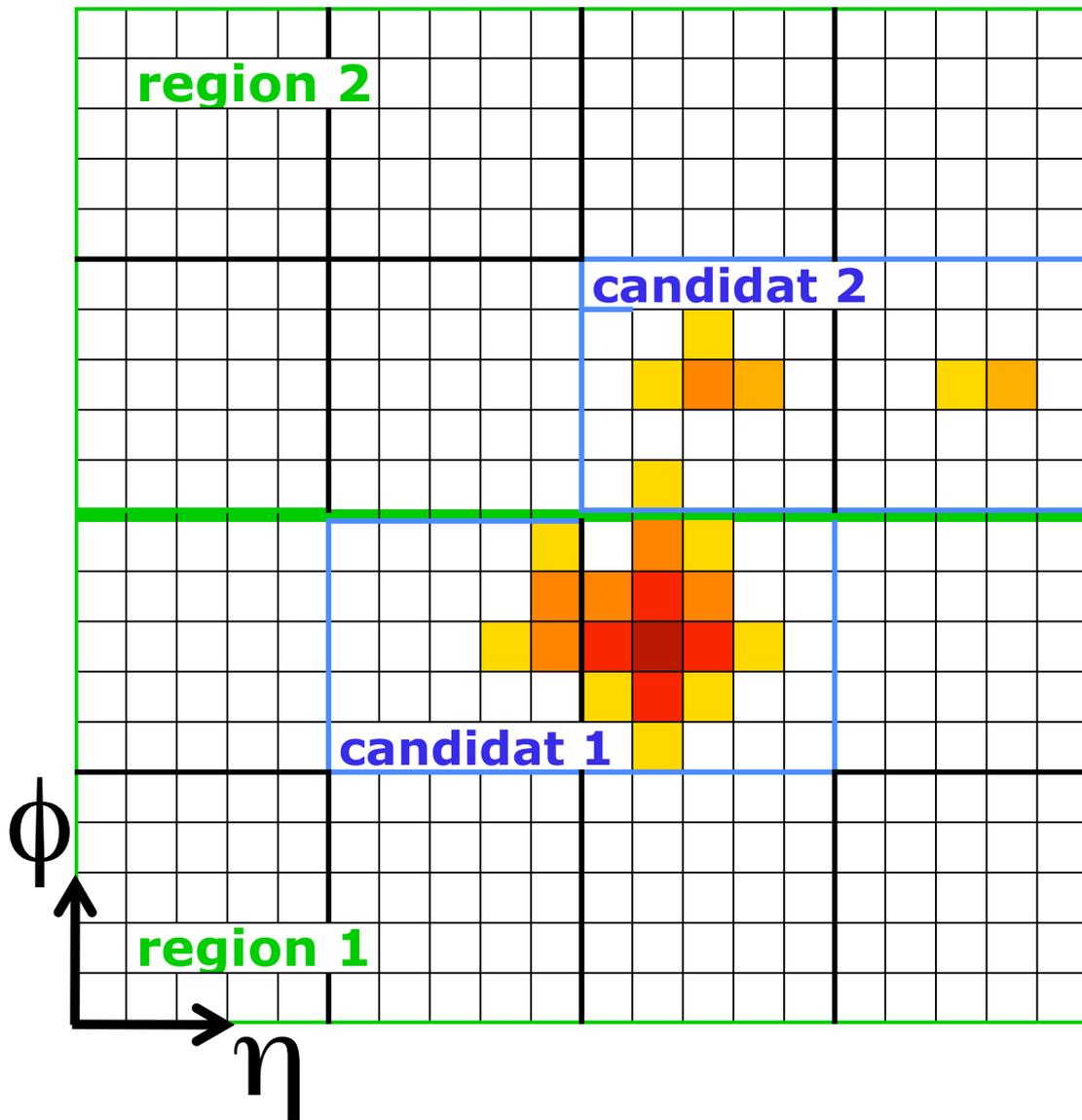
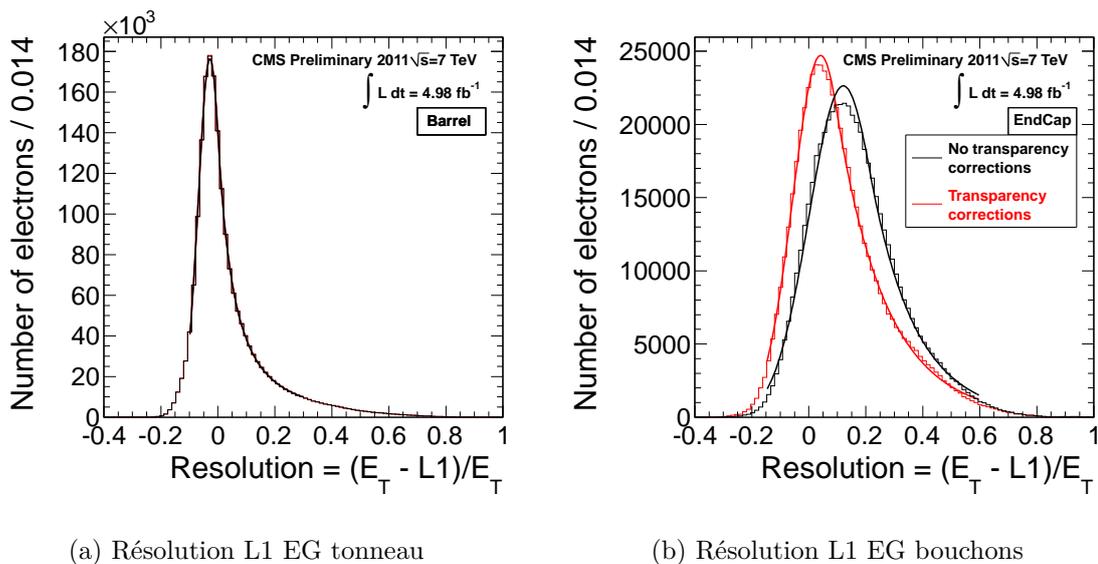


FIG. 3.9: Association d'un électron reconstruit et d'un candidat L1 EG. Chaque case représente un cristal du ECAL et chaque groupe de 5×5 cases une tour de déclenchement. Les deux zones entourées en vert appartiennent à deux régions RCT adjacentes dans la direction ϕ . La case rouge foncé représente le dépôt d'énergie principal d'un électron. La palette de couleurs, du jaune pâle au rouge foncé, indique l'énergie déposée dans chaque cristal, des valeurs les plus faibles aux plus élevées. L'électron émet un photon de rayonnement de freinage, qui dépose de l'énergie dans quelques cristaux de la tour supérieure en ϕ . Le candidat 1 (entouré en bleu) couvre les deux tours contenant la majeure partie de l'énergie de l'électron. Le candidat 2 est également considéré, car l'électron se situe à la frontière de deux régions RCT, mais nous retenons ici le premier, car il contient la plupart des cristaux où l'électron dépose de l'énergie.



(a) Résolution L1 EG tonneau

(b) Résolution L1 EG bouchons

FIG. 3.10: Résolution de l'énergie transverse mesurée par le système de déclenchement L1 EG : tonneau (droite) et bouchons (gauche). La courbe rouge indique la résolution après application des corrections de transparence (§3.4.2).

principale de l'électron. Les valeurs utilisées lors des prises de données de l'année 2012 proviennent d'une étude similaire, menée à partir d'un échantillon expérimental $Z \rightarrow ee$ acquis pendant l'année 2011.

La figure 3.11 montre la résolution en fonction de η , après l'application de l'étalonnage RCT. Les points et leurs barres d'erreur indiquent les valeurs moyennes et les largeurs des distributions de R dans chaque tranche en η , ajustées par des fonctions *Crystal Ball*. La largeur correspond aux bornes de l'intégrale de la *Crystal Ball* couvrant 68% de sa surface totale.

La résolution est centrée sur 0, mais quelques imperfections de cet étalonnage provoque des déviations par rapport à 0, suivant la région considérée. Dans la région de transition entre tonneau et bouchons, une quantité de matière importante provoque une perte d'énergie par rayonnement de freinage, dégradant ainsi la résolution. Cette matière comporte essentiellement des câbles d'alimentation et de transmission de données.

La figure 3.12 montre la résolution R en fonction de l'énergie transverse E_T du super-agrégat de l'électron reconstruit. Celui-ci inclut un étalonnage des cristaux postérieur aux prises de données, qui se base sur le contrôle par laser des cristaux du ECAL, ainsi que l'énergie déposée dans le détecteur de pied de gerbe (bouchons). La résolution s'améliore rapidement (fonction convexe) en fonction de E_T . L'application de facteurs d'étalonnage par le RCT aux primitives de déclenchement avant construction des candidats L1 EG tend à surestimer l'énergie transverse des candidats L1 EG au-dessus de 20 GeV. Au-delà de 64 GeV, soit l'échelle de saturation des candidats L1 EG, la résolution se dégrade. Les corrections RCT améliorent la résolution sur l'énergie transverse mesurée par le système de déclenchement L1 EG. La

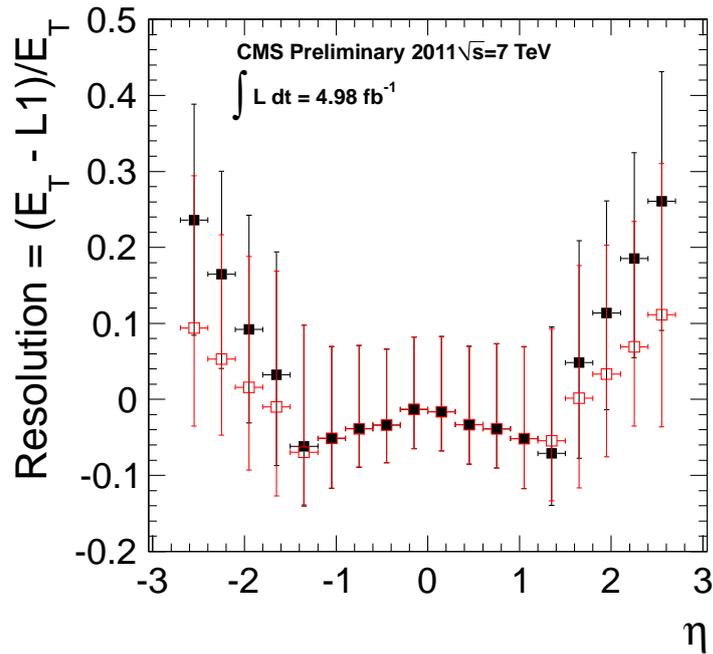


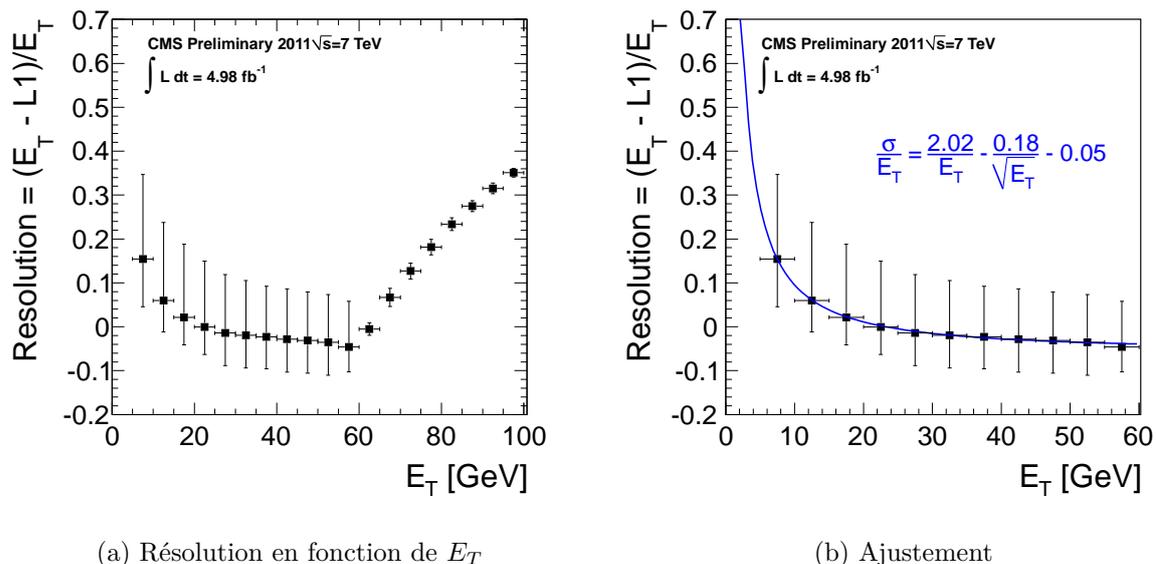
FIG. 3.11: Résolution de l'énergie transverse mesurée par le système de déclenchement L1 EG en fonction de la coordonnée η de la région contenant le candidat L1 EG. Les points et leurs barres d'erreur correspondent respectivement aux valeurs moyennes et aux largeurs des distributions des fonctions Crystal Ball ajustées dans chaque tranche en η . Les points rouges indiquent le résultat après application des corrections de transparence (§3.4.2).

figure 3.13 montre la valeur de ces corrections dans chaque région RCT en fonction de l'indice en η de la région, en 2011 et 2012.

Par ailleurs, l'activité hadronique intense vers l'avant (η élevé) induit une dégradation de la réponse des cristaux du ECAL : en effet, leur transparence diminue à mesure que la luminosité instantanée des collisions augmente. La mise en place de corrections dédiées en 2012 a réduit l'impact de ces pertes de transparence : la section 3.4.2 décrit en détail cette procédure. Les figures 3.10b, 3.11 et 3.13 montrent la résolution et les constantes d'étalonnage RCT après application de ces corrections de transparence.

3.3.4 Efficacité de déclenchement

La réponse et la résolution de l'énergie transverse mesurée par le système de déclenchement L1 EG déterminent l'efficacité de déclenchement, c'est-à-dire la fraction d'électrons sélectionnés par un algorithme de déclenchement donné, en fonction de leur énergie transverse reconstruite.

(a) Résolution en fonction de E_T

(b) Ajustement

FIG. 3.12: Résolution de l'énergie transverse mesurée par le système de déclenchement L1 EG en fonction de l'énergie transverse du super-agrégat de l'électron. Gauche : Distribution entière. Droite : distribution ajustée avant saturation.

La mesure de l'efficacité des algorithmes $L1_SingleEG$ utilise des événements expérimentaux $Z \rightarrow ee$ enregistrés après le déclenchement sur la présence d'un seul électron. La sélection des paires e^+e^- comporte des coupures d'identification et d'isolation strictes (point de fonctionnement d'efficacité 80% : voir §2.3.4), afin d'éliminer les candidats falsifiés par des jets, et de s'assurer qu'ils proviennent de l'interaction principale. De plus, la masse invariante de la paire doit être compatible avec celle d'un boson Z : $60 < m_{ee} < 120$ GeV.

La méthode de mesure, dite de *tag-and-probe*, consiste à déterminer le membre de la paire qui déclenche l'enregistrement de l'évènement : le *tag* ; l'autre membre, nommé *probe*, sert à évaluer l'efficacité de déclenchement. L'utilisation d'évènements $Z \rightarrow ee$ accroît la pureté de l'échantillon d'électrons pré-sélectionné par des coupures d'identification et de sélection. De plus, puisque la présence du *tag* suffit à déclencher l'enregistrement de l'évènement, l'efficacité mesurée à partir de la collection de *probes* n'est pas biaisée. Notons que lorsque les deux membres de la paire déclenchent un algorithme L1 EG, chaque électron est considéré à la fois comme un *tag* et comme un *probe*.

L'efficacité de déclenchement de plusieurs algorithmes $L1_SingleEG$ est mesurée à partir des données acquises en 2011 à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV, totalisant une luminosité intégrée de $4,98 \text{ fb}^{-1}$. La figure 3.14 représente la masse invariante m_{ee} des paires e^+e^- sélectionnées pour la mesure, en fonction de la position de chaque membre de la paire. La distribution de m_{ee} démontre la pureté de l'échantillon d'évènements traité : très peu d'évènements de bruit de fond déforment la résonance $Z \rightarrow ee$.

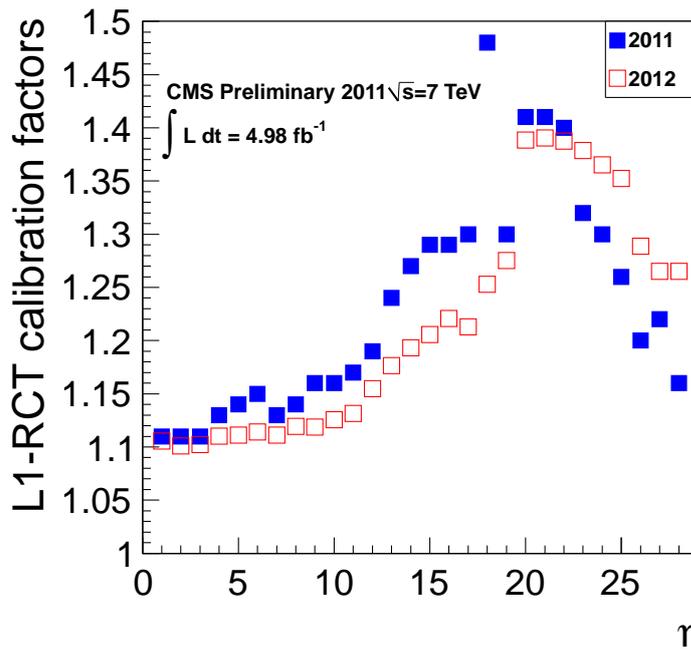


FIG. 3.13: Constantes d'étalonnage du RCT en fonction de l'indice en η des tours de déclenchement du ECAL. Les points bleus désignent les valeurs en 2011, et les points rouges désignent les valeurs recalculées après application des corrections de transparence, pour les prises de données en 2012 (voir §3.4.2).

La figure 3.15 montre l'efficacité de déclenchement, définie comme la fraction de *probes* qui déclenchent l'algorithme *L1_SingleEG15*, en fonction de l'énergie transverse E_T de leur super-agrégat. En effet, puisque l'on souhaite établir la performance du système de déclenchement basé sur le ECAL, il convient d'utiliser une mesure d'énergie hors-ligne basée uniquement sur le ECAL. L'efficacité est mesurée séparément dans le tonneau et dans les bouchons. D'autre part, la figure 3.16 montre l'efficacité des algorithmes L1 EG pour des seuils de 12, 15, 20 et 30 GeV, dans le tonneau et dans les bouchons, en fonction de l'énergie transverse du super-agrégat des électrons. L'algorithme *L1_SingleEG15* est particulièrement étudié dans cette section, car il constitue le seuil de déclenchement non pré-échelonné le plus bas lors des prises de données de l'année 2011.

Un algorithme de maximum de vraisemblance ajuste sur les graphes ainsi obtenus une fonction issue de la convolution d'une distribution de Heavyside et d'une fonction *Crystal Ball*. La première correspond à l'effet du seuil L1 EG appliqué et dépend de la réponse du système de déclenchement ; la seconde décrit la résolution de l'énergie transverse mesurée par le système. L'ajustement permet d'obtenir des courbes continues et ainsi de calculer les valeurs de E_T^{L1} pour lesquelles l'efficacité vaut 50%, 95% et 99%, ainsi que le plateau à 100 GeV : le tableau 3.3 résume ces valeurs.

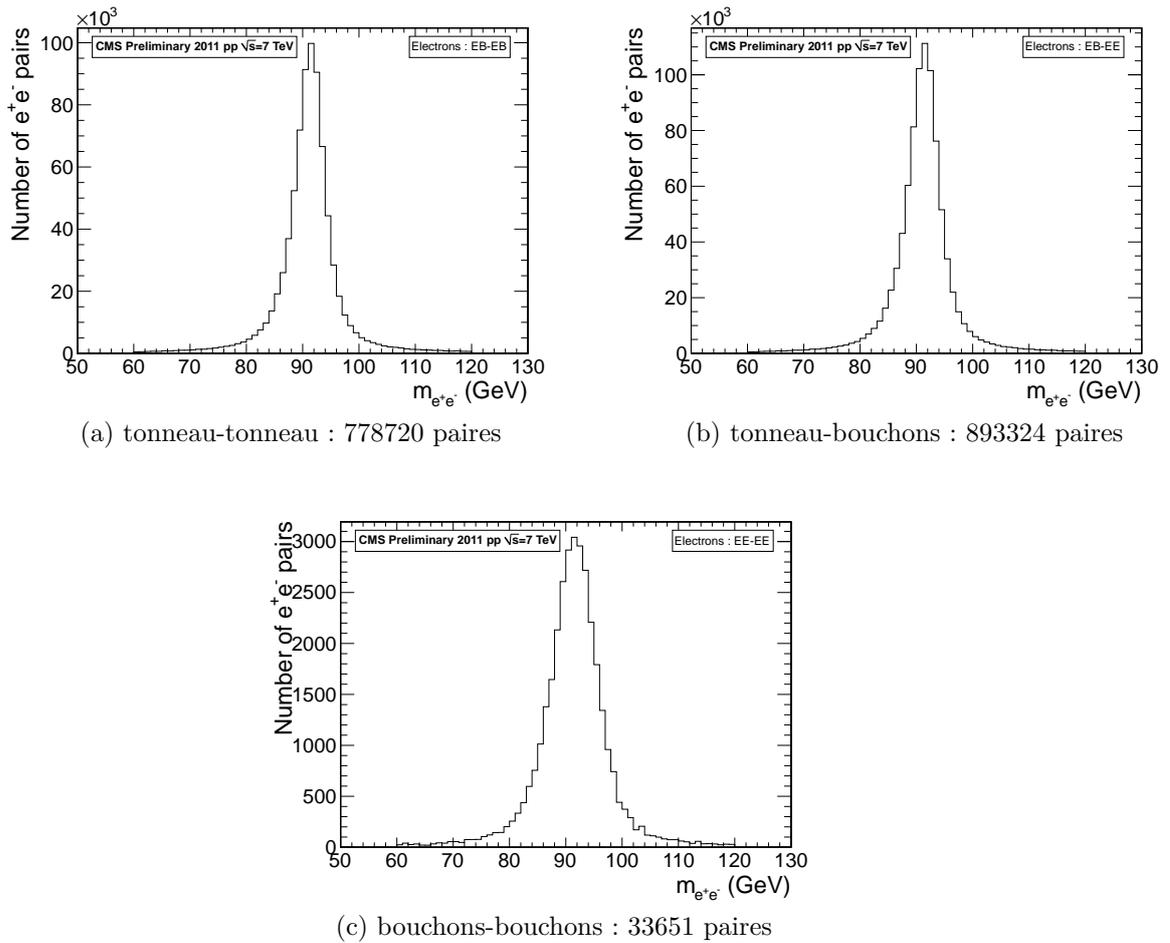


FIG. 3.14: Masse invariante des paires e^+e^- sélectionnées pour la mesure d'efficacité, en fonction de la position des deux membres de la paire : tonneau-tonneau (gauche), tonneau-bouchons (droite), bouchons-bouchons (bas).

Ainsi, le seuil L1 EG à 15 GeV, qui constituait le plus bas seuil non pré-échelonné, atteint une efficacité de 95% dès 22 GeV dans le tonneau et 27 GeV dans les bouchons. La figure 3.16 permet de constater que la réponse des algorithmes L1 EG est linéaire par rapport au seuil appliqué. Le tableau 3.4, qui indique les points d'inflexion à 50% de chaque seuil de déclenchement L1 EG, confirme ce constat. Ainsi, la réponse du système L1 EG est linéaire : cette caractéristique permet un choix flexible du seuil de déclenchement, sans dégradation de performance due à une non-linéarité indésirable.

Le décalage entre les courbes d'efficacité du tonneau et des bouchons provient d'une information manquante : l'énergie déposée par l'électron dans les détecteurs de pied de gerbe (§2.2.4), situés devant les bouchons. Le système de déclenchement sous-estime alors l'énergie transverse de l'électron, ce qui décale la réponse des algorithmes L1 EG dans les bouchons. D'autre part, la perte de transparence des cristaux pendant les collisions en 2011, mentionnées en §3.3.3, dégradent également la réponse L1 EG.

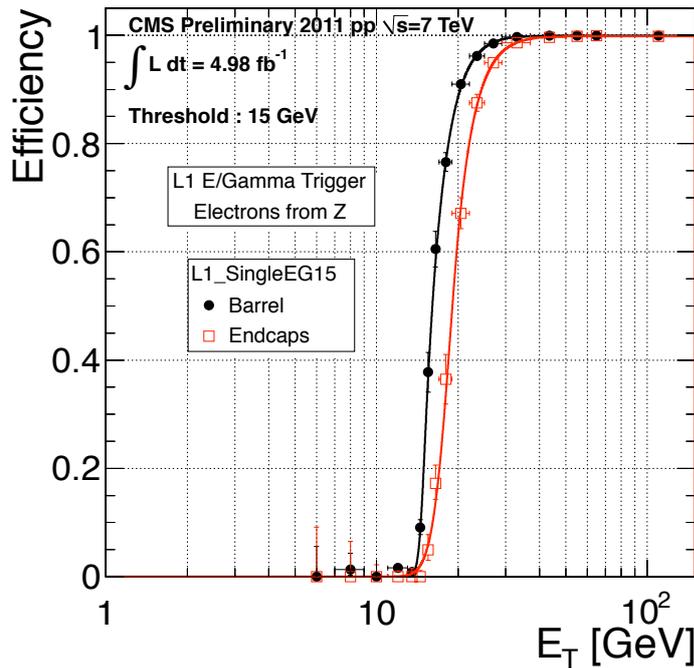


FIG. 3.15: Efficacité de déclenchement des électrons situés dans le tonneau (noir) et dans les bouchons (rouge). Les points mesurés sont ajustés par la convolution d'une distribution de Heavyside et d'une fonction Crystal Ball, décrivant respectivement les effets de seuil et de résolution.

La largeur de la zone d'inflexion correspond à la résolution limitée de l'énergie transverse mesurée par le système de déclenchement en combinant seulement deux tours de déclenchement. D'autre part, dans les bouchons, la géométrie complexe des tours de déclenchement, ainsi que la perte de transparence des cristaux (voir §3.4.2), dégrade la résolution. C'est pourquoi la largeur de la zone d'inflexion est plus importante dans les bouchons que dans le tonneau.

L'efficacité de déclenchement a également été mesurée à partir d'un échantillon $Z \rightarrow ee$ simulé, afin de vérifier la réponse du système de déclenchement simulé. La figure 3.17 compare l'efficacité mesurée dans les échantillons expérimental et simulé, séparément pour le tonneau et les bouchons. Le tableau 3.5 résume les valeurs de E_T^{L1} pour lesquelles l'efficacité vaut 50%, 95% et 99%, ainsi que le plateau à 100 GeV. La différence des efficacités dans le tonneau (figure 3.17a), au demeurant de faible importance, provient de différences d'étalonnage du détecteur et du système L1 EG, et de l'absence des signaux anormaux dans la simulation : ce point est discuté en détail dans le chapitre suivant. La différence des efficacités dans les bouchons est due à la dégradation de la réponse des cristaux par l'activité hadronique intense, également absente de la simulation.

Enfin, l'efficacité L1 EG des électrons sélectionnés par un algorithme HLT typique permet d'évaluer l'impact de la faible granularité en énergie du sys-

Efficacité	tonneau [GeV]	bouchons [GeV]
50%	$16,06^{+0,01}_{-0,01}$	$19,05^{+0,05}_{-0,06}$
95%	$22,46^{+0,04}_{-0,05}$	$27,06^{+0,58}_{-0,43}$
99%	$28,04^{+0,07}_{-0,10}$	$34,57^{+1,48}_{-1,10}$
Plateau (100 GeV)	$99,95^{+0,01}_{-0,88}$ %	$99,84^{+0,10}_{-0,28}$ %

TAB. 3.3: Valeurs d'énergie transverse du super-agrégat de l'électron reconstruit fournissant une efficacité donnée (colonne de gauche), dans le tonneau (milieu) et dans les bouchons (droite), pour l'algorithme *L1_SingleEG15*. Efficacité atteinte sur le plateau, pour une énergie transverse de 100 GeV. Ces mesures traitent l'ensemble des données de l'année 2011.

Seuil L1 EG	tonneau [GeV]	bouchons [GeV]
12 GeV	13,0	16,0
15 GeV	16,1	19,1
20 GeV	20,7	24,6
30 GeV	29,9	33,7

TAB. 3.4: Valeurs d'énergie transverse du super-agrégat de l'électron reconstruit fournissant une efficacité de 50% dans le tonneau et dans les bouchons, en fonction du seuil de déclenchement L1 EG appliqué (colonne de gauche). Ces mesures traitent l'ensemble des données de l'année 2011.

tème L1 EG sur le déclenchement HLT, et donc sur l'espace des phases disponible pour les analyses de physique. La figure 3.18 et le tableau 3.6 montrent l'efficacité de l'algorithme *L1_SingleEG15*, qui initie l'algorithme *Ele27_CaloIdVT_CaloIsoT_TrkidT_TrkIsoT*. Cette efficacité est calculée à partir d'électrons subissant une sélection similaire à cet algorithme HLT. L'efficacité L1 correspondante au seuil HLT de 27 GeV vaut 95,9% dans le tonneau et 90,9% dans les bouchons. Ainsi, le seuil de déclenchement HLT choisi bénéficie d'une efficacité L1 très satisfaisante dans le tonneau, et relativement satisfaisante dans les bouchons. Notons que l'efficacité des électrons «HLT» est plus basse que l'efficacité de la figure 3.15; la différence des valeurs reportées dans les tableaux 3.3 et 3.6 est inférieure à 10%.

3.3.5 Sources d'inefficacité affectant le déclenchement L1 EG

La caractérisation précise des sources d'inefficacité affectant le déclenchement L1 EG constitue un excellent moyen d'approfondir la compréhension du déclenchement L1 EG, au-delà des mesures d'efficacité. Les divers outils de sélection mis en place au sein de la chaîne de décision, ainsi que les limitations techniques du système, causent des pertes d'efficacité. Cependant ces pertes restent limitées, comme le montrent les

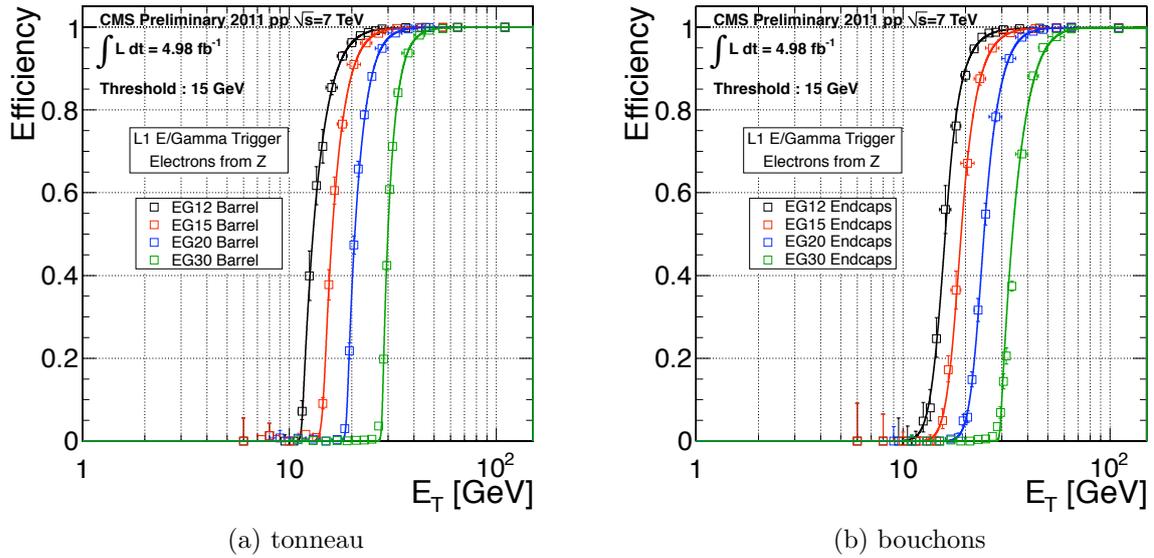


FIG. 3.16: Efficacité des algorithmes L1 EG pour des seuils de 12, 15, 20 et 30 GeV, dans le tonneau (gauche) et dans les bouchons (droite), en fonction de l'énergie transverse du super-agrégat des électrons.

Efficacité	tonneau [GeV]	bouchons [GeV]
50%	15,4	17,1
95%	20,3	23,4
99%	24,3	28,5
Plateau (100 GeV)	99,9	99,9

TAB. 3.5: Valeurs d'énergie transverse du super-agrégat de l'électron reconstruit fournissant une efficacité de donnée (colonne de gauche) dans le tonneau (milieu) et dans les bouchons (droite), pour un algorithme L1_SingleEG15. Ces valeurs sont mesurées au sein d'échantillons $Z \rightarrow ee$ simulés.

courbes d'efficacité présentées au §3.3.4 : la largeur des zones d'inflexion demeure raisonnable, et le plateau est très proche de 100%.

Cette étude se base sur un échantillon d'électrons vérifiant des critères d'identification et d'isolation stricts, dont l'énergie transverse du super-agrégat dépasse 15 GeV. La procédure d'association d'un candidat L1 EG à un électron, employée pour mesurer l'efficacité de déclenchement (§3.3.3), permet alors de vérifier si l'électron déclenche l'algorithme *L1_SingleEG15*. Puis, l'analyse des signaux provenant des cristaux individuels groupés en super-agrégats, et des primitives de déclenchement du ECAL et du HCAL, permet d'interpréter les cas où l'électron ne déclenche pas. Récapitulons les critères de réjection et les limitations techniques inhérentes au système de déclenchement, ainsi que le moyen employé pour assigner à chaque cas une de ces sources d'inefficacité :

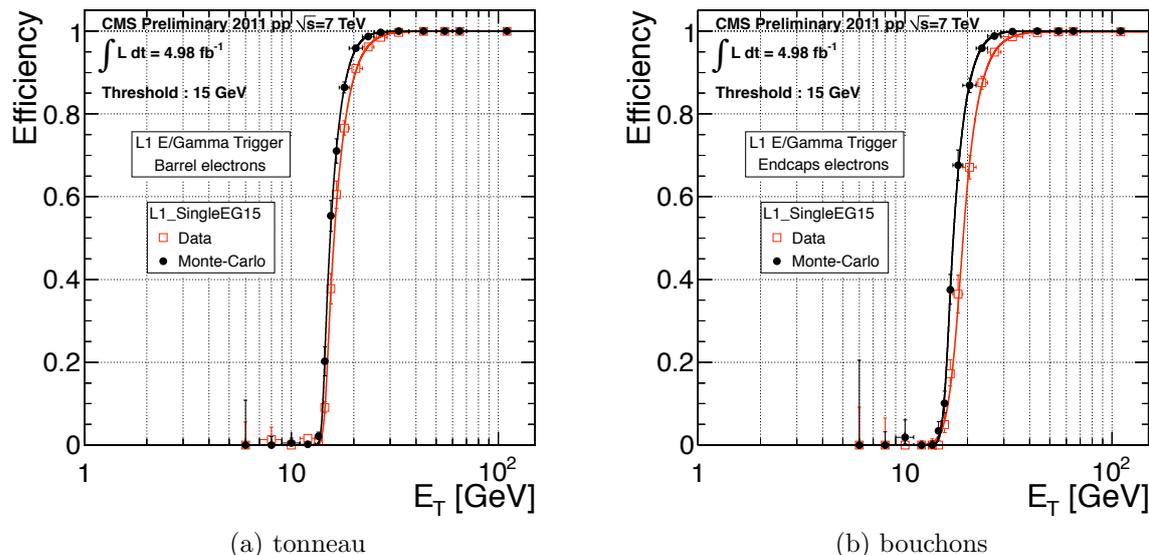


FIG. 3.17: Comparaison des efficacités de déclenchement dans les échantillons simulés (noir) et expérimentaux (rouge), évaluées séparément dans le tonneau (gauche) et les bouchons (droite). La performance expérimentale est dégradée par la présence résiduelle de signaux anormaux dans le tonneau, et par la perte de transparence des cristaux dans les bouchons : ces deux phénomènes ne sont pas modélisés.

Déclenchement précoce ou tardif : Lorsqu'une primitive de déclenchement est assignée au mauvais croisement de faisceau, le candidat L1 EG correspondant peut déclencher l'acquisition des données avec un croisement de faisceau de retard ou d'avance. La procédure d'association d'un candidat L1 EG à un électron est appliquée aux collections de candidats L1 EG provenant des croisements de faisceau précédent et suivant : on vérifie alors si le candidat associé à l'électron considéré déclenche l'algorithme *L1_SingleEG15*.

Vétos H/E et *Fine Grain* : Notons H/E le ratio entre les énergies transverses d'une primitive de déclenchement du ECAL et de la primitive correspondante du HCAL (tour de déclenchement du HCAL située immédiatement derrière la tour du ECAL). Considérons la primitive du ECAL d'énergie transverse maximale, parmi les tours de déclenchement où l'électron considéré dépose de l'énergie. La valeur du H/E et du *Fine Grain* de cette primitive permet de vérifier si la primitive en question a été éliminée par les vétos H/E et *Fine Grain* lors de la production des candidats L1, induisant une sous-estimation de l'énergie transverse de l'électron par le système L1 EG.

Masquage : L'énergie transverse des primitives provenant de zones (région, tour, bande, cristal) de déclenchement masquées est indisponible. Considérons alors les deux tours de déclenchement où le dépôt d'énergie transverse de l'électron est maxi-

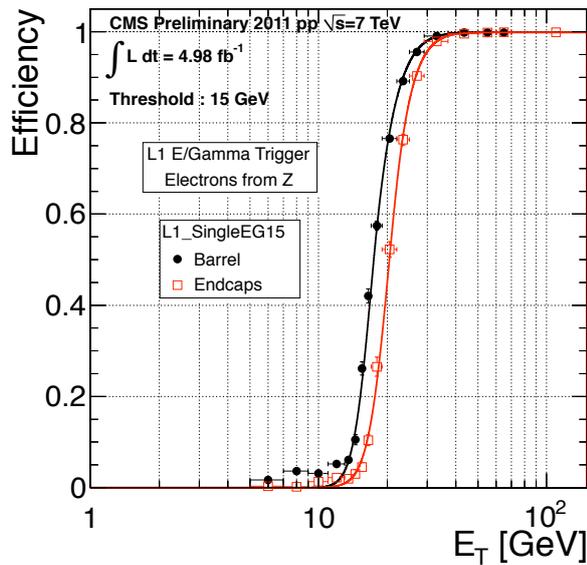


FIG. 3.18: Efficacité de l'algorithme *L1_SingleEG15* pour des électrons subissant une sélection similaire à l'algorithme *HLT Ele27*.

mal. Les coordonnées des régions, tours, et bandes de cristaux masquées permettent de vérifier si les deux primitives de déclenchement correspondant aux deux tours considérées a été ignorée lors de la production des candidats L1, induisant une sous-estimation de l'énergie transverse de l'électron par le système L1 EG.

Réjection des signaux anormaux : Les signaux anormaux dans le ECAL et leur réjection font l'objet d'un chapitre dédié (§4). La réjection des primitives de déclenchement contenant un signal anormal utilise un véto basé sur un bit nommé *Strip Fine Grain*. Elle constitue une des sources d'inefficacité, bien que son impact absolu sur le déclenchement soit négligeable.

La méthode d'identification de cette source d'inefficacité est identique à la méthode décrite ci-dessus, concernant le masquage. L'énergie transverse des primitives rejetées est indisponible. Considérons alors les deux tours de déclenchement où le dépôt d'énergie transverse de l'électron est maximal. La réjection d'une des deux primitives de déclenchement correspondantes conduit à la construction d'un candidat L1 EG à partir de primitives de déclenchement d'énergie inférieure. Ce candidat L1 EG sous-estime alors l'énergie transverse de l'électron.

Étalement : Certains électrons déposent leur énergie dans un grand nombre de tours, notamment à cause du rayonnement de freinage. Cet étalement induit une sous-estimation de l'énergie transverse, lors de la construction d'un candidat L1 EG

Efficacité	tonneau [GeV]	bouchons [GeV]
50%	$17,47^{+0,01}_{-0,01}$	$20,43^{+0,02}_{-0,02}$
95%	$26,18^{+0,01}_{-0,01}$	$29,36^{+0,04}_{-0,04}$
99%	$32,98^{+0,03}_{-0,04}$	$36,50^{+0,09}_{-0,12}$
Plateau (100 GeV)	$99,89^{+0,01}_{-0,87}$ %	$99,81^{+0,01}_{-0,74}$ %

TAB. 3.6: Valeurs d'énergie transverse du super-agrégat de l'électron reconstruit fournissant une efficacité donnée (colonne de gauche), dans le tonneau (milieu) et dans les bouchons (droite), pour un algorithme *L1_SingleEG20*. Efficacité atteinte sur le plateau, pour une énergie transverse de 100 GeV. Ces mesures traitent l'ensemble des données de l'année 2011 : la sélection des électrons imite les coupures appliquées par l'algorithme *HLT Ele27*.

à partir de deux primitives de déclenchement. Considérons les deux ensembles de primitives de déclenchement suivants :

- les primitives de déclenchement correspondant aux deux tours où le dépôt d'énergie transverse de l'électron est maximal
- l'ensemble des primitives de déclenchement correspondant aux tours où l'électron dépose de l'énergie

L'étalement constitue une source d'inefficacité lorsque le premier ensemble de primitives totalise une énergie transverse inférieure à 15 GeV, alors que le second ensemble totalise une énergie transverse supérieure à 15 GeV.

Ce cas correspond donc à un électron dont l'énergie est suffisante pour déclencher l'algorithme *L1_SingleEG15* :

- son énergie transverse, mesurée par les primitives de déclenchement, est effectivement supérieure à 15 GeV
- mais son étalement sur plusieurs tours induit la construction d'un candidat L1 EG d'énergie transverse inférieure à 15 GeV

Résumé :

Les électrons considérés proviennent de l'ensemble des événements sélectionnés en 2011 par un algorithme qui déclenche sur la présence d'au moins un électron. Les électrons sélectionnés parmi ces événements doivent vérifier une sélection d'identification et d'isolation, ainsi qu'une coupure en énergie transverse de 15 GeV. L'échantillon d'électrons ainsi obtenu forme une population représentative ; il totalise 2282485 électrons dans le tonneau et 297185 dans les bouchons. Au sein de cet échantillon, 7803 (resp. 3216) électrons ne déclenchent pas l'algorithme *L1_SingleEG15*, dans le tonneau (resp. dans les bouchons).

Le tableau 3.7 liste la fraction d'électrons «inefficaces» assignée à chaque source d'inefficacité, afin d'estimer son impact.

Source	tonneau	bouchons
Déclenchement précoce	0,95%	3,42%
Déclenchement tardif	1,73%	2,11%
<i>H/E</i>	14,94%	22,82%
<i>Fine Grain</i>	1,11%	0,0%
<i>Strip Fine Grain</i>	42,06%	0,0%
Tours masquées	3,19%	0,0%
Bandes masquées	0,0%	15,42%
Cristaux masqués	0,74%	0,03%
Étalement	6,52%	9,27%

TAB. 3.7: Sources d'inefficacité de déclenchement de l'algorithme *L1_SingleEG15*. L'échantillon d'électrons traité provient d'évènements où au moins un électron déclenche un algorithme de sélection HLT. La sélection des électrons comporte une coupure en énergie transverse de 15 GeV et une condition : qu'ils ne déclenchent pas l'algorithme *L1_SingleEG15*. Chaque ligne du tableau indique la fraction de ces électrons assignée à chaque source d'inefficacité, suivant la position de l'électron (tonneau ou bouchons du ECAL).

Dans le tonneau, l'inefficacité provient principalement de la réjection des signaux anormaux (42% des électrons «inefficaces»), et le véto *H/E* (15%). Dans les bouchons, l'inefficacité provient principalement du véto *H/E* (23%), et le masquage de bandes de cristaux (15%). En effet, l'activité hadronique devient très importante à grand η , et le recours au masquage a été plus fréquent dans les bouchons que dans le tonneau, à cause d'instabilités dans les photo-détecteurs de type VPT affectant des cristaux individuels. Notons que le masquage a un impact limité sur l'efficacité de déclenchement, puisqu'il ne concerne que quelques canaux isolés : la région entourant ces canaux demeure cependant opérationnelle. Enfin, l'étalement des dépôts d'énergie constitue une source secondaire d'inefficacité : elle concerne 7% des électrons «inefficaces» dans le tonneau et 10% dans les bouchons. Notons que certains cas n'affectent qu'une partie du ECAL, tonneau ou bouchons :

- les signaux anormaux n'affectent que le tonneau du ECAL (voir §4)
- le véto de *Fine Grain* n'a été activé que dans le tonneau du ECAL lors des prises de données
- les seules tours masquées appartiennent au tonneau
- les seules bandes masquées appartiennent aux bouchons

3.3.6 Efficacité de déclenchement régionale

La figure 3.19 montre l'efficacité de déclenchement de l'algorithme *L1_SingleEG15*, calculée à partir des données acquises en 2011, dans chaque région RCT du tonneau du ECAL (3.19a) et des deux bouchons du ECAL (côté $\eta < 0$: 3.19b ; côté $\eta > 0$: 3.19c).

Les régions présentant une inefficacité significative (supérieure à 5%) corres-

pondent aux canaux masqués, dont la contribution à l'inefficacité globale est relativement faible (voir tableau 3.7). Les régions les plus affectées par le masquage conservent tout de même une efficacité de déclenchement supérieure à 92% dans les bouchons et 94% dans le tonneau.

3.4 Correction de la réponse des cristaux du ECAL

L'activité hadronique intense, surtout à grand η , provoque une perte de transparence des cristaux du ECAL. Ce changement de réponse des cristaux induit une sous-estimation de l'énergie déposée par les électrons, ce qui se traduit par une perte d'efficacité du déclenchement L1 EG. La mise en place d'une procédure de correction hebdomadaire permet de modérer cette perte d'efficacité.

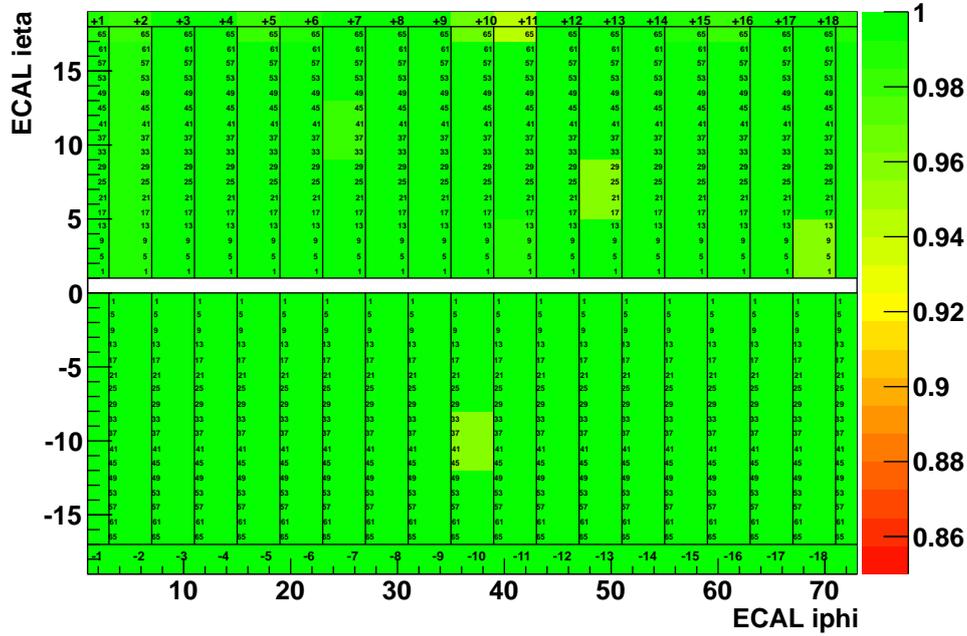
3.4.1 Perte de transparence des cristaux du ECAL

L'irradiation intense que subissent les cristaux du ECAL, lors des collisions de protons, provoque l'apparition de défauts dans le réseau cristallin. Ceux-ci constituent des zones d'absorption de la lumière émise par les cristaux, diminuant ainsi leur transparence. Ainsi, lors du développement d'une gerbe électromagnétique, seule une partie de la lumière émise par les centres scintillateurs des cristaux du ECAL peut être recueillie par les photo-détecteurs. Cet affaiblissement induit un signal plus faible dans chaque canal individuel, et donc une sous-estimation de l'énergie déposée réellement. Bien que cet effet puisse être pris en compte ultérieurement lors de la reconstruction hors-ligne des données, il provoque une perte d'acceptance cinématique du déclenchement.

Le système de contrôle laser du ECAL mesure la réponse de chaque cristal individuel toutes les 45 minutes. La figure 3.20 indique les variations de réponse relative des canaux, au cours du temps (de Mai 2011 à Novembre 2012), pour diverses tranches en η . Ces variations dépendent du taux d'irradiation subi par chaque cristal, affectant sa transparence. De plus, dans les bouchons, la charge électrique reçue par les photo-cathodes VPT provoque également une diminution de la réponse des cristaux. Ces deux effets dépendent fortement de la distance au faisceau, ce qui se traduit par une dépendance en η des variations de réponse. Notons qu'après chaque période d'arrêt technique (zones grisées sur la figure 3.20), la réponse initiale des cristaux est supérieure à la valeur atteinte avant l'arrêt technique [D21]. Cette récupération de transparence provient d'un phénomène physique de disparition des centres de couleurs, soit les défauts créés dans le réseau cristallin par l'activité hadronique.

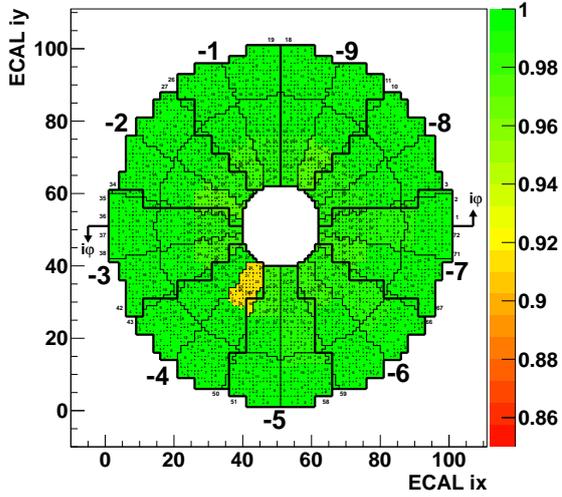
La diminution de la réponse des cristaux atteint 40% dans la tranche en η la plus élevée, au sein de l'intervalle en η pris en compte dans la reconstruction d'électrons et de photons (typiquement $|\eta| \approx 2,5$). La mesure des variations de réponse des cristaux permet de corriger l'étalonnage des cristaux lors de la reconstruction hors-

Efficiency iEta/iPhi Map : EG15, EB



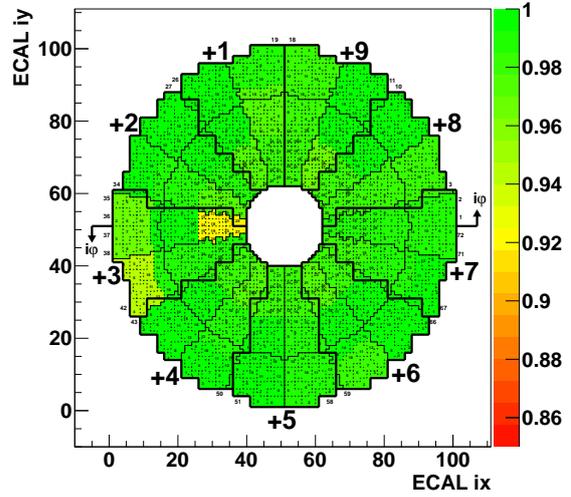
(a) tonneau du ECAL

Efficiency iEta/iPhi Map : EG15, EE-



(b) Bouchon $\eta < 0$ du ECAL

Efficiency iEta/iPhi Map : EG15, EE+



(c) Bouchon $\eta > 0$ du ECAL

FIG. 3.19: Efficacité de déclenchement dans chaque région RCT du tonneau du ECAL (haut) et des deux bouchons du ECAL (côté $\eta < 0$: gauche ; côté $\eta > 0$: droite).

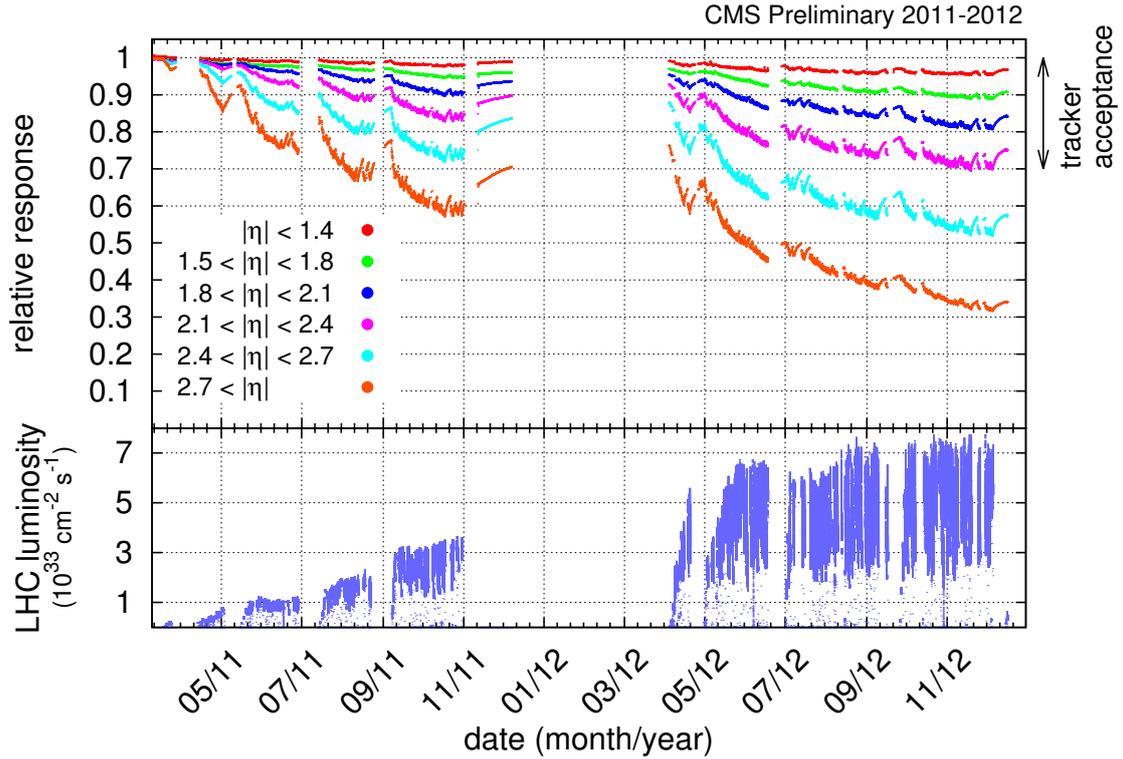


FIG. 3.20: Réponse relative aux lasers (440 nm) mesurée par le système de contrôle laser du ECAL, tout au long des prises de données de l'année 2011. Chaque histogramme coloré correspond à la réponse relative moyenne de l'ensemble des cristaux situés dans une certaine tranche en η (tonneau : $|\eta| < 1,5$; bouchons : $|\eta| > 1,5$).

ligne des évènements.

La figure 3.21 montre la section efficace des évènements enregistrés par l'algorithme *L1_SingleEG12*, en fonction de la luminosité instantanée, au cours de l'année 2011. Cette quantité correspond au ratio entre le taux de déclenchement et la luminosité instantanée. La section efficace de cet algorithme de déclenchement devrait être indépendante de la luminosité instantanée, et constituer une constante de proportionnalité entre luminosité instantanée et taux de déclenchement.

Cependant, la figure 3.21 indique que la section efficace diminue lorsque la luminosité instantanée augmente. Cette anomalie s'explique par la dégradation de la réponse des cristaux, qui augmente avec l'intensité des collisions. De plus, la section efficace mesurée au sein de plusieurs *runs*, à luminosité instantanée constante, diminue en fonction du temps. En effet, la réponse des cristaux se dégrade au cours du temps : l'impact de l'irradiation des cristaux est cumulatif.

À partir du système de contrôle laser du ECAL, une procédure de correction hebdomadaire modère la perte d'efficacité induite par la dégradation de la réponse des cristaux.

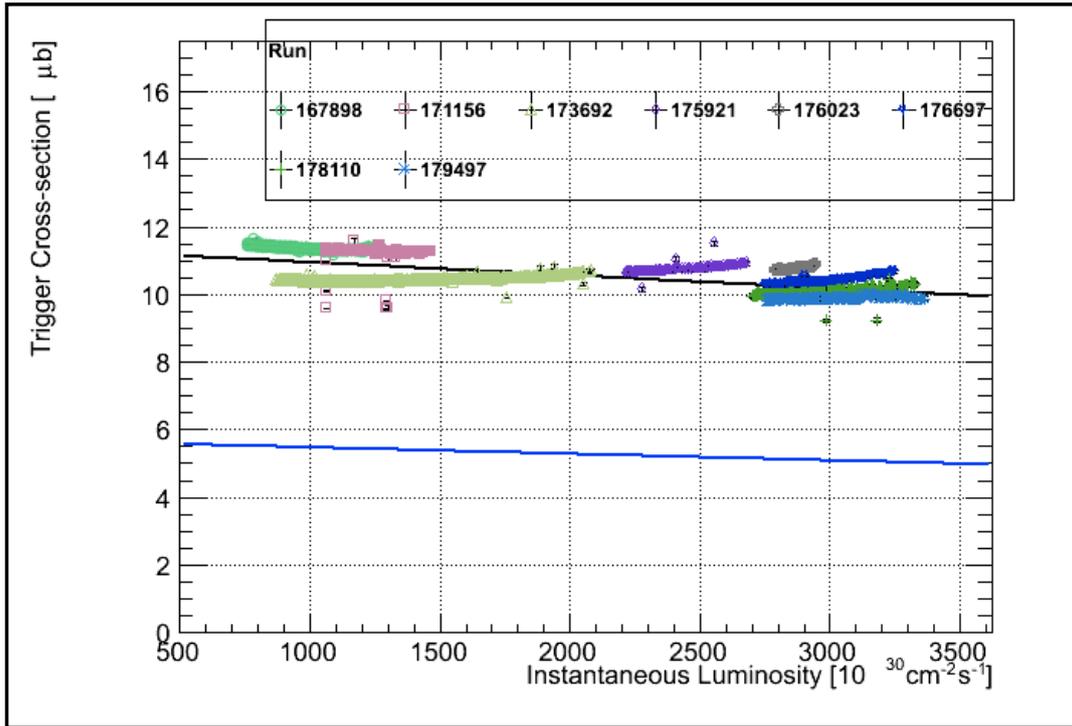


FIG. 3.21: Section efficace des événements enregistrés par l'algorithme *L1_SingleEG12*, en fonction de la luminosité instantanée, au cours de l'année 2011. Chaque couleur correspond à un run enregistré dans un intervalle de luminosité instantanée donné. La section efficace de déclenchement d'un algorithme donné correspond au taux de déclenchement de cet algorithme, divisé par la luminosité instantanée.

3.4.2 Corrections au sein du déclenchement L1 EG

La figure 3.20 indique que les cristaux subissant des variations majeures de transparence se situent dans les bouchons du ECAL. Ce constat a motivé la construction d'une procédure de correction, testée sur les données 2011 au moyen d'une simulation du système de déclenchement L1.

La flexibilité du système L1 EG permet la mise en place de corrections au niveau des primitives de déclenchement. Ceci constitue une procédure quelque peu grossière, mais cependant satisfaisante pour les besoins du déclenchement L1 EG, comme nous l'exposerons par la suite. La définition de onze anneaux dans les bouchons (figure 3.22), regroupant les tours comprises au sein des onze intervalles en η correspondants, couvre la dépendance en η des variations de réponse des cristaux. La figure 3.23 représente la réponse relative moyenne des cristaux de chaque anneau, mesurée par le système de contrôle laser du ECAL toutes les 45 minutes, tout au long de l'année 2011.

La procédure de correction consiste, dans un premier temps, à mesurer la variation de réponse moyenne, au cours d'une semaine, dans chaque anneau (voir figure

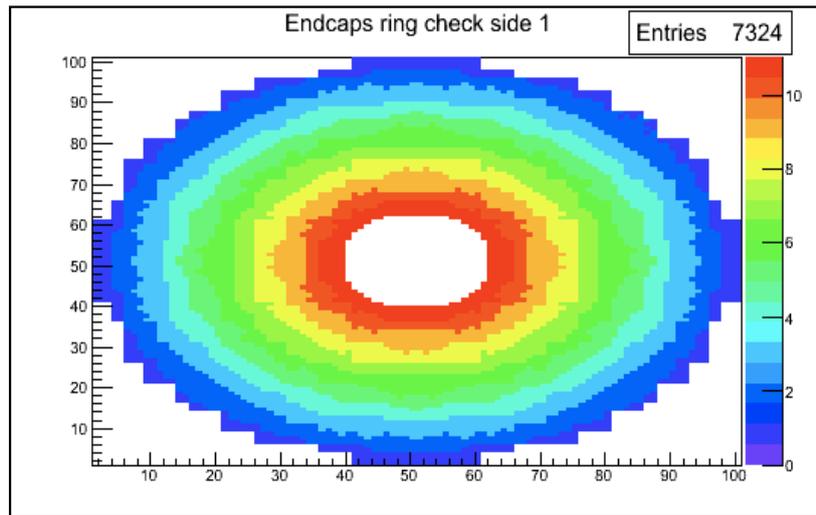


FIG. 3.22: Définition de onze anneaux en η dans les bouchons, afin de caractériser les variations de réponse des cristaux en fonction de η et de construire une procédure de correction. Les axes correspondent aux coordonnées i_x et i_y , soit les indices des cristaux en (x, y) .

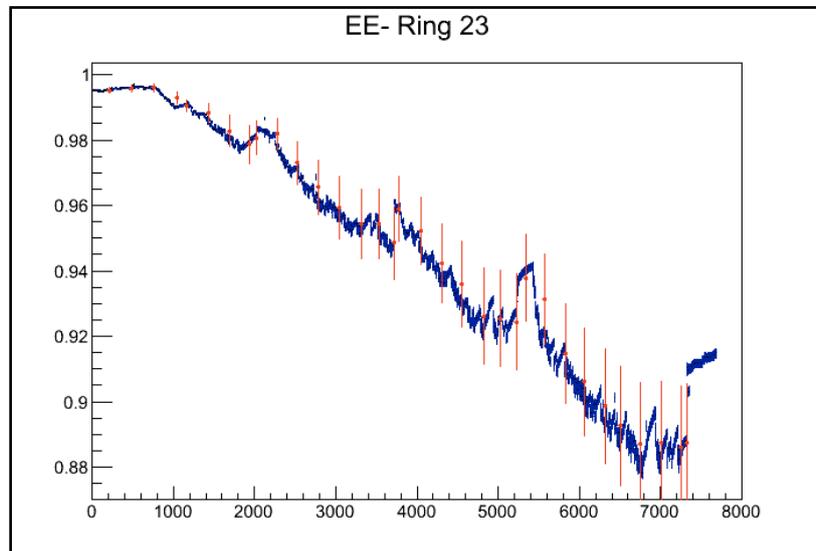


FIG. 3.23: Variations au cours du temps de la réponse relative moyenne des cristaux dans le sixième anneau en η des bouchons, au cours de l'année 2011. Le système de contrôle laser du ECAL mesure la réponse de chaque cristal toutes les 45 minutes. Les lignes rouges indiquent les semaines successives : la procédure de correction se base sur la réponse moyenne au cours de chaque semaine.

3.23). Cette mesure fournit un facteur de correction à appliquer aux constantes d'intercalibration de l'ensemble des cristaux, dans chaque anneau. L'étape de linéarisation (§3.2.2) se charge d'appliquer ces constantes, implantées au sein de la carte FE. L'intercalibration des cristaux, dans le contexte du déclenchement L1 EG, est corrigée dès la fin d'une semaine de collisions, pour préparer les prises de données de la semaine suivante. Ainsi, l'étalonnage des primitives de déclenchement des bouchons suit régulièrement les variations de réponse des cristaux, ce qui induit une amélioration significative de l'efficacité de déclenchement. La section suivante détaille les performances du déclenchement L1 EG après corrections.

3.4.3 Performances après corrections

La simulation complète du système de déclenchement constitue un outil de test extrêmement précis de la procédure de correction décrite précédemment. À partir des signaux enregistrés dans les cristaux individuels, la simulation produit des primitives de déclenchement, en appliquant des constantes d'intercalibrations modifiables à souhait.

La variation de la réponse des cristaux, moyennée au cours de chaque semaine de prises de données 2011, fournit des facteurs de corrections à appliquer dans chaque anneau en η des bouchons. Lors de la production des primitives de déclenchement simulées, les constantes d'intercalibration incluent ces facteurs de corrections. Enfin, la simulation de la chaîne complète du L1 (RCT, GCT, GT) produit une collection de candidats L1 EG corrigés.

La procédure d'association d'un candidat L1 EG à un électron (§3.3.3) permet alors de déduire l'efficacité de déclenchement de l'algorithme *L1_SingleEG15*, après application des corrections de réponse. La figure 3.24 et le tableau 3.8 indiquent l'efficacité de déclenchement de l'algorithme *L1_SingleEG15*, en fonction de l'énergie transverse du super-agrégat des électrons reconstruits. Ces résultats montrent que la correction de réponse des cristaux des bouchons induit une amélioration de l'efficacité de déclenchement de l'ordre de 10%.

3.5 Mesure finale avec les données acquises en 2012

L'ensemble des études menées à partir des données 2011 (résolution, inefficacité, réponse des cristaux) décrites précédemment a initié plusieurs optimisations du système de déclenchement L1 EG pour les prises de données de l'année 2012. En particulier, la mise en place d'une procédure corrigeant la réponse des cristaux des bouchons a permis d'augmenter l'efficacité de déclenchement dans les bouchons. D'autre part, le décalage entre l'efficacité dans le tonneau et dans les bouchons a pu être partiellement corrigé en prenant en compte la perte d'énergie des électrons dans les détecteurs de pied de gerbe au sein des constantes d'étalonnage RCT.

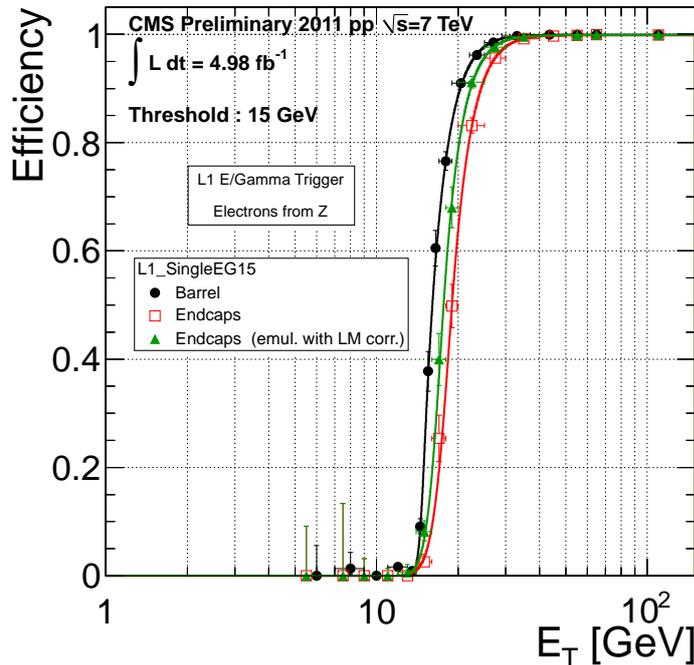


FIG. 3.24: Efficacité de déclenchement de l'algorithme *L1_SingleEG15* en fonction de l'énergie transverse du super-agrégat de l'électron reconstruit. La courbe noire (resp. rouge) désigne la mesure dans le tonneau (resp. les bouchons), à partir des données acquises en 2011. La courbe verte indique l'efficacité de déclenchement dans les bouchons, après application des corrections de réponse des cristaux, au sein d'une simulation complète de la chaîne du L1, à partir des données acquises en 2011.

Efficacité	Données [GeV]	Correction [GeV]
50%	$19,05^{+0,05}_{-0,06}$	$17,79^{+0,03}_{-0,06}$
95%	$27,06^{+0,58}_{-0,43}$	$24,46^{+0,10}_{-0,23}$
99%	$34,57^{+1,48}_{-1,10}$	$30,78^{+0,21}_{-0,48}$
Plateau (100 GeV)	$99,84^{+0,10}_{-0,28}$ %	$99,89^{+0,01}_{-0,67}$ %

TAB. 3.8: Valeurs d'énergie transverse du super-agrégat de l'électron reconstruit fournissant une efficacité donnée (colonne de gauche), et efficacité atteinte sur le plateau, pour une énergie transverse de 100 GeV, dans les bouchons, pour un algorithme *L1_SingleEG15*. La colonne du milieu correspond à la mesure dans les données réelles, et la colonne de droite indique les valeurs obtenues après simulation des corrections de réponse des cristaux. Ces mesures traitent l'ensemble des données de l'année 2011.

Au cours de l'année 2012, l'algorithme *L1_SingleEG20* constitue le seuil de déclenchement non pré-échelonné le plus bas. La figure 3.25 et le tableau 3.9 comparent les performances de l'algorithme *L1_SingleEG20* à partir des données 2011 et 2012. Les zones d'inflexion des courbes d'efficacité sont plus étroites en 2012, surtout en ce qui concerne les bouchons. Ce constat dénote une amélioration globale de la résolution sur l'énergie transverse mesurée par le système de déclenchement L1 EG. D'autre part, la courbe d'efficacité dans les bouchons est plus proche de la courbe dans le tonneau en 2012 qu'en 2011.

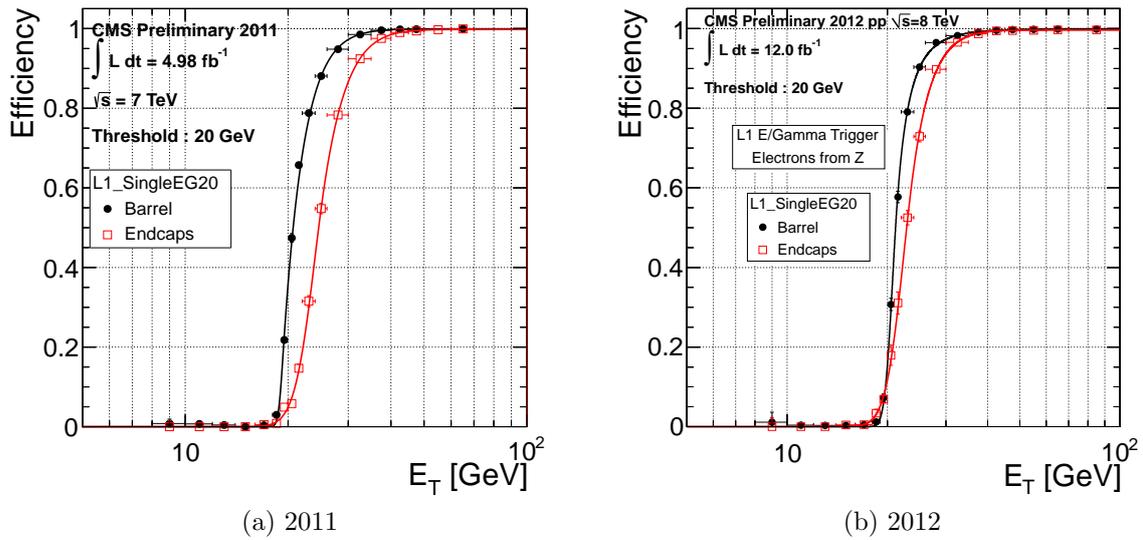


FIG. 3.25: Comparaison des efficacités de déclenchement de l'algorithme *L1_SingleEG20* dans les données 2011 (gauche) et 2012 (droite), calculées dans le tonneau (noir) ou les bouchons (rouge).

Année	2011		2012	
	tonneau [GeV]	bouchons [GeV]	tonneau [GeV]	bouchons [GeV]
50%	$20,69^{+0,01}_{-0,02}$	$24,57^{+0,03}_{-0,05}$	$20,10^{+0,99}_{-0,02}$	$23,35^{+0,03}_{-0,03}$
95%	$27,85^{+0,01}_{-0,01}$	$34,30^{+0,52}_{-0,35}$	$27,57^{+0,01}_{-0,02}$	$32,02^{+0,08}_{-0,02}$
99%	$33,88^{+0,01}_{-0,01}$	$42,34^{+1,23}_{-0,82}$	$35,85^{+0,03}_{-0,96}$	$41,56^{+0,04}_{-0,06}$
Plateau (100 GeV)	$99,94^{+0,01}_{-0,79}$ %	$99,80^{+0,12}_{-0,37}$ %	$99,98^{+0,01}_{-0,96}$ %	$99,47^{+0,10}_{-0,32}$ %

TAB. 3.9: Valeurs d'énergie transverse du super-agrégat de l'électron reconstruit fournissant une efficacité donnée (colonne de gauche), dans le tonneau et dans les bouchons, en 2011 et en 2012, considérant l'algorithme *L1_SingleEG20*.

Ainsi, dans un contexte d'accroissement constant de l'intensité des collisions au LHC, le système de déclenchement L1 EG est suffisamment flexible pour permettre des optimisations. La prise en compte des diverses sources d'inefficacité du système

mène à la mise en place d'outils d'améliorations, tels que l'étalonnage RCT, les corrections de réponse, la réjection des signaux anormaux, etc. La performance du déclenchement L1 EG lors des prises de données en 2012 est même supérieure à la performance évaluée en 2011, malgré des collisions d'intensité supérieure.

En effet, l'efficacité de l'algorithme *L1_SingleEG20* atteint 95% à 27,6 GeV dans le tonneau et 32 GeV dans les bouchons, au lieu de 27,9 GeV (tonneau) et 34,3 GeV (bouchons) en 2011. Notons que l'algorithme HLT principalement utilisé pour le déclenchement sur la présence d'au moins un électron applique un seuil en énergie transverse de 27 GeV : l'algorithme *L1_SingleEG20*, qui initie l'algorithme *HLT_Ele27*, atteint donc une efficacité satisfaisante dans le tonneau, et plus satisfaisante en 2012 qu'en 2011 dans les bouchons. Tout au long des prises de données de cette première période d'exploitation du détecteur CMS au LHC, le système L1 EG a pu maintenir le seuil non pré-échelonné le plus bas à des valeurs inférieures à 20 GeV. Enfin, la section efficace de déclenchement des algorithmes L1 EG en 2012 est stable, et ses variations en fonction de la luminosité instantanée sont de l'ordre de 2,5%.

CHAPITRE 4

TRAITEMENT DES SIGNAUX ANORMAUX DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

Pour réussir, il ne suffit pas de prévoir. Il faut aussi savoir improviser.

Isaac Asimov, *Fondation*

Sommaire

4.1	Signaux anormaux dans le ECAL	152
4.1.1	Caractérisation des signaux anormaux	153
4.1.2	Origine physique des signaux anormaux	157
4.2	Réjection des signaux anormaux	158
4.2.1	Critères de réjection hors-ligne des signaux anormaux	158
4.2.2	Algorithme de réjection en-ligne des signaux anormaux	158
4.3	Optimisation de l'algorithme de réjection L1 EG	160
4.3.1	Détermination d'un point de fonctionnement	161
4.3.2	Efficacité d'identification des signaux anormaux	162
4.3.3	Efficacité de réjection des signaux anormaux	162
4.3.4	Efficacité de sélection des électrons	163
4.3.5	Optimisation de l'algorithme de réjection	170
4.3.6	Réduction du taux de déclenchement	171
4.4	Configuration pour un empilement croissant	175
4.5	Conclusion	177

4.1 Signaux anormaux dans le ECAL

Dès les premières collisions de protons à la fin de l'année 2010, des dépôts de haute énergie isolés dans des cristaux individuels ont été observés. Ces signaux anormaux surviennent à un taux proportionnel à l'intensité des faisceaux de protons. En moyenne, un dépôt anormal de plus de 3 GeV en énergie transverse survient tous les 370 interactions de biais minimum à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV. Or, la topologie particulière de ces dépôts, un pic d'énergie transverse dans un cristal isolé et très peu d'énergie aux alentours, permet une identification extrêmement efficace lors de la reconstruction hors-ligne. La mesure d'énergie des objets reconstruits ne prend alors pas en compte les cristaux contenant des signaux anormaux.

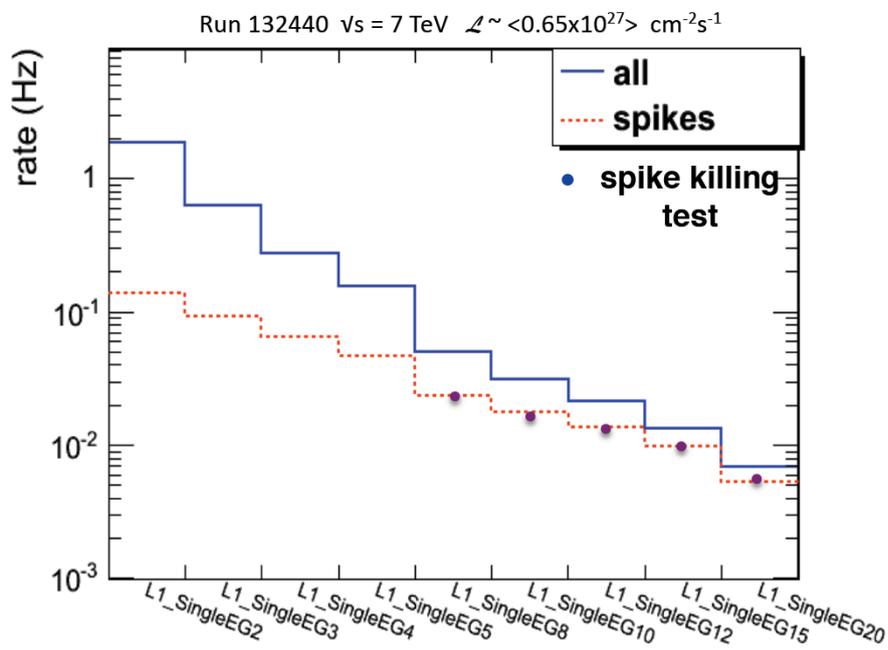


FIG. 4.1: Bande passante L1 EG : taux de déclenchement de plusieurs algorithmes L1_SingleEG. La ligne bleue indique le taux de déclenchement global, la ligne rouge indique le taux de déclenchement induit par les signaux anormaux. Les données utilisées pour cette mesure ont été acquises lors des collisions de l'année 2010, à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV, pour une luminosité instantanée relativement faible : $6,5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

D'autre part, le taux élevé de production des signaux anormaux, en particulier à haute luminosité, se traduit par la production fréquente de primitives de déclenchement de haute énergie et donc un taux de déclenchement important. La figure 4.1 montre le taux de déclenchement total, ainsi que le taux correspondant aux signaux anormaux, pour plusieurs algorithmes L1_SingleEG. Sans procédure de réjection, 60% des candidats L1 EG d'énergie transverse supérieure à 12 GeV, proviendrait de signaux anormaux.

Cette occupation de la bande passante L1 EG a été mesurée lors des toutes premières prises de données de l'expérience CMS en 2010, à une luminosité instantanée de $6,5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et une énergie dans le centre de masse de 7 TeV. Le taux de production des signaux anormaux augmentant fortement avec la luminosité instantanée, la bande passante L1 EG risquait d'être saturée très vite par les signaux anormaux, dès les collisions de l'année 2011. La caractérisation des signaux anormaux et l'optimisation d'une procédure de réjection a représenté un défi majeur dès la fin de l'année 2010, afin de permettre l'acquisition d'évènements physiquement intéressants en 2011.

4.1.1 Caractérisation des signaux anormaux

Les signaux anormaux sont des dépôts de haute énergie isolés dans un cristal unique, incompatibles avec la forme d'une gerbe électromagnétique. La forme de la pulsation mesurée en sortie de l'APD ne correspond pas à celle que l'on attend d'une gerbe électromagnétique (voir §2.2.4 et §3.2). En particulier, les signaux anormaux sont détectés en décalage avec les croisements de faisceau. Enfin, ils produisent une énergie transverse manquante significative dans les évènements de biais minimum, ce qui enrichit les queues des distributions de \cancel{E}_T dans ce type d'évènement. Deux critères permettent de distinguer les signaux anormaux des gerbes électromagnétiques.

Caractéristiques topologiques

D'une part, une variable topologique C_S (dite «croix suisse») compare l'énergie dans un cristal individuel (E_1) à la somme des énergies des quatre cristaux adjacents (E_4) : $C_S = 1 - E_4/E_1$. En effet, les dépôts d'énergies électromagnétiques s'étalent sur des zones de 3×3 ou 5×5 cristaux, alors que les signaux anormaux n'affectent que des cristaux individuels. La figure 4.2 montre la distribution de la variable topologique C_S dans des évènements de biais minimum, acquis lors des prises de données de l'année 2010 à $\sqrt{s} = 7$ TeV, ou simulés par Monte Carlo. Chaque entrée correspond à l'énergie maximale mesurée dans un cristal individuel pour chaque évènement. Un seuil de 3 GeV en énergie transverse sélectionne les évènements où le dépôt d'énergie maximale est significatif.

Une gerbe électromagnétique centrée sur un cristal dépose environ 80% de son énergie dans le cristal central, et environ 20% dans les quatre cristaux adjacents. En effet, la figure 4.2 montre que la distribution simulée de la variable topologique C_S présente un pic autour de 0,8 avec une queue s'étendant vers les faibles variables de C_S et une coupure raide au-dessus de 0,95. Les distributions expérimentales et simulées sont normalisées au même nombre d'évènements dans l'intervalle $[0; 0,9]$.

La distribution expérimentale est en très bon accord avec la distribution simulée dans cet intervalle. Cependant, la présence des signaux anormaux dans les données expérimentales se manifeste sous la forme d'un pic significatif autour de $C_S = 1$; la simulation ne comporte pas de signaux anormaux. La coupure $C_S < 0,95$ se révèle

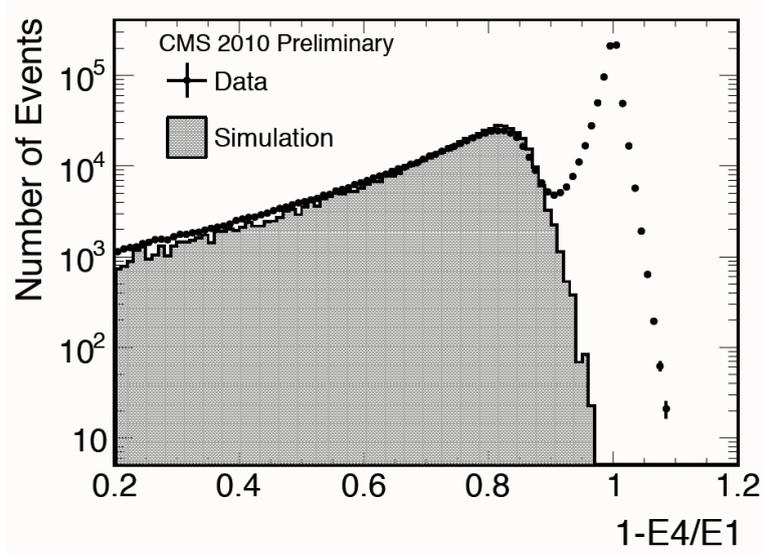


FIG. 4.2: Distribution de la variable topologique «Croix Suisse» C_S , pour le dépôt d'énergie maximale (dans un cristal individuel), pour chaque évènement. Les évènements traités proviennent de processus de biais minimum, dans les données expérimentales acquises en 2010 à $\sqrt{s} = 7$ TeV (points noirs), et dans une simulation d'évènements de biais minimum, n'incluant pas de signaux anormaux (histogramme plein).

donc optimale pour la réjection des signaux anormaux sans impact sur la sélection des gerbes électromagnétiques.

Caractéristiques temporelles

L'électronique de lecture du ECAL échantillonne le signal provenant de chaque cristal individuel toutes les 25 ns (voir figure 3.4a et §3.2.2). La forme de la pulsation mesurée dans chaque cristal est reconstruite à partir de dix échantillons successifs. La comparaison de la pulsation reconstruite à une forme de référence (étalonnée lors des tests en faisceau) permet de mesurer le décalage temporel entre le signal enregistré et le croisement de faisceau à l'origine du signal. L'étalonnage temporel de l'électronique de lecture fournit des pulsations reconstruites avec un décalage temporel moyen nul. En effet, il prend en compte le temps de vol d'une particule relativiste produit au centre du détecteur.

La figure 4.3 montre la distribution du décalage temporel entre le signal enregistré dans un cristal individuel et le croisement de faisceau correspondant, pour des évènements de biais minimum. Seul le cristal individuel d'énergie maximale est considéré dans chaque évènement, à condition qu'il contienne une énergie transverse supérieure à 3 GeV.

La distribution expérimentale est clairement incompatible avec la distribution simulée. Le pic à 0 provient des électrons et aux photons produites au point d'interac-

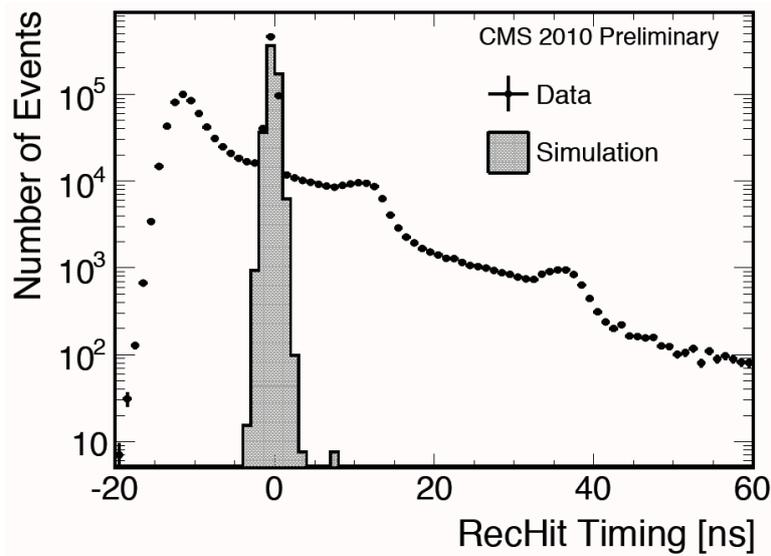


FIG. 4.3: Décalage temporel entre le signal enregistré dans un cristal individuel et le croisement de faisceau correspondant. Seul le dépôt d'énergie le plus élevé (dans un cristal individuel), dans chaque évènement, est considéré. Les points indiquent les données acquises en 2010, l'histogramme plein indique la simulation. Les deux distributions sont normalisées au même nombre total d'évènements de biais minimum, dans la région $C_S < 0,9$.

tion nominal. Le pic secondaire autour de -10 ns correspond aux signaux anormaux. En effet, l'étalonnage temporel de l'électronique de lecture prend en compte le temps de scintillation des cristaux lors du développement d'une gerbe électromagnétique. Or, les signaux anormaux ionisent directement le matériau actif des APD : l'absence du temps de scintillation décale la pulsation des signaux anormaux.

Enfin, la queue de la distribution du décalage temporel s'étend jusqu'à +60 ns, du fait de signaux anormaux produits par des particules secondaires, issues de désintégrations en vol ou d'évènements d'empilement. Notons la présence de deux bosses à +15 ns et +40 ns : elles correspondent aux signaux anormaux produits «en avance» de -10 ns, assignés à des croisements de faisceau différents, d'où l'espacement de 25 ns entre le pic à -10 ns et les bosses à +15 ns et +40 ns.

Spectre en énergie

La figure 4.4 montre la distribution d'énergie transverse du dépôt d'énergie maximale dans un cristal individuel, pour chaque évènement de biais minimum expérimental (2010 $\sqrt{s} = 7$ TeV) et simulé. Seuls les cristaux contenant une énergie transverse supérieure à 3 GeV sont considérés. Les deux distributions sont normalisées au même nombre total d'évènements de biais minimum, dans la région $C_S < 0,9$.

La distribution expérimentale est clairement en excès à haute énergie transverse par rapport à la distribution simulée. Les signaux anormaux dominent le spectre

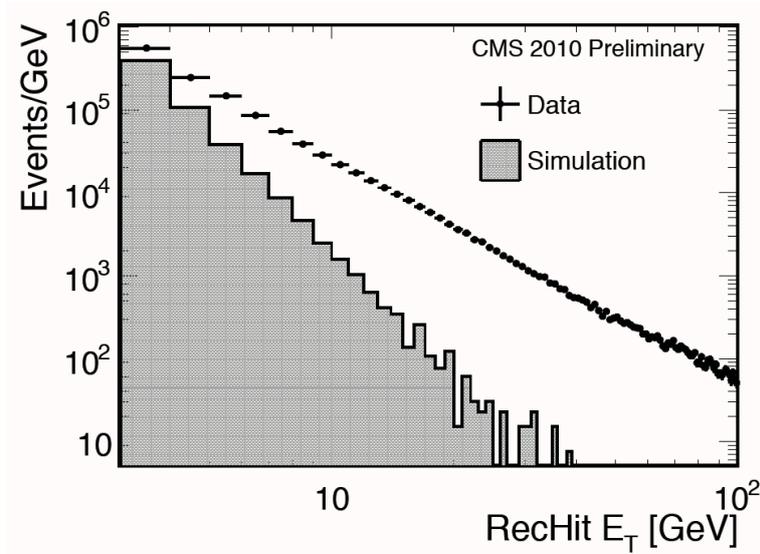


FIG. 4.4: Distribution de l'énergie transverse du dépôt d'énergie maximale dans un cristal individuel, pour chaque évènement de biais minimum. Les points indiquent les données acquises en 2010, l'histogramme plein indique la simulation. Les deux distributions sont normalisées au même nombre total d'évènements de biais minimum, dans la région $C_S < 0,9$.

dans cette région : ils composent plus de 98% des dépôts d'énergie maximale, au-delà de 20 GeV. Le spectre en énergie des signaux anormaux atteint même l'échelle de saturation des cristaux du ECAL : 1,7 TeV.

Taux de production

Dès les collisions de protons à $\sqrt{s} = 900$ GeV en 2009, une corrélation directe entre le taux de production des signaux anormaux et l'intensité des collisions a été observée. Plus précisément, la fraction de croisements de faisceaux produisant des signaux anormaux vaut $2 \cdot 10^{-6}$ lors de croisements sans collision, et elle atteint 10^{-3} lors des collisions. Ces observations confirment la source quasi exclusive des signaux anormaux : les collisions de protons.

La figure 4.5 montre que le taux de production des signaux anormaux est proportionnel au taux de déclenchement sur des évènements de biais minimum. La mesure de ce taux de déclenchement utilise des dispositifs scintillateurs (BSC, *Beam Scintillator Counters*) qui comptabilisent le nombre de croisements de faisceaux. Le coefficient de proportionnalité vaut $2,7 \cdot 10^{-3}$, soit un signal anormal tous les 370 évènements de biais minimum. Enfin, ce coefficient augmente avec l'énergie dans le centre de masse : il vaut $1,67 \cdot 10^{-3}$ à 900 GeV et $1,81 \cdot 10^{-3}$ à 2,36 TeV. D'autre part, la figure 4.5b montre que le ratio entre le taux de production des signaux anormaux, et le taux de déclenchement sur des évènements de biais minimum, est proportionnel au nombre de traces reconstruites dans l'évènement.

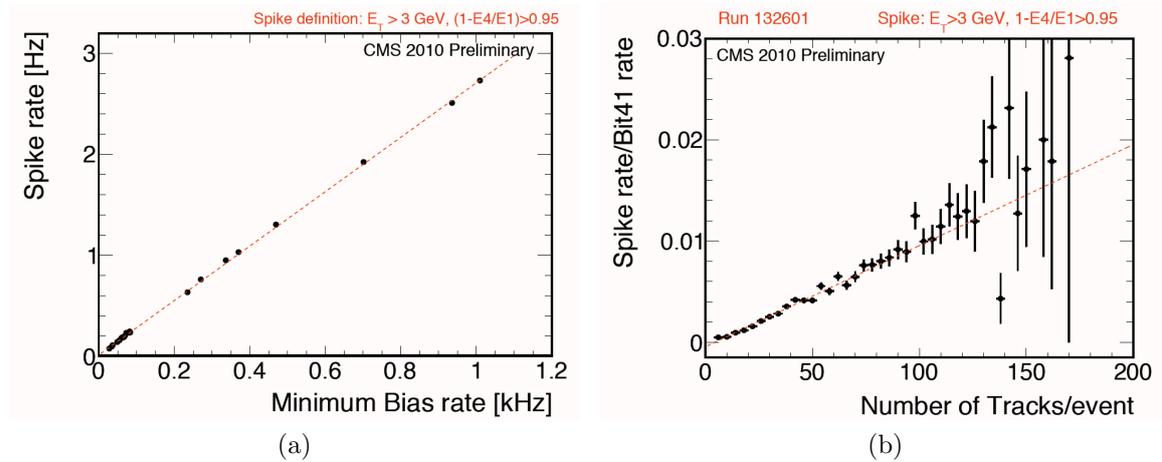


FIG. 4.5: (a) Taux de production des signaux anormaux en fonction du taux de déclenchement sur des événements de biais minimum, mesuré à partir des données acquises en 2010 ($\sqrt{s} = 7$ TeV). La ligne rouge indique un ajustement linéaire des points de mesure, dont la pente vaut $2,7 \cdot 10^{-3}$ signal anormal par événement de biais minimum. (b) Ratio entre le taux de production des signaux anormaux et le taux de déclenchement sur des événements de biais minimum, en fonction du nombre de traces reconstruites dans l'évènement.

Ainsi, le taux de production des signaux anormaux dépend fortement de l'activité dans l'évènement, à travers le nombre de traces, l'énergie dans le centre de masse, et l'intensité des collisions.

4.1.2 Origine physique des signaux anormaux

Les signaux anormaux proviennent de l'ionisation du matériau actif (jonctions à base de silicium) des photo-diodes à avalanche (APD), qui équipent les cristaux dans le tonneau du ECAL. Le comportement des APD a été étudié en laboratoire, en particulier au moyen de tests en faisceaux. Le développement de simulations Monte Carlo, traitant les APD comme des volumes actifs, a permis de confirmer l'interprétation de l'origine des signaux anormaux.

Les mesures effectuées en laboratoires indiquent qu'une grande majorité des signaux anormaux est produite par la diffusion de neutrons sur le matériau périphérique des APD : le neutron incident interagit avec la matière et produit un proton. Ce proton secondaire, produit à proximité du matériau actif d'un APD, ionise alors celui-ci, provoquant l'apparition d'un signal anormal dans cet APD.

L'exposition des APD à deux sources de neutrons (Am-Be et ^{252}Cf) permet de vérifier cette interprétation. La première source fournit un spectre large (de 2 à 9 MeV) et la seconde un spectre piqué autour de 2,2 MeV. Ces deux sources sont compatibles avec l'énergie moyenne des neutrons produits par les collisions de protons au LHC, de l'ordre du MeV. L'apparition des signaux anormaux lors de l'exposition des APD aux sources de neutrons confirme l'hypothèse du test. L'interaction des

neutrons a lieu au sein de la couche de polyépoxyde protégeant l'APD (épaisse de 400 microns), particulièrement dans la partie la plus proche du silicium : la zone d'interaction couvre quelques dizaines de microns.

L'insertion de ces sources de neutrinos au sein de tout un supermodule du ECAL complète ces tests. L'envoi d'un faisceau d'électrons sur le supermodule permet alors d'examiner les différences de comportement de l'électronique de lecture et de déclenchement, avec ou sans source de neutrons. Un clair excès de dépôts d'énergie élevée ($E_T > 1$ GeV) isolés ($C_S > 0,85$) confirme le rôle des neutrons dans la production de signaux anormaux. Enfin, le traitement des APD comme des volumes actifs au sein de simulations Monte Carlo apporte une confirmation supplémentaire à cet ensemble de tests.

4.2 Réjection des signaux anormaux

La réjection des signaux anormaux consiste une étape cruciale et indispensable à la fois pour la reconstruction hors-ligne des électrons, photons, jets et \cancel{E}_T , mais surtout pour l'utilisation correcte de la bande passante du système L1 EG. La flexibilité de l'électronique de déclenchement L1 EG permet la mise en place de critères de réjection des signaux anormaux similaires aux variables disponibles lors de la reconstruction hors-ligne.

4.2.1 Critères de réjection hors-ligne des signaux anormaux

La réjection hors-ligne des signaux anormaux utilise les deux critères mentionnés précédemment : la variable topologique «Croix Suisse» C_S , et le décalage temporel t_P de la pulsation. Le choix des coupures à appliquer sur ces deux variables se base sur la caractérisation des signaux anormaux présentée au §4.1.1.

La figure 4.6 montre l'efficacité des coupures optimales sur chacune de ces deux variables, en fonction de l'énergie transverse déposée dans chaque cristal individuel. La coupure sur C_S (figure (a)) présente une excellente efficacité : elle dépasse 99% dès $E_T^{\text{cristal}} > 10$ GeV. La réduction d'efficacité pour des faibles valeurs de E_T^{cristal} provient du bruit électronique dans les APD des quatre cristaux adjacents au cristal considéré. La coupure sur t_P (figure (b)) fournit une efficacité d'environ 90% indépendamment de E_T^{cristal} . L'inefficacité provient des signaux anormaux qui appartiennent tout de même à la fenêtre temporelle ± 3 ns.

4.2.2 Algorithme de réjection en-ligne des signaux anormaux

La chaîne de décision du système de déclenchement L1 EG est décrite de manière détaillée dans le chapitre précédent (voir §3.2). Rappelons-en quelques éléments :

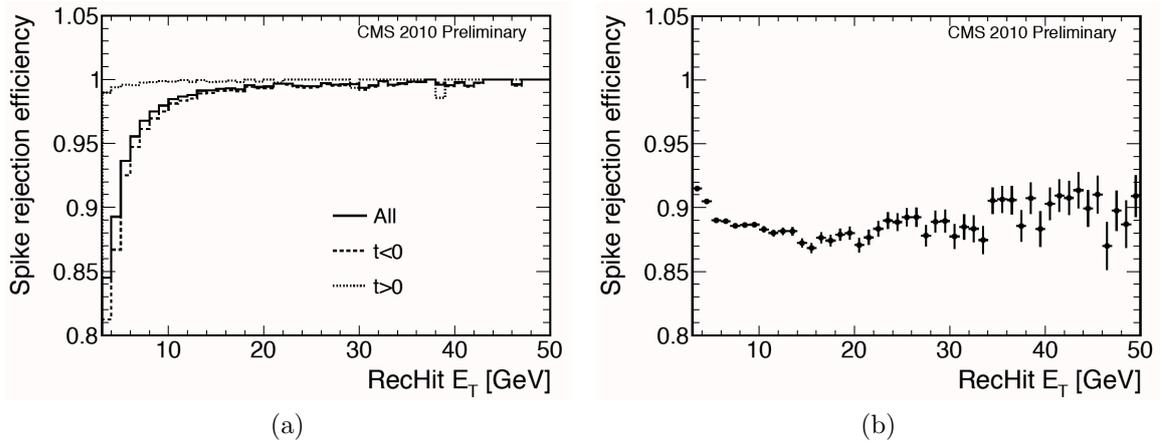


FIG. 4.6: Fraction de signaux anormaux rejetés par la coupure sur la «Croix Suisse» ($C_S < 0,095$, figure de gauche) ou sur le décalage en temps de la pulsation du signal dans un cristal individuel ($|t_P| < 3$ ns, figure de droite). L'axe horizontal représente l'énergie transverse déposée dans chaque cristal. Les données utilisées ici proviennent des évènements de biais minimum enregistrés en 2010 ($\sqrt{s} = 7$ TeV).

- le signal provenant de chaque cristal individuel est amplifié, échantillonné, numérisé
- les signaux de cinq cristaux formant une bande en ϕ sont additionnés
- dans le tonneau, la carte FE calcule les bits de *Fine Grain* et de *Strip Fine Grain* ainsi que l'énergie transverse totale au sein d'une tour de déclenchement de 5×5 cristaux

Le bit de *Fine Grain* consiste à vérifier que plus de 90% de l'énergie transverse totale déposée au sein d'une tour de déclenchement appartient à deux bande adjacentes. Le bit de *Strip Fine Grain* correspond à un OU logique entre les bits *Strip Fine Grain* des bandes individuelles de la tour. Chaque bit individuel indique si la bande comporte au moins deux cristaux possédant une énergie au dessus d'un seuil programmable E_T^1 . Ainsi, si la tour comporte au moins une bande vérifiant ce critère, le bit de *Strip Fine Grain* de la tour vaut 1.

En effet, du fait de l'orientation du champ magnétique dans le détecteur CMS, la déflexion des électrons se fait selon la direction ϕ . Ceci concerne à la fois les électrons primaires (produits au point d'interaction nominal) et secondaires (produits par des désintégrations en vol ou des conversions de photons). Enfin, cette déflexion induit l'émission de rayonnement de freinage dans la direction ϕ . Le dépôt d'énergie d'un électron ou d'un photon est donc susceptible d'être étalé dans la direction ϕ et étroit dans la direction η . Les bits de *Fine Grain* et *Strip Fine Grain* permettent alors de vérifier l'étalement en ϕ d'une part : la valeur 1 correspond à une gerbe électromagnétique.

Le bit de *Strip Fine Grain* indique également si le dépôt d'énergie semble isolé dans un seul cristal, ou s'il s'étale dans au moins un cristal supplémentaire. Ce bit fournit donc un critère topologique similaire à la «Croix Suisse», unidimensionnel

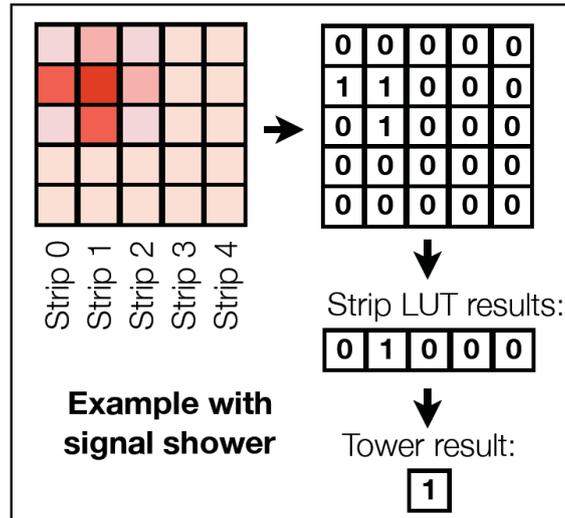


FIG. 4.7: Calcul du bit de Strip Fine Grain. Le bit dans chaque bande individuelle vérifie la présence d'au moins deux cristaux possédant une énergie transverse supérieure à un seuil programmable E_T^1 . Le bit global sur une tour de déclenchement correspond au OU logique des bits calculés dans les cinq bandes appartenant à la tour.

car l'architecture du système de déclenchement traite des bandes de cristaux en ϕ et combine ensuite les bits des bandes individuelles.

Considérons alors une tour de déclenchement qui contiendrait une énergie transverse totale significative, sans pour autant voir cette énergie étalée sur au moins deux cristaux d'au moins une bande. Une telle tour est beaucoup plus susceptible de contenir un signal anormal, de très haute énergie et isolé dans un cristal unique, qu'une gerbe électromagnétique étalée sur au moins deux cristaux. L'optimisation de l'algorithme de réjection des signaux anormaux L1 EG consiste alors à ajuster le seuil d'identification E_T^1 sur les cristaux individuels, et le seuil E_T^2 à partir duquel une tour, dont le bit de *Strip Fine Grain* vaut 0, doit être rejetée.

4.3 Optimisation de l'algorithme de réjection L1 EG

L'algorithme de réjection des signaux anormaux se base sur deux seuils en énergie transverse. Le premier seuil E_T^1 sert à déterminer la topologie du dépôt d'énergie dans une tour ; le second seuil E_T^2 sert à identifier les primitives de déclenchement d'énergie suffisamment élevée pour être suspectées de contenir un signal anormal.

Les valeurs de ces deux seuils déterminent entièrement l'efficacité de réjection des signaux anormaux et de sélection des électrons par le système de déclenchement L1 EG. Le test de plusieurs valeurs pour E_T^1 et E_T^2 fournit différents points de

fonctionnement, dont la performance est mesurée en combinant les données réelles et la simulation complète du système de déclenchement L1.

4.3.1 Détermination d'un point de fonctionnement

Le logiciel embarqué des cartes frontales FE (voir §3.2.1) a subi une mise à jour pendant l'été 2010 afin de mettre en place et d'utiliser la fonctionnalité du *Strip Fine Grain*. L'algorithme de réjection des signaux anormaux a été mis en place lors des prises de données de l'année 2010, sur un mode d'étiquetage. Ce mode d'utilisation incluait uniquement le calcul du *Strip Fine Grain* des primitives de déclenchement, sans élimination ultérieure. Il a permis de tester six valeurs du seuil d'identification E_T^1 : {152, 258, 289, 350, 456, 608} MeV (le niveau de bruit électronique d'un APD équivaut à 40 MeV). Chaque valeur testée couvre une période de prises de données de deux semaines ; les tests ont commencé dès le mois d'août 2010.

L'utilisation au L1 de dispositifs scintillateurs (BSC, *Beam Scintillator Counters*), qui détectent un simple passage de faisceau, permet d'initier un algorithme de déclenchement HLT spécifique aux études des signaux anormaux et du comportement du ECAL de CMS en général : *HLT_Activity_ECAL_SC7*. Celui-ci sélectionne les événements comportant au moins un super-agrégat au sein du ECAL de CMS, d'énergie transverse supérieure à 7 GeV.

Chaque seuil a été testé au cours de périodes de deux semaines, lors desquelles un algorithme de déclenchement spécifique a permis l'acquisition de données (voir tableau 4.1).

Seuil E_T^1 [MeV]	<i>Runs</i>	N_{evts}^{ele}	N_{evts}^s	Luminosité [pb^{-1}]
152	147048	549033	12345	0,32
258	147485-148523	2961329	157196	6,87
289	147284	173393	10721	0,39
350	147390	475388	27416	1,08
456	147195-147222	605776	57255	1,60
608	147450-147454	699156	39839	1,56

TAB. 4.1: Luminosité intégrée et nombre d'évènements acquis (N_{evts}^{ele} : évènements contenant des électrons ; N_{evts}^s : évènements contenant des signaux anormaux), pour chaque valeur du seuil d'identification E_T^1 . Des données ont été acquises en 2010 en testant six valeurs du seuil E_T^1 par périodes de deux semaines, chaque période comportant un ou plusieurs runs valide(s).

Afin de tester ultérieurement plusieurs valeurs de E_T^2 , une simulation complète du système de déclenchement L1 se charge de l'élimination des primitives de déclenchement dont le *Strip Fine Grain* vaut 0. Le RCT construit alors des candidats L1 EG à partir de la collection de primitives ainsi filtrée, et la décision L1 finale prend en compte cette nouvelle collection de candidats. Les valeurs de E_T^2 testées, {8, 12, 18} GeV, couvrent un spectre de seuils de déclenchement L1 EG typiques pour les prises de données de l'année 2011.

4.3.2 Efficacité d'identification des signaux anormaux

Dans un premier temps, l'optimisation de l'algorithme de réjection des signaux anormaux consiste à évaluer l'efficacité d'identification des signaux anormaux en fonction du seuil d'identification E_T^1 . Dans chaque évènement, les signaux anormaux correspondent à des dépôts d'énergie reconstruits dans des cristaux individuels, vérifiant $C_S < 0,95$. Les données utilisées sont acquises à partir de l'algorithme de déclenchement *HLT_Activity_ECAL_SC7* décrit précédemment, et nous restreindrons cette étude aux signaux anormaux d'énergie transverse supérieure à 8 GeV.

La primitive provenant de la tour de déclenchement qui contient le cristal affecté par un signal anormal lui est associée. L'efficacité d'identification correspond à la fraction de signaux anormaux contenus dans une primitive de déclenchement dont le *Strip Fine Grain* vaut 0. La figure 4.8 indique l'efficacité d'identification en fonction du seuil d'identification E_T^1 . Ce seuil, appliqué aux cristaux individuels d'une bande, permet d'analyser la topologie du dépôt d'énergie.

Le bruit électronique dans les APD des cristaux voisins d'un signal anormal correspond à une énergie transverse de 40 MeV. La présence de cristaux bruités autour du signal anormal (dans la même bande, voire la même tour), peut produire un *Strip Fine Grain* égal à 1 si le seuil E_T^1 est trop bas. L'augmentation du seuil E_T^1 , de 152 MeV à 608 MeV (valeurs extrêmes testées lors des prises de données) élimine rapidement les cristaux bruités et augmente donc l'efficacité d'identification, comme le confirme la figure 4.8. Ainsi, l'efficacité augmente rapidement avec E_T^1 et dépasse 98% pour $E_T^1 > 350$ MeV.

4.3.3 Efficacité de réjection des signaux anormaux

La valeur du *Strip Fine Grain* identifie la présence d'un dépôt d'énergie similaire à une gerbe électromagnétique, c'est-à-dire au moins deux cristaux d'une même bande, dont l'énergie transverse dépasse le seuil E_T^1 . L'application d'un seuil E_T^2 sur les primitives de déclenchement de *Strip Fine Grain* nul permet d'éliminer les primitives de déclenchement ne contenant pas de gerbe électromagnétique, mais dont l'énergie totale est significative.

L'efficacité de réjection correspond à la fraction de candidats L1 EG d'énergie transverse initiale supérieure à 8 GeV, qui ne déclenchent plus l'algorithme de référence *L1_SingleEG8* après application de l'algorithme de déclenchement. Le dénominateur comporte l'ensemble des primitives de *Strip Fine Grain* nul associées à un candidat L1 EG d'énergie transverse supérieure à 8 GeV. Le numérateur correspond aux candidats L1 EG d'énergie transverse inférieure à 8 GeV après élimination des primitives suspectes.

La figure 4.9 indique l'efficacité de réjection des signaux anormaux en fonction du seuil E_T^1 , pour un seuil E_T^2 de 8 GeV. Le résultat est cohérent avec la figure 4.8 : la fraction de signaux anormaux éliminés de la chaîne de décision L1 EG augmente avec la valeur du seuil E_T^2 . De plus, l'étude de l'identification et de la réjection implique

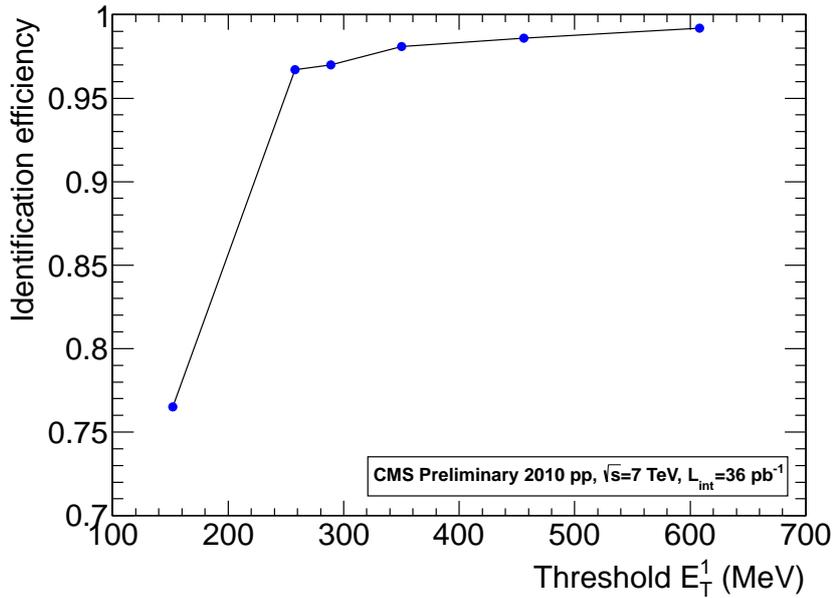


FIG. 4.8: Efficacité d'identification des signaux anormaux en fonction du seuil E_T^1 , pour un seuil E_T^2 de 8 GeV. Les signaux anormaux considérés correspondent à des dépôts d'énergie dans des cristaux individuels dont la variable C_S est inférieure à 0,95 et dont l'énergie transverse correspondante dépasse 8 GeV. Les valeurs de E_T^1 sont les suivantes : {152, 258, 289, 350, 456, 608} MeV.

des signaux anormaux et des candidats L1 EG d'énergie transverse supérieure à 8 GeV. C'est pourquoi l'efficacité de réjection pour un seuil E_T^2 de 8 GeV est similaire à l'efficacité d'identification.

La figure 4.10 indique l'efficacité de réjection en fonction du seuil E_T^1 , pour un seuil E_T^2 de 18 GeV. L'augmentation du seuil E_T^2 , de 8 GeV à 18 GeV, induit une perte d'efficacité de réjection. En effet, l'algorithme de réjection opère sur moins de primitives de déclenchement si celles-ci doivent contenir une énergie transverse supérieure à 18 GeV. Globalement, l'efficacité de réjection perd 10% lors du passage d'un seuil à l'autre.

En conclusion, pour un seuil de réjection E_T^2 de 8 GeV, l'efficacité de réjection des signaux anormaux dépasse 95% lorsque le seuil E_T^1 est supérieur à 258 MeV.

4.3.4 Efficacité de sélection des électrons

L'efficacité de sélection des électrons constitue le deuxième élément crucial dans l'optimisation de l'algorithme de réjection des signaux anormaux.

La collection de candidats L1 EG originaux (sans réjection) et simulés (après réjection) permet de mesurer l'efficacité de sélection des électrons par l'algorithme de réjection des signaux anormaux. La méthode de mesure, décrite en détail au

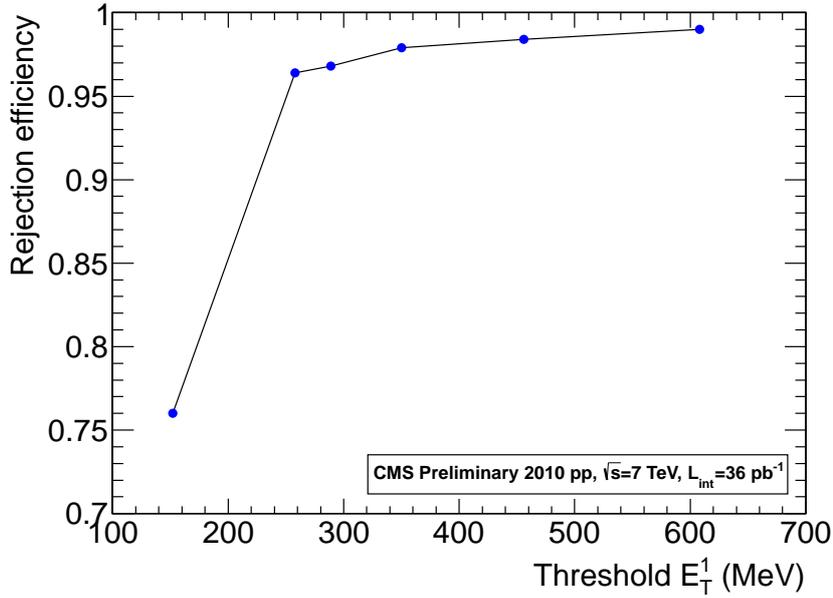


FIG. 4.9: Efficacité de réjection des signaux anormaux en fonction du seuil E_T^1 , pour un seuil E_T^2 de 8 GeV. Les primitives de déclenchement considérées doivent être associées à des candidats L1 EG d'énergie transverse supérieure (resp. inférieure) à 8 GeV avant (resp. après) élimination des primitives suspectes (*Strip Fine Grain* nul). Les valeurs de E_T^1 sont les suivantes : {152, 258, 289, 350, 456, 608} MeV.

chapitre précédent, consiste à associer à chaque électron un candidat L1 EG (voir §3.3.3 et figure 3.9). L'énergie transverse du candidat L1 EG associé à l'électron indique s'il déclenche un algorithme *L1_SingleEG* donné.

La reconstruction des électrons inclut une étape de vérification : seuls les électrons dont le cristal d'énergie maximale, au sein de l'agrégat principal, ne correspond pas à un signal anormal, sont considérés comme valides. Les critères temporels et topologiques présentés en §4.1.1 permettent de filtrer les électrons reconstruits. Les événements considérés proviennent de données acquises à partir d'un algorithme L1 fortement pré-échelonné qui déclenche sur le croisement de faisceau, et d'un algorithme HLT qui sélectionne la présence d'un super-agrégat d'énergie supérieure à 7 GeV dans le ECAL. Ces conditions assurent l'obtention d'un échantillon non biaisé, à partir duquel l'efficacité et le taux de déclenchement des algorithmes *L1_SingleEG* peuvent être mesurés.

La figure 4.11 montre l'efficacité de déclenchement de l'algorithme *L1_SingleEG8* en fonction de l'énergie transverse du super-agrégat de l'électron, pour un seuil d'identification E_T^1 de 258 MeV (figure 4.11a) et de 608 MeV (figure 4.11b). Ainsi, la réjection des signaux anormaux provoque une perte d'efficacité de sélection dans la zone d'inflexion de la courbe d'efficacité. Ce résultat indique que la perte d'efficacité affecte principalement les électrons d'énergie intermédiaire, autour du seuil de déclenchement et au-dessus du seuil de réjection E_T^2 .

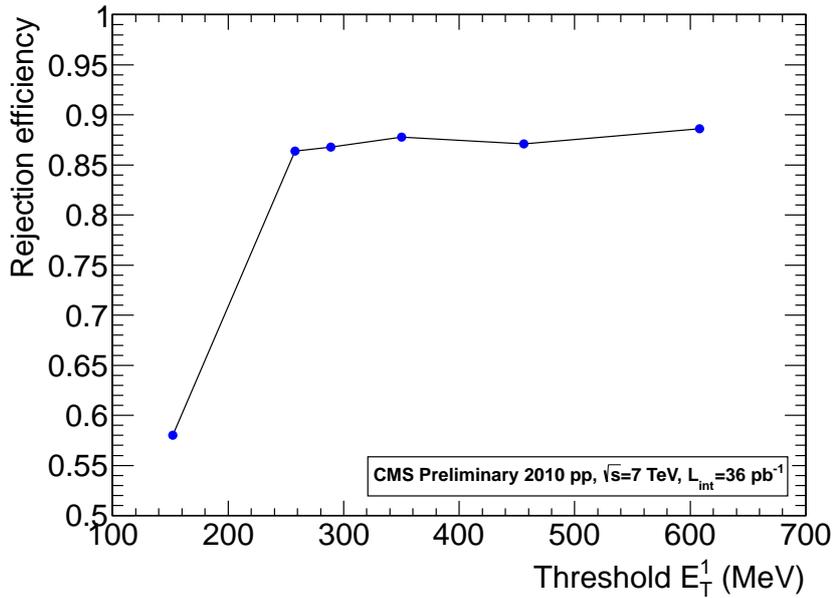


FIG. 4.10: Efficacité de réjection des signaux anormaux en fonction du seuil E_T^1 , pour un seuil E_T^2 de 18 GeV. Les primitives de déclenchement considérées doivent être associées à des candidats L1 EG d'énergie transverse supérieure (resp. inférieure) à 8 GeV avant (resp. après) élimination des primitives suspectes (Strip Fine Grain nul). Les valeurs de E_T^1 sont les suivantes : {152, 258, 289, 350, 456, 608} MeV.

De plus, la comparaison des deux figures indique qu'une augmentation importante du seuil E_T^1 provoque une perte significative d'efficacité de sélection L1 des électrons, toujours concentrée dans la zone d'inflexion. En effet, la fraction d'électrons qui ne déclenchent plus l'algorithme *L1_SingleEG8* après application de l'algorithme de réjection vaut 0,4% seulement pour un seuil de 258 MeV, mais elle atteint 6% pour un seuil de 608 MeV.

D'autre part, la figure 4.12 montre l'efficacité globale de sélection des électrons par l'algorithme de réjection des signaux anormaux, en fonction du seuil d'identification E_T^1 , pour un seuil de réjection E_T^2 fixé à 8 GeV. L'association d'un candidat L1 EG à chaque électron permet de déterminer si l'électron déclenche l'algorithme de référence *L1_SingleEG8*. La collection de candidats L1 EG produite sans réjection des signaux anormaux provient des données. La simulation du système L1 EG fournit une collection de candidats L1 EG après réjection des signaux anormaux. L'efficacité de sélection correspond à la fraction d'électrons qui déclenchent *L1_SingleEG8* après réjection des signaux anormaux, parmi ceux qui déclenchent avant réjection des signaux anormaux.

Cette efficacité correspond à la fraction d'électrons associés à un candidat L1 EG d'énergie transverse initiale supérieure à 8 GeV, qui déclenchent toujours l'algorithme de référence *L1_SingleEG8* après application de l'algorithme de réjection.

Trois collections d'électrons sont considérées : tous les électrons, ceux de p_T

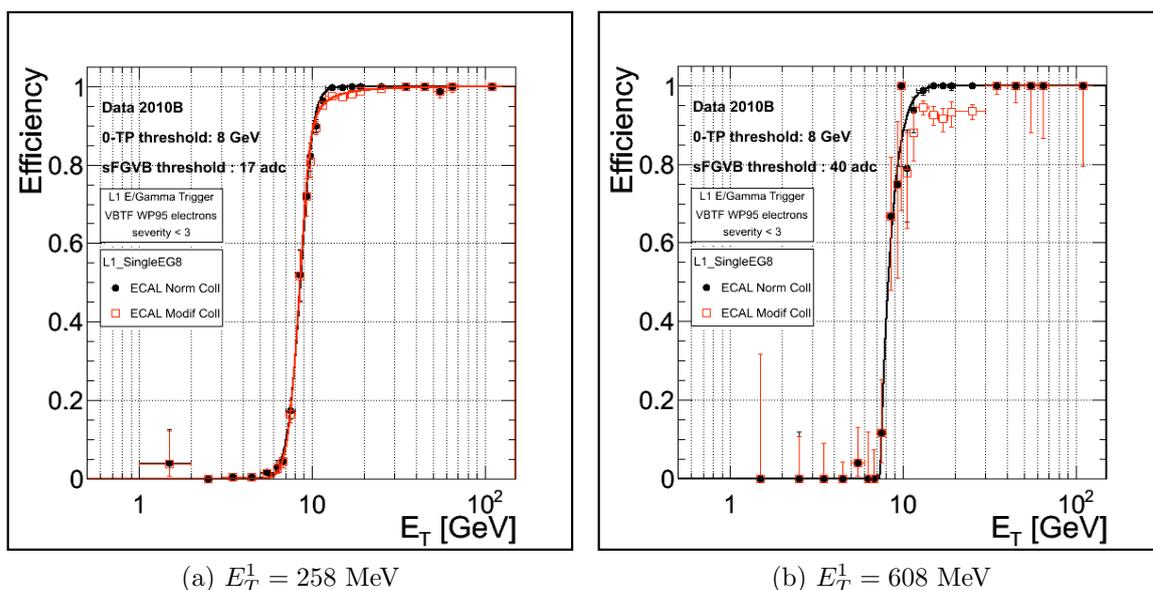


FIG. 4.11: Efficacité de déclenchement de l'algorithme $L1_SingleEG8$ en fonction de l'énergie transverse du super-agrégat de l'électron. Seuls les électrons dont le cristal d'énergie maximale, au sein de l'agrégat principal, ne correspond pas à un signal anormal, sont considérés. L'efficacité est calculée pour un seuil E_T^1 de 258 MeV (figure de gauche) et 608 MeV (figure de droite), le seuil de réjection E_T^2 étant fixé à 8 GeV. Les points noirs (resp. rouge) indiquent l'efficacité avant (resp. après) réjection des signaux anormaux. Les courbes proviennent de l'ajustement des points par la convolution d'une fonction Crystal Ball et d'une distribution de Heavyside (voir §3.3.3).

inférieure à 15 GeV, et supérieure à 15 GeV. Cette figure confirme donc la conclusion précédente : l'efficacité de sélection des électrons diminue rapidement lorsque le seuil d'identification E_T^1 augmente.

Les résultats décrits par les figures 4.11 et 4.12 s'expliquent par le fait que l'utilisation d'un seuil d'identification plus élevé rend plus stricte la condition appliquée au dépôt d'énergie d'un vrai électron. Considérons les cas où la gerbe électromagnétique de l'électron s'étale sur deux cristaux adjacents en η , ou deux cristaux adjacents en ϕ dans des tours différentes. Dans ces cas, la probabilité que deux cristaux d'une même bande possèdent une énergie transverse supérieure à E_T^1 diminue à mesure que E_T^1 augmente.

La figure 4.12 nuance cette conclusion : considérons les électrons d'impulsion transverse supérieure à 15 GeV, relativement élevée dans le contexte du déclenchement $L1_SingleEG8$. Lorsque l'impulsion transverse augmente, l'énergie déposée dans les cristaux d'une même bande augmente ; de plus, le rayonnement de freinage dépose de l'énergie à proximité du dépôt principal de l'électron. Ainsi, l'inefficacité induite par un seuil d'identification E_T^1 élevé diminue dans le cas d'électrons d'énergie suffisamment élevée.

La figure 4.13 montre l'efficacité de déclenchement de l'algorithme $L1_SingleEG8$

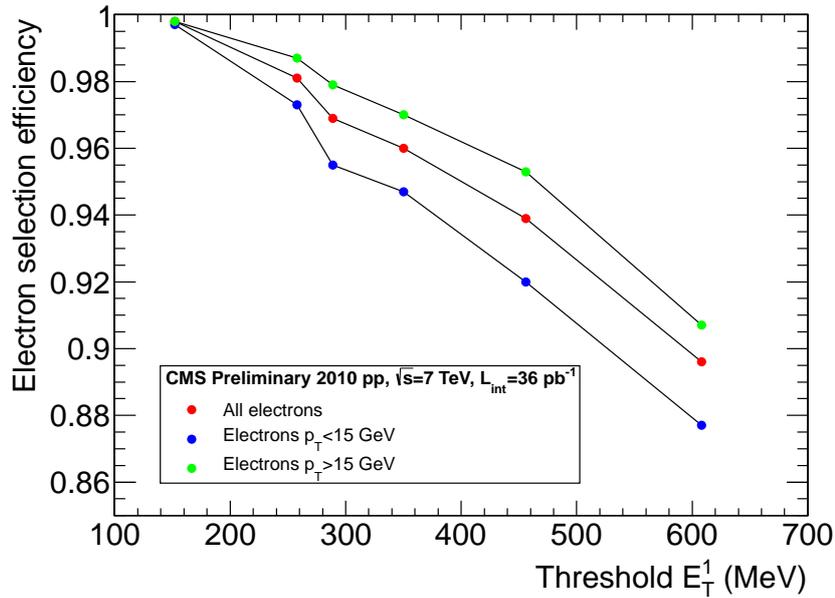


FIG. 4.12: Efficacité de sélection des électrons par l'algorithme de réjection des signaux anormaux, en fonction du seuil d'identification E_T^1 , pour un seuil de réjection E_T^2 fixé à 8 GeV. Les points rouges, bleus et verts correspondent respectivement à : tous les électrons, ceux de p_T inférieure à 15 GeV, et supérieure à 15 GeV.

en fonction de l'énergie transverse du super-agrégat de l'électron, pour un seuil de réjection E_T^2 de 8 GeV (figure 4.13a) et de 18 GeV (figure 4.13b), le seuil d'identification E_T^1 étant fixé à 258 MeV. L'inefficacité de sélection induite par l'algorithme de réjection dans le cas $E_T^2 = 8$ GeV (4.13a) disparaît lorsque le seuil E_T^2 passe à 18 GeV (4.13b). Cet effet corrobore le résultat de la figure 4.12 : les électrons susceptibles d'engendrer des primitives de déclenchement d'énergie transverse supérieure à un seuil $E_T^2 = 18$ GeV possèdent une impulsion transverse élevée, ce qui leur assure une excellente efficacité d'identification par le *Strip Fine Grain*.

Les inefficacités de sélection susmentionnées s'interprètent aisément en analysant la topologie des dépôts d'énergie des électrons (voir figure 4.14). Les cas où la gerbe électromagnétique d'un électron s'étale dans au moins deux cristaux adjacents en η , ou deux cristaux adjacents en ϕ appartenant à deux tours différentes, sont des cas typiques d'inefficacité (le deuxième cas étant tout de même plus rare). En effet, le cristal contenant le dépôt principal ressemble alors à un dépôt d'énergie élevée très isolé. L'algorithme de réjection peut alors rejeter la primitive correspondante, induisant une perte d'énergie du candidat L1 EG, voire sa disparition complète.

La figure 4.14 donne un exemple d'inefficacité de l'algorithme de réjection des signaux anormaux. Elle représente les dépôts d'énergie dans les cristaux individuels de deux tours de déclenchement du ECAL adjacents, ainsi que les bits de *Strip Fine Grain* correspondant à chaque bande de chacune des deux tours. Ces deux tours correspondent à la fois à un électron reconstruit et à un candidat L1 EG.

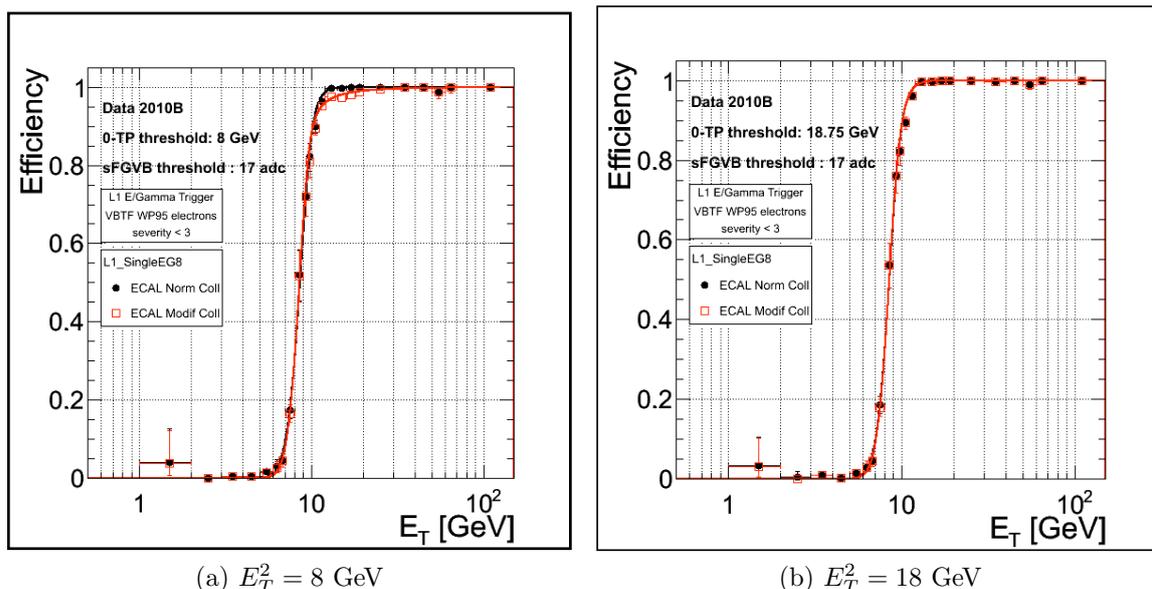


FIG. 4.13: Efficacité de déclenchement de l'algorithme $L1_SingleEG8$ en fonction de l'énergie transverse du super-agrégat de l'électron. Seuls les électrons dont le cristal d'énergie maximale, au sein de l'agrégat principal, ne correspond pas à un signal anormal, sont considérés. L'efficacité est calculée pour un seuil E_T^2 de 8 GeV (figure de gauche) et 18 GeV (figure de droite), le seuil de réjection E_T^1 étant fixé à 258 MeV. Les points noirs (resp. rouge) indiquent l'efficacité avant (resp. après) réjection des signaux anormaux. Les courbes proviennent de l'ajustement des points par la convolution d'une fonction *Crystal Ball* et d'une distribution de *Heavyside* (voir §3.3.3).

La variable C_S , qui vaut 0,25 dans ce cas, indique qu'il ne s'agit pas d'un signal anormal, mais bien d'un vrai électron.

Cependant, le dépôt s'étale sur deux tours adjacentes, empêchant ainsi de repérer deux cristaux alignés en ϕ , possédant une énergie transverse supérieure au seuil d'identification E_T^1 . C'est pourquoi le bit de *Strip Fine Grain* de chaque bande vaut 0. Le dépôt d'énergie dans la tour de gauche est tout de même significatif (supérieur au seuil E_T^2 de 8 GeV, et même de 18 GeV). L'algorithme de réjection élimine donc la primitive de déclenchement correspondante à ladite tour. Ainsi, le candidat L1 EG associé déclenche l'algorithme $L1_SingleEG8$ avant l'élimination de la primitive, mais pas après.

Enfin, une vérification importante consiste à tester plusieurs sélections d'électrons plus ou moins strictes, incluant un échantillon très pur d'électrons issus de conversions de photons. Les valeurs d'efficacité de sélection des électrons obtenues sont similaires dans tous les cas. L'ensemble des résultats exposés dans cette section dépend peu donc peu de l'échantillon d'électrons utilisé, ce qui constitue une confirmation supplémentaire de cette étude.

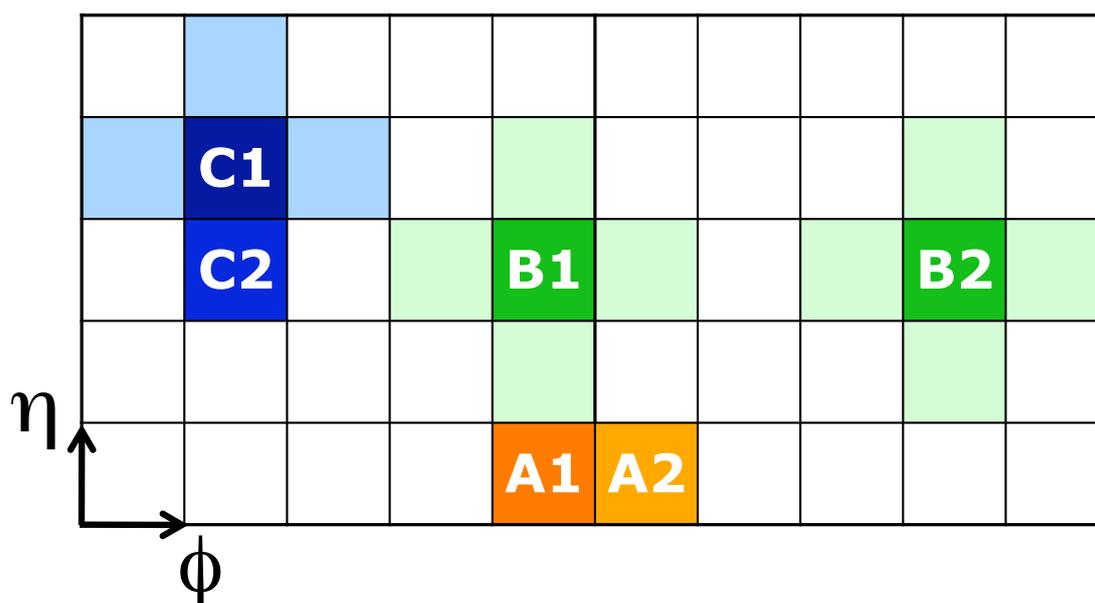


FIG. 4.14: Inefficacité de sélection des électrons par l'algorithme de réjection des signaux anormaux. Chaque case correspond à un cristal individuel du ECAL. Les indices 1 et 2 indiquent deux cristaux contenant une énergie transverse supérieure au seuil d'identification E_T^1 . Cas A (orange) : le dépôt d'énergie chevauche deux cristaux alignés en ϕ mais appartenant à deux tours différentes. Cas B (vert) : l'électron émet une fraction significative de son énergie sous forme de rayonnement de freinage, induisant une grande séparation en ϕ pour des électrons incidents de basse énergie. Cas C (bleu) : l'électron dépose la majeure partie de son énergie dans deux cristaux adjacents en η , et peu d'énergie dans les cristaux adjacents en ϕ .

4.3.5 Optimisation de l'algorithme de réjection

Résumons les caractéristiques de l'algorithme de réjection : l'efficacité d'identification et de réjection des signaux anormaux augmente avec le seuil d'identification E_T^1 , mais l'efficacité de sélection des électrons finit par diminuer fortement.

De manière générale, les électrons d'impulsion transverse élevée déposent suffisamment d'énergie, dans une zone suffisamment concentrée en ϕ , pour bénéficier d'une identification efficace par le bit de *Strip Fine Grain*. Les rares cas d'inefficacité proviennent alors de la position du dépôt, partagé entre deux tours adjacentes.

Dès lors, l'utilisation d'un seuil de réjection E_T^2 suffisamment élevé (par exemple 18 GeV) garantit une excellente efficacité de sélection des électrons. En effet, les électrons d'impulsion transverse élevée sont identifiés par le bit de *Strip Fine Grain*, et les électrons de faible impulsion transverse n'engendrent pas de primitives de déclenchement possédant suffisamment d'énergie pour être rejetées. Cependant, un tel choix dégrade l'efficacité de réjection des signaux anormaux, puisque les primitives correspondantes doivent alors posséder une énergie transverse supérieure à un seuil E_T^2 élevé.

Le choix d'un seuil de réjection E_T^2 modéré (par exemple 8 GeV) constitue un bon compromis : il assure une excellente identification et réjection des signaux anormaux, comme discuté précédemment. Les électrons d'impulsion transverse élevée sont identifiés efficacement par le *Strip Fine Grain*, et les électrons d'impulsion transverse très basse n'engendrent pas de primitives d'énergie transverse supérieure à E_T^2 . L'inefficacité de sélection concerne donc essentiellement les électrons d'énergie transverse proche du seuil de réjection E_T^2 .

La figure 4.15 montre simultanément les efficacités de sélection des électrons et de réjection des signaux anormaux. Les points correspondent à chaque valeur du seuil d'identification E_T^1 testée, pour un seuil de réjection E_T^2 fixé à 8 GeV. Le point de fonctionnement optimal correspond à un seuil E_T^1 de 258 MeV. Il fournit une efficacité de sélection des électrons égale à 98,1%, et qui atteint 99,6% pour des électrons d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV. L'efficacité de réjection des signaux anormaux ainsi obtenue vaut 96%. Rappelons que ces efficacités sont relatives aux électrons et aux signaux anormaux qui déclenchent initialement l'algorithme de référence *L1_SingleEG8*. En particulier, l'efficacité de déclenchement après application de l'algorithme de réjection correspond au produit de l'efficacité de déclenchement avant réjection, et de l'efficacité de sélection susmentionnée.

Les figures 4.16 représentent l'efficacité de déclenchement des algorithmes *L1_SingleEG{5,8,10,12}*, avant et après réjection des signaux anormaux, pour le point de fonctionnement $(E_T^1, E_T^2) = (258 \text{ MeV}, 8 \text{ GeV})$. Ces figures confirment que la quasi-totalité de la perte d'efficacité n'affecte que les électrons d'énergie intermédiaire, légèrement au-dessus du seuil de réjection $E_T^2 = 8 \text{ GeV}$.

Cette perte d'efficacité affecte donc la zone d'inflexion et le début du plateau dans le cas de l'algorithme *L1_SingleEG5*, puis la zone d'inflexion pour les seuils de déclenchement supérieurs ou égaux à 8 GeV. Celle-ci se déplace en effet vers les

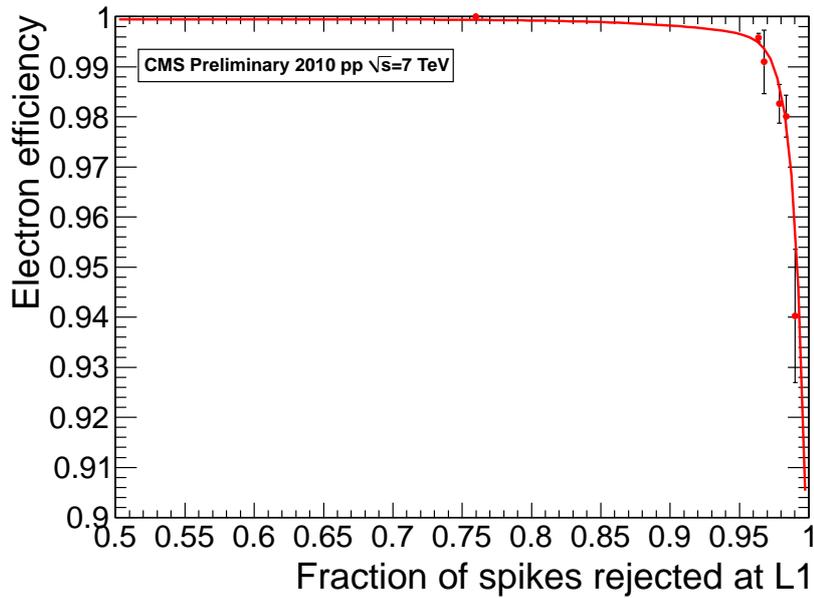


FIG. 4.15: Efficacité de sélection des électrons en fonction de l'efficacité de réjection des signaux anormaux. Les points correspondent aux six valeurs du seuil d'identification E_T^1 testées, en fixant E_T^2 à 8 GeV. La ligne correspond à un ajustement des points par un polynôme. Le point de fonctionnement choisi pour les prises de données de l'année 2011 se situe en haut à droite : il s'agit du deuxième point en partant de la gauche.

énergies transverses plus élevées, tandis que la région inefficace ne change pas. Ainsi, l'inefficacité de déclenchement induite par l'algorithme de réjection, au demeurant très faible, n'affecte pas l'utilisation des algorithmes $L1_SingleEGX$, $X > 10$ GeV, dans le processus d'initiation des algorithmes HLT.

4.3.6 Réduction du taux de déclenchement

Le problème le plus critique causé par les signaux anormaux consiste en une occupation démesurée de la bande passante L1 EG, réduisant drastiquement la capacité de sélection des événements les plus intéressants. La mise en place de l'algorithme de réjection des signaux anormaux a pour but premier de préserver la bande passante L1 EG et l'efficacité de déclenchement sur des vrais électrons et photons.

L'échantillon d'électrons utilisés pour la mesure du taux de déclenchement provient d'événements acquis après avoir déclenché l'algorithme $L1_SingleEG2$, sans sélection HLT subséquente (au pré-échelonnement près). L'algorithme de référence $L1_SingleEG2$ permet alors de mesurer le facteur de réduction du taux de déclenchement des algorithmes $L1_SingleEG$ pour des seuils allant de 12 à 30 GeV. Ledit facteur correspond alors directement au ratio des événements qui déclenchent le seuil considéré, après et avant réjection des signaux anormaux.

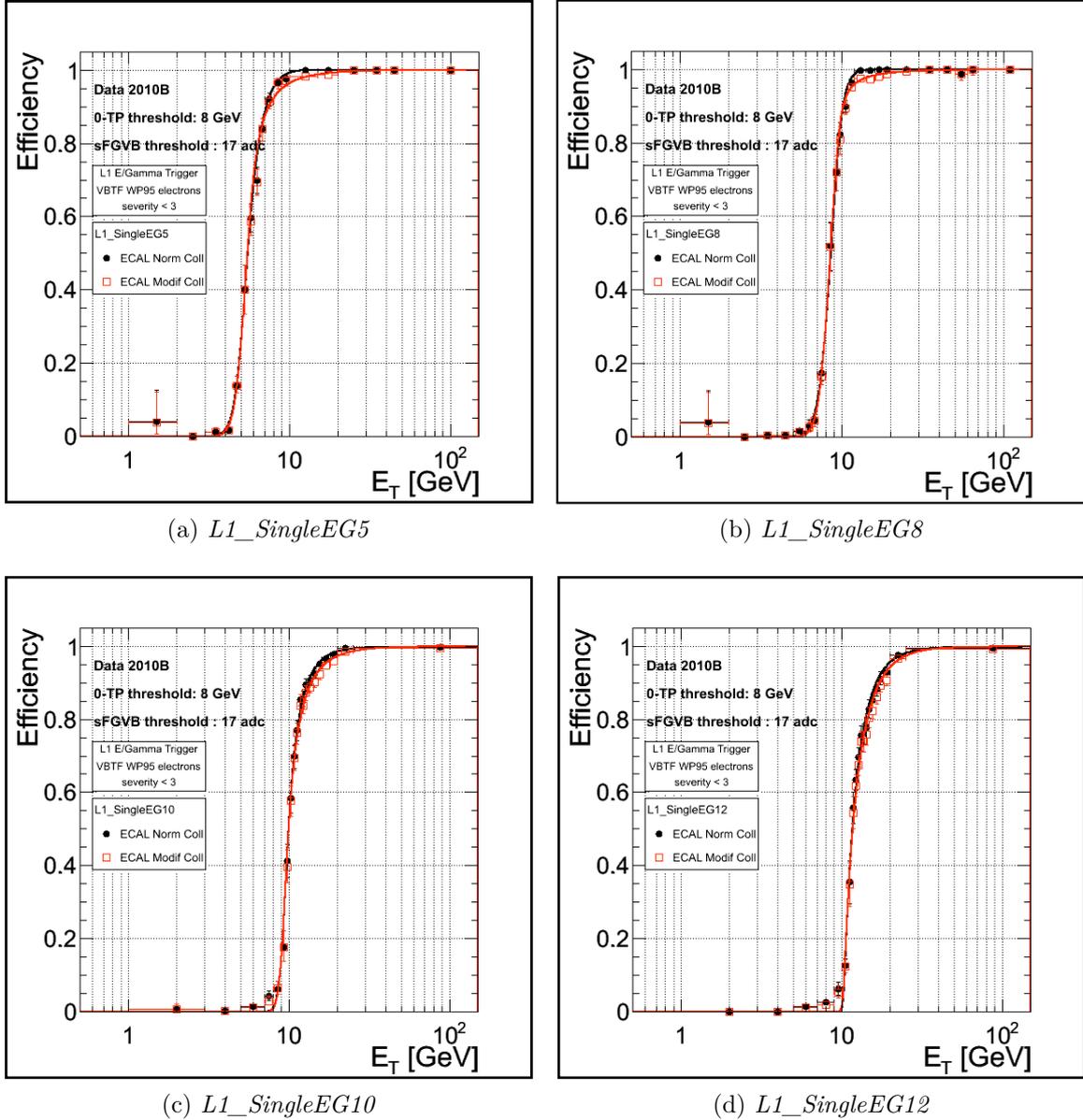


FIG. 4.16: Efficacité de déclenchement des algorithmes $L1_SingleEG5$ ((a)), $L1_SingleEG8$ ((b)), $L1_SingleEG10$ ((c)), $L1_SingleEG12$ ((d)), en fonction de l'énergie transverse du super-agrégat de l'électron. L'efficacité est calculée pour un seuil d'identification $E_T^1 = 258$ MeV et un seuil de réjection $E_T^2 = 8$ GeV. Les points noirs (resp. rouge) indiquent l'efficacité avant (resp. après) réjection des signaux anormaux. Les courbes proviennent de l'ajustement des points par la convolution d'une fonction Crystal Ball et d'une distribution de HeavySide (voir §3.3.3)

Le tableau 4.2 indique le facteur de réduction du taux de déclenchement de plusieurs algorithmes $L1_SingleEG$, prédit à partir de deux seuils E_T^1 et mesuré lors des premières collisions de l'année 2011. Les prédictions montrent que le point de fonctionnement optimal (258 MeV) fournit un facteur de réduction très satisfaisant : presque un facteur 3 pour $L1_SingleEG12$. De plus, le passage à un seuil $E_T^1 = 608$ MeV n'augmente pas significativement le facteur de réduction, ce qui renforce d'autant plus le choix du point de fonctionnement optimal.

Les premières collisions en 2011 ont montré que le point de fonctionnement adopté réduit le taux de déclenchement L1 EG d'un facteur 3,4 pour un seuil de 12 GeV, jusqu'à un facteur 9,6 pour un seuil de 30 GeV. En effet, les signaux anormaux induisent préférentiellement des candidats L1 EG de haute énergie, et occupent donc une fraction croissante de la bande passante lorsque le seuil de déclenchement augmente. De plus, la figure 4.17 montre le taux de déclenchement lors des premières collisions, avant et après l'activation de l'algorithme de réjection : le taux de déclenchement total est alors passé de 70 kHz à 19 kHz. Ainsi, l'élimination des signaux anormaux constitue un moyen indispensable et très efficace d'optimiser la bande passante L1 EG.

Seuil L1 EG (GeV)	12	15	20	30
Prédiction $(E_T^1, E_T^2) = (258 \text{ MeV}, 8 \text{ GeV})$	2,6	3,0	3,2	
Prédiction $(E_T^1, E_T^2) = (608 \text{ MeV}, 8 \text{ GeV})$	2,8	3,3	4,5	
Prises de données 2011	3,4	4,3	6,0	9,6

TAB. 4.2: Facteurs de réduction du taux de déclenchement pour divers seuils L1 EG, après réjection des signaux anormaux.

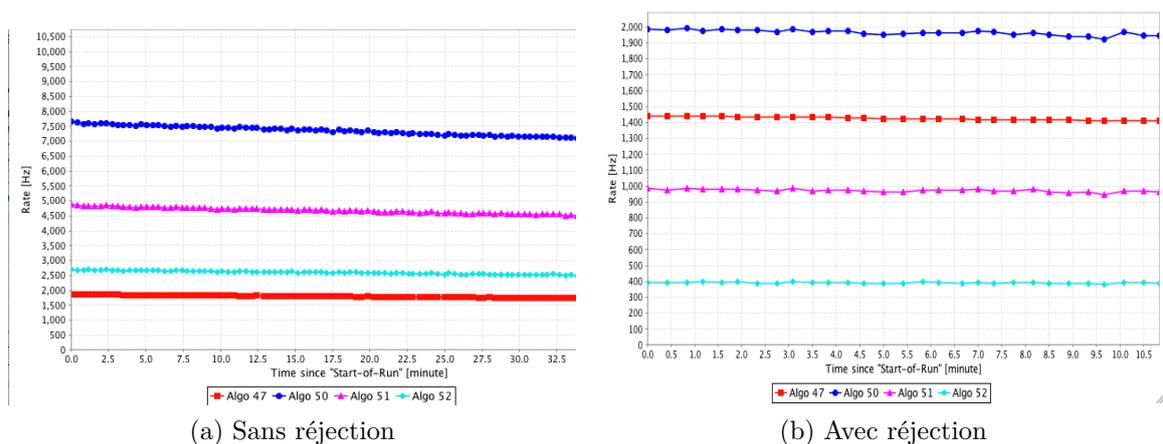


FIG. 4.17: Taux de déclenchement des algorithmes L1 EG avant (gauche) et après (droite) mise en place de l'algorithme de réjection, lors du test initial au début de l'année 2011. La ligne bleue indique le taux de déclenchement de l'algorithme $L1_SingleEG12$, seuil le plus bas non pré-échelonné au début de l'année 2011.

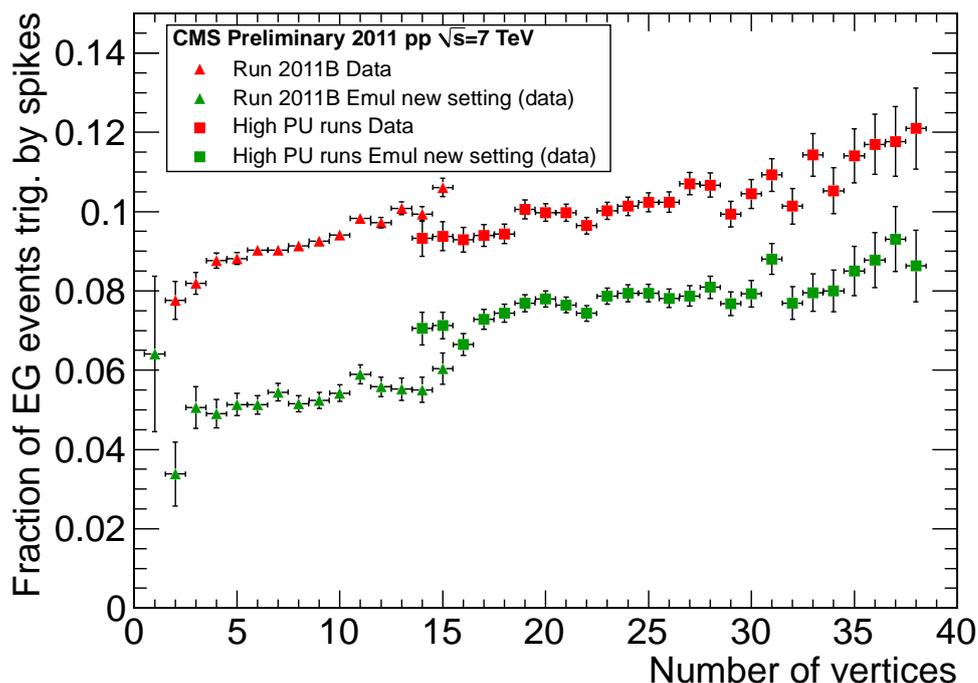


FIG. 4.18: Contamination en fonction du nombre de points d'interaction reconstruits. La contamination correspond à la fraction d'événements où l'algorithme $L1_SingleEG15$ est déclenché par un signal anormal, parmi les événements où un candidat $L1_EG$ déclenche l'algorithme $L1_SingleEG15$. Les points rouges correspondent à la mesure effectuée dans les données expérimentales de l'année 2011 : collisions de la fin de l'année (triangles) et collisions spéciales à empilement élevé (carrés). Les points verts correspondent à la mesure effectuée après simulation d'un nouveau point de fonctionnement de l'algorithme de réjection, en utilisant le contenu en électrons des mêmes données (fin de l'année : triangles, collisions spéciales à empilement élevé : carrés).

4.4 Configuration pour un empilement croissant

L'intensité sans cesse croissante des collisions au LHC induit un accroissement de l'empilement. Durant les collisions de la fin de l'année 2011, le nombre d'interactions d'empilement a atteint 40. De plus, le taux de production des signaux anormaux, mais aussi la densité moyenne d'énergie déposée dans le ECAL, augmente fortement avec l'empilement.

L'analyse hors-ligne du contenu des événements déclenchant l'algorithme *L1_SingleEG15* offre la possibilité d'associer des signaux anormaux, identifiés en utilisant la variable C_S , à des candidats L1 EG afin d'évaluer la contamination résiduelle. Définissons la contamination comme la fraction d'événements où l'algorithme *L1_SingleEG15* est déclenché par un signal anormal, parmi les événements où un candidat L1 EG déclenche l'algorithme *L1_SingleEG15*. Dans ce contexte, le seuil de déclenchement de référence (15 GeV) correspond au seuil non pré-échelonné le plus bas lors des collisions de l'année 2011.

La figure 4.18 représente la contamination en fonction du nombre de points d'interaction reconstruits : cette variable fournit une estimation pertinente du nombre d'interactions d'empilement dans chaque événement. Cette mesure traite deux séries de données : les collisions de la fin de l'année 2011, à une luminosité instantanée moyenne de $5 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, ainsi que des collisions conçues spécialement pour étudier l'impact d'un empilement élevé sur l'ensemble des performances de l'expérience CMS. Les événements traités déclenchent les algorithmes *L1_SingleEG*, sans sélection HLT subséquente (au pré-échelonnement près). Le tableau 4.3 résume les caractéristiques de ces collisions.

Collisions	$\langle \mathcal{L}_{inst} [\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}] \rangle$	\mathcal{L}_{int}	$\langle PU \rangle$	N_{evts}
2011B	$5 \cdot 10^{33}$	$2,7 \text{ fb}^{-1}$	15	13485870
HPU	$4,4 \cdot 10^{30}$	$0,05 \text{ pb}^{-1}$	30	570289

TAB. 4.3: Caractéristiques des collisions de la fin de l'année 2011 (2011B) et des collisions spéciales à empilement élevé (HPU) : luminosité instantanée moyenne (\mathcal{L}_{inst}), luminosité intégrée (\mathcal{L}_{int}), nombre d'événements (N_{evts}) et empilement moyen ($\langle PU \rangle$). Les données 2011B ont été acquises de début septembre à fin octobre 2011. Les runs à empilement élevé (HPU) datent du mois d'octobre.

La contamination mesurée dans les données augmente avec l'empilement, comme attendu (points rouges). Ce constat démontre le besoin d'identifier un point de fonctionnement plus robuste.

L'augmentation de l'intensité des collisions induit la production de particules d'énergie plus élevée par l'interaction principale de chaque événement, mais aussi une densité moyenne d'énergie dans les calorimètres plus importante, due à l'empilement. La maîtrise du taux de déclenchement L1 EG nécessite alors de pré-échelonner progressivement les seuils de déclenchement les plus bas (voir chapitre précédent : §3.3). Le seuil de déclenchement non pré-échelonné le plus bas, lors des prises de données 2011, est passé très vite de 12 GeV en début d'année, à 15 GeV.

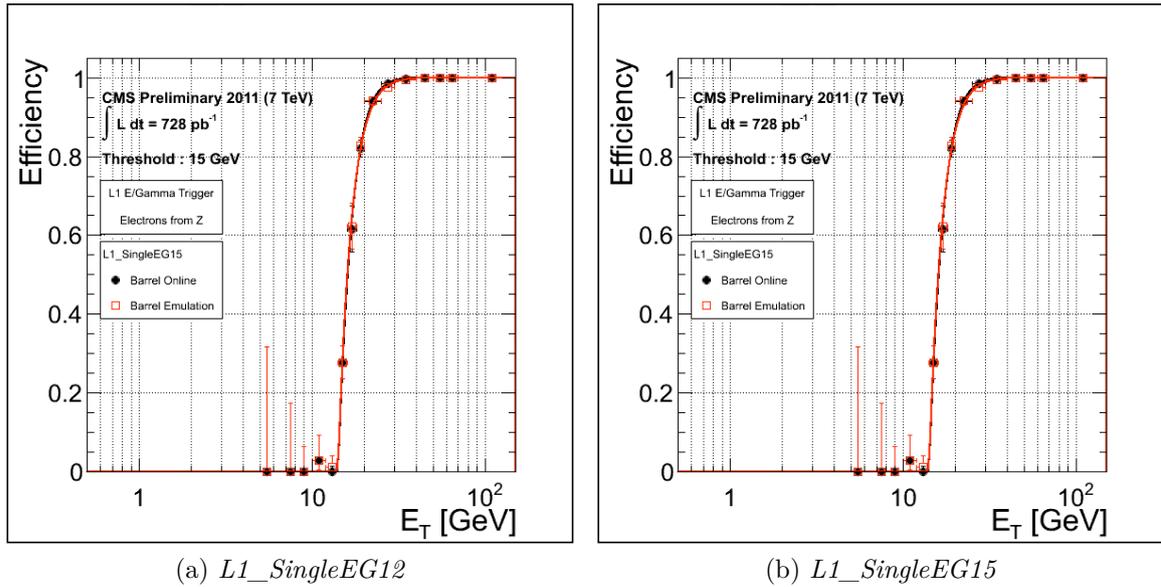


FIG. 4.19: Efficacité de déclenchement des algorithmes *L1_SingleEG12* ((a)), *L1_SingleEG15* ((b)), en fonction de l'énergie transverse du super-agrégat de l'électron. Les points noirs indiquent l'efficacité mesurée au sein des données collectées en 2011 par une méthode de *tag-and-probe*, avec le point de fonctionnement optimal de l'algorithme de réjection. Les points rouges indiquent l'efficacité simulée à partir du nouveau point de fonctionnement optimisé pour l'année 2012.

Les études d'optimisation présentées au §4.3.5 ont alors permis d'identifier un nouveau point de fonctionnement de l'algorithme de réjection des signaux anormaux. Ces études prédisent pour ce nouveau point de fonctionnement une réduction du taux de déclenchement similaire au point de fonctionnement précédent, ainsi qu'une inefficacité de sélection des électrons inférieure : seulement 0,5% pour l'ensemble des électrons.

L'efficacité des algorithmes de déclenchement *L1_SingleEG12* et *L1_SingleEG15* est mesurée au moyen d'une méthode de *tag-and-probe* (voir §3.3.4), au sein d'une partie des données acquises en 2011. La simulation de la chaîne de décision L1 complète fournit alors une collection de candidats L1 EG simulés, en remplaçant le point de fonctionnement mis en place en 2011 par le nouveau point de fonctionnement.

Les figures 4.19 montrent que le nouveau point de fonctionnement introduit extrêmement peu d'inefficacité, et que celle-ci est entièrement concentrée dans la zone d'inflexion de la courbe d'efficacité. Enfin, la figure 4.19 montre également la contamination de la bande passante L1 EG en signaux anormaux, après simulation du nouveau point de fonctionnement (points verts). Celui-ci permet donc de diviser par un facteur 2 la contamination : la nouvelle valeur obtenue pour un empilement élevé (8% pour 40 interactions d'empilement) correspond alors à l'ancienne valeur obtenue pour un faible empilement (moins de 5 interactions d'empilement).

4.5 Conclusion

L'ionisation directe des APD des cristaux du tonneau du ECAL induit des signaux anormaux de très haute énergie. Ils provoquent des taux de déclenchement très élevés sur des événements au contenu à priori de peu d'intérêt physique, et saturent la bande passante surtout à haute énergie.

La flexibilité du système de déclenchement L1 EG a permis la mise en place d'un algorithme de réjection basé sur la topologie des dépôts d'énergie en provenance de vrais gerbes électromagnétiques ou de signaux anormaux. L'algorithme utilise deux seuils : le premier sert à identifier la topologie des dépôts d'énergie dans une bande de 5 cristaux d'une tour de déclenchement dans le tonneau du ECAL ; le deuxième sert à rejeter les tours contenant un signal anormal de haute énergie.

L'optimisation de ces deux seuils, nécessaire pour les prises de données de l'année 2011, fournit d'excellentes efficacités de réjection des signaux anormaux, et de sélection des électrons. Le point de fonctionnement adopté divise le taux de déclenchement par un facteur 3 (*L1_SingleEG12*) à 10 (*L1_SingleEG30*), ce qui permet une optimisation drastique de la bande passante L1 EG : seuls les événements intéressants physiquement sont alors enregistrés.

L'augmentation de l'intensité des collisions a rendu nécessaire la mise en place d'un second point de fonctionnement pour les prises de données de l'année 2012. Un nouveau point de fonctionnement, basé sur des seuils d'identification et de réjection plus élevés, a permis de limiter l'impact de l'empilement sur la contamination résiduelle en signaux anormaux, en la divisant par 2.

Cette optimisation de la bande passante L1 EG s'inscrit dans un effort permanent de contrôle et d'amélioration du système de déclenchement L1 EG, décrit en détail au chapitre précédent.

CHAPITRE 5

RECHERCHE DU BOSON DE HIGGS SE DÉSINTÉGRANT EN PAIRES DE LEPTONS TAU

*Mesure ce qui est mesurable, et rend mesurable ce qui ne
peut être mesuré.*

Galileo Galilei

Sommaire

5.1	Introduction	181
5.2	Objets physiques	182
5.2.1	Leptons e et μ	182
5.2.2	Désintégrations hadroniques des leptons tau	185
5.2.3	Jets	188
5.2.4	Impulsion transverse manquante	189
5.3	Données expérimentales et simulations	192
5.3.1	Déclenchement	192
5.3.2	Simulations	198
5.3.3	Échantillons hybrides	199
5.4	Corrections apportées aux simulations	201
5.4.1	Déclenchement	201
5.4.2	Identification et isolation	202
5.4.3	Échelle d'énergie des τ_h	202
5.4.4	Échelle d'énergie des jets	202
5.4.5	Impulsion transverse manquante	203
5.4.6	Empilement	206
5.4.7	Échantillons hybrides	206
5.5	Masse invariante de la paire de τ	208
5.5.1	Cinématique de la désintégration du lepton τ	209
5.5.2	Densité de probabilité des paramètres cinématiques	210
5.5.3	Pouvoir de séparation de l'algorithme <i>SVfit</i>	212

5.6	Sélection des évènements	213
5.6.1	Sélection inclusive	213
5.6.2	Prospective pour le canal $\mu_{\text{soft}}\tau h$	214
5.6.3	Catégories exclusives	215
5.7	Extraction du signal	217
5.7.1	Évaluation de la composition en bruits de fond	218
5.7.2	Estimation du signal	225
5.8	Les incertitudes systématiques	233
5.8.1	Incertitudes théoriques	233
5.8.2	Incertitudes expérimentales	233
5.8.3	Normalisation des bruits de fond	234
5.9	Interprétation statistique	237
5.9.1	Test statistique	238
5.9.2	Quantifier l'absence du signal	239
5.9.3	Quantifier un excès	240
5.10	Résultats	241
5.10.1	Limites d'exclusion dans les canaux semi-leptoniques	241
5.10.2	Combinaison $H \rightarrow \tau\tau$	252

5.1 Introduction

Au sein du modèle standard, les fermions acquièrent leur masse en interagissant avec le champ de Higgs, à travers des couplages de Yukawa. L'étude de la désintégration du boson de Higgs en paires de τ permet de vérifier l'existence de ces couplages, en particulier dans le cas des leptons. Ce test fondamental du modèle standard constitue une étape cruciale dans l'étude des propriétés du nouveau boson massif découvert au LHC en 2012 dans les canaux de désintégrations bosoniques : $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^*$ et $H \rightarrow WW^*$.

Le τ se désintégrant soit en hadrons (τ_h), soit en leptons (e ou μ), six états finaux sont étudiés : semi-leptoniques ($e\tau_h$ et $\mu\tau_h$), leptoniques (ee , $\mu\mu$, $e\mu$) et hadronique ($\tau_h\tau_h$). Ce chapitre présente l'analyse des états finaux semi-leptoniques, principaux contributeurs à la sensibilité de l'analyse. En effet, ils combinent l'excellente efficacité de déclenchement, de reconstruction et d'identification des électrons et des muons avec un rapport d'embranchement hautement favorable aux désintégrations hadroniques du τ (environ deux tiers des cas).

Cette analyse utilise les données collectées par l'expérience CMS en 2012, à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 8$ TeV, totalisant une luminosité intégrée $\mathcal{L}_{int} = 19,3 \text{ fb}^{-1}$. Les événements traités dans cette analyse sont enregistrés après déclenchement sur la présence simultanée d'un lepton (e ou μ) et d'un τ_h possédant une impulsion transverse significative (canaux notés $e\tau_h$ et $\mu\tau_h$ dans la suite). Cependant, cette sélection induit la perte d'environ la moitié du signal, ce qui a motivé la mise en place d'algorithmes complémentaires sélectionnant des leptons de plus basse énergie, incluant une coupure sur l'énergie transverse manquante (canal noté $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ dans la suite). Celle-ci limite le taux de déclenchement et sélectionne des événements contenant des neutrinos d'énergie significative, caractéristiques des désintégrations semi-leptoniques d'une paire de τ .

Afin d'estimer la composition en signal et en bruits de fond prédite par le modèle standard, des générateurs Monte Carlo simulent un certain nombre de processus physiques, et le programme GEANT4 modélise la réponse du détecteur CMS.

Les incertitudes statistiques et systématiques servent de paramètres de nuisance au sein d'un ajustement simultané des distributions de masse de chaque processus de bruit de fond et de signal. Enfin, les méthodes d'interprétation statistique de CL_s permettent de calculer la limite d'exclusion et la signification statistique du signal.

La première moitié de ce chapitre présente en détail les objets et les outils de base qui constituent le socle de cette analyse. La section 5.2 décrit les objets physiques traités (leptons, τ hadroniques, jets, énergie transverse manquante). Puis la section 5.3 indique la stratégie de déclenchement produisant les données expérimentales spécifiques à cette analyse, ainsi que les échantillons simulés. Ensuite, la section 5.4 explique l'ensemble des procédures de corrections appliquées aux simulations afin qu'elles modélisent fidèlement les données. Une fois les objets physiques clairement définis, la mesure de la masse invariante des paires de τ désintégrées dans les événements expérimentaux et simulés constitue l'outil central de cette analyse : c'est

l'objet de la section 5.5.

La seconde moitié du chapitre traite de la stratégie d'analyse adoptée dans l'étude des canaux semi-leptoniques $e\tau_h$, $\mu\tau_h$ et $\mu_{\text{soft}}\tau_h$. Après avoir détaillé la sélection des événements (§5.6), nous expliquerons les méthodes d'estimation des bruits de fond et du signal (§5.7), et nous assignerons à ces méthodes un certain nombre d'incertitudes (§5.8). Enfin, après un exposé succinct des méthodes statistiques employées dans cette analyse (§5.9), nous exposerons ses résultats et leur interprétation (§5.10).

5.2 Objets physiques

L'analyse des états finaux semi-leptoniques nécessite une sélection de paires $\ell\tau_h$ provenant de la désintégration de deux vrais leptons tau. Des critères d'identification et d'isolation rejettent une fraction importante de candidats falsifiés et de leptons provenant d'interactions secondaires. De plus, la répartition des événements en catégories exclusives, qui permet d'optimiser l'analyse, s'appuie en partie sur le nombre de jets correctement identifiés dans l'évènement. Enfin, l'énergie transverse manquante \cancel{E}_T fournit une information essentielle sur l'évènement pour plusieurs raisons. En effet, la désintégration des τ engendre des produits invisibles : l'énergie transverse manquante sert alors d'observable pour contraindre la cinématique des produits invisibles et mesurer la masse de la paire de τ (voir §5.5). D'autre part, du fait de la présence de produits invisibles dans les désintégrations de paires de τ , une coupure sur \cancel{E}_T ou sur une quantité corrélée, constitue un critère efficace de discrimination entre bruits de fond réductibles et signal.

La section 2.3 décrit la reconstruction des objets physiques utilisés dans cette analyse. Les sous-sections suivantes détaillent les critères d'identification et d'isolation appliqués aux leptons, aux τ_h et aux jets, ainsi que les algorithmes permettant de mesurer l'énergie transverse manquante.

5.2.1 Leptons e et μ :

Les critères d'identification visent à s'assurer que les candidats reconstruits sont de vrais leptons produits par l'interaction principale. De plus, l'application d'un critère d'isolation rejette un grand nombre d'évènements de bruit de fond : jets falsifiant des leptons, interactions secondaires (désintégrations en vol, conversions de photons, etc) produisant des vrais leptons.

Identification des électrons :

La section §2.3.4 et la référence [D28] décrivent la reconstruction et l'identification des électrons dans l'expérience CMS.

Pour vérifier que l'électron provient du point d'interaction principal, la trace doit inclure des canaux dans toutes les couches internes du trajectomètre à pixels. De

plus, deux critères rejettent les électrons issus de conversions de photons :

- paramètre d'impact proche du point d'interaction nominal :
 $\Delta z < 0,1 \text{ cm}$; $\Delta x \oplus \Delta y < 0,045 \text{ cm}$ (voir §2.3.2).
- probabilité p que la trace de l'électron et une trace à proximité proviennent d'un même point d'interaction déplacé : $p < 10^{-6}$.

Un arbre de décision boosté [J76] quantifie la probabilité que le candidat reconstruit émane d'un vrai électron, à partir de variables décrivant la qualité de la trace, la correspondance géométrique entre la trace et le super-agrégat, la forme du super-agrégat, la répartition de l'énergie dans le super-agrégat, l'énergie dans d'autres sous-détecteurs, et des comparaisons entre impulsion et dépôts d'énergie :

- l'impulsion et la coordonnée η de l'électron
- la distance en η et en ϕ entre le super-agrégat et le début de la trace
- la distance en η entre le super-agrégat et la fin de la trace
- l'écart-type des positions en η et en ϕ des cristaux du super-agrégat
- le ratio R_9 de l'énergie $E_{3 \times 3}$ dans un carré de 3×3 cristaux centré sur le cristal germe du super-agrégat, sur l'énergie E_{SA} du super-agrégat
- le ratio $R_{5 \times 5}^{1 \times 5}$ de l'énergie dans une bande de 5 cristaux en ϕ , sur l'énergie dans un carré de 5×5 cristaux (centrés sur le cristal germe du super-agrégat)
- le ratio entre l'énergie H dans les cellules du HCAL situées derrière le super-agrégat, sur E_{SA}
- les ratios : E_{SA}/p_0 , E_{SA}/p_{ECAL} , E_{AG}/p_{ECAL} , avec p_0 (resp. p_{ECAL}) l'impulsion évaluée au début de la trace (resp. à la surface du calorimètre), et E_{AG} l'énergie de l'agrégat auquel le cristal germe appartient.
- la variable $(1/E - 1/p)$ où E et p désignent l'énergie et l'impulsion de l'électron
- le ratio de l'énergie E_{PG} dans le détecteur de pied de gerbe, sur E_{SA}
- le nombre de signaux valides ajustés dans la trace et le χ^2 de cet ajustement

L'entraînement de l'arbre de décision consiste à analyser des électrons reconstruits dans des événements Z+Jets simulés. Les candidats associés à la désintégration d'un boson Z forment une collection de vrais électrons ; les autres forment une collection de faux électrons falsifiés par des jets. L'entraînement optimise le pouvoir discriminant de l'arbre de décision, dans trois tranches en η et deux tranches en p_T .

Identification des muons :

L'expérience CMS dispose de trois algorithmes complémentaires pour reconstruire les muons (voir §2.3.3 et §2.2.6) [D27] :

- Muon Trajectométrique : extrapole une trace depuis le trajectomètre vers le détecteur de muons afin de lui associer au moins un segment.
- Muon Global : utilise les signaux dans les détecteurs de muons pour ajuster simultanément une trace «autonome» et une trace mesurée par le trajectomètre.
- Muon *Particle Flow* : impose une contrainte supplémentaire en vérifiant la compatibilité du muon global avec des dépôts d'énergie dans les calorimètres.

L'analyse traite uniquement les muons *Particle Flow* vérifiant les critères suivants :

- qualité de l'ajustement du muon Global : $\chi^2/\text{dof} < 10$
- l'ajustement du muon Global inclut au moins une chambre à muons
- la trace autonome du muon comporte au moins deux stations
- la trace inclut des canaux dans au moins cinq couches du trajectomètre, dont au moins un canal du trajectomètre à pixels
- proximité avec le point d'interaction nominal (voir §2.3.2) : $\Delta z < 0,2$ cm, $\Delta x \oplus \Delta y < 0,045$ cm.

Ces critères suppriment les muons : falsifiés par des hadrons d'énergie très élevée ; produits par des désintégrations secondaires ; provenant de rayons cosmiques.

Isolation des leptons :

Afin de réduire la contamination en leptons provenant de désintégrations de quarks lourds (b ou c), ou de désintégrations secondaires, les leptons traités dans l'analyse doivent vérifier un critère d'isolation. La variable d'isolation relative R_{iso}^ℓ combine les impulsions transverses des particules situées autour du lepton :

$$R_{\text{iso}}^\ell = \frac{1}{p_T^\ell} \left(\sum_{\{X_{\text{IP}}^\pm\}} p_T + \sum_{\{X_{\text{IP}}^0\}} p_T \right) \quad (5.1)$$

Le volume délimité par deux cônes centrés autour de la trace du lepton définit le voisinage du lepton : le cône de véto de rayon R_{veto}^ℓ et le cône de sélection de rayon $R_{\text{sel}}^\ell = 0,4$ (avec $R \equiv \Delta\eta \oplus \Delta\phi$).

La somme des impulsions transverses des particules entourant le lepton se décompose en deux contributions : les particules chargées X_{IP}^\pm et les particules neutres X_{IP}^0 , provenant toutes du point d'interaction principal. Or l'absence de trace rend l'attribution d'un point d'interaction très difficile dans le cas des particules neutres. Cependant, les interactions d'empilement au LHC produisent en moyenne deux fois plus de particules chargées que de particules neutres. La contribution des particules de l'interaction principale X_{IP}^0 s'obtient alors en soustrayant celle des particules provenant des interactions d'empilement X_{IE}^0 à celle des particules provenant de tous les points d'interaction X_{V}^0 :

$$\begin{cases} \sum_{\{X_{\text{IE}}^0\}} p_T = 0.5 \sum_{\{X_{\text{IE}}^\pm\}} p_T \\ \sum_{\{X_{\text{IP}}^0\}} p_T = \max \left(0, \sum_{\{X_{\text{V}}^0\}} p_T - \sum_{\{X_{\text{IE}}^0\}} p_T \right) \end{cases} \quad (5.2)$$

Afin de ne pas biaiser la mesure d'isolation, l'estimation de la somme sur les $\{X_{\text{IP}}^0\}$ s'annule si la soustraction effectuée donne un résultat négatif, notamment

lorsque le ratio entre particules neutres et chargées issues de l'empilement dévie fortement de la valeur moyenne 0.5. La formule (5.1) devient alors :

$$R_{\text{iso}}^\ell = \frac{1}{p_T^\ell} \left(\sum_{\{X_{\text{IP}}^\pm\}} p_T + \max \left(0, \sum_{\{X^0\}} p_T - 0.5 \sum_{\{X_{\text{IE}}^\pm\}} p_T \right) \right) \quad (5.3)$$

Dans les trois états finaux $e\tau_h$, $\mu\tau_h$, $\mu_{\text{soft}}\tau_h$, l'isolation relative du lepton doit être inférieure à 0,1. Le tableau 5.1 résume les critères appliqués aux particules prises en compte dans ce calcul : R_{veto}^ℓ , distance entre le point d'interaction de la particule et le point d'interaction principal $|\Delta z_{\text{IP}}|$, coupure en impulsion ou énergie transverse.

Coupure	X_{IP}^\pm	h_{\forall}^0	γ_{\forall}^0	X_{IE}^\pm
R_{veto}^e Tonneau (Bouchons)	0,01 (0,015)	\emptyset	0,08	\emptyset
R_{veto}^μ	10^{-4}	0,01	0,01	0,01
$ \Delta z_{\text{IP}} $	< 0,2 cm	\emptyset	\emptyset	> 0,2 cm
p_T ou E_T ($\mu\tau_h$)	\emptyset	> 0,5 GeV	> 0,5 GeV	> 0,5 GeV

TAB. 5.1: Sélection des particules pour l'isolation des leptons. Les exposants ($\pm, 0$) désignent des particules chargées et neutres (h = hadrons, γ = photons). Les indices (IP, IE, \forall) indiquent les points d'interaction (principal, empilements, tous).

Efficacité d'identification et d'isolation

La figure 5.1 montre l'efficacité d'identification et d'isolation des électrons et des muons en fonction de leur impulsion transverse ou de leur position en η , évaluée à la fois dans les échantillons expérimentaux et simulés.

L'efficacité augmente avec l'impulsion transverse : en effet, l'isolation relative des leptons est inversement proportionnelle à leur impulsion transverse, à environnement constant. D'autre part, la reconstruction des leptons est plus efficace lorsque les canaux individuels reçoivent une énergie plus importante.

L'efficacité atteint un plateau au-delà de 100 GeV ; le plateau est plus élevé dans le cas des muons par rapport aux électrons. En effet, seuls les muons atteignent les détecteurs dédiés et dispose par conséquent d'une très bonne efficacité d'identification. De plus, cela leur procure un environnement propre comportant très peu de particules avoisinantes, et donc une efficacité d'isolation très élevée. Enfin, des défauts dans la modélisation du détecteur CMS introduisent une différence entre l'efficacité évaluée dans les échantillons expérimentaux et simulés.

5.2.2 Désintégrations hadroniques des leptons tau

Au-delà de la reconstruction des τ_h [D29], dont la section §2.3.7 fait l'objet, des outils dédiés permettent de les identifier et de mesurer leur niveau d'isolation.

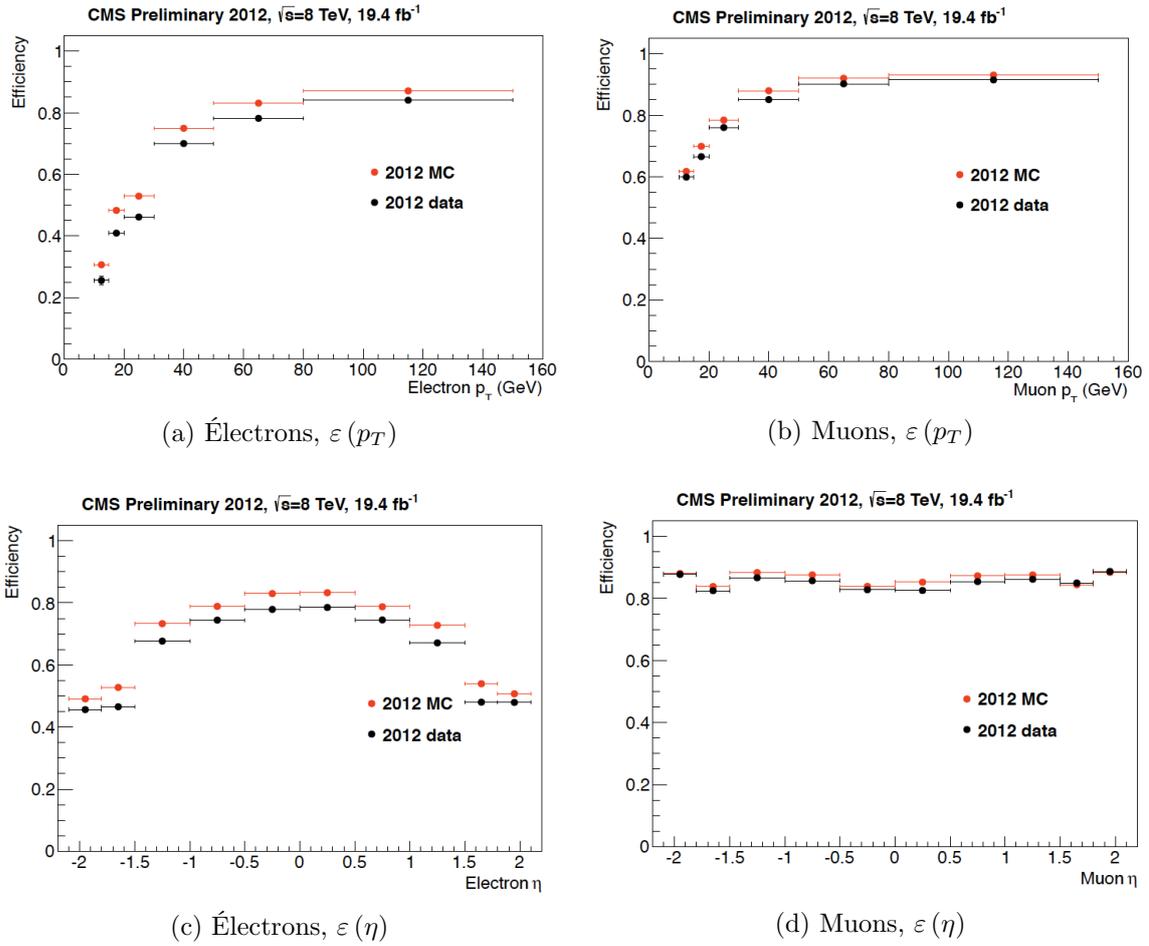


FIG. 5.1: Efficacité d'identification et d'isolation des électrons (gauche) et des muons (droite) en fonction de leur impulsion transverse (haut) ou de leur position en η (bas), dans les échantillons expérimentaux (noir) et simulés (rouge).

Identification :

Seuls les candidats τ_h reconstruits selon un des quatre mode de désintégration valides (voir §2.3.7) sont acceptés : un hadron chargé h^\pm accompagné de zéro à deux π^0 , ou trois hadrons chargés. De plus, un discriminateur permet de les distinguer des leptons e et μ . Notons h_{\max}^\pm le hadron chargé de p_T maximum parmi les constituants du τ_h .

Réjection des muons : Trois points de fonctionnements permettent de rejeter les muons falsifiant des τ_h :

- Lâche : parmi les segments du détecteur de muons associés à la trace d'un «muon trajectométrique», aucun ne doit être associé au h_{\max}^\pm
- Moyen : aucun signal dans une chambre à muon ne doit être associé au h_{\max}^\pm
- Strict : idem, avec un critère supplémentaire concernant le mode de désintégration $1h^\pm$: le ratio entre l'énergie calorimétrique (ECAL+HCAL) et l'impulsion

de la trace du h_{\max}^{\pm} doit être supérieur à 0,2 (réjection des Particules à Minimum d'Ionisation).

Réjection des électrons : La trace et l'agrégat principal d'un électron peuvent falsifier un hadron chargé. De plus, les agrégats de *Bremsstrahlung* de l'électron peuvent engendrer un ou plusieurs candidat(s) π^0 . Ces erreurs de reconstruction produisent un faux τ_h isolé avec un dépôt d'énergie électromagnétique conséquent.

Afin de distinguer les τ et les électrons, un discriminateur répartit les événements en seize catégories exclusives, et utilise un arbre de décision boosté dans chaque catégorie. Ces catégories sont définies par la présence ou l'absence de trois types d'objets reconstruits à proximité du τ_h (un photon, un électron, ou un hadron chargé), le mode de désintégration reconstruit du τ_h , ainsi sa position en η (Tonneau ou Bouchons). Les arbres de décision sont entraînés indépendamment dans chaque catégorie, sur des échantillons simulés $Z \rightarrow \tau\tau$, $Z \rightarrow ee$, $t\bar{t}$ et $H \rightarrow \tau\tau$. Ils utilisent des variables liées à la reconstruction des photons, des électrons, et des hadrons chargés (suivant la catégorie), et des variables décrivant le τ_h . L'optimisation du discriminateur, qui consiste à maximiser l'efficacité de sélection des τ_h et de réjection des électrons, mène à la définition de trois points de fonctionnement : Lâche, Moyen et Strict. L'efficacité de sélection et le taux de falsification de ces trois points sont indiqués sur la figure 5.2. La référence [D30] fournit plus de détails à propos du discriminateur et de son optimisation.

Critères d'analyse : Dans l'analyse, le choix du point de fonctionnement de chaque discriminateur dépend du canal considéré. Les figures 5.2 indiquent l'efficacité d'identification des τ_h et le taux de falsification des τ_h par des leptons e ou μ .

Isolation :

Afin d'éliminer les τ_h falsifiés par des jets de quarks ou de gluons produits lors de processus de QCD, les τ_h doivent vérifier un critère d'isolation similaire à celui des leptons :

$$R_{\text{iso}}^{\tau_h} = \sum_{\{X_{\text{IP}}^{\pm}\}} p_T + \max \left(0, \sum_{\{\gamma^0\}} p_T - 0.5 \sum_{\{X_{\text{IE}}^{\pm}\}} p_T \right) \quad (5.4)$$

Ce calcul ne prend en compte que les particules possédant plus de 0,5 GeV à l'intérieur d'un cône centré sur le τ_h de rayon 0,5 (0,8 pour les X_{IE}^{\pm}), et dont la trace (le cas échéant) utilise au moins trois canaux du trajectomètre. Les particules issues de l'interaction principale (resp. d'interactions d'empilement) doivent vérifier $|\Delta z_{\text{IP}}| < 0,2$ cm (resp. $> 0,2$ cm). Les hadrons chargés et les photons pris en compte dans la reconstruction des τ_h sont exclus de la collection de particules utilisée pour calculer l'isolation du τ_h .

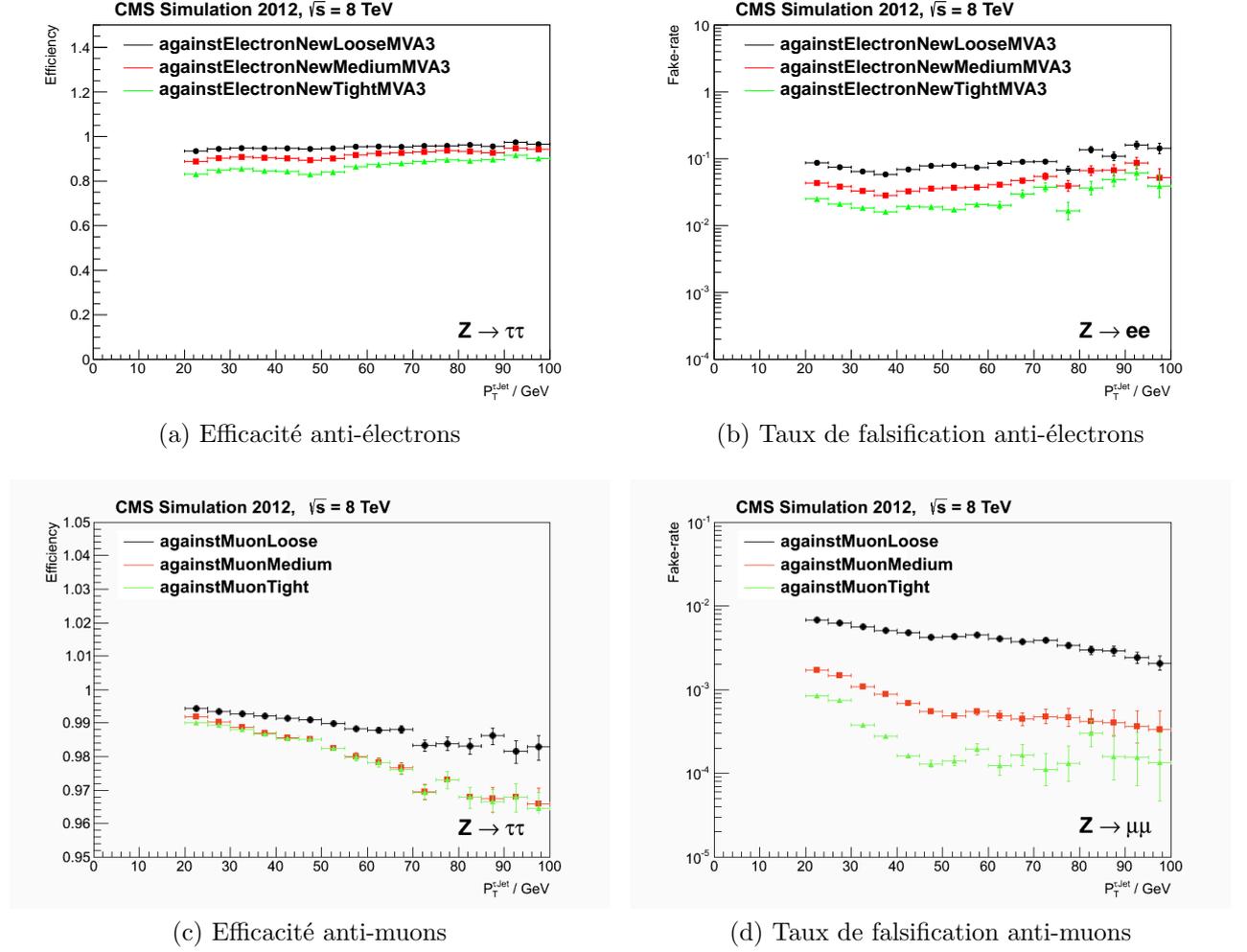


FIG. 5.2: Efficacité (gauche) et taux de falsification (droite) des discriminateurs anti-muons (bas) et anti-électrons (haut), en fonction de l'impulsion transverse du candidat τ_h . Les trois couleurs désignent les trois points de fonctionnement disponibles : Lâche (noir), Moyen (rouge), Strict (vert).

Dans les trois états finaux $e\tau_h$, $\mu\tau_h$, $\mu_{\text{soft}}\tau_h$, le critère d'isolation appliqué est le suivant : $R_{\text{iso}}^{\tau_h} < 1,5$ GeV.

5.2.3 Jets

Les jets sont des groupes de particules produites par des processus d'hadronisation et de désintégrations en vol. La section §2.3.6 et la référence [D31] décrit la reconstruction et l'étalonnage en énergie des jets.

Le nombre de jets sélectionnés constitue l'un des deux critères utilisés pour définir les catégories d'évènements (voir §5.6.3) : il permet de les classifier selon le mode de production du boson de Higgs. Un algorithme de type anti- k_T [D40] regroupe les particules reconstruites par le *Particle Flow* en jets, par un critère de proximité

(paramètre d'ouverture $R = 0,5$). Seuls les jets séparés des leptons et des τ_h par une distance minimale ($\Delta\eta \oplus \Delta\phi > 0,5$) sont considérés dans l'analyse : ce critère exclut les jets reconstruits autour des leptons et des τ_h sélectionnés pour l'analyse. L'échelle d'énergie des jets et les effets résiduels dus à l'empilement sont corrigés à la fois dans les données expérimentales et dans les simulations : ces corrections dépendent de l'impulsion transverse et de la coordonnée η du jet (voir §2.3.6). De plus, dans les échantillons simulés, les jets subissent une correction supplémentaire pour compenser les différences résiduelles entre données expérimentales et simulées.

Un discriminateur basé sur un arbre de décision boosté distingue les jets suivant leur origine (interaction principale ou empilement). Cet outil utilise la compatibilité entre les traces appartenant au jet et le point d'interaction principal, la forme du jet, et la multiplicité des composants chargés et neutres du jet. Le point de fonctionnement adopté pour l'analyse correspond à une efficacité de 95% à l'intérieur du trajectomètre (85 % à l'extérieur), pour des jets d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV. De plus, les jets pris en compte dans l'analyse doivent avoir une impulsion transverse supérieure à 30 GeV : l'efficacité du discriminateur sur ces jets atteint 99% (95%). Enfin, ils doivent se situer à $|\eta| < 4,7$.

D'autre part, la réjection des jets de quark b dans l'analyse permet d'éliminer une fraction importante d'événements de bruit de fond. Le point de fonctionnement choisi dans l'analyse (*Medium*) pour l'algorithme d'étiquetage des jets b atteint une efficacité de 95,3% et un taux de falsification de 1,42%.

5.2.4 Impulsion transverse manquante

L'impulsion transverse manquante $\vec{\cancel{E}}_T$, définie par l'opposé de la somme des impulsions transverses des particules visibles, correspond à la somme sur les particules invisibles (neutrinos), aux effets de résolution près. La section 2.3.8 et la référence [D31] décrivent diverses techniques instrumentales et algorithmiques permettant de calculer cette quantité : \cancel{E}_T^{L1} , $\cancel{E}_T^{\text{CAL}}$, \cancel{E}_T^{PF} .

Le canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ utilise un algorithme de déclenchement qui comporte une coupure sur \cancel{E}_T^{L1} . Cette quantité est caractérisée en fonction de $\cancel{E}_T^{\text{CAL}}$ [D37], afin de corriger sa valeur dans les échantillons simulés (voir §5.4.5).

L'analyse présentée dans ce chapitre utilise une mesure de l'impulsion transverse manquante robuste face à un nombre d'interactions d'empilement élevé. L'algorithme $\cancel{E}_T^{\text{MVA}}$ [D36] corrige le recul hadronique \vec{u} , défini par la somme des impulsions des particules visibles produites par l'interaction principale en plus de la paire $\ell\tau_h$:

$$\vec{p}_T(\tau_h) + \vec{p}_T(\ell) + \vec{\cancel{E}}_T + \vec{u} = \vec{0} \quad (5.5)$$

En effet, le lepton et le τ_h sont en général bien reconstruits et identifiés, et leur impulsion transverse est mesurée avec précision. En revanche, le recul hadronique correspond à un ensemble hétéroclite de particules, pouvant provenir d'interactions

d'empilement, de radiations diverses et de désintégrations en vol. Cet ensemble inclut des particules neutres, dont on ignore l'impulsion et la provenance, du fait de l'absence de trace. Le recul hadronique forme donc la composante de l'impulsion transverse manquante la plus sensible aux différences de comportement du détecteur dans les données expérimentales et simulées.

Dans un évènement typique, la mesure des impulsions de l'ensemble des particules comporte cinq composantes :

- traces provenant du point d'interaction principal
- traces provenant des autres points d'interaction
- particules neutres au sein des jets produits par l'interaction principale
- particules neutres au sein des jets produits par les autres interactions
- particules neutres non groupées au sein de jets

L'algorithme $\mathcal{E}_T^{\text{MVA}}$ utilise les valeurs de $\mathcal{E}_T^{\text{PF}}$ calculées à partir de cinq combinaisons des impulsions listées ci-dessus ; chaque combinaison représente une partie de l'évènement :

- $\vec{\mathcal{E}}_T^{\text{PF}}$: toutes les particules reconstruites
- $\vec{\mathcal{E}}_T^{\text{T, IP}}$: les traces associées à l'interaction principale
- $\vec{\mathcal{E}}_T^{\text{T+J, IP}}$: les traces et les particules neutres appartenant à des jets, associées à l'interaction principale
- $\vec{\mathcal{E}}_T^{\text{T+J, IE}}$: les traces et les particules neutres appartenant à des jets, associées aux interactions d'empilement
- $\vec{\mathcal{E}}_T^{\text{IP}}$: traces associées à l'interaction principale et toutes les particules neutres n'appartenant pas à des jets d'empilement

L'algorithme $\mathcal{E}_T^{\text{MVA}}$ tire avantage du comportement de chaque combinaison, en fonction de l'impulsion transverse de la paire $\tau\tau$ de l'évènement et du nombre de points d'interaction reconstruits : $\vec{\mathcal{E}}_T^{\text{T, IP}}$ dépend peu du nombre d'interactions d'empilement ; $\vec{\mathcal{E}}_T^{\text{T+J, IP}}$ maintient cette faible dépendance tout en modélisant mieux l'échelle d'énergie (réponse) ; $\vec{\mathcal{E}}_T^{\text{IP}}$ tient compte des particules neutres non groupées dans des jets ; enfin, $\vec{\mathcal{E}}_T^{\text{T+J, IE}}$ permet de mesurer la contribution de l'empilement.

Dans un premier temps, un arbre de décision boosté corrige l'angle azimutal ϕ de \vec{u} . Celui-ci est entraîné sur des évènements $Z \rightarrow \mu\mu$, en considérant que le vecteur $\vec{u}_0 = -(\vec{p}_T(\tau_h) + \vec{p}_T(\ell))$ décrit la direction correcte du recul hadronique. Une fois la direction de \vec{u} rectifiée, un second arbre de décision boosté corrige l'intensité de \vec{u} , en utilisant les variables suivantes :

- intensité et angle ϕ du recul \vec{u}
- somme scalaire des énergies transverses des particules de chaque collection mentionnées ci-dessus
- impulsions des deux jets dominants
- nombre de points d'interaction primaires

Le recul corrigé remplace le recul mesuré dans le calcul de \mathcal{E}_T : cette correc-

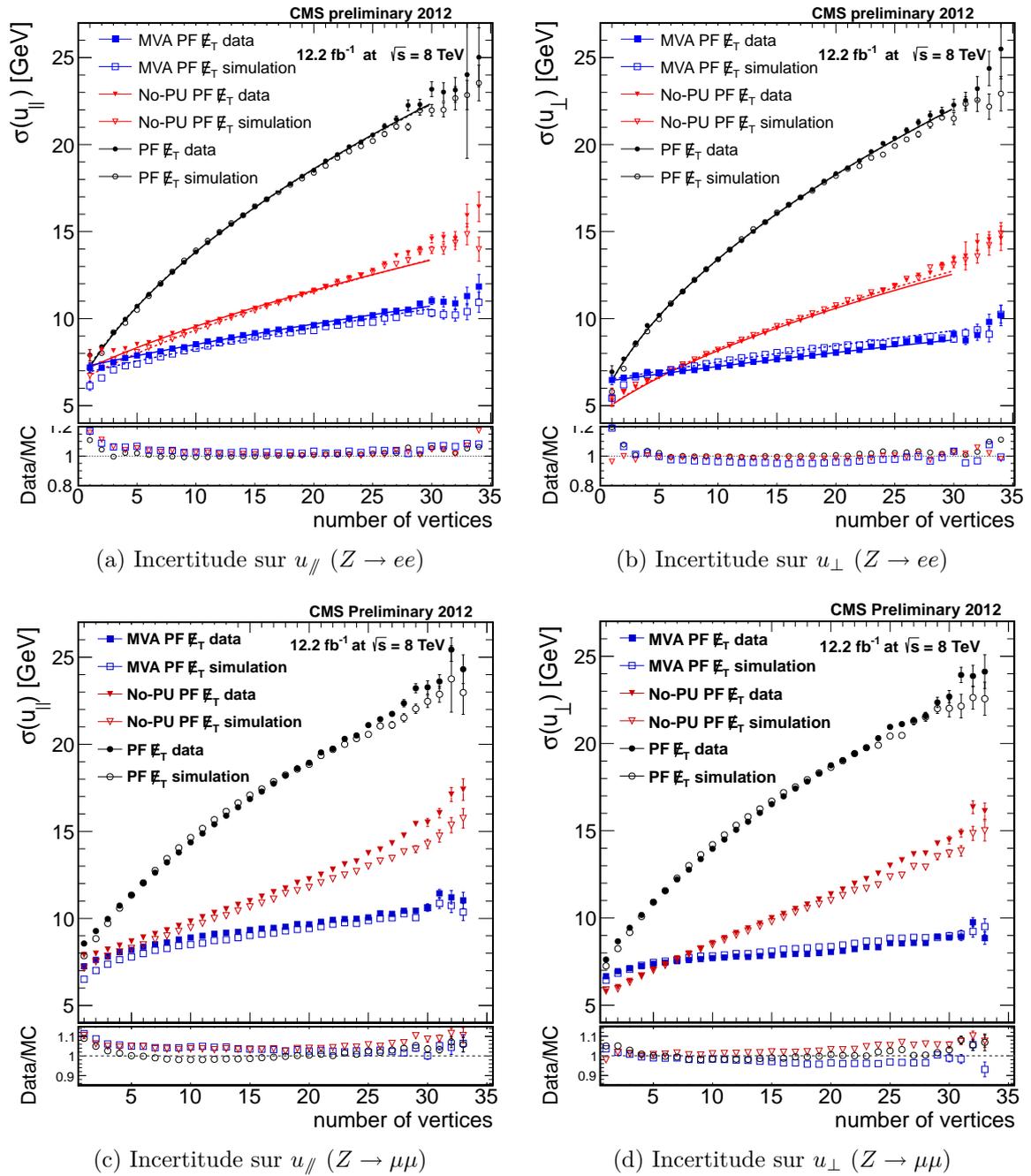


FIG. 5.3: Incertitude (en GeV) sur le recul hadronique : les figures du haut montrent l'incertitude sur la composante parallèle u_{\parallel} , et les figures du bas montrent l'incertitude sur la composante perpendiculaire u_{\perp} , en fonction du nombre de points d'interaction reconstruits par évènement. Ces figures représentent l'incertitude sur trois méthodes d'évaluation de \cancel{E}_T : \cancel{E}_T^{PF} (noir), $\cancel{E}_T^{T+J, IP}$ (rouge) et \cancel{E}_T^{MVA} (bleu), appliquées dans les données expérimentales (ronds pleins) et simulées (ronds vides), à partir d'évènements $Z \rightarrow ee$ (haut) et $Z \rightarrow \mu\mu$ (bas).

tion minimise les effets de l’empilement et améliore la résolution sur \cancel{E}_T de 40%. L’analyse utilise $\cancel{E}_T^{\text{MVA}}$ pour distinguer le signal des bruits de fond réductibles, directement (coupure sur $\cancel{E}_T^{\text{MVA}}$ dans le canal $e\tau_h$) ou indirectement (coupure sur la masse transverse m_T).

La figure 5.3 représente l’incertitude chaque composante du recul hadronique en fonction du nombre de points d’interactions reconstruits, pour trois méthodes d’évaluation de \cancel{E}_T : \cancel{E}_T : \cancel{E}_T^{PF} (noir), $\cancel{E}_T^{\text{T+J, IP}}$ (rouge) et $\cancel{E}_T^{\text{MVA}}$ (bleu) [D35], pour des échantillons $Z \rightarrow ee$ et $Z \rightarrow \mu\mu$ expérimentaux et simulés. Nous pouvons tirer plusieurs conclusions de ces résultats : d’une part, les corrections appliquées aux simulations reproduisent fidèlement la \cancel{E}_T mesurée dans les données expérimentales. D’autre part, la résolution sur \cancel{E}_T , estimée par l’incertitude sur le recul hadronique, dépend fortement de l’empilement en ce qui concerne \cancel{E}_T^{PF} , mais l’utilisation de l’outil $\cancel{E}_T^{\text{MVA}}$ réduit significativement cette dépendance. La représentation de $\cancel{E}_T^{\text{T+J, IP}}$ indique que cette réduction provient en grande partie de l’utilisation, dans l’arbre de décision boosté, d’une énergie transverse manquante dont la contribution de l’empilement est soustraite. Ainsi, l’utilisation de la $\cancel{E}_T^{\text{MVA}}$ assure une résolution stable et peu dépendante de l’empilement.

5.3 Données expérimentales et simulations

5.3.1 Déclenchement

Algorithmes de déclenchement

Le système de déclenchement reconstruit les particules stables présentes dans l’état final de la collision, puis vérifie certains critères d’identification, d’isolation, et cinématiques (voir §2.2.7). Le premier niveau (L1) utilise des informations de basse granularité afin d’appliquer rapidement un premier filtre et de définir des candidats pour une reconstruction plus fine au niveau suivant (HLT).

L’identification d’un τ_h au L1 est très difficile : le L1 ne dispose pas de la granularité ni de la résolution nécessaires pour identifier et dénombrer des pions neutres ou chargés, et vérifier la compatibilité de la masse invariante des pions avec des résonances hadroniques (voir §2.2.7). En revanche, les performances du déclenchement de premier niveau sur des candidats électromagnétiques (L1 EG) ou muoniques (L1 Mu) sont excellentes. Ainsi, dans cette analyse, la sélection L1 requiert la présence d’au moins un candidat EG (resp. Mu) pour le canal $e\tau_h$ (resp. $\mu\tau_h$), vérifiant certains critères basiques (énergie transverse, isolation, position).

Puis, le HLT reconstruit une particule (e , μ ou τ_h) autour des candidats de premier niveau ; une version spécifique du *Particle Flow* reconstruit des τ_h autour de candidats jets. Ces objets sont filtrés après chaque étape de reconstruction, afin d’optimiser le temps de calcul nécessaire pour décider s’il faut enregistrer l’évènement. Les algorithmes de déclenchement fournissant les données pour cette analyse requièrent la présence simultanée d’un lepton et d’un τ_h ; le tableau 5.2 liste les sé-

lections L1 et HLT correspondantes, ainsi que la luminosité intégrée sur la période d'activité de ces algorithmes. La mention MC indique que l'algorithme est appliqué dans les échantillons simulés (Monte Carlo). Les sigles L1 (EG et Mu), et HLT (Ele, Mu, Tau) sont suivis de la valeur du seuil en E_T ou en p_T ; le reste de la sélection correspond à des coupures d'identification, d'isolation et de position en η (définis dans l'annexe A.2).

Si le système de déclenchement décide d'enregistrer l'évènement, des algorithmes de reconstruction plus précis analysent l'ensemble des données en provenance du détecteur. Les données utilisées dans cette analyse ont été reconstruites un certain temps après la fin des collisions en 2012 : ce délai a permis d'établir un meilleur étalonnage du détecteur.

L1	HLT	\mathcal{L}_{int}
$e\tau_h$		
IsoEG18er ou EG20	Ele20_Tight_LooseIsoPFTau20	0,7 fb ⁻¹
IsoEG(18 ou 20)er ou EG22	Ele22_eta2p1_WP90Rho_LooseIsoPFTau20 Ele22_eta2p1_WP90Rho_LooseIsoPFTau20	18,4 fb ⁻¹ MC
$\mu\tau_h$		
Mu16er	IsoMu18_eta2p1_LooseIsoPFTau20	0,7 fb ⁻¹
Mu14er	IsoMu17_eta2p1_LooseIsoPFTau20	18,4 fb ⁻¹
Mu14er	IsoMu17_eta2p1_LooseIsoPFTau20	MC
$\mu_{soft}\tau_h$		
Mu7	IsoMu8_eta2p1_LooseIsoPFTau20_L1ETM26	7,3 fb ⁻¹

TAB. 5.2: Algorithmes de déclenchement (définition des sigles L1 : voir tableau 3.1 ; HLT : voir annexe A.2)

Bande passante

Le taux de déclenchement total permis par la capacité de stockage et de traitement informatique de l'expérience CMS atteint 300 Hz¹ dont environ 100 Hz dédiés à la recherche du boson de Higgs, un des thèmes majeurs du programme de physique de CMS. Cette bande passante conséquente a permis de maintenir des seuils en énergie transverse et des coupures de qualité raisonnables au cours de l'année 2012, et ainsi de sélectionner efficacement la signature $H \rightarrow \tau\tau$. Le taux moyen de déclenchement des algorithmes listés dans le tableau 5.2 a été maintenu à environ 16 Hz pour le canal $\mu\tau_h$, 5 Hz pour le canal $\mu_{soft}\tau_h$ et 23 Hz pour le canal $e\tau_h$. Notons cependant qu'une grande partie des évènements sélectionnés déclenchent simultanément plusieurs algorithmes de sélection, et qu'un même algorithme de sélection acquiert des données pour diverses analyses (par exemple l'étude des signatures électrofaibles).

¹Cette limite est dominée par la capacité de traitement des données dans des délais raisonnable. Cependant, CMS enregistre 600 Hz de plus pour un traitement ultérieur de données moins prioritaires.

Efficacité

La méthode dite de *tag-and-probe* (voir §3.3.4) permet de mesurer l'efficacité du déclenchement à partir d'événements contenant des paires ee , $\mu\mu$ et $\mu\tau_h$, dont l'enregistrement est déclenché par la présence d'un lepton unique (e ou μ) : le *tag*. Cependant, aucune condition de ce type n'est appliquée au *probe*, afin de ne pas biaiser la mesure. Un critère de distance permet d'associer un objet HLT à tout objet reconstruit et ainsi de vérifier les filtres HLT qui ont sélectionné ledit objet. L'efficacité d'un filtre correspond à la fraction de *probes* qui le déclenchent.

Afin de maximiser la pureté de l'échantillon obtenu, des paires compatibles avec la désintégration d'un boson Z sont sélectionnées : la masse invariante de la paire doit appartenir à l'intervalle $[60;120]$ GeV (ee et $\mu\mu$) ou $[45;70]$ GeV ($\mu\tau_h$). En effet, les paires $\mu\tau_h$ correspondent à des désintégrations $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\tau_h\nu_\mu\nu_\tau$ où seuls les produits visibles μ et τ_h contribuent au calcul de la masse invariante, déplaçant ainsi le pic de masse du boson Z vers des valeurs plus faibles. Les membres de la paire doivent satisfaire aux critères de sélection définis dans l'analyse (voir §5.2 et §5.6.1).

Les figures 5.4, 5.5 et 5.6 montrent l'efficacité des filtres *Ele20(22)*, *IsoMu17(18)*, *IsoMu8* et *LooseIsoPFTau20* (voir tableau 5.2), pour plusieurs intervalles en η , en fonction de l'impulsion transverse p_T de l'électron, du muon ou du τ_h . La mesure a été effectuée à la fois dans les échantillons expérimentaux et simulés. Un ajustement de ces histogrammes permet de déduire des courbes d'efficacité continues. La fonction utilisée pour cet ajustement correspond à la convolution d'une fonction de Heavyside et d'une fonction *Crystal Ball* : la première décrit l'effet du seuil en impulsion transverse, et la seconde décrit la résolution du système de déclenchement (L1+HLT) par une distribution asymétrique (voir §3.3.3).

Les coupures en impulsion transverse appliquées dans l'analyse se situent en général au-delà du point d'inflexion des courbes d'efficacité. Le tableau 5.3 indique les efficacités moyennes correspondantes à ces coupures.

HLT	p_T (GeV)	Données	Simulations
IsoMu17	20	82,5 %	83,3 %
IsoMu8	9	59,0 %	65,1 %
Ele22	24	58,7 %	72,9 %
Tau20 ($\mu\tau_h$)	30	91,7 %	93,0 %
Tau20 ($e\tau_h$)	30	89,3 %	90,7 %

TAB. 5.3: Efficacité moyenne des algorithmes de déclenchement utilisés dans l'analyse : valeur expérimentale et simulée.

Le plateau de l'efficacité de déclenchement du τ_h se situe entre 90% et 95% suivant la tranche en η considérée. Les courbes expérimentale et simulée sont en bon accord : le rapport des deux vaut en moyenne 98%.

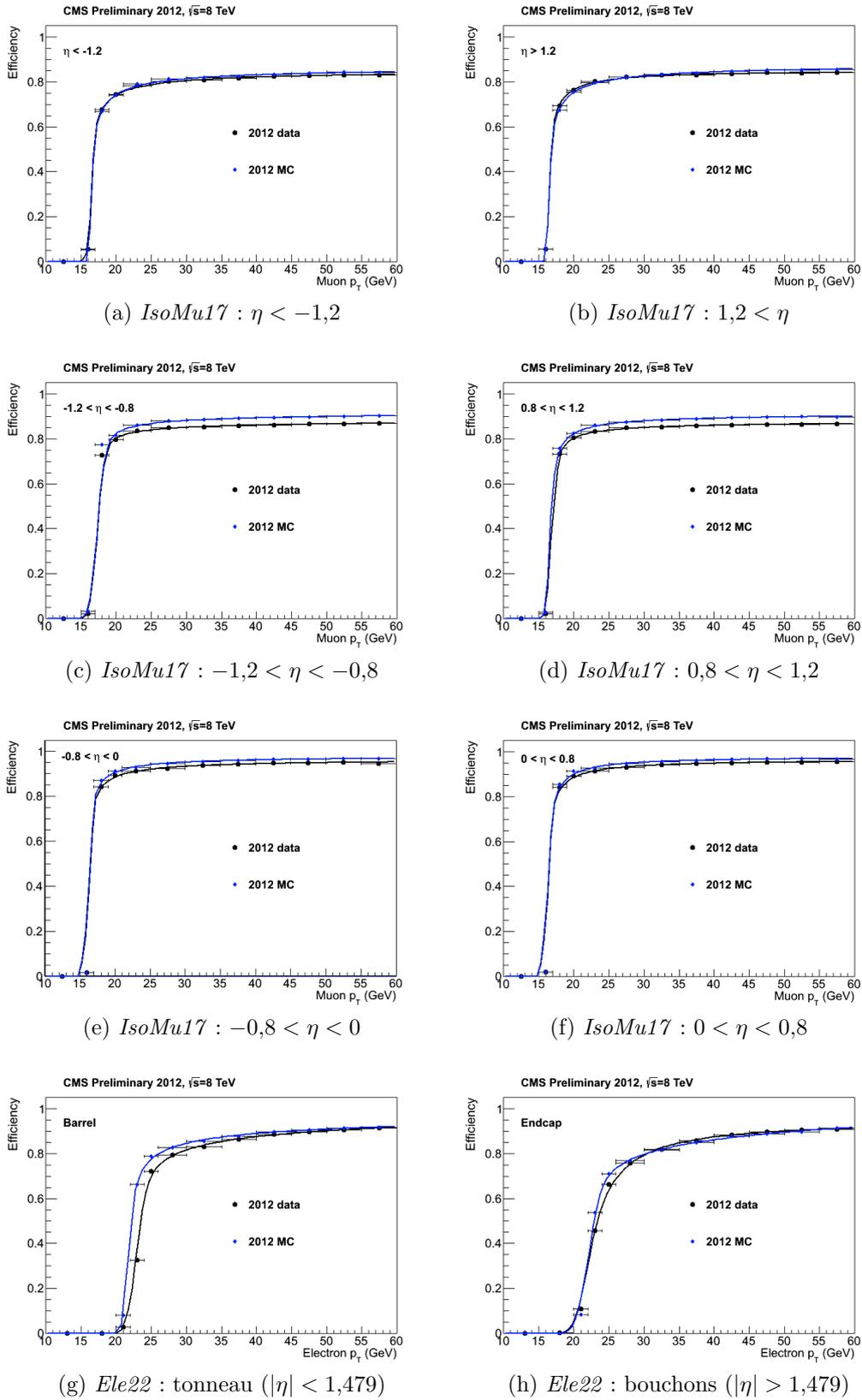


FIG. 5.4: Efficacité de déclenchement des filtres *IsoMu17* et *Ele22* en fonction des impulsions transverses des leptons e et μ , évalués dans les données expérimentales (courbe bleue) et simulées (courbes noires), pour différentes tranches en η .

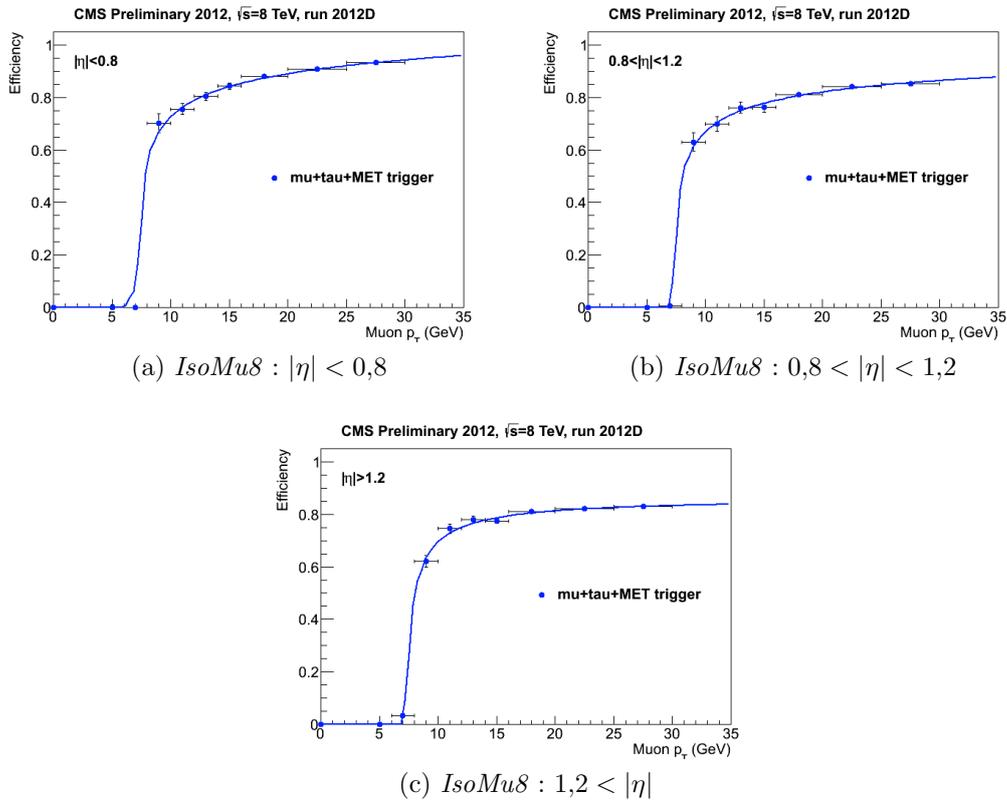


FIG. 5.5: Efficacité de déclenchement du filtre *IsoMu8* pour le canal $\mu_{soft}\tau_h$, en fonction de l'impulsion transverse du muon, évaluée dans les données expérimentales.

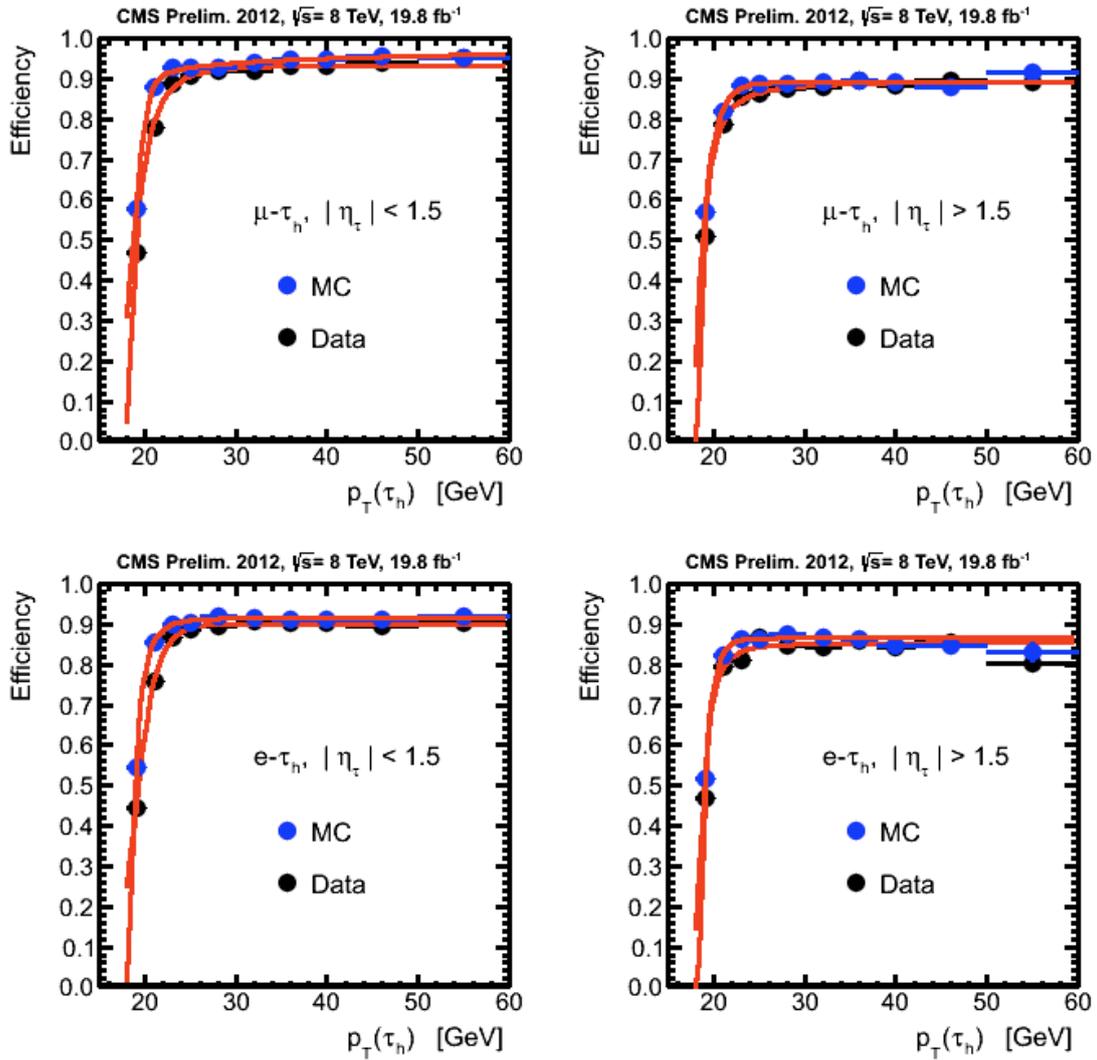


FIG. 5.6: Efficacité de déclenchement du filtre LooseIsoPFTau20, en fonction de l'impulsion transverse du τ_h , évaluée dans les données expérimentales (points noirs) et simulées (points bleus).

5.3.2 Simulations

Le tableau 5.4 liste les sections efficaces et les rapports d'embranchements de l'ensemble des processus de signal (Higgs, trois modes de production) et de bruit de fond (QCD multijet, Z, W, di-bosons, top, paires de top). Le programme Pythia décrit des collisions entre particules dans leur globalité, en faisant intervenir notamment des processus d'interaction forte [I67]. Ceci inclut la description de l'évènement sous-jacent (voir §2.1), la fragmentation des hadrons, divers processus de désintégration, mais aussi les rayonnements dans les états initial et final. Dans les échantillons de bruit de fond et de signal, les générateurs Madgraph et Powheg sont interfacés avec Pythia afin de décrire ces rayonnements initiaux et finaux de gluons ou de photons. De plus, Pythia produit un grand nombre d'évènements de biais minimum (voir §2.1), afin de simuler les interactions dites « d'empilement ». Celles-ci constituent un des défis majeur du traitement des collisions au LHC : elles engendrent des particules supplémentaires qui peuvent fausser les mesures d'impulsion et d'énergie, et dégrader la réponse du détecteur ainsi que les performances du système de déclenchement.

Les mécanismes de production du boson de Higgs au LHC sont les suivants : fusion de gluons (figure 5.7a), fusion de boson vecteurs (figures 5.7b), production associée (figures 5.7c). Le programme PowHeg, qui effectue des calculs de théorie quantique des champs au second ordre *NLO* [I68, I69], permet de simuler les deux modes de production majeurs : fusion de bosons vecteurs [I70] et fusion de gluons [I71]. La production associée est simulée directement avec Pythia au premier ordre *LO*. Les sections efficaces de production du boson de Higgs proviennent de [H61].

La plupart des processus de bruit de fond est simulée par Madgraph, qui calcule des éléments de matrice au premier ordre *LO*, à partir des règles de Feynman [I72]. D'autre part, pour certains de ces processus, la section efficace calculée par le générateur est corrigée par un calcul de section efficace totale à un ordre supérieur, ou normalisée à la section efficace mesurée par l'expérience CMS. (voir tableau 5.4). Ainsi, la cinématique des évènements produits est simulée à un ordre donné, et c'est la normalisation globale de l'échantillon qui est corrigée. La combinaison d'échantillons inclusifs et exclusifs (nombre de jets fixé) est décrite en §5.7.1.

Le programme Tauola [I73] décrit la désintégration des τ simulés en leptons (e , μ) ou en hadrons. Puis, une simulation complète du détecteur CMS basée sur le logiciel GEANT [I66] modélise l'interaction des particules simulées avec le détecteur. Elle produit les signaux en provenance des canaux individuels de l'ensemble des sous-détecteurs : le logiciel de reconstruction de CMS, également utilisé pour traiter les données expérimentales, procède alors à une reconstruction des objets physiques correspondants (particules, énergie manquante...). Cette étape comporte également la superposition d'un nombre aléatoire (poissonien) d'évènements de biais minimum produits par Pythia. Cette méthode inclut une simulation du système de déclenchement, afin de se placer dans des conditions similaires aux prises de données réelles.

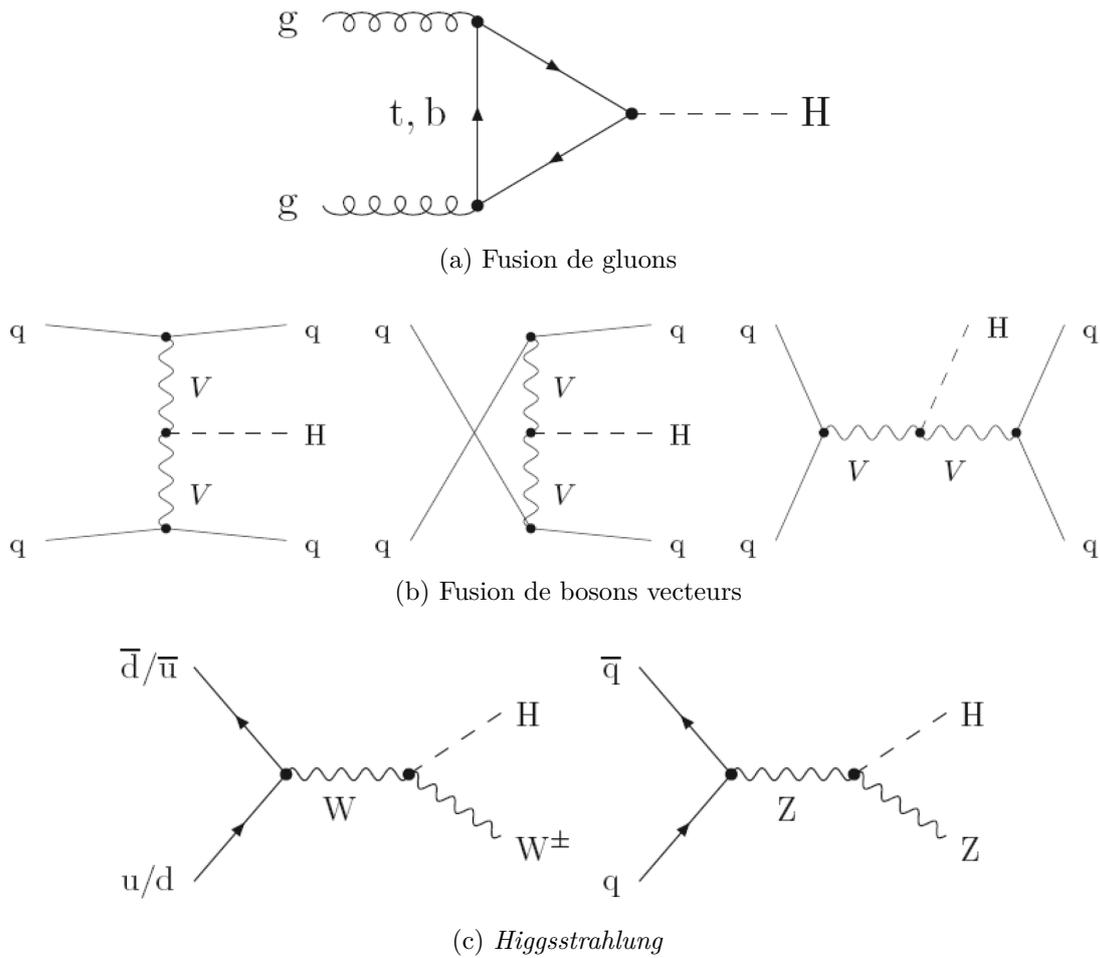


FIG. 5.7: Mécanismes de production du boson de Higgs du Modèle Standard. De haut en bas : fusion de gluons (via une boucle de quarks lourds), fusion de bosons vecteurs, émission d'un boson de Higgs par un boson vecteur (Higgsstrahlung).

5.3.3 Échantillons hybrides

Le bruit de fond irréductible $Z \rightarrow \tau\tau$ est le processus dominant dans cette analyse. Afin de disposer d'une modélisation précise et proche des données réelles, des échantillons hybrides sont utilisés en plus des simulations Monte Carlo décrites précédemment. L'échantillon de départ est constitué d'évènements réels dont l'enregistrement est déclenché par la présence de deux muons bien identifiés et isolés ayant une impulsion transverse significative. La plupart des évènements sélectionnés correspond au processus $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$.

Chaque muon reconstruit est remplacé par un tau simulé, de quadri-impulsion identique. De plus, seuls les évènements où la masse invariante de la paire de τ est supérieure à 50 GeV sont conservés. Le programme Tauola simule leur désintégration en leptons (e ou μ) ou en hadrons, et la simulation du détecteur CMS basée sur GEANT permet d'établir la réponse du détecteur. Deux méthodes hybrides ont été développées : l'une utilise uniquement les collections de particules produites par

Échantillon	Générateur	Norme	σ [pb]	Évènements
$gg \rightarrow H$	Powheg NLO	NNLL QCD, NLO EW	19,6	968134
$qq \rightarrow qq + H$	Powheg NLO	NNLO QCD, NLO EW	1,55	998836
$gg \rightarrow V + H$	Pythia LO	NNLO QCD, NLO EW	1,14	200124
$gg \rightarrow t\bar{t} + H$	Pythia LO	NLO QCD	1,14	"
$Z \rightarrow \ell\ell$ (incl.)	Madgraph LO	NNLO	3503,7	30459503
$Z \rightarrow \ell\ell + 1$ jet	Madgraph LO	NNLO	666,3	24045248
$Z \rightarrow \ell\ell + 2$ jets	Madgraph LO	NNLO	215,0	21852156
$Z \rightarrow \ell\ell + 3$ jets	Madgraph LO	NNLO	60,7	11015445
$Z \rightarrow \ell\ell + 4$ jets	Madgraph LO	NNLO	27,3	6402827
$W \rightarrow \ell\nu$ (incl.)	Madgraph LO	NNLO	37509,0	76102995
$W \rightarrow \ell\nu + 1$ jet	Madgraph LO	NNLO	6662,8	52926398
$W \rightarrow \ell\nu + 2$ jets	Madgraph LO	NNLO	2159,2	64738774
$W \rightarrow \ell\nu + 3$ jets	Madgraph LO	NNLO	640,4	30780647
$W \rightarrow \ell\nu + 4$ jets	Madgraph LO	NNLO	264,0	13382803
$t\bar{t}$	Madgraph LO	mesure (comp. NNLO)	249,5	68188700
tW	Powheg NLO	NLO	11,1	497658
$\bar{t}W$	Powheg NLO	NLO	11,1	493460
$WW \rightarrow 2\ell 2\nu$	Madgraph LO	NLO	5,82	1933235
$WZ \rightarrow 3\ell\nu$	Madgraph LO	NLO	1,06	2017979
$WZ \rightarrow 2\ell 2q$	Madgraph LO	NLO	2,21	3215990
$ZZ \rightarrow 2\ell 2q$	Madgraph LO	NLO	1,25	1936727
$ZZ \rightarrow 2\ell 2\nu$	Madgraph LO	NLO	0,72	954911
$ZZ \rightarrow 4\ell$	Madgraph LO	NLO	0,2	4807893

TAB. 5.4: Échantillons simulés. Le générateur simule des évènements en calculant une section efficace calculée à un ordre donné. La section efficace totale σ peut être corrigée par un calcul d'ordre supérieur, ou une mesure expérimentale, indiqués dans la colonne «Norme». Les valeurs indiquées pour le boson de Higgs correspondent à une masse de 125 GeV.

le *Particle Flow*. L'autre méthode, dite «hybride *RecHit*», utilise des informations de plus bas niveau : les traces restreintes au trajectomètre central à pixels, les dépôts d'énergie dans les cellules des calorimètres, et les signaux dans les canaux des détecteurs de muons.

L'utilisation de tels échantillons hybrides permet de disposer d'un ensemble d'informations provenant directement des données réelles : empilement, contenu en jets, cinématique des jets, énergie manquante, etc. De plus, la technique hybride *RecHit* améliore le traitement de l'empilement et permet de modéliser des quantités calorimétriques. Cependant, elle est plus complexe que la technique hybride *Particle Flow* et nécessite un plus grand nombre de corrections sous la forme de poids appliqués à chaque évènement (voir 5.4.7).

Les canaux $e\tau_h$ et $\mu\tau_h$ utilisent les échantillons hybrides *Particle Flow*, plus simples à maîtriser. Cependant, le canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ nécessite une modélisation correcte de l'énergie manquante calculée à partir des calorimètres, ce qui requiert l'usage de

la technique hybride *RecHit*.

5.4 Corrections apportées aux simulations

Des imperfections, dues aux générateurs Monte Carlo (processus dur, évènement sous-jacent, empilement...) et à la modélisation du détecteur et du système de déclenchement, biaisent les distributions extraites des échantillons simulés. Celles-ci sont corrigées en affectant à chaque évènement un poids, qui prend en compte les différences d'empilement, de déclenchement, d'identification et d'isolation des objets (e, μ, τ_h) . D'autre part, l'échelle d'énergie des objets reconstruits, ainsi que le recul hadronique dans les évènements contenant un boson lourd (W, Z, H) nécessitent des corrections sous d'autres formes que des poids. Enfin, le cas particulier des échantillons hybrides est discuté.

5.4.1 Déclenchement

L'efficacité dans les données expérimentales, ou le ratio des efficacités obtenues dans les deux types d'échantillon (voir §5.4), peuvent servir à pondérer les évènements simulés : le poids ainsi obtenu dépend de l'impulsion transverse de l'objet considéré (e, μ, τ_h) . L'efficacité totale de déclenchement vaut le produit des efficacités des filtres appliqués pour sélectionner l'évènement : $\varepsilon_{\text{HLT}}^{\text{tot}}(\ell\tau_h) = \varepsilon_{\text{HLT}}^{\ell}(p_T^{\ell}) \times \varepsilon_{\text{HLT}}^{\tau_h}(p_T^{\tau_h})$.

Des algorithmes de déclenchement identiques filtrent les échantillons expérimentaux et simulés dans les canaux $e\tau_h$ et $\mu\tau_h$. Les évènements simulés sont pondérés par le ratio des efficacités de déclenchement :

$$w_{\text{HLT}} = \frac{\varepsilon_{\text{HLT}}^{\text{tot}}(\ell\tau_h; \text{Data})}{\varepsilon_{\text{HLT}}^{\text{tot}}(\ell\tau_h; \text{MC})} \quad (5.6)$$

En revanche, le canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ utilise un algorithme de déclenchement absent des échantillons simulés. Il peut être reproduit de façon approximative en sélectionnant :

- un candidat HLT muon d'impulsion transverse supérieure à 8 GeV, sans critère d'isolation ou de position en η
- un candidat L1 muon d'impulsion transverse supérieure à 7 GeV, avec un critère d'isolation et de position en η similaires au filtre HLT *IsoMu8_eta2p1*
- un τ_h reconstruit vérifiant une sélection similaire au filtre HLT *LooseIsoPF-Tau20*
- une coupure sur l'énergie transverse manquante de niveau 1 \cancel{E}_T^{L1} corrigée (voir §5.4.5)

Cependant, cette émulation ne reproduit pas fidèlement le comportement de l'algorithme utilisé dans les échantillons expérimentaux. Il est préférable de pondérer directement les évènements simulés par l'efficacité de déclenchement mesurée dans

les données réelles :

$$w_{\text{HLT}} = \varepsilon_{\text{HLT}}^{\text{IsoMu8}}(p_T^\mu) \times \varepsilon_{\text{HLT}}^{\tau_h}(p_T^{\tau_h}) \times \varepsilon_{\text{HLT}}^{\text{L1ETM26}} \quad (5.7)$$

L'efficacité de la coupure sur l'énergie transverse manquante de premier niveau $\varepsilon_{\text{HLT}}^{\text{L1ETM26}}$ est discutée dans la section §5.4.5.

5.4.2 Identification et isolation

Les évènements simulés sont pondérés par le ratio des efficacités d'identification et d'isolation des leptons e et μ mesurées dans les données réelles et simulées (voir §5.2). Le poids dépend alors de l'impulsion transverse de l'objet considéré (e , μ). L'efficacité d'identification et d'isolation du τ dans les données réelles est compatible avec la valeur obtenue dans les données simulées, avec une incertitude relative de 6%. C'est pourquoi aucune correction liée à l'identification et à l'isolation du τ_h n'est appliquée aux échantillons simulés.

5.4.3 Échelle d'énergie des τ_h

La distribution de la masse visible des τ_h , obtenue à partir des quadri-impulsions des produits visibles, permet de déterminer l'échelle d'énergie pour chaque mode de désintégration. Un algorithme de maximum de vraisemblance ajuste simultanément les distributions issues des données réelles, de l'échantillon de «signal» $Z \rightarrow \tau\tau$, et des échantillons de bruits de fond, suivant la même stratégie que l'extraction du signal (voir §5.7).

L'ajustement de la norme de la distribution du processus $Z \rightarrow \tau\tau$ permet de déduire une correction de l'échelle d'énergie des τ , selon plusieurs tranches en p_T (τ_h). Cet ajustement se limite aux intervalles de masse invariante utilisés lors de la reconstruction des τ_h , suivant le mode de désintégration. Dans le mode 1prong+ $0\pi^0$, le seul produit de désintégration consiste en un pion, la masse visible du τ_h correspond donc à la masse du pion, et elle est insensible à l'échelle d'énergie. Pour ce mode de désintégration, la distribution de la masse visible de la paire $\mu\tau_h$ est ajustée. Dans le mode 1prong+ $N\pi^0$, les différences de simulation du ECAL et des particules neutres engendrées par l'empilement biaisent l'échelle d'énergie du τ_h . Dans le mode 3prongs, la proximité des trois traces constitue la source de biais principale. Une complexification du modèle d'ajustement permet de déterminer un terme de résolution gaussien, qui permet de corriger plus finement l'échelle d'énergie des τ_h .

5.4.4 Échelle d'énergie des jets

La section §2.3.6 décrit en détail l'étalonnage en énergie des jets, à la fois dans les échantillons expérimentaux et simulés. L'étude de la balance en impulsion transverse dans des évènements di-jets et Z +Jets permet de mesurer la réponse en énergie des

jets et d'en déduire un étalonnage pour les données expérimentales et simulées. Cet étalonnage corrige les biais dus au bruit et à l'empilement. De plus, les biais causés par la non-uniformité en η et la non-linéarité en p_T dans la simulation sont corrigés. Enfin, des corrections résiduelles compensent les différences entre simulation et données réelles.

5.4.5 Impulsion transverse manquante

La section §2.3.8 indique les procédures de correction appliquées à l'impulsion transverse manquante. Les corrections d'impulsion des jets (échelle et résolution) sont propagées à $\vec{\cancel{E}}_T^{\text{CAL}}$ et $\vec{\cancel{E}}_T^{\text{PF}}$ [D31], avant l'application de l'analyse multivariée $\cancel{E}_T^{\text{MVA}}$ [D36]. Néanmoins, il reste à corriger l'impulsion transverse manquante de niveau 1 [D37], ainsi que le recul hadronique des paires de τ , dans les échantillons simulés [D33].

Impulsion transverse manquante de niveau 1

Le canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ utilise un algorithme de déclenchement absent des échantillons simulés. L'impact de cet algorithme est reproduit en appliquant directement l'efficacité de ses branches μ et τ , mesurée dans les données expérimentales, ainsi qu'en coupant sur la valeur de \cancel{E}_T^{L1} (voir §5.3.1). L'étude de la réponse de \cancel{E}_T^{L1} dans les données simulées permet de la corriger afin de reproduire la réponse mesurée dans les données expérimentales [D37].

La première étape de correction consiste à appliquer le facteur de correction de $\cancel{E}_T^{\text{CAL}}$, événement par événement. Puis, une étude du comportement de \cancel{E}_T^{L1} en fonction de $\cancel{E}_T^{\text{CAL}}$ (corrigée) aboutit à la mise en place de corrections résiduelles, à la fois sur la réponse et la résolution de \cancel{E}_T^{L1} . Pour ce faire, la distribution de \cancel{E}_T^{L1} est ajustée par une fonction gaussienne dans 10 tranches de $\cancel{E}_T^{\text{CAL}}$ allant de 0 à 80 GeV, à la fois dans les données expérimentales et dans les simulations. La comparaison de la réponse et de la résolution entre données expérimentales et simulations permet de corriger la \cancel{E}_T^{L1} simulée.

L'incertitude systématique associée à cette procédure de correction provient principalement de l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets, propagée en termes d'incertitude sur $\cancel{E}_T^{\text{CAL}}$. Il suffit de réitérer la procédure d'extraction des corrections, en ajoutant ou en retranchant une déviation standard à $\cancel{E}_T^{\text{CAL}}$. La figure 5.8 montre la courbe d'efficacité de déclenchement du filtre HLT *L1ETM26* en fonction de $\cancel{E}_T^{\text{CAL}}$, dans les données réelles et dans la simulation avant et après correction de \cancel{E}_T^{L1} (avec la barre d'erreur correspondant à l'incertitude mentionnée précédemment).

Recul hadronique

L'analyse multivariée décrite en §5.2.4 permet de diminuer l'impact de l'empilement sur la mesure de $\vec{\cancel{E}}_T$ [D36]. Cependant, elle augmente le désaccord entre

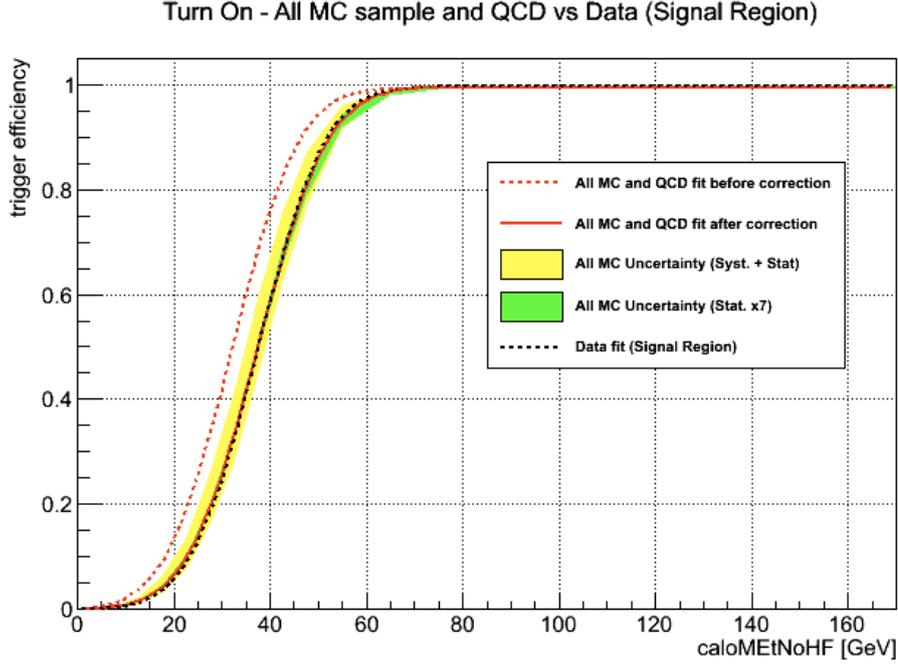


FIG. 5.8: Efficacité de déclenchement du filtre HLT L1ETM26 en fonction de \cancel{E}_T^{CAL} , dans les données réelles et dans la simulation avant et après correction de \cancel{E}_T^{L1} .

données expérimentales et simulées, causé par les imperfections dans la modélisation de la réponse du détecteur et de l'activité hadronique. Des corrections appliquées au recul hadronique permettent de modérer cet effet [D33, D34, D35]. L'équation (5.5) permet de définir le recul hadronique de paires de muons, dans des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ issus des données expérimentales. Le recul \vec{u} est projeté sur les directions perpendiculaire (\vec{u}_\perp) et parallèle (\vec{u}_\parallel) à l'impulsion transverse \vec{p}_T^Z du boson Z.

Ces deux composantes sont paramétrées en fonction de p_T^Z pour des événements contenant zéro, un ou plus de deux jets d'impulsion transverse supérieure à 30 GeV. La distribution de la composante u_i , dans un intervalle de p_T^Z donné, est ajustée par une fonction gaussienne $G_i(u_i; p_T^Z)$ de moyenne $\bar{u}_i(p_T^Z)$ et d'écart-type $\sigma_i(p_T^Z)$. Un ajustement des distributions $\bar{u}_i(p_T^Z)$ et $\sigma_i(p_T^Z)$ par des polynômes permet de déduire des fonctions de réponse $M_i^Z(p_T^Z)$ et de résolution $R_i^Z(p_T^Z)$ des composantes u_i , pour des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ expérimentaux et simulés.

Une procédure similaire permet de construire les fonctions $M_i^V(p_T^V)$ et $R_i^V(p_T^V)$ pour des événements simulés contenant un boson lourd V. La relation suivante indique la méthode de correction appliquée à ces fonctions :

$$M_i^{V \text{ CORR}}(p_T^V) = \frac{M_i^{Z \text{ DATA}}(p_T^V)}{M_i^{Z \text{ MC}}(p_T^V)} \times M_i^{V \text{ MC}}(p_T^V) \quad (5.8)$$

Les composantes u_i corrigées, dans un événement de p_T^V donné, font alors l'objet d'un tirage aléatoire, en utilisant comme densité de probabilité une fonction gaussienne G_i de moyenne $M_i^{V \text{ CORR}}(p_T^V)$ et d'écart-type $R_i^{V \text{ CORR}}(p_T^V)$. Enfin, l'équation (5.5) permet de déduire la valeur corrigée $\cancel{E}_T^{\text{PF}}(\text{corr})$.

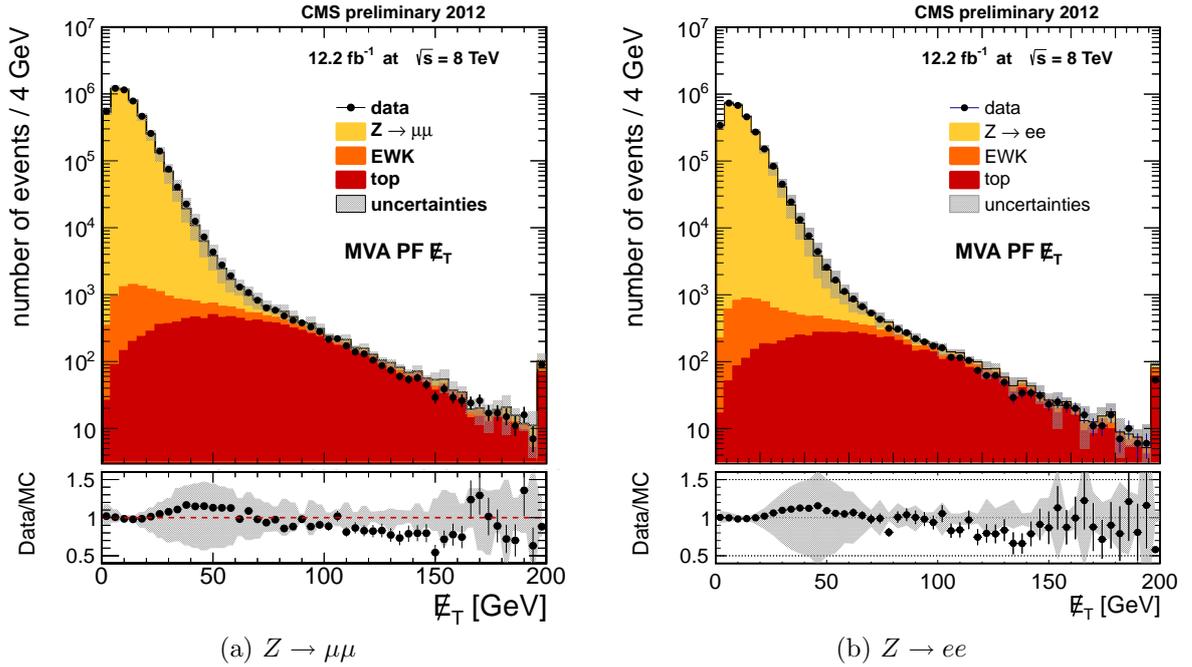


FIG. 5.9: Distribution de \cancel{E}_T^{MVA} après correction de recul hadronique, dans des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ (gauche) et $Z \rightarrow ee$ (droite). Les histogrammes colorés représentent la contribution de chaque processus produisant l'état final ll : $Z \rightarrow ll$ (jaune), électrofaible (orange «EWK» : WW , WZ , ZZ , quark top), paires de quarks top (rouge «top»), évaluée à partir d'échantillons simulés. La bande grise indique les incertitudes statistique et systématique. Les points noirs représentent les échantillons expérimentaux $Z \rightarrow ll$ acquis en 2012 à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 8$ TeV, totalisant une luminosité intégrée de $12,2 \text{ fb}^{-1}$.

Les figures 5.9, 5.10 et 5.11 utilisent des échantillons expérimentaux et simulés. Les données expérimentales ont été acquises en 2012, à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV, totalisant une luminosité intégrée de $12,2 \text{ fb}^{-1}$. Les données simulées permettent d'évaluer la contribution de chaque processus produisant l'état final ll : $Z \rightarrow ll$, électrofaible (WW , WZ , ZZ , quark top), paires de quarks top.

La figure 5.9 montre les distributions de \cancel{E}_T^{MVA} , extraite d'événements $Z \rightarrow ll$ expérimentaux et simulés. Cette figure prouve donc l'excellent accord de la \cancel{E}_T^{MVA} entre données expérimentales et simulées.

La figure 5.10 représente la réponse de la \cancel{E}_T^{MVA} , soit l'opposé du ratio entre la composante parallèle \vec{u}_{\parallel} du recul hadronique et l'impulsion transverse q_T de la paire ll , en fonction de q_T . La réponse n'atteint pas 1 car l'outil \cancel{E}_T^{MVA} optimise la résolution, au faible détriment de la réponse de l'énergie transverse manquante ainsi mesurée. La figure 5.11 montre la résolution de la \cancel{E}_T^{MVA} , soit l'incertitude en GeV sur les composantes parallèle \vec{u}_{\parallel} et perpendiculaire \vec{u}_{\perp} du recul hadronique, en fonction de q_T . Ces deux figures démontrent que la simulation est en excellent accord avec la mesure expérimentale, au sein des incertitudes.

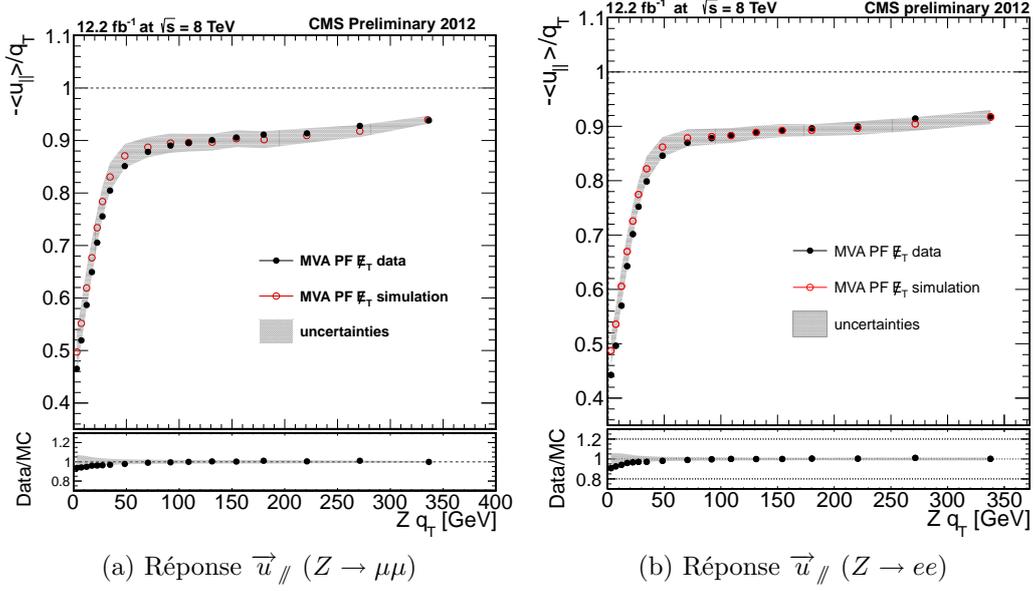


FIG. 5.10: Réponse de la composante parallèle du recul hadronique, relative à l'impulsion transverse q_T du boson Z dans chaque événement, en fonction de q_T . Les points noirs (resp. rouges) indiquent les données expérimentales (simulées), et la bande grise indique les incertitudes sur la simulation.

5.4.6 Empilement

Lors de la production d'échantillons simulés, des événements de biais minimum produits par Pythia sont superposés à l'interaction principale de chaque événement. Le nombre d'interactions d'empilement par événement suit une distribution de Poisson : pour cette analyse, la plupart des échantillons simulés font l'hypothèse d'une valeur moyenne (et donc d'une largeur) de 10. Cependant, les conditions réelles ont beaucoup varié au cours des prises de données, et la distribution expérimentale de l'empilement diffère de cette hypothèse. Les événements simulés avec N événements d'empilement sont pondérés par le rapport des probabilités d'observer N événements d'empilement dans les données réelles et simulées :

$$w_{\text{PU}} = \frac{p_{\text{DATA}}(N_{\text{PU}})}{p_{\text{MC}}(N_{\text{PU}})}$$

5.4.7 Échantillons hybrides

Dans les échantillons hybrides, l'état final semi-leptonique n'est pas sélectionné par un algorithme de déclenchement. Ainsi, aucune sélection liée au déclenchement n'est appliquée ; les événements sont pondérés directement par l'efficacité mesurée dans les données $\varepsilon_{\text{HLT}}^{\text{tot}}$. Les objets présent dans l'état final (e/μ et τ_h) proviennent d'outils de simulation : il faut donc pondérer les événements par le ratio des efficacités d'identification et d'isolation des leptons (voir 5.4.2).

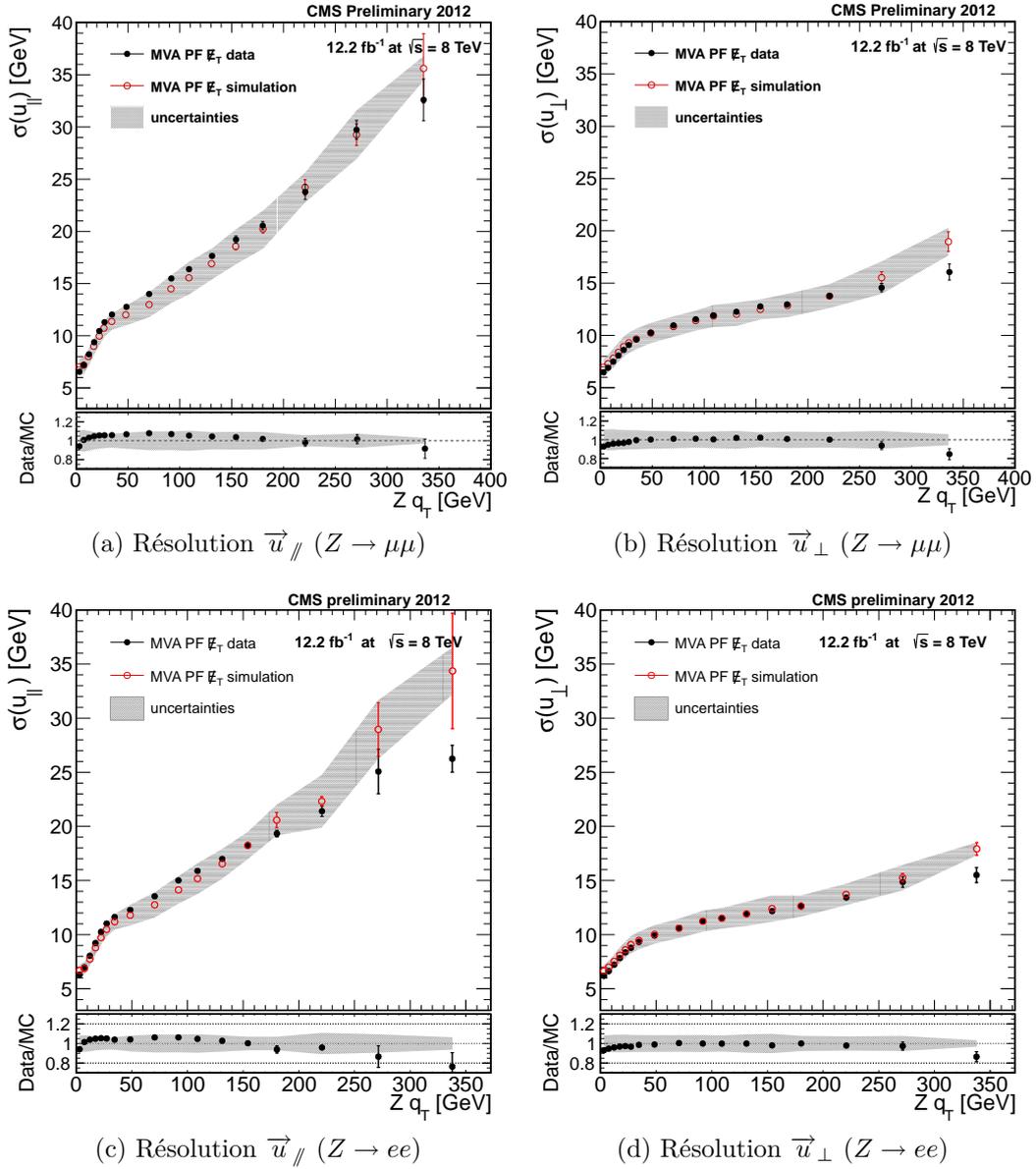


FIG. 5.11: Résolution de E_T^{MVA} après corrections de recul hadronique. Les figures du haut (resp. bas) montrent la résolution de la composante perpendiculaire (droite) et parallèle (gauche) du recul hadronique, en fonction de q_T , pour des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ (resp. $Z \rightarrow ee$). Les points noirs (resp. rouges) indiquent les données expérimentales (simulées), et la bande grise indique les incertitudes sur la simulation.

De plus, afin de produire uniquement des événements intéressants pour l'analyse, les produits visible $\ell\tau_h$ doivent passer des seuils en impulsion transverse proches des coupures d'analyse. Le programme *Tauola* simule plusieurs fois la désintégration d'une même paire de τ , jusqu'à ce qu'elle passe cette sélection. La probabilité que la paire $\ell\tau_h$ passe ce filtre dépend des impulsions transverses des muons originaux, ce qui biaise la cinématique de l'échantillon $Z \rightarrow \tau\tau$ ainsi obtenu. C'est pourquoi les événements hybrides sont pondérés par cette probabilité.

D'autre part, l'efficacité de reconstruction et d'identification des muons dans les données expérimentales biaise l'échantillon d'événements hybrides $\tau\tau$: l'application d'un poids remédie à ce biais.

La méthode hybride *RecHit* prend en compte plusieurs effets physiques fins. En particulier, *Tauola* ne simule pas la polarisation des τ : celle-ci est prise en compte par des poids calculés par le programme *TauSpinner*. La référence [I64] fournit plus de détails à propos des échantillons hybrides *RecHit*, et la référence [I65] décrit l'ensemble des techniques de production d'échantillons hybrides.

5.5 Masse invariante de la paire de τ

L'analyse des distributions de masse invariante procure un moyen précis de détecter une nouvelle résonance, et de discriminer le signal $H \rightarrow \tau\tau$ du bruit de fond dominant $Z \rightarrow \tau\tau$. La masse invariante d'une paire $\tau_\ell\tau_h$ est entièrement déterminée par la quadri-impulsion des produits de désintégration visibles $\tilde{P}_{\text{lep}}^{\text{vis}}$ et $\tilde{P}_{\text{had}}^{\text{vis}}$ (leptons et hadrons) et invisibles $\tilde{P}_{\text{lep}}^{\text{inv}}$ et $\tilde{P}_{\text{had}}^{\text{inv}}$ (neutrinos). Or, la quadri-impulsion des produits invisibles n'est pas mesurable directement. Cependant, une observable permet de la contraindre : l'impulsion transverse manquante \cancel{E}_T .

Notons respectivement \vec{x}_{obs} , \vec{x}_{inc} , \vec{x}_{mes} les paramètres cinématiques observés, inconnus et mesurés. À chaque valeur de \vec{x}_{mes} et de \vec{x}_{inc} correspond une valeur unique de la masse invariante : $M_{\tau\tau}(\vec{x}_{\text{inc}}, \vec{x}_{\text{mes}})$.

La densité de probabilité conditionnelle $p(\vec{x}_{\text{obs}}|\vec{x}_{\text{inc}}, \vec{x}_{\text{mes}})$ d'observer les valeurs $\vec{x}_{\text{obs}} = (\cancel{E}_x, \cancel{E}_y)$, étant donné un jeu de valeurs \vec{x}_{inc} pour les paramètres cinématiques inconnus, et $\vec{x}_{\text{mes}} = (\tilde{P}_1^{\text{vis}}, \tilde{P}_2^{\text{vis}})$ pour les paramètres mesurés, permet de tester une hypothèse sur les produits invisibles.

La stratégie de l'algorithme *SVfit* consiste à tester une suite croissante de valeurs de $M_{\tau\tau}$, de m_τ à 2 TeV par étapes progressives $\delta M_{i+1} = 1.025 \times \delta M_i$ en évaluant la vraisemblance de chaque valeur. L'algorithme *SVfit* intègre la distribution suivante, où δ dénote la distribution de Dirac :

$$\delta(M_{\tau\tau} - M_{\tau\tau}(\vec{x}_{\text{inc}}, \vec{x}_{\text{mes}})) \times p(\vec{x}_{\text{obs}}|\vec{x}_{\text{inc}}, \vec{x}_{\text{mes}}) \quad (5.9)$$

En intégrant cette différence sur l'ensemble des valeurs de \vec{x}_{inc} possibles, on obtient alors une estimation globale de la compatibilité entre la valeur testée $M_{\tau\tau}$ et

les paramètres cinématiques connus $(\vec{x}_{\text{mes}}, \vec{x}_{\text{obs}})$ (méthode dite de marginalisation) :

$$P(M_{\tau\tau}) = \int \left(M_{\tau\tau} - M_{\tau\tau}(\vec{x}_{\text{inc}}, \vec{x}_{\text{mes}}) \right) \times p(\vec{x}_{\text{obs}} | \vec{x}_{\text{inc}}, \vec{x}_{\text{mes}}) d\vec{x}_{\text{inc}} \quad (5.10)$$

L'algorithme Vegas [J77] effectue numériquement cette intégration. La valeur de $M_{\tau\tau}$ la plus compatible avec l'évènement correspond alors au maximum de $P(M_{\tau\tau})$ [D38].

Le choix des paramètres cinématiques \vec{x}_{inc} est déterminé par l'étude des désintégrations leptoniques et hadroniques du tau. Le calcul des largeurs de désintégration du lepton tau fournit une densité de probabilité $p(\vec{x}_{\text{obs}} | \vec{x}_{\text{inc}}, \vec{x}_{\text{mes}})$. Enfin, des effets de résolution sont pris en compte au sein de la densité de probabilité p . En effet, ils constituent une source de différences entre l'impulsion transverse manquante mesurée et la somme des impulsions des neutrinos de l'évènement.

5.5.1 Cinématique de la désintégration du lepton τ

La cinématique de la désintégration d'un tau est entièrement déterminée par deux quadri-impulsions : celle des produits visibles $\tilde{P}^{\text{vis}} = \tilde{P}_{\text{had}}^{\text{vis}} + \tilde{P}_{\text{lep}}^{\text{vis}}$ et celle des produits invisibles $\tilde{P}^{\text{inv}} = \tilde{P}_{\text{had}}^{\text{inv}} + \tilde{P}_{\text{lep}}^{\text{inv}}$, où les indices lep et had réfèrent respectivement aux désintégrations leptonique et hadronique du tau. Or, le détecteur CMS mesure les paramètres physiques des produits visibles avec une excellente précision : énergie, impulsion, angles azimuthal et polaire. La difficulté principale consiste à estimer les paramètres correspondant aux produits invisibles.

Plusieurs conditions permettent de contraindre ces quadri-impulsions : la désintégration hadronique (resp. leptonique) d'un tau produit un (resp. deux) neutrino(s), et la désintégration du tau conserve sa masse invariante. Ainsi :

$$\|\tilde{P}_{\text{had}}^{\text{inv}}\| = 0 \quad , \quad \|\tilde{P}_{\text{lep}}^{\text{inv}}\| \neq 0 \quad , \quad \|\tilde{P}^{\text{vis}} + \tilde{P}^{\text{inv}}\| = m_{\tau} \quad (5.11)$$

La désintégration d'un tau dépend de trois paramètres libres (les quantités étoilées appartiennent au référentiel de repos du tau) :

- l'angle d'ouverture θ^* entre les impulsions \vec{p}_{τ} et \vec{p}_{vis}^* .
- l'angle azimuthal ϕ du tau, i.e. entre les plans $(\vec{p}_{\text{vis}}, \vec{p}_{\tau})$ et $(\vec{p}_{\text{vis}}, \vec{u}_z)$ ².
- la masse invariante $m_{\nu\nu} = \|\tilde{P}_{\text{lep}}^{\text{inv}}\|$: spécifique aux désintégrations leptoniques.

Les angles θ^* et ϕ définissent de manière unique la direction de la quadri-impulsion du tau : celle-ci se situe à la surface d'un cône d'axe \vec{p}_{vis} et d'angle d'ouverture θ^* , à l'angle azimuthal ϕ (voir schéma 5.12).

La cinématique de la désintégration d'une paire de τ dépend donc de cinq paramètres dans un canal semi-leptonique $\ell\tau_h$: les angles correspondant à chaque lepton

²Le vecteur \vec{u}_z désigne la direction des faisceaux de protons, qui est aussi l'axe central du détecteur CMS.

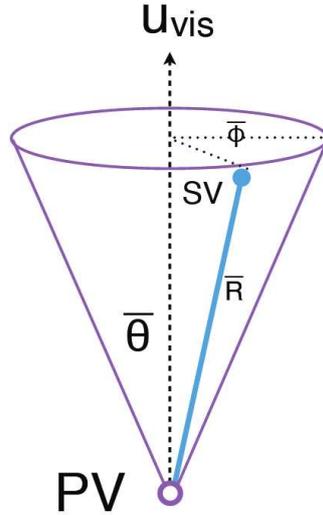


FIG. 5.12: Paramètres cinématiques de la désintégration du tau. Le tau produit par l'interaction principale (PV) se désintègre en un point d'interaction secondaire (SV) en produits visibles d'impulsion u_{vis} . L'angle d'ouverture $\bar{\theta}$ désigne l'angle entre la direction \bar{R} du τ et celle des produits visibles u_{vis} . La variable $\bar{\phi}$ désigne l'angle entre le plan (u_{vis}, \bar{R}) et le plan (u_{vis}, \bar{P}) , où \bar{P} correspond à la direction du faisceau de protons.

tau $(\theta_1^*, \phi_1, \theta_2^*, \phi_2)$, et la masse invariante $m_{\nu\nu}$ des neutrinos dans le cas du tau se désintégrant en lepton. Ainsi, le choix des paramètres cinématiques \vec{x}_{inc} pour le calcul de la vraisemblance (équation (5.10)) est le suivant : $\vec{x}_{inc} = (\theta_1^*, \phi_1, \theta_2^*, \phi_2, m_{\nu\nu})$.

5.5.2 Densité de probabilité des paramètres cinématiques

Le choix des paramètres cinématiques étant fixé, il est alors nécessaire de déterminer la densité de probabilité $p(\vec{x}_{obs} | \vec{x}_{inc}, \vec{x}_{mes})$ pour pouvoir effectuer l'intégration spécifiée par l'équation (5.10) et ainsi déterminer la vraisemblance d'une valeur de masse invariante.

La densité de probabilité $p(\vec{x}_{obs} | \vec{x}_{inc}, \vec{x}_{mes})$ prend en compte l'ensemble des effets physiques en jeu dans la désintégration d'une paire de τ :

- la polarisation des leptons tau qui se désintègrent
- leurs largeurs différentielles de désintégration
- le mode de désintégration réel d'un lepton tau en fonction de son mode de désintégration reconstruit
- la résolution sur l'impulsion transverse manquante

Largeurs différentielles de désintégration du lepton tau

La densité de probabilité dont on souhaite établir l'expression représente essentiellement la probabilité qu'une paire de τ se désintègre selon une configuration

cinématique donnée, c'est-à-dire un produit de largeurs différentielles de désintégration. Celles-ci proviennent de calculs analytiques prenant en compte les paramètres cinématiques et la polarisation des τ (voir §2.3.7 et A.5).

Un terme supplémentaire dans la densité de probabilité prend en compte la corrélation entre le mode de désintégration reconstruit et les différents modes réels possibles : $\vec{v}_{\text{vrai}} = M^{-1} \cdot \vec{v}_{\text{reco}}$. La matrice de transfert M provient d'une étude basée sur des simulations ; la reconstruction du mode de désintégration dans les données réelles est en bon accord avec les simulations (voir annexe A.5).

Lorsqu'une résonance intermédiaire fait partie de la chaîne de désintégration, la largeur différentielle est calculée en deux étapes : la désintégration du tau en méson, puis la désintégration dudit méson en pions chargés ou neutres. Ce calcul inclut les deux états de polarisation possibles du méson : transverse et longitudinale.

La largeur de désintégration du lepton τ^- de charge négative est notée dans la suite :

$$\left(\frac{d\Gamma_i^\alpha}{dx_i} \right)^- \quad (5.12)$$

L'indice i dénote le mode de désintégration réel du τ^- : $(\vec{v}_{\text{vrai}})_i = (M^{-1} \cdot \vec{v}_{\text{reco}})_i$. L'indice α correspond à l'état de polarisation du τ^- .

Impact de la résolution de \vec{E}_T :

L'algorithme *SVfit* utilise \vec{E}_T comme observable pour caractériser la désintégration d'une paire de τ . Or, des effets de résolution peuvent causer des différences entre la somme vectorielle des impulsions des neutrinos et l'impulsion transverse manquante. L'expression de $p(\vec{x}_{\text{obs}} | \vec{x}_{\text{inc}}, \vec{x}_{\text{mes}})$ doit donc être complétée afin de prendre en compte la résolution sur \vec{E}_T .

La densité de probabilité $p(\vec{E}_T | \vec{p}_T^\nu)$ représente la compatibilité entre l'hypothèse sur \vec{p}_T^ν (impulsion transverse des neutrinos issus de la désintégration des τ) et la valeur mesurée $\vec{x}_{\text{obs}} = (\vec{E}_x, \vec{E}_y)$.

Pour chaque particule X_i reconstruite par le *Particle Flow*, l'impulsion transverse est mesurée avec une incertitude $\sigma_i(E_T)$ sur sa norme et $\sigma_i(\phi)$ sur sa direction, résumées sous la forme d'une matrice de covariance individuelle (exprimée dans un repère d'axes parallèle et perpendiculaire à \vec{E}_T^i) :

$$U_i = \begin{pmatrix} \sigma_i(E_T)^2 & 0 \\ 0 & \sigma_i(\phi)^2 \end{pmatrix} \quad (5.13)$$

Après une rotation qui remplace les matrices U_i dans le repère du détecteur, celles-ci sont sommées au sein d'une matrice de covariance globale : $V = \sum_i R(\phi_i)^{-1} U_i R(\phi_i)$. Dans un modèle de résolution gaussienne, la probabilité d'ob-

server $\vec{\mathcal{E}}_T$ étant donné \vec{p}_T^ν est donnée par :

$$p(\vec{\mathcal{E}}_T | \vec{p}_T^\nu) = \frac{1}{2\pi\sqrt{\det(V)}} \times \exp\left(-\frac{1}{2} {}^t DV^{-1} D\right), \quad \text{où : } D = \begin{pmatrix} \mathcal{E}_x - p_x^\nu \\ \mathcal{E}_y - p_y^\nu \end{pmatrix} \quad (5.14)$$

Résumé : densité de probabilité totale

La densité de probabilité totale $p(\vec{x}_{\text{obs}} | \vec{x}_{\text{inc}}, \vec{x}_{\text{mes}})$ s'exprime ainsi (en omettant la constante de proportionnalité, de peu d'intérêt) :

$$\sum_{i,j} \sum_{\alpha=L,R} \sum_{\beta=L,R} \gamma_{\alpha\beta} \left(\frac{d\Gamma_i^\alpha}{d\vec{x}_i}\right)^- \left(\frac{d\Gamma_j^\beta}{d\vec{x}_j}\right)^+ (v_{\text{réel}}^-)_i (v_{\text{réel}}^+)_j p(\vec{\mathcal{E}}_T | \vec{p}_T^\nu) \quad (5.15)$$

L'exposant \pm indique le membre τ^\pm de la paire de τ . Les indices (i, j) dénotent respectivement l'ensemble des modes de désintégrations réels du (τ^-, τ^+) : $(\vec{v}_{\text{vrai}})_i = (M^{-1} \cdot \vec{v}_{\text{reco}})_i$. Les indices (α, β) correspondent respectivement à l'état de polarisation du (τ^-, τ^+) : le terme $\gamma_{\alpha\beta}$ rend compte de la probabilité que la paire de τ soit dans l'état de polarisation (α, β) . Enfin, chaque terme du type $(d\Gamma/d\vec{x})$ indique la largeur différentielle de désintégration d'un tau de charge, de polarisation et de mode de désintégration donnés. L'annexe A.5 fournit plus de détails à propos de la cinématique et des largeurs différentielles de désintégration des τ .

Après injection de la densité de probabilité (équation (5.15)) dans l'équation (5.10), la vraisemblance $P(M_{\tau\tau})$ est calculée pour toute une série de valeurs. La maximisation de $P(M_{\tau\tau})$ permet de déterminer la masse invariante de la paire de τ , événement par événement.

5.5.3 Pouvoir de séparation de l'algorithme *SVfit*

La figure 5.13 compare le pouvoir de séparation des résonances simulées $Z \rightarrow \tau\tau$ et $H_{125} \rightarrow \tau\tau$, avec la masse visible (masse invariante des produits visibles de la désintégration des deux τ , figure 5.13a) et avec la masse *SVfit* (figure 5.13b).

Ces figures impliquent le constat suivant : l'algorithme *SVfit* permet une bien meilleure séparation des deux pics, et rend possible la détection d'une nouvelle résonance. De plus, l'algorithme *SVfit* mesure la masse invariante avec une bonne résolution ($<20\%$, voir annexe A.5), et le taux d'échec de *SVfit* demeure négligeable. La distribution de la masse invariante constitue le principal moyen de discriminer entre signal $H \rightarrow \tau\tau$ et bruit de fond irréductible $Z \rightarrow \tau\tau$, et ainsi d'estimer la présence ou l'absence de signal dans les données expérimentales.

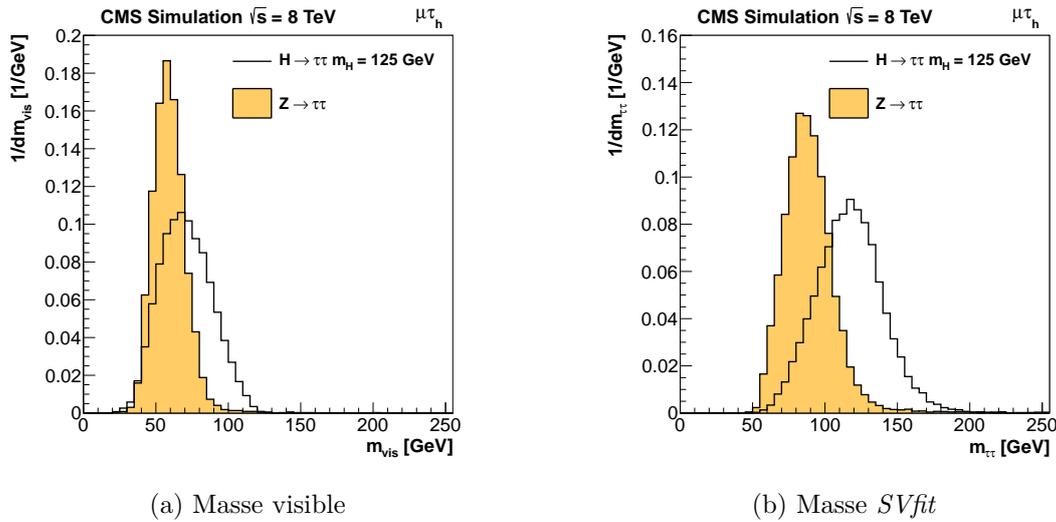


FIG. 5.13: Séparation entre les pics de masse $Z \rightarrow \tau\tau$ et $H_{125} \rightarrow \tau\tau$ avec la masse visible et la masse *SVfit*.

5.6 Sélection des événements

La diversité des processus de bruits de fond, réductibles ou irréductibles, constitue une des difficultés majeures de cette analyse. Plusieurs critères de sélection, dits « inclusifs », éliminent une fraction importante d'évènements de bruits de fond et maximisent ainsi le rapport signal sur bruit de fond.

Puis, la répartition des évènements en catégories exclusives permet de combiner efficacement plusieurs types d'information. En effet, les catégories dominées par les processus de bruit de fond permettent d'évaluer précisément leur contribution, et de contraindre les « paramètres de nuisance » de l'analyse (sources d'incertitude) : efficacités de déclenchement et de sélection, échelle d'énergie des τ et des jets, etc. (voir §5.8). D'autre part, suivant le nombre de jets dans les évènements, des catégories riches en signal, spécifiques au mode de production du boson de Higgs, sont définies. La combinaison des contraintes provenant des catégories riches en bruits de fond, et de la pureté des catégories riches en signal, permet d'optimiser l'interprétation des évènements collectés dans les données expérimentales.

5.6.1 Sélection inclusive

La sélection inclusive consiste à choisir une seule paire par évènement, puis à appliquer une sélection sur la masse transverse et sur la charge de la paire. De plus, les évènements contenant plusieurs leptons sont rejetés, afin d'éliminer des évènements de bruit de fond : principalement le processus $Z\ell\ell$. Dans la suite, les paires $\ell\tau_h$ dont les membres ont une charge de signe opposé (resp. similaire) sont notées *OS* (resp. *SS*).

Choix de la paire $\ell\tau_h$: Ce choix implique des coupures d'identification et d'isolation du lepton et du τ_h (voir §5.2), ainsi que des coupures en impulsion transverse : $p_T(\tau_h) > 30$ GeV, $p_T(e) > 24$ GeV, $p_T(\mu) > 20$ GeV (canal $\mu\tau_h$), $9 < p_T(\mu) < 20$ GeV (canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$). De plus, dans les canaux $\mu\tau_h$ et $e\tau_h$, les membres de la paire doivent correspondre aux objets HLT qui déclenchent l'enregistrement de l'évènement par l'algorithme HLT conçu pour cette analyse (voir §5.3.1) : un critère de proximité permet de vérifier cette condition.

Si plusieurs paires $\ell\tau_h$ passent cette sélection, seule la paire OS qui maximise la somme $||p_T(\ell)|| + ||p_T(\tau_h)||$ est retenue. En l'absence de paires OS , ce choix s'applique aux paires SS .

Vétos : Deux vétos rejettent les évènements contenant plusieurs leptons. Le véto di-lepton rejette tout évènement comportant deux leptons de charge opposée remplissant des critères d'identification et d'isolation similaires à ceux de l'analyse, ce qui rejette efficacement le bruit de fond $Z \rightarrow \ell\ell$. Le véto tri-lepton rejette tout évènement comportant un lepton additionnel (e ou μ , quelque soit le canal considéré), passant une sélection peu stricte. Ce véto rejette des évènements de bruit de fond et évite tout recouvrement avec l'analyse VH .

Charge : Les évènements de signal contiennent des paires d'objets de signe opposé (notées OS). Ainsi, seules ces paires contribuent à la recherche du signal dans les données expérimentales. Cependant, les paires de signe similaire (notées SS) permettent de procéder à l'évaluation du bruit de fond Multi-Jets QCD (voir §5.7.1).

Masse transverse : La masse transverse M_T correspond à la masse invariante entre l'impulsion transverse manquante et l'impulsion transverse du lepton dans la paire $\ell\tau_h$. Cette variable permet de sélectionner ou de rejeter le bruit de fond W : en effet, lors de la désintégration leptonique d'un boson W , l'impulsion transverse manquante provient du neutrino, et M_T désigne alors la masse transverse du boson (voir §5.6.1). Dans les canaux $\mu\tau_h$ et $e\tau_h$, la région du signal se situe à $M_T < 30$ GeV et la région de contrôle du bruit de fond W se situe à $M_T > 70$ GeV (voir figure 5.16a et 5.16b). En revanche, le régime d'impulsion transverse des muons dans le canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$, plus faible, déplace le pic du W vers des valeurs de M_T moins élevées, et supprime fortement ce bruit de fond par rapport aux canaux $e\tau_h$ et $\mu\tau_h$. La frontière entre les régions du signal et de contrôle se situe à $M_T = 45$ GeV (voir figure 5.16c).

5.6.2 Prospective pour le canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$

La distribution de l'impulsion transverse des muons, extraite de l'échantillon simulé de fusion de gluons produisant un boson de Higgs de masse 125 GeV, constitue un des éléments majeurs des études de prospective à l'origine de la mise en place du canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$. La figure 5.14 représente cette distribution, avec ou sans coupure sur \cancel{E}_T^{L1} , et distingue les régions des canaux $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ et $\mu\tau_h$. Le canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ augmente de

57% le nombre d'évènements de signal disponible pour l'analyse, après application d'une sélection inclusive.

Afin de maîtriser le taux de déclenchement de l'algorithme sélectionnant les données expérimentales, une coupure sur \cancel{E}_T^{L1} est utilisée. Celle-ci réduit le nombre d'évènements de signal dans le canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$. Après son application, le canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ augmente de 41% le nombre d'évènements de signal. Cet apport significatif est prometteur pour l'analyse des états finaux semi-leptoniques, comme nous le verrons dans la suite.

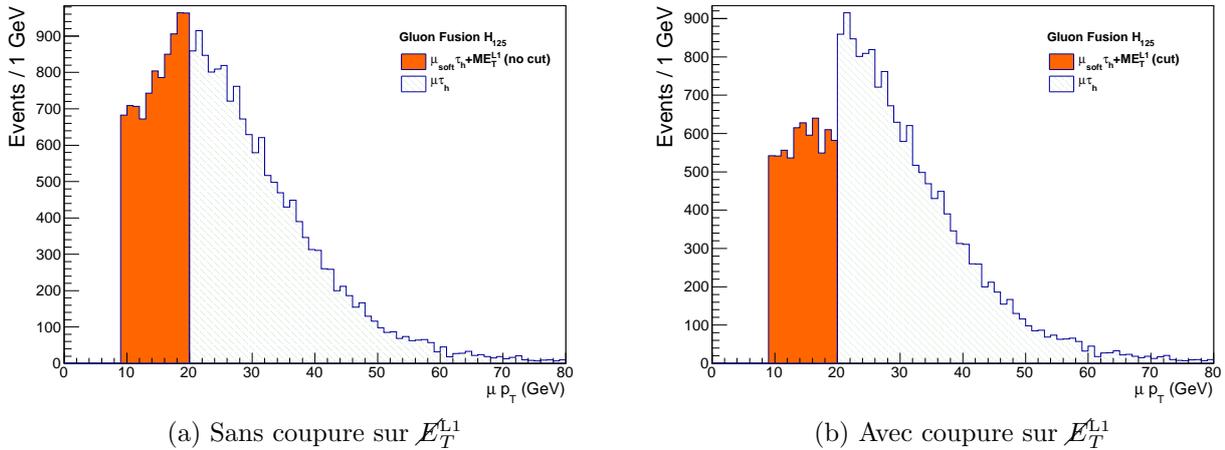


FIG. 5.14: Distribution de l'impulsion transverse des muons dans l'échantillon simulé de fusion de gluons produisant un boson de Higgs de masse 125 GeV : sans (resp. avec) coupure sur \cancel{E}_T^{L1} à gauche (resp. droite). La zone orange indique la région du canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ (entre 9 et 20 GeV) et l'histogramme bleu (hachuré en vert) désigne la région du canal $\mu\tau_h$ (au-delà de 20 GeV).

5.6.3 Catégories exclusives

La répartition des évènements en catégories exclusives permet d'évaluer précisément la contribution des bruits de fond, et de contraindre les paramètres de nuisance de l'analyse (efficacités de déclenchement et de sélection, échelle d'énergie des τ et des jets...), tout en caractérisant le signal dans des catégories spécifiques au mode de production du boson de Higgs.

Les distributions de masse invariante des évènements de bruit de fond et de signal sont ajustées simultanément dans toutes les catégories et tous les canaux (voir §5.9). Les catégories majoritairement composées de bruits de fond contraignent fortement les paramètres libres de cet ajustement, et le signal est extrait des catégories très pures. Ce procédé permet d'optimiser l'utilisation des données observées, et améliore la limite d'exclusion sur la section efficace de production du boson de Higgs, ainsi que la signification statistique d'un éventuel excès d'évènements compatible avec une nouvelle résonance (voir §5.9).

La catégorisation consiste à :

- créer des catégories d'évènements où la masse de la paire de τ bénéficie d'une excellente résolution
- adapter les coupures cinématiques sur les objets pour favoriser les évènements de signal
- utiliser le contenu de l'évènement pour discriminer entre signal et bruit de fond (jets de quark b, autres jets, etc)

L'optimisation de la définition des catégories a pour critère essentiel la valeur attendue de la limite supérieure sur la section efficace de production du boson de Higgs. Le contenu en jets d'un évènement donné permet de discriminer entre bruit de fond et signal. Une coupure de 30 GeV est appliquée sur l'impulsion transverse des jets comptabilisés pour la définition des catégories. De plus, la présence d'un quark b dans l'état final des évènements de signal est extrêmement rare : toutes les catégories incluent un véto sur la présence d'un jet de quark b, ce qui rejette drastiquement le bruit de fond $t\bar{t}$.

Le mode de production principal du boson de Higgs au LHC est la fusion de gluons, avec une probabilité plus importante de rayonner un gluon que dans les processus de bruit de fond dominants. La présence d'un jet dans l'état final favorise donc le signal par rapport au bruit de fond, d'où la définition de catégories nommées *1Jet*.

De plus, le mode de production par fusion de bosons vecteurs implique la présence de deux jets dans l'état final, très séparés en η et de masse invariante très élevée, d'où la mise en place de catégories spécifiques à ce mode de production, nommées *VBF*.

D'autre part, l'algorithme *SVfit* reconstruit la masse invariante des paires $\ell\tau_h$ avec une bien meilleure résolution lorsque le τ_h possède une impulsion transverse significative. De plus, le bruit de fond $Z \rightarrow \tau\tau$ est alors beaucoup moins présent. Enfin, sélectionner des paires de τ de haute impulsion transverse permet de favoriser le signal, et supprime en particulier le bruit de fond QCD multijet.

Le choix des catégories est optimisé séparément dans chaque canal, avec un souci de cohérence entre les canaux et donc une base de travail commune. Le canal $\mu\tau_h$ utilise 7 catégories, le canal $e\tau_h$ en utilise 6. Quant au canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$, sa luminosité instantanée est presque trois fois plus faible que celle des canaux $e\tau_h$ et $\mu\tau_h$ ($7,4 \text{ fb}^{-1}$ contre $19,4 \text{ fb}^{-1}$) : il utilise un nombre réduit à 5 catégories. Les catégories sont les suivantes :

VBF : Évènements contenant au moins deux jets ($p_T > 30 \text{ GeV}$, $|\eta| < 4,7$) très séparés en η ($\Delta\eta_{jj} > 3,5$), et de masse invariante élevée ($m_{jj} > 500$). De plus, aucun jet supplémentaire ($p_T > 30$) ne doit se situer entre les deux jets sélectionnés. Ces critères favorisent les évènements de signal produits par fusion de bosons vecteurs et réduisent fortement la contamination en bruit de fond.

Dans les canaux $e\tau_h$ et $\mu\tau_h$, cette catégorie est divisée en deux sous-catégories

(la quantité de données disponibles dans le canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ ne permet pas une telle division). Les événements où l'impulsion transverse de la paire de τ dépasse 100 GeV, et où $m_{jj} > 700$, entrent dans la sous-catégorie *VBF-Strict*. Le reste des événements de la catégorie VBF forment la sous-catégorie *VBF-Lâche*.

1Jet : Évènements n'entrant pas dans la catégorie VBF, contenant au moins un jet ($p_T > 30$ GeV, $|\eta| < 4,7$), et aucun jet de quark b ($p_T > 20$ GeV). Cette catégorie exploite le mode de production du boson de Higgs par fusion de gluons. Dans le canal $e\tau_h$, une coupure supplémentaire ($\cancel{E}_T > 30$ GeV) élimine les bruits de fond dont l'énergie transverse manquante provient uniquement d'effets instrumentaux ($Z \rightarrow ee$, QCD). Elle est sub-divisée en deux sous-catégories en fonction de l'impulsion transverse du τ_h , afin de séparer événement de basse et de haute résolution en masse invariante :

$$1Jet\tau_h\uparrow (30 < p_T(\tau_h) < 45 \text{ GeV}) \text{ et } 1Jet\tau_h\uparrow (p_T(\tau_h) > 45 \text{ GeV}).$$

Enfin, dans les canaux $e\tau_h$ et $\mu\tau_h$, la sous-catégorie $1Jet\tau_h\uparrow$ est divisée en deux parties, en fonction de l'impulsion transverse de la paire de τ : inférieure ($1Jet\tau_h\uparrow H\downarrow$) ou supérieure ($1Jet\tau_h\uparrow H\uparrow$) à 100 GeV, ce qui permet de créer une catégorie très pure en signal. Seule la sous-catégorie $1Jet\tau_h\uparrow H\uparrow$ est utilisée dans le canal $e\tau_h$. La quantité de données disponibles dans le canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ ne permet pas une telle sous-division.

0Jet : Évènements n'entrant pas dans les catégories VBF et 1Jet, et ne contenant aucun jet ($p_T > 30$ GeV, $|\eta| < 4,7$), et aucun jet de quark b ($p_T > 20$ GeV). Cette catégorie est divisée en deux sous-catégories, suivant l'impulsion transverse du τ_h :

$$0Jet\tau_h\uparrow (30 < p_T(\tau_h) < 45 \text{ GeV}) \text{ et } 0Jet\tau_h\uparrow (p_T(\tau_h) > 45 \text{ GeV}).$$

Ces catégories, essentiellement composées de bruits de fond, servent principalement à contraindre les valeurs des paramètres de nuisance de l'analyse : efficacités de déclenchement et de sélection, échelles d'énergie des τ et des jets, etc. Les paramètres de nuisance, éventuellement corrélés entre les catégories, sont déterminés lors d'un ajustement simultané des distributions de signal et de bruit de fond dans toutes les catégories (voir §5.9).

5.7 Extraction du signal

Les distributions des diverses variables physiques (masse invariante, impulsions transverses, énergie transverse manquante...) extraites des données expérimentales proviennent de processus de bruits de fond très variés, et potentiellement de signal. Le défi principal de cette analyse réside dans l'évaluation précise de la contribution de ces processus, en employant le plus souvent possible des techniques pilotées par les

données expérimentales (dites *data driven*). Cette section décrit les diverses stratégies permettant d'évaluer la forme et la norme d'une distribution pour un processus donné.

Les échantillons simulés et hybrides listés aux §5.3.2 et §5.3.3 décrivent l'ensemble des processus de bruit de fond et de signal. Dans ces échantillon, les évènements sont pondérés afin de corriger les biais décrits en §5.4. De plus, les distributions extraites des échantillons simulés sont normalisés à la luminosité intégrée dans les données expérimentales :

$$R_{\mathcal{L}} = \frac{\mathcal{L}_{\text{DATA}}}{\mathcal{L}_{\text{MC}}}, \text{ avec : } \mathcal{L}_{\text{MC}} = \frac{N_{\text{evts}}^{\text{MC}}}{\sigma_{\text{MC}} \times \varepsilon_{\text{PRESEL}}}$$

où σ_{MC} désigne la section efficace du processus simulé (mesurée ou prédite, voir tableau 5.4), $N_{\text{evts}}^{\text{MC}}$ le nombre d'évènements pré-sélectionnés, et $\varepsilon_{\text{PRESEL}}$ l'efficacité de cette pré-sélection. D'autre part, les données réelles à l'origine des échantillons hybrides totalisent une luminosité identique à celle des échantillons expérimentaux utilisés dans cette analyse : $\mathcal{L}_{\text{HYB}} = \mathcal{L}_{\text{DATA}}$. Ainsi, le poids total appliqué à un évènement simulé ou hybride vaut :

$$\begin{cases} w_{\text{tot}}^{\text{MC}} = R_{\mathcal{L}} \times w_{\text{PU}} \times w_{\text{HLT}} \times w_{\text{ID}} \times w_{\text{ISO}} \\ w_{\text{tot}}^{\text{HYB}} = w_{\text{HYB}} \times w_{\text{HLT}} \times w_{\text{ID}} \times w_{\text{ISO}} \end{cases} \quad (5.16)$$

5.7.1 Évaluation de la composition en bruits de fond

L'analyse des distributions de masse invariante (reconstruite par l'algorithme *SVfit*), procure un moyen précis de détecter un excès cohérent dans un intervalle de masse donné, et de discriminer le signal du bruit de fond dominant $Z \rightarrow \tau\tau$. Les autres bruits de fond principaux proviennent de jets falsifiant des τ (W+Jets, QCD multijet). Notons que dans le canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$, la sélection de muons de basse impulsion transverse fait du processus QCD multijet le bruit de fond dominant. Des contributions mineures proviennent de processus $Z \rightarrow \ell\ell$ où un lepton falsifie un τ_h , ainsi que des processus $t\bar{t}$, t , \bar{t} , WW, ZZ, WZ. Les catégories *0Jet*, exemptes de signal, permettent de contraindre les valeurs des paramètres de nuisance de l'analyse : efficacités de déclenchement et de sélection, échelles d'énergie des τ et des jets, etc.

Échantillons V+Jets inclusifs et exclusifs

Dans le cas du processus V+Jets (V=W,Z), le calcul du facteur $R_{\mathcal{L}}$, une des composantes du poids $w_{\text{tot}}^{\text{MC}}$ (voir l'équation (5.16)) est particulier. En effet, le processus V+Jets (V=W,Z) est décrit par la combinaison d'échantillons simulés inclusif et exclusifs : les évènements d'un échantillon exclusif (resp. inclusif) comportent un nombre fixé (resp. quelconque) de jets. Dans cette analyse, le nombre de jets est compris entre 1 et 4. Les évènements à N_{jets} proviennent donc à la fois d'un échantillon inclusif et d'un échantillon exclusif :

$$N_{\text{tot}}(N_{\text{jets}}) = N_{\text{incl}}(N_{\text{jets}}) + N_{\text{excl}}(N_{\text{jets}})$$

Ainsi, la luminosité intégrée totale correspondant au processus à N_{jets} vaut :

$$\mathcal{L}_{\text{tot}}(N_{\text{jets}}) = \mathcal{L}_{\text{incl}} + \mathcal{L}_{N_{\text{jets}}} = \frac{N_{\text{incl}}}{\sigma_{\text{incl}}} + \frac{N_{\text{excl}}(N_{\text{jets}})}{\sigma(N_{\text{jets}})}$$

Le produit $\mathcal{L}_{\text{tot}}(N_{\text{jets}}) \times \sigma(N_{\text{jets}})$ donne effectivement le nombre total d'évènements à N_{jets} . De plus, les sections efficaces des échantillons W+Jets et Z+Jets inclusifs et exclusifs, calculées au premier ordre (LO) par le générateur Madgraph, sont corrigées par un facteur global calculé au second ordre ($NNLO$). Le poids appliqué à un évènement comportant N_{jets} vaut :

$$w_{\text{mix}}(N_{\text{jets}}) = \frac{1}{\mathcal{L}_{\text{tot}}(N_{\text{jets}})}$$

Le facteur $R_{\mathcal{L}}$ de l'équation (5.16) vaut alors : $R_{\mathcal{L}}(N_{\text{jets}}) = \mathcal{L}_{\text{DATA}} \times w_{\text{mix}}(N_{\text{jets}})$.

Irréductible $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$

Le processus $Z \rightarrow \tau\tau$ produit deux vrais τ dans l'état final : distinguer le signal $H \rightarrow \tau\tau$ du bruit de fond irréductible $Z \rightarrow \tau\tau$ constitue un des défis majeurs de cette analyse. Les conditions requises dans certaines catégories, sur l'impulsion transverse du τ_h ou de la paire de τ , sur le nombre de jets, ou sur la topologie particulière des évènements VBF , aident à distinguer ce bruit de fond irréductible du signal. Cependant, les différences des distributions de masse invariante constituent le vrai critère discriminant entre signal $H \rightarrow \tau\tau$ et bruit de fond $Z \rightarrow \tau\tau$.

La forme des distributions correspondant à ce bruit de fond provient des échantillons hybrides (voir §5.3.3) : la cinématique des τ simulés y correspond à celle de muons provenant de désintégrations réelles de bosons Z. De plus, le contenu de l'évènement provient essentiellement des données réelles : les jets, l'énergie transverse manquante, l'empilement, l'évènement sous-jacent, etc.

La norme des distributions est évaluée dans l'échantillon simulé $Z \rightarrow \tau\tau$ (Drell-Yan), avec une sélection inclusive sans coupure sur la masse transverse m_T . Enfin, l'efficacité de ladite coupure et du choix de la catégorie est évaluée dans les échantillons hybrides :

$$\varepsilon_{\text{HYB}}(m_T \text{ cut, cat.}) = \frac{N_{\text{evts}}^{\text{HYB}}(m_T \text{ cut, cat.})}{N_{\text{evts}}^{\text{HYB}}(\text{no } m_T \text{ cut, incl.})}$$

En effet, les échantillons hybrides permettent une catégorisation et un calcul de masse transverse basés sur les données réelles.

$Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$

Les évènements dans lesquels un boson Z se désintègre en leptons (e ou μ), accompagnés de jets, falsifient parfois l'état final $\ell\tau_h$ de l'analyse. En effet, l'algorithme de reconstruction du τ_h peut assimiler par erreur un lepton (bruit de fond noté ZL)

ou un jet (bruit de fond noté ZJ) à un τ_h . Dans le cas où un jet falsifie un τ_h , seuls les événements acceptés par les vetos sur les leptons additionnels (voir 5.6.1) contribuent au bruit de fond : c'est possible lorsqu'un des leptons ne vérifie aucun critère de sélection de ces vetos.

La forme et la norme des distributions correspondant à ce bruit de fond proviennent en général de l'échantillon simulé $Z \rightarrow \ell\ell$. La fraction F_ℓ (resp. F_J) de leptons (resp. de jets) qui falsifient un τ_h est mesurée par une technique de *tag-and-probe*, dans les échantillons expérimentaux et simulés. Les ratios $F_\ell^{\text{DATA}}/F_\ell^{\text{MC}}$ et $F_J^{\text{DATA}}/F_J^{\text{MC}}$ sont compatibles avec 1 avec une incertitude relative de 20%.

Afin de diminuer l'erreur statistique sur la forme des bruits de fond ZL et ZJ dans les catégories *VBF-Lâche* et *VBF-Strict*, la sélection définissant ces catégories est relâchée. La norme ZL, évaluée dans l'échantillon simulé avec une sélection *VBF-Lâche* relâchée est multipliée par l'efficacité de la sélection standard par rapport à la sélection relâchée. Cette efficacité est évaluée dans l'échantillon hybride, dont le contenu en jets émane des données expérimentales, ce qui assure une définition correcte de la catégorie *VBF-Lâche* standard : nombre de jets, impulsion transverse, séparation en η et masse invariante des deux jets principaux de l'évènement.

Notons que dans le canal $e\tau_h$, une coupure explicite sur $\cancel{E}_T^{\text{MVA}}$ rejette étrangement efficacement le bruit de fond $Z \rightarrow ee$. En effet, comme le montre la figure 5.15, la sélection $\cancel{E}_T^{\text{MVA}} > 30$ GeV élimine la quasi-totalité de ce processus, puisqu'on attend peu d'énergie transverse manquante dans ces événements (contrairement au processus $Z \rightarrow \tau\tau$). Cependant, afin de préserver le signal, cette coupure n'est appliquée que dans la catégorie où le processus $Z \rightarrow ee$ constitue un bruit de fond majeur (voir figure 5.19b)

W+Jets

Le second bruit de fond dominant dans cette analyse, après $Z \rightarrow \tau\tau$, provient du processus W+Jets, où un boson W se désintègre en un lepton, et un jet falsifie un τ_h . La coupure sur la masse transverse, ainsi que le critère d'isolation du τ_h , réduisent fortement l'impact de ce processus, dont la section efficace est suffisamment élevée pour en faire un des bruits de fond dominants..

La forme des distributions correspondant à ce bruit de fond provient de la combinaison d'échantillons simulés inclusif et exclusifs décrits précédemment. La norme de ces distributions est calculée dans une région de contrôle des données expérimentales : les événements de masse transverse élevée ($m_T > 70$ GeV, 45 GeV dans le canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$), composés principalement de désintégration d'un boson W (voir figure 5.16). En effet, la masse transverse correspond à la masse invariante entre l'énergie transverse manquante due au neutrino, et l'impulsion transverse du lepton (voir §5.6.1). Les normes des autres bruits de fond évaluées dans la même région de contrôle sont soustraites, afin d'éliminer leur contamination résiduelle. Enfin, un facteur d'extrapolation calculé dans l'échantillon simulé permet de déterminer la

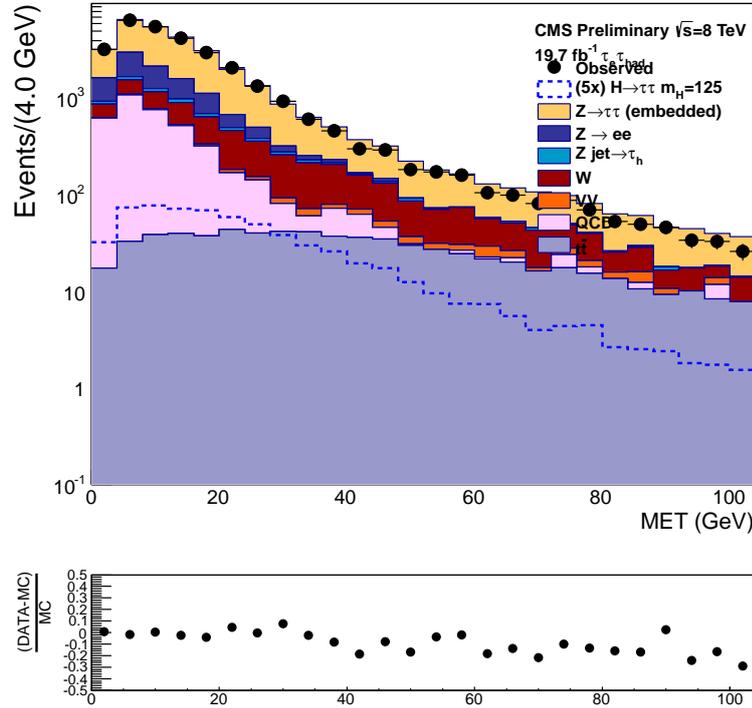


FIG. 5.15: Distribution de l'énergie transverse manquante reconstruite par le MVA \mathcal{E}_T^{MVA} dans le canal $e\tau_h$ avec une sélection inclusive.

norme dans la région du signal :

$$N_{W, DATA}^{SIGN} = \frac{N_{W, MC}^{SIGN}}{N_{W, MC}^{CTRL}} \times \left[N_{DATA}^{CTRL} - N_{Z \rightarrow \tau\tau, MC}^{CTRL} - N_{Z \rightarrow \ell\ell, MC}^{CTRL} - N_{t\bar{t}, MC}^{CTRL} - N_{VV, MC}^{CTRL} \right] \quad (5.17)$$

Dans les catégories *VBF-Lâche* et *VBF-Strict*, le facteur d'extrapolation est calculé en redéfinissant la région de contrôle ($60 < m_T < 120$ GeV), en supprimant le critère de charge opposée de la paire $\ell\tau_h$, et en relâchant la définition de la catégorie. Dans les catégories *VBF* et *1Jet*, la forme des distributions est obtenue en relâchant :

- la définition de la catégorie *VBF-Lâche*
- le critère d'isolation du τ_h dans les catégories *VBF-Strict* et $1Jet\tau_h \uparrow H \uparrow$
- le critère de charge opposée dans les catégories $1Jet\tau_h \uparrow$, $1Jet\tau_h \uparrow H \downarrow$, et $1Jet\tau_h \uparrow H \uparrow$

Diboson et quark top

Les bruits de fond $t\bar{t}$, t , \bar{t} (où le quark top seul est produit en association avec un boson W), et di-boson (WZ, ZZ, WW) contribuent de façon marginale à l'état final

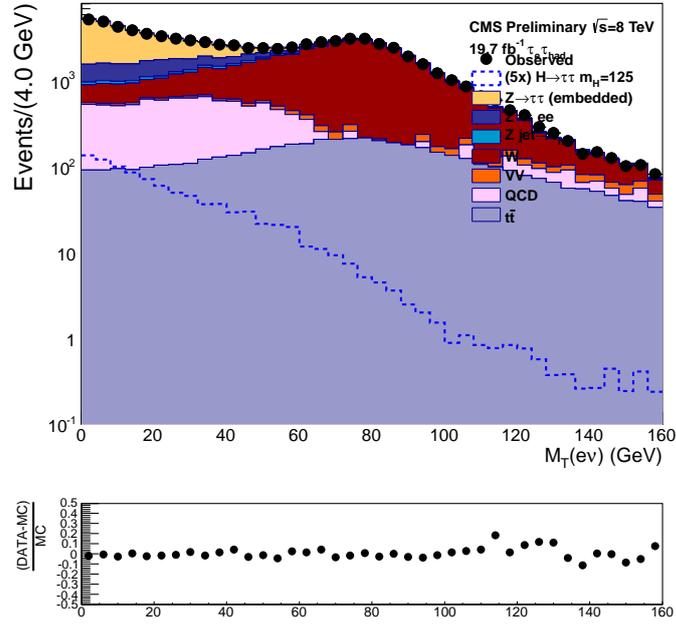
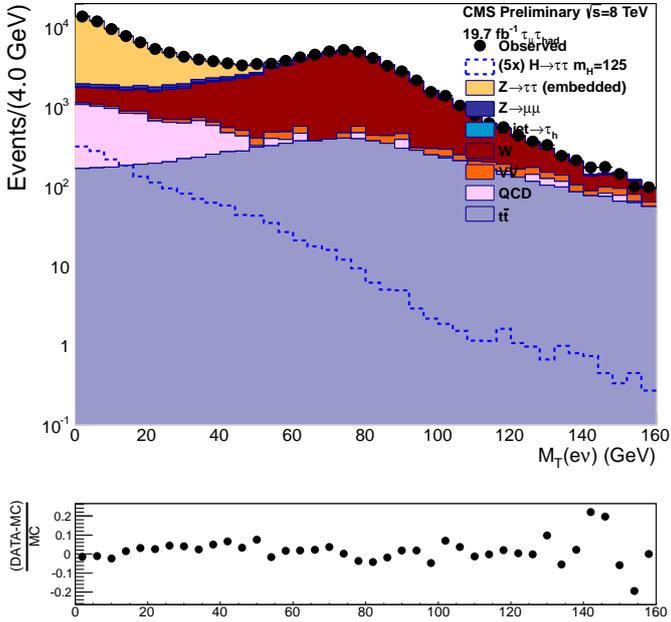
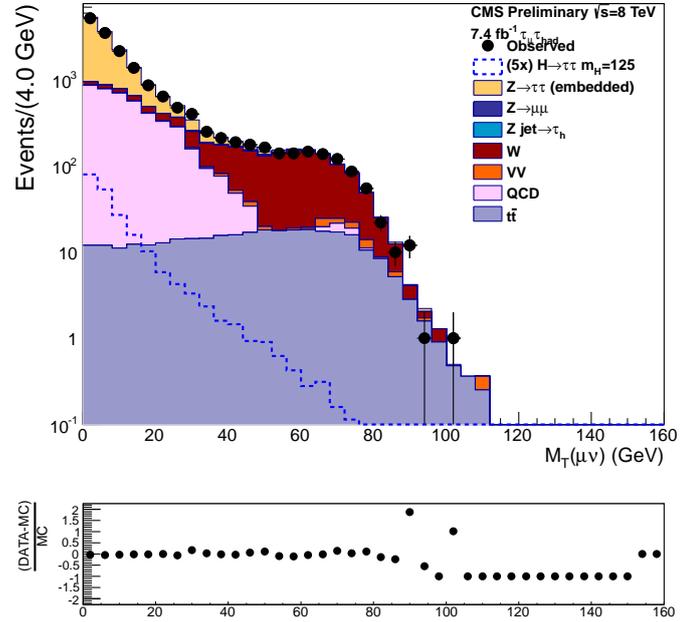
(a) Canal $e\tau_h$ (b) Canal $\mu\tau_h$ (c) Canal $\mu_{soft}\tau_h$

FIG. 5.16: Distribution de la masse transverse dans les canaux $e\tau_h$ (gauche), $\mu\tau_h$ (droite), $\mu_{soft}\tau_h$ (bas), pour une sélection inclusive. L'ensemble des processus de bruit de fond et de signal est représenté : $Z \rightarrow \tau\tau$ (jaune), $Z \rightarrow ee$ (bleu), QCD Multijets (rose), électrofaible (W +Jets, dibosons, quark top; rouge), paires de top (lavande).

$\ell\tau_h$, via une composante irréductible (vraies paires $\tau\tau$), et des paires $\ell\tau_h$ falsifiées. Les véto sur les leptons et les critères d'isolation et d'identification réduisent fortement l'impact de ces processus.

De plus, la réjection des jets étiquetés comme quarks b contribue également à la réduction du bruit de fond $t\bar{t}$, comme le montre la figure 5.17. En effet, la contribution majeure du bruit de fond $t\bar{t}$ produit au moins un jet de quark b reconstruit. De plus la figure démontre l'excellent accord entre la simulation et les données expérimentales, en ce qui concerne ce nombre.

La forme et la norme des distributions correspondant à ces processus proviennent des échantillons simulés, en utilisant les sections efficaces théoriques calculées au deuxième ordre *NLO*. La forme des distributions dans les catégories *VBF-Lâche* et *VBF-Strict* est obtenue en relâchant la définition de ces catégories.

QCD multijet

Dans l'environnement hadronique intense des collisions du LHC, le processus multijet bénéficie d'une section efficace de production supérieure de plusieurs ordres de grandeurs à tout autre processus : $\sigma_{jets} \sim 10$ mb, $\sigma_W \sim 100$ nb, $\sigma_Z \sim 30$ nb. Ainsi, bien que la probabilité qu'un événement multijet passe la sélection inclusive de cette analyse soit extrêmement faible, son taux de production en fait un des bruits de fond principaux. Ces événements peuvent falsifier l'état final $\ell\tau_h$ par un vrai lepton d'impulsion transverse conséquente, provenant de la désintégration d'un quark lourd (b, c) et un jet falsifiant un τ_h ou un électron.

Cependant, la charge des deux membres de la paire $\ell\tau_h$ falsifiée n'est pas corrélée : les distributions obtenues à partir des paires de même signe (SS) ou de signe opposé (OS) sont donc compatibles. Or, la plupart des autres bruits de fond contribuent relativement peu aux événements contenant des paires de même signe, comparés à la QCD. Ces événements peuvent donc servir à estimer le bruit de fond QCD à partir des données expérimentales.

La compatibilité des distributions SS et OS est vérifiée à partir d'événements extrêmement purs en QCD : la coupure d'isolation du lepton est inversée, et celle du τ_h est relâchée. Bien que les formes des distributions sont effectivement compatibles, les normes ne sont pas identiques. Ce biais peut être interprété comme la contribution mineure de processus de QCD produisant des objets de signe opposé dans l'état final, comme la production de paires de quarks lourds ($b\bar{b}$, $c\bar{c}$). Le ratio R_{SS}^{OS} des nombres d'événements multijets OS et SS vaut en moyenne $1,06 \pm 0,02$. Une incertitude systématique de 10% est assignée à la valeur de R_{SS}^{OS} . Cette barre d'erreur couvre la différence entre la valeur moyenne de R_{SS}^{OS} et 1, la dispersion des valeurs de R_{SS}^{OS} dans les diverses catégories, et une éventuelle corrélation avec la cinématique des jets et des τ_h .

La norme des distributions correspondant au bruit de fond multijet est évaluée avec les paires de même signe, dans les données expérimentales, après soustraction de la contamination provenant des autres bruits de fond, évalués à partir des échan-

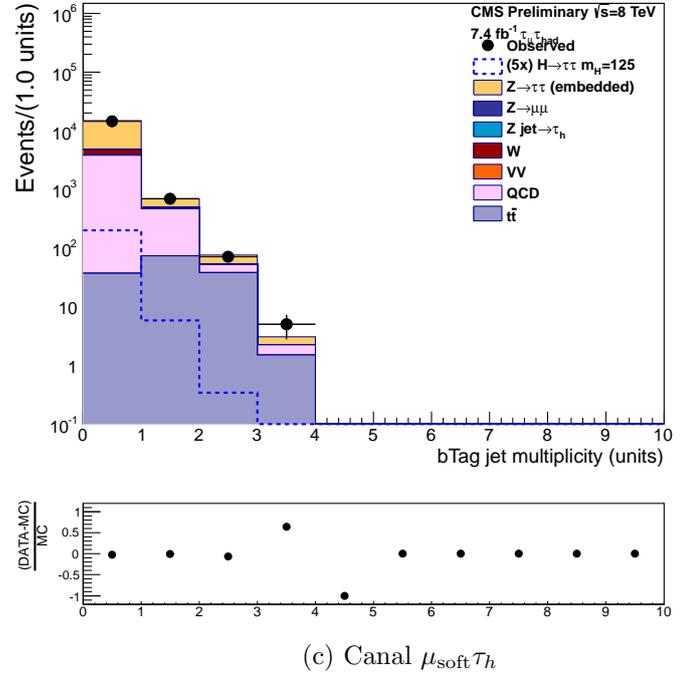
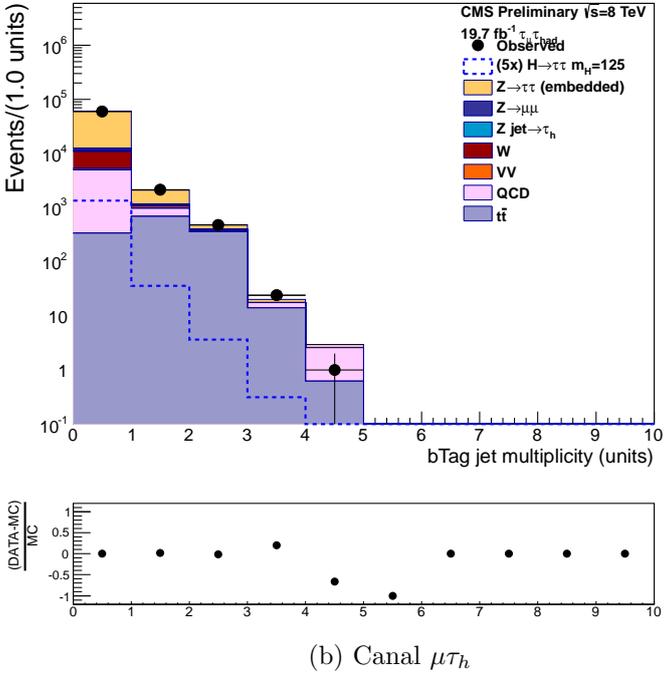
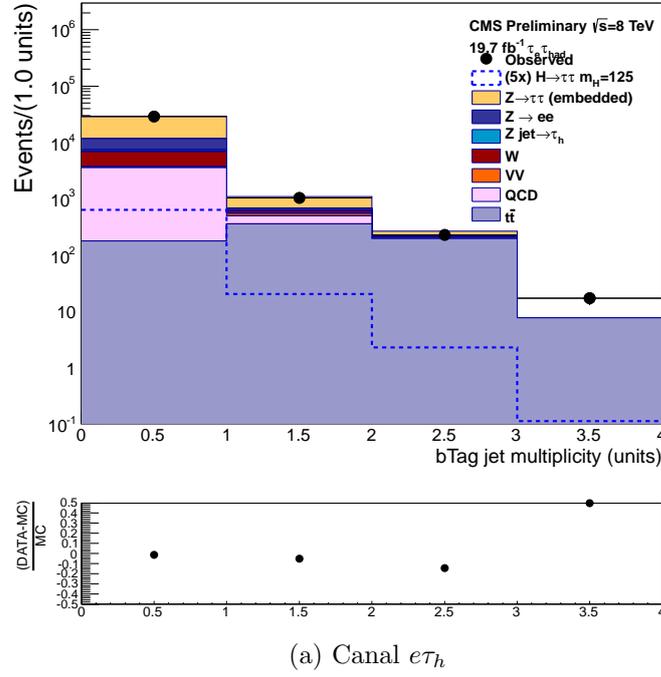


FIG. 5.17: Nombre de jets étiquetés comme quarks b , ayant une impulsion transverse supérieure à 20 GeV, pour une sélection inclusive.

tillons simulés. La contamination en bruit de fond W, qui constitue la deuxième source majeure de paires de même signe après le bruit de fond multijets, est évaluée dans une région de contrôle, comme indiqué dans le paragraphe consacré à ce bruit de fond. Puis, l'application du facteur $R_{\text{SS}}^{\text{OS}}$ permet de corriger le biais entre le nombre d'événements de même signe (SS) et de signe opposé (OS).

Dans la plupart des catégories, la forme des distributions est évaluée à partir d'une région encore plus pure en QCD : les paires de même signe en inversant la coupure d'isolation sur le lepton. Dans la catégorie $0\text{Jet}\tau_h\uparrow$, la quantité importante d'événements permet d'utiliser directement la région SS, sans inverser la coupure d'isolation, et en soustrayant la contamination provenant de l'ensemble des autres bruits de fond.

La forme des distributions dans les catégories *VBF-Lâche* et *VBF-Strict* est obtenue en relâchant la définition de ces catégories ; dans la catégorie $1\text{Jet}\tau_h\uparrow H\downarrow$, l'isolation du τ_h est relâchée. La norme des distributions dans les catégories *VBF-Lâche*, *VBF-Strict* et $1\text{Jet}\tau_h\uparrow H\downarrow$ est obtenue à partir de la sélection inclusive, la fraction d'événements entrant dans la catégorie concernée étant calculée à partir des événements expérimentaux de même signe, en inversant l'isolation du lepton, et en relâchant éventuellement l'isolation du τ_h .

Les figures 5.18 illustrent la problématique de l'estimation de la QCD dans le canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$. La figure 5.18a démontre la pureté des événements SS où le lepton est anti-isolé : la contribution des autres bruits de fond dans cette région est effectivement négligeable. Les formes des distributions de QCD extraites de trois régions des données sont compatibles : même signe avec un muon anti-isolé, même signe avec un muon isolé, signe différent avec un muon anti-isolé (voir figure 5.18b).

L'écart relatif entre les formes des distributions correspondant aux paires de même signe, avec un muon isolé ou non, confirme le degré de compatibilité entre les diverses méthodes d'estimation du bruit de fond QCD (voir figure 5.18c). De même avec les distributions correspondant aux paires de même signe ou de signe opposé, avec un muon non-isolé. L'ensemble de ces vérifications confirme la cohérence de la méthode d'estimation du bruit de fond QCD à partir des données expérimentales, dans le contexte du canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ où ce processus constitue un bruit de fond majeur.

5.7.2 Estimation du signal

La norme et la forme des distributions de signal proviennent directement des échantillons simulés, après application des corrections nécessaires (voir §5.4). L'estimation des distributions de l'ensemble des bruits de fond et de signal permet de modéliser la composition des données expérimentales et la contribution de chaque processus individuel.

Les figures A.6, A.8, A.10, A.7, A.9, A.11, disponibles dans l'annexe A.4, montrent les distributions de plusieurs variables cinématiques, produites à partir d'une sélection inclusive (§5.6.1), dans les canaux respectifs $e\tau_h$, $\mu\tau_h$, $\mu_{\text{soft}}\tau_h$. Le bon accord entre les distributions expérimentales et les estimations de bruit de fond

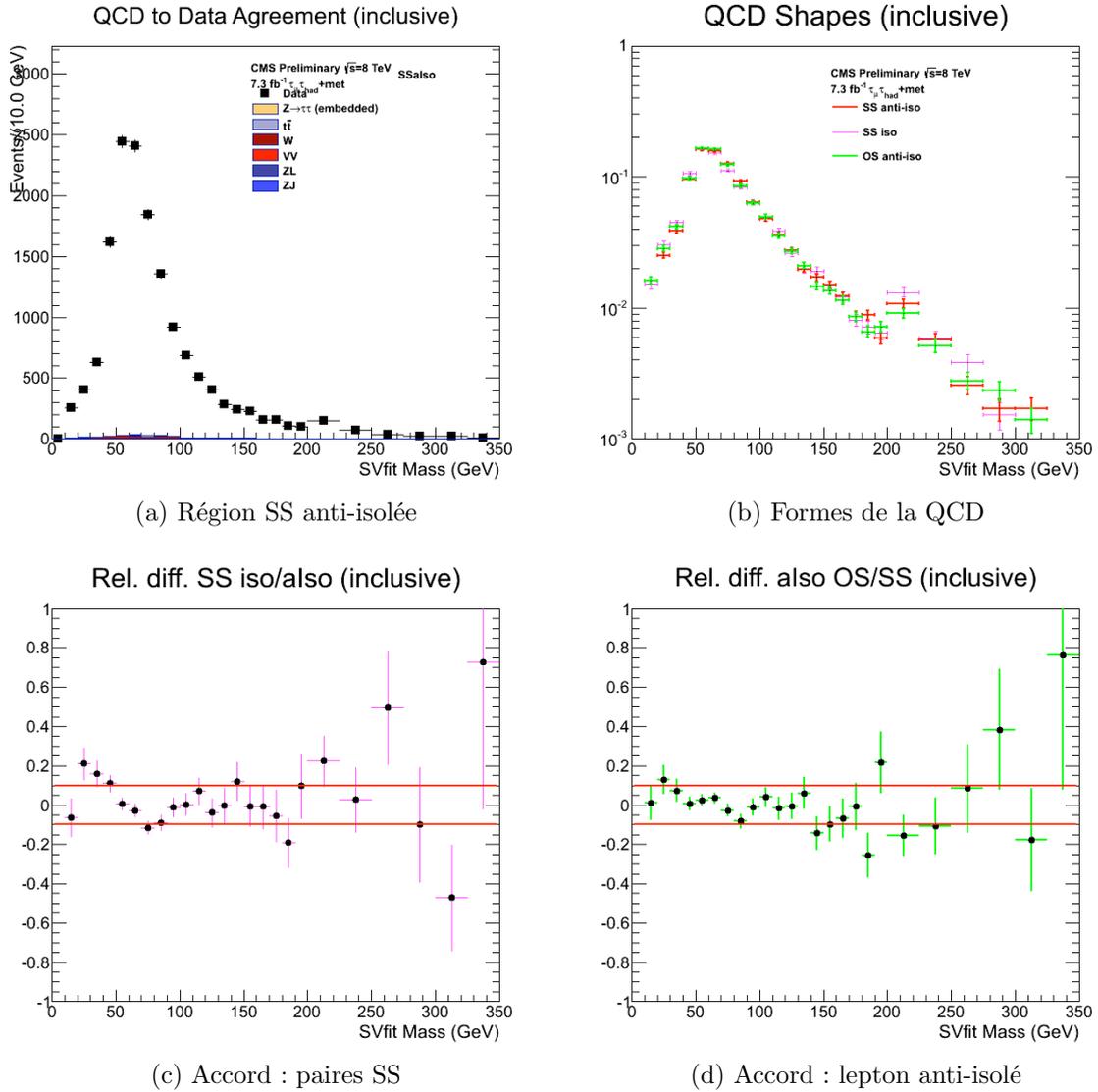


FIG. 5.18: Estimation du bruit de fond multijet QCD dans le canal $\mu_{soft}\tau_h$ pour une sélection inclusive : masse invariante des paires $\ell\tau_h$. (a) : contribution des autres bruits de fond à la région des paires de même signe (SS) où le muon est anti-isolé. (b) : comparaison de la forme des distributions dans trois régions : SS lepton anti-isolé, OS lepton anti-isolé, SS lepton isolé. (c) et (d) : écart relatif entre les formes des distributions de QCD estimée dans deux régions différentes ; (c) : paires SS avec un lepton isolé et paires SS avec un lepton non-isolé ; (d) : paires avec un lepton non-isolé, SS et OS.

démontre la qualité de la modélisation de ces variables cinématiques majeures : l'impulsion transverse et la pseudorapacité des leptons e et μ , des τ_h , et des deux jets dominants. Les défauts résiduels dans cette modélisation sont compensés par l'ajustement simultané des distributions de masse invariante, dans les catégories et les régions de masse composées essentiellement de bruits de fond.

Les figures 5.20, 5.21, 5.22 montrent les distributions de masse invariante obtenues dans chaque catégorie, dans les canaux respectifs : $e\tau_h$, $\mu\tau_h$, $\mu_{\text{soft}}\tau_h$. Les tableaux 5.5 et 5.6 indiquent la normalisation des divers processus de signal et de bruit de fond, ainsi que leurs erreurs statistiques.

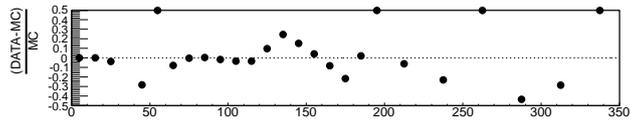
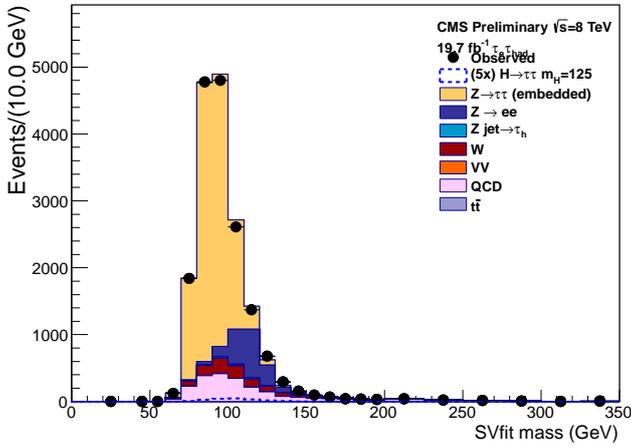
Le processus $Z \rightarrow \tau\tau$ constitue le bruit de fond principal dans les trois canaux. Le processus $Z \rightarrow \ell\ell$ intervient surtout dans la catégorie $0Jet\tau_h\downarrow$ et $0Jet\tau_h\uparrow$: il produit des muons d'impulsion transverse significative. De plus, le taux de falsification des τ_h par des électrons est bien plus élevé que dans le cas des muons, d'où une contribution beaucoup plus importante dans le canal $e\tau_h$. Le canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ sélectionne des muons de faible impulsion transverse, et par conséquent il est presque exempt du processus $Z \rightarrow \ell\ell$. D'autre part, cette sélection implique une forte réduction du bruit de fond W , et elle fait du bruit de fond multi-jet QCD le bruit de fond majeur avec $Z \rightarrow \tau\tau$. Comme attendu, les catégories les plus riches en signal sont les catégories VBF , puis $1Jet$.

Norme	$0\text{Jet}\tau_h^\dagger$	$0\text{Jet}\tau_h \uparrow$	$1\text{Jet}\tau_h^\dagger$	$1\text{Jet}\tau_h \uparrow H \downarrow$	$1\text{Jet}\tau_h \uparrow H \uparrow$	VBF-Lâche	VBF-Strict
$e\tau_h$							
Obs.	17058,0 \pm 131,0	4519,0 \pm 67,0	1219,0 \pm 35,0	\emptyset	484,0 \pm 22,0	37,0 \pm 6,0	7,0 \pm 2,6
$Z \rightarrow \tau\tau$	11922,0 \pm 26,0	1664,0 \pm 12,0	914,0 \pm 9,0	\emptyset	466,0 \pm 8,0	23,0 \pm 1,0	7,2 \pm 1,0
$Z, \ell \rightarrow \tau_h$	1870,0 \pm 61,0	1871,0 \pm 59,0	10,0 \pm 2,0	\emptyset	2,6 \pm 0,6	1,1 \pm 0,4	0,37 \pm 0,26
$Z, j \rightarrow \tau_h$	134,0 \pm 5,0	61,0 \pm 3,0	19,4 \pm 0,9	\emptyset	4,3 \pm 0,3	4,6 \pm 0,7	0,27 \pm 0,19
W	1078,0 \pm 32,0	636,0 \pm 22,0	253,0 \pm 10,0	\emptyset	78,0 \pm 5,0	16,9 \pm 4,0	3,8 \pm 1,3
$t\bar{t}$	1,2 \pm 0,2	3,2 \pm 0,4	56,0 \pm 2,0	\emptyset	25,0 \pm 1,0	1,1 \pm 0,2	0,29 \pm 0,13
VV, t, \bar{t}	20,0 \pm 1,0	21,0 \pm 1,0	28,0 \pm 1,0	\emptyset	17,0 \pm 1,0	1,7 \pm 0,3	0,11 \pm 0,04
QCD	2146,0 \pm 57,0	338,0 \pm 29,0	64,0 \pm 20,0	\emptyset	5,5 \pm 2,8	2,3 \pm 3,2	0,27 \pm 0,21
GGF H	37,0 \pm 1,0	33,0 \pm 1,0	10,0 \pm 0,5	\emptyset	5,4 \pm 0,3	0,60 \pm 0,11	0,32 \pm 0,09
VBF H	0,37 \pm 0,03	0,35 \pm 0,02	2,0 \pm 0,1	\emptyset	1,6 \pm 0,1	1,9 \pm 0,1	1,4 \pm 0,09
VH	0,22 \pm 0,04	0,38 \pm 0,05	1,2 \pm 0,1	\emptyset	1,1 \pm 0,1	0,006 \pm 0,006	0,0 \pm 0,0
$\mu\tau_h$							
Obs.	40213,0 \pm 200,0	5806,0 \pm 76,0	9023,0 \pm 95,0	3146,0 \pm 56,0	1278,0 \pm 36,0	75,0 \pm 9,0	20,0 \pm 4,0
$Z \rightarrow \tau\tau$	34266,0 \pm 51,0	4199,0 \pm 20,0	6047,0 \pm 23,0	2046,0 \pm 14,0	1084,0 \pm 13,0	49,0 \pm 2,0	10,0 \pm 1,0
$Z, \ell \rightarrow \tau_h$	710,0 \pm 32,0	237,0 \pm 16,0	103,0 \pm 6,0	57,0 \pm 4,0	4,5 \pm 0,8	0,31 \pm 0,18	0,0 \pm 0,0
$Z, j \rightarrow \tau_h$	140,0 \pm 7,0	59,0 \pm 4,0	152,0 \pm 5,0	53,0 \pm 3,0	9,5 \pm 1,0	0,61 \pm 0,23	0,019 \pm 0,019
W	2154,0 \pm 44,0	1181,0 \pm 30,0	1409,0 \pm 25,0	606,0 \pm 15,0	137,0 \pm 6,0	22,0 \pm 3,0	3,1 \pm 1,3
$t\bar{t}$	4,0 \pm 0,4	6,3 \pm 0,5	172,0 \pm 3,0	86,0 \pm 2,0	58,0 \pm 2,0	2,1 \pm 0,3	0,51 \pm 0,14
VV, t, \bar{t}	56,0 \pm 1,0	59,0 \pm 2,0	106,0 \pm 1,0	53,0 \pm 1,0	47,0 \pm 1,0	0,89 \pm 0,12	0,24 \pm 0,09
QCD	3005,0 \pm 71,0	406,0 \pm 33,0	890,0 \pm 53,0	322,0 \pm 30,0	12,0 \pm 16,0	5,3 \pm 5,7	0,27 \pm 0,21
GGF H	86,0 \pm 1,0	69,0 \pm 1,0	38,0 \pm 1,0	31,0 \pm 1,0	12,0 \pm 1,0	1,1 \pm 0,2	0,32 \pm 0,08
VBF H	0,81 \pm 0,04	0,71 \pm 0,04	6,4 \pm 0,1	4,6 \pm 0,1	3,2 \pm 0,1	3,6 \pm 0,1	2,2 \pm 0,1
VH	0,45 \pm 0,06	0,73 \pm 0,07	3,3 \pm 0,2	2,7 \pm 0,1	2,3 \pm 0,1	0,039 \pm 0,016	0,007 \pm 0,007

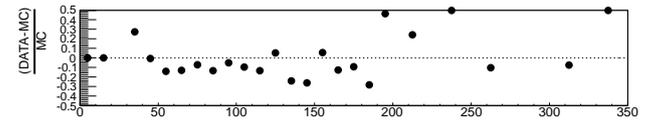
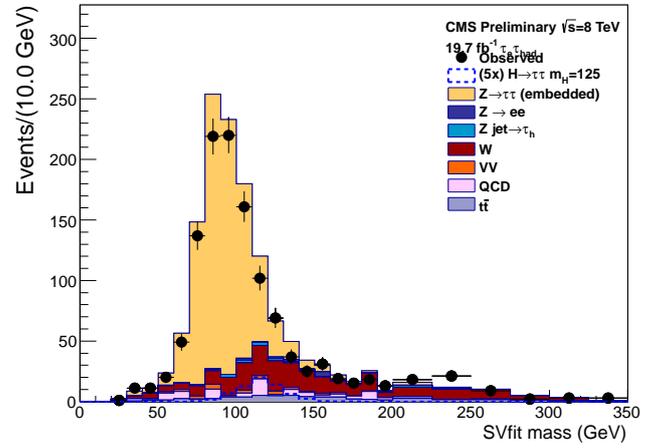
TAB. 5.5: Normalisation des distributions de masse invariante, ainsi que leurs erreurs statistiques, dans chaque catégorie, pour les canaux $e\tau_h$ et $\mu\tau_h$: données expérimentales (Obs.), bruits de fond ($Z, \ell/j \rightarrow \tau_h$: processus $Z \rightarrow \ell\ell$, avec un lepton ℓ ou un jet j qui falsifie un τ_h ; les processus de production de dibosons VV et de quarks top seuls (t, \bar{t}) sont regroupés) signal (fusion de gluons GGF, fusion de bosons vecteurs VBF, Higgsstrahlung VH).

$\mu_{\text{soft}}\tau_h$					
Norme	$0\text{Jet}\tau_h^\dagger$	$0\text{Jet}\tau_h \uparrow$	$1\text{Jet}\tau_h^\dagger$	$1\text{Jet}\tau_h \uparrow$	VBF
Obs.	8566,0 \pm 92,0	1560,0 \pm 39,0	2626,0 \pm 51,0	1708,0 \pm 41,0	38,0 \pm 6,0
$Z \rightarrow \tau\tau$	6882,0 \pm 24,0	1169,0 \pm 10,0	1040,0 \pm 9,0	916,0 \pm 8,0	11,0 \pm 1,0
$Z \rightarrow \ell\ell, \ell \rightarrow \tau_h$	4,2 \pm 0,9	0,73 \pm 0,28	0,67 \pm 0,18	3,4 \pm 0,5	0,032 \pm 0,032
$Z \rightarrow \ell\ell, j \rightarrow \tau_h$	16,0 \pm 1,0	4,1 \pm 0,6	5,7 \pm 0,5	4,5 \pm 0,4	0,15 \pm 0,06
W	433,0 \pm 10,0	173,0 \pm 6,0	186,0 \pm 5,0	122,0 \pm 4,0	2,7 \pm 0,7
$t\bar{t}$	0,77 \pm 0,10	0,93 \pm 0,10	18,0 \pm 0,9	16,0 \pm 0,9	0,34 \pm 0,06
VV, t, \bar{t}	10,0 \pm 0,9	8,2 \pm 0,2	17,0 \pm 0,9	17,0 \pm 0,9	0,19 \pm 0,03
QCD	1922,0 \pm 49,0	255,0 \pm 19,0	1076,0 \pm 37,0	479,0 \pm 25,0	24,0 \pm 5,0
GGF H	11,0 \pm 0,9	11,0 \pm 0,09	4,5 \pm 0,2	8,0 \pm 0,2	0,22 \pm 0,04
VBF H	0,11 \pm 0,01	0,15 \pm 0,01	0,81 \pm 0,02	1,6 \pm 0,09	0,97 \pm 0,02
VH	0,092 \pm 0,013	0,19 \pm 0,02	0,40 \pm 0,03	0,88 \pm 0,04	0,004 \pm 0,003

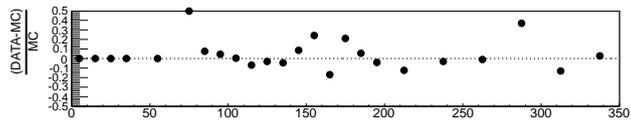
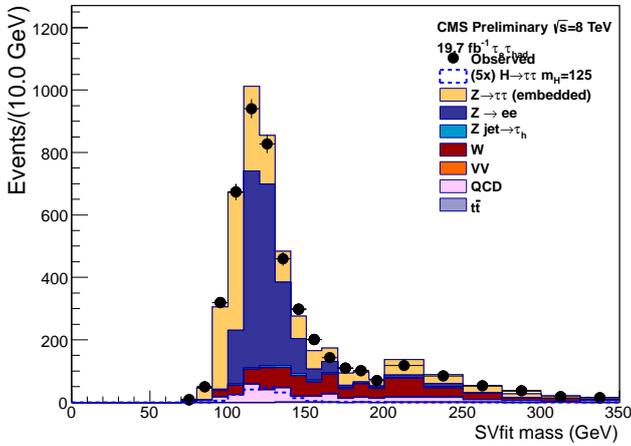
TAB. 5.6: Normalisation des distributions de masse invariante, ainsi que leurs erreurs statistiques, dans chaque catégorie, pour le canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$.



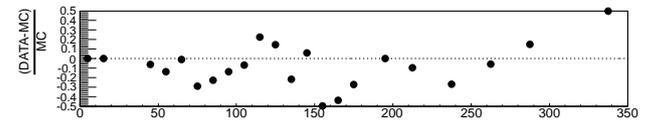
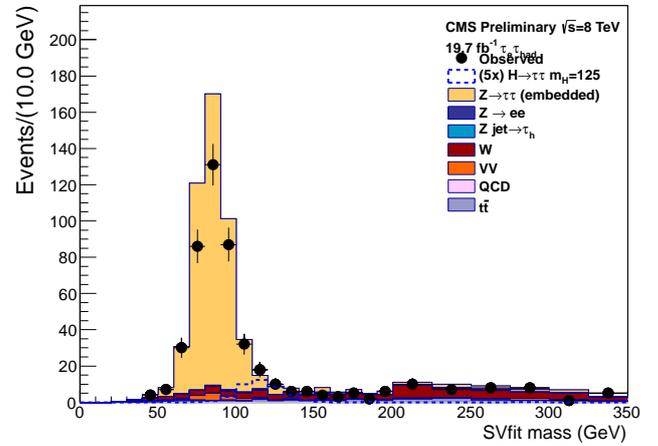
(a) Masse SVfit : $e\tau_h 0Jet\tau_h^\dagger$



(b) Masse SVfit : $e\tau_h 1Jet\tau_h^\dagger$



(c) Masse SVfit : $e\tau_h 0Jet\tau_h^\dagger$



(d) Masse SVfit : $e\tau_h 1Jet\tau_h^\dagger H^\dagger$

FIG. 5.19: Masse invariante de la paire $\tau\tau$ reconstruite par l'algorithme SVfit dans chaque catégorie exclusive du canal $e\tau_h$, avant l'ajustement global des distributions.

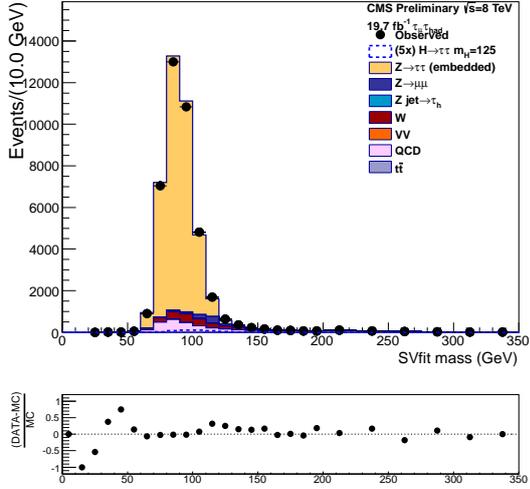
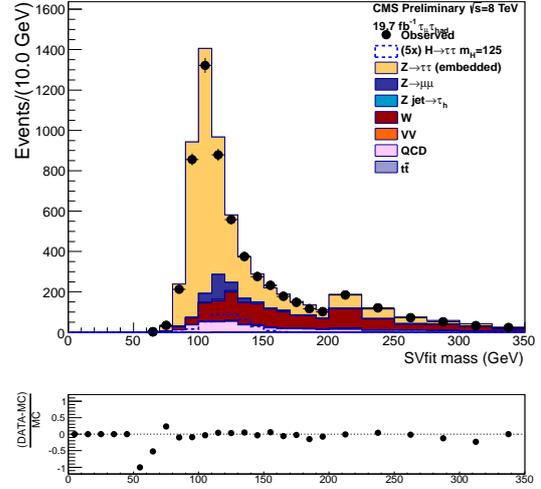
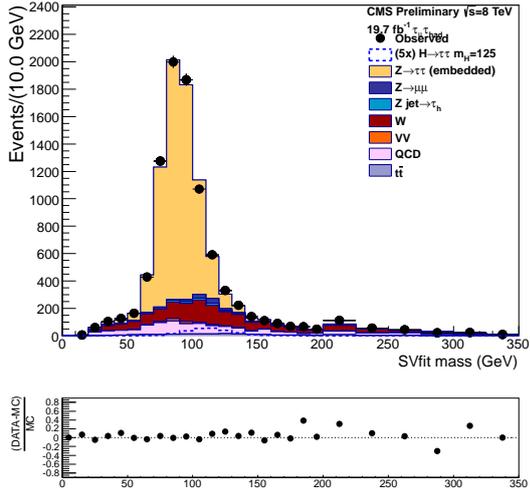
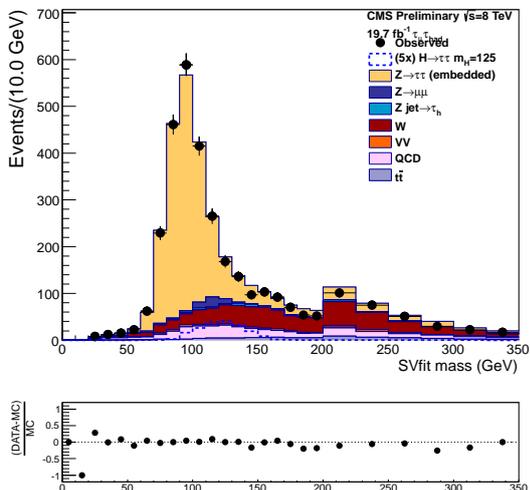
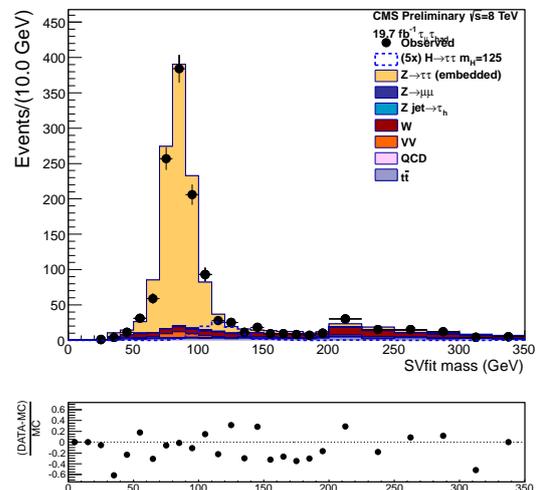
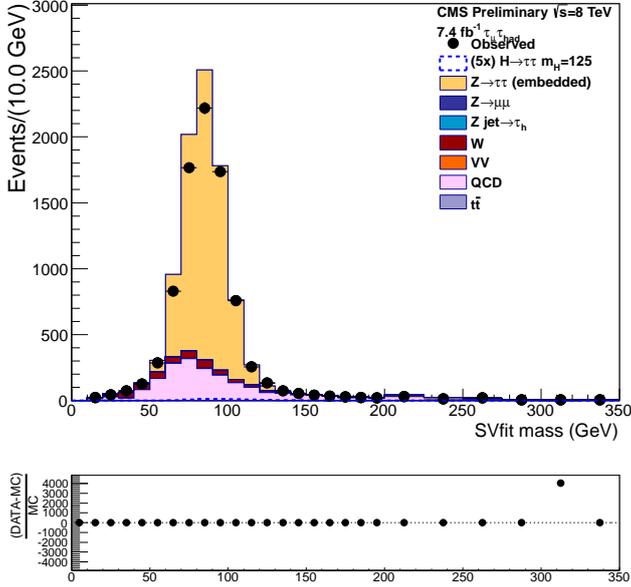
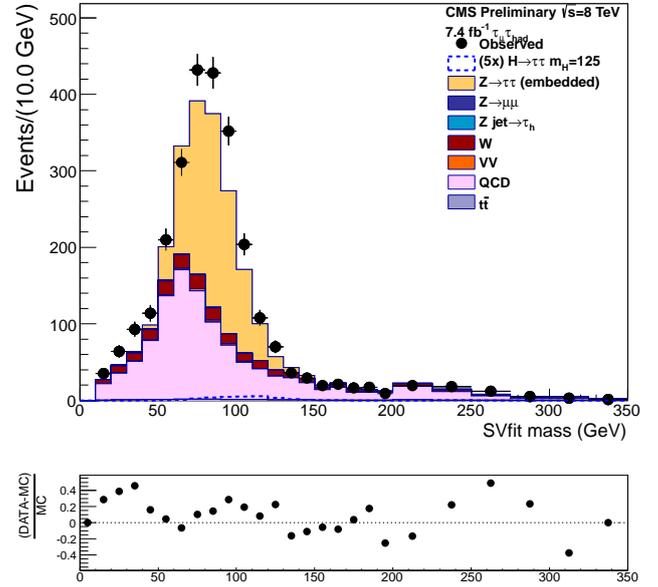
(a) Masse $SVfit$: $\mu\tau_h$ 0Jet τ_h \dagger (b) Masse $SVfit$: $\mu\tau_h$ 0Jet τ_h \uparrow (c) Masse $SVfit$: $\mu\tau_h$ 1Jet τ_h \dagger (d) Masse $SVfit$: $\mu\tau_h$ 1Jet τ_h \uparrow H \downarrow (e) Masse $SVfit$: $\mu\tau_h$ 1Jet τ_h \uparrow H \uparrow

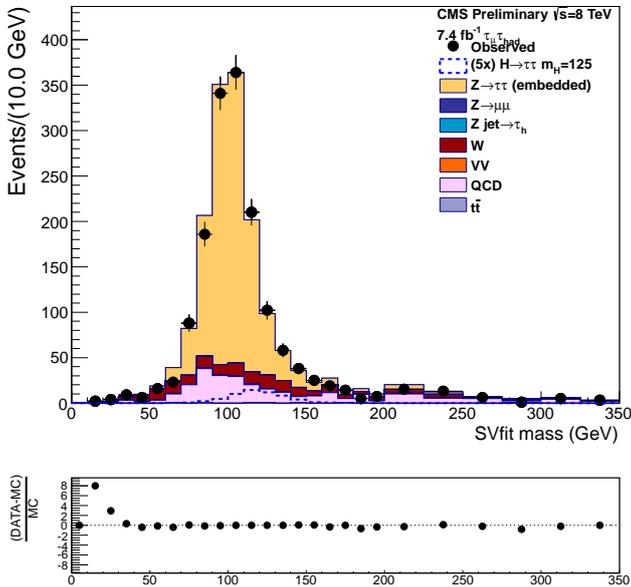
FIG. 5.20: Masse invariante de la paire $\tau\tau$ reconstruite par l'algorithme $SVfit$ dans chaque catégorie exclusive du canal $\mu\tau_h$, avant l'ajustement global des distributions.



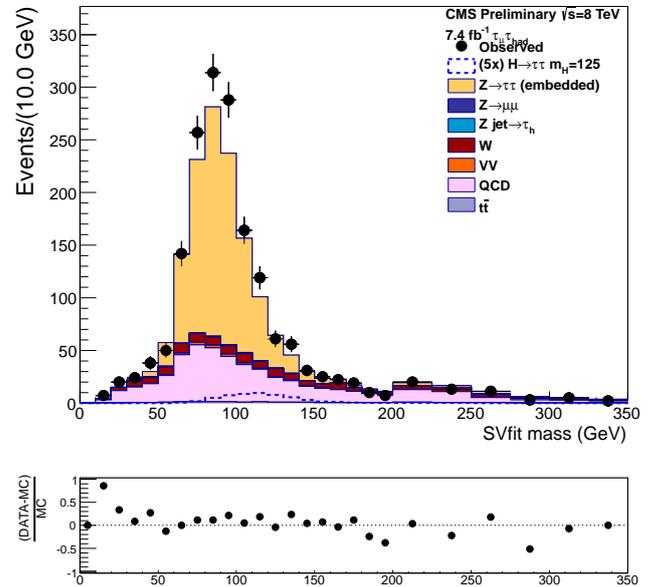
(a) Masse $SVfit$: $\mu_{soft}\tau_h$ $0Jet\tau_h\uparrow$



(b) Masse $SVfit$: $\mu_{soft}\tau_h$ $1Jet\tau_h\uparrow$



(c) Masse $SVfit$: $\mu_{soft}\tau_h$ $0Jet\tau_h\uparrow$



(d) Masse $SVfit$: $\mu_{soft}\tau_h$ $1Jet\tau_h\uparrow$

FIG. 5.21: Masse invariante de la paire $\tau\tau$ reconstruite par l'algorithme $SVfit$ dans chaque catégorie exclusive du canal $\mu_{soft}\tau_h$, avant l'ajustement global des distributions.

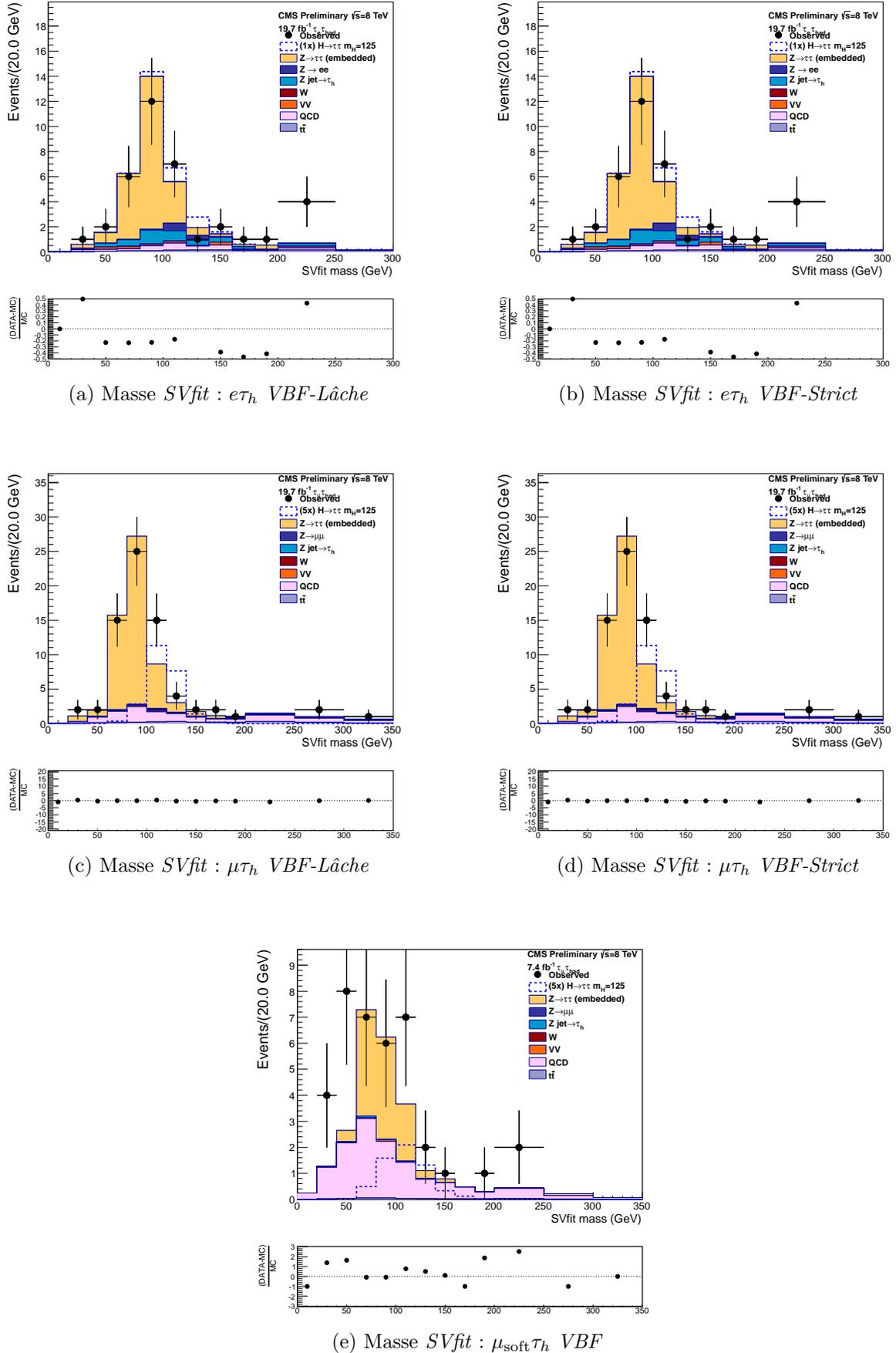


FIG. 5.22: Masse invariante de la paire $\tau\tau$ reconstruite par l'algorithme $SVfit$ dans les catégories VBF des trois canaux $e\tau_h$ (a) et (b), $\mu\tau_h$ (c) et (d), $\mu_{soft}\tau_h$ (e), avant l'ajustement global des distributions.

5.8 Les incertitudes systématiques

Un ajustement simultané des distributions de masse invariante de tous les processus, dans toutes les catégories et tous les canaux, permet d'estimer la compatibilité entre les données expérimentales et les évaluations de bruit de fond et de signal (voir §5.9) Les incertitudes systématiques, détaillées ci-dessous, servent de paramètres de nuisance au sein de cet ajustement.

Les incertitudes, expérimentales ou théoriques, affectent soit la norme des distributions de masse invariante, soit leur forme, à travers une variable cinématique corrélée avec la masse. Cette section liste l'ensemble des incertitudes systématiques, d'origine théorique ou expérimentale, et indique la nature de leur impact sur les distributions de masse invariante (norme/forme). Le tableau 5.7 résume cette liste et détaille les valeurs assignées par catégorie.

5.8.1 Incertitudes théoriques

Section efficace de production du boson de Higgs : Les valeurs des sections efficaces de production, et les rapports d'embranchement de la désintégration du boson de Higgs en fonction de sa masse, ainsi que leurs incertitudes, proviennent de [H61]. Ces incertitudes correspondent à une variation des échelles de renormalisation et de factorisation, et aux erreurs sur les fonctions de distribution des partons PDF et sur la constante de l'interaction forte α_S .

Catégories VBF : Dans les catégories VBF , l'incertitude sur le signal correspond à l'erreur sur la section efficace inclusive, ajoutée en quadrature avec l'erreur sur les PDF et α_S . L'utilisation du générateur $VBF@NLO$, en faisant fluctuer les PDF et α_S , permet d'évaluer la variation correspondante du nombre d'événements simulés. Ce générateur ne simule pas entièrement le contenu de l'événement, ni l'hadronisation des partons, ce qui allège considérablement les calculs.

5.8.2 Incertitudes expérimentales

Incertitudes sur la forme des distributions

Les paramètres de nuisance qui affectent la forme des distributions sont les suivantes : l'échelle d'énergie des τ_h (3%) et des électrons (de 1% à 2,5%), ainsi que l'énergie transverse manquante de niveau 1 (canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ uniquement). Les formes des distributions produites à partir d'événements où un de ces paramètres fluctue positivement ou négativement d'une déviation standard, sont utilisées afin d'interpoler l'impact de ces paramètres lors de l'ajustement global.

La valeur corrigée de \cancel{E}_T^{L1} dans les simulations dispose d'une incertitude, propagée à partir de l'incertitude sur $\cancel{E}_T^{\text{CAL}}$ (§5.4.5). L'analyse du canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ utilise une

coupure sur la valeur corrigée de \cancel{E}_T^{L1} dans les échantillons simulés, afin de reproduire le comportement du filtre HLT utilisé pour acquérir les données expérimentales (§5.4.5). Ainsi, en coupant sur la valeur corrigée de \cancel{E}_T^{L1} , après fluctuation positive ou négative d'une déviation standard, on peut produire des distributions simulées et analyser l'impact de cette source d'erreur.

Enfin, pour prendre en compte les incertitudes sur la forme des distributions comportant un faible nombre d'évènements, une série de distributions alternatives est produite. Dans chacune d'entre elle, une des tranches fluctue positivement ou négativement d'une déviation standard (erreur statistique). Cette série permet d'interpoler une distribution finale lors de l'ajustement global. Ce procédé n'est appliqué que dans les catégories d'où le signal est extrait.

Incertitudes sur la norme des distributions

L'incertitude globale sur le déclenchement, la reconstruction et la sélection d'un lepton ou d'un τ_h correspond à l'erreur sur les facteurs de correction appliqués aux échantillons simulés et hybrides (voir §5.4). Dans le cas d'un lepton e ou μ , elle est estimée à 2% ; dans le cas du τ_h l'erreur sur le déclenchement et l'identification vaut respectivement 3% et 6%. Cette incertitude se traduit par un impact sur la norme des distributions ; elle est totalement corrélée entre les différentes catégories d'un même canal. L'erreur sur l'échelle d'énergie des électrons (de 1% à 2,5%), des τ_h (3%) et des jets (de 2% à 5%), déduite à partir des procédures de corrections appliquées dans les simulations (§5.4), affecte également la norme des distributions.

L'incertitude sur le calcul de \cancel{E}_T affecte la norme des distributions, au travers de la coupure sur la masse transverse appliquée dans la sélection inclusive, pour tous les canaux (§5.6.1), ainsi que la coupure directe sur \cancel{E}_T dans certaines catégories du canal $e\tau_h$. Elle provient essentiellement de l'erreur sur le calcul de la moyenne et de la résolution du recul hadronique au sein de la procédure de correction décrite en §5.2.4.

L'erreur sur l'étiquetage des jets de quark b affecte toutes les catégories, car un véto sur la présence de ces jets est appliqué (§5.6.3). L'évaluation du taux de candidats jets b falsifiés constitue la source principale d'erreur et vaut 30% ; l'erreur sur l'efficacité de l'étiquetage de vrais jets de quarks b vaut 5% [D39].

L'erreur sur la luminosité intégrée totale mesurée par CMS [D41] vaut 4,4%. Le paramètre de nuisance correspondant n'affecte que les distributions de signal, pour lesquelles aucune section efficace mesurée dans les données n'est utilisée (soit comme normalisation, soit comme vérification de la section efficace théorique).

5.8.3 Normalisation des bruits de fond

L'incertitude sur la normalisation des distributions des bruits de fond constitue un paramètre de nuisance pris en compte dans l'ajustement global des distributions.

$Z \rightarrow \tau\tau$: La section efficace théorique utilisée pour normaliser ce bruit de fond est compatible avec la section efficace $Z \rightarrow \mu\mu$ mesurée par CMS. La différence de luminosité intégrée entre l'analyse $H \rightarrow \tau\tau$ et la mesure de la section efficace constitue une des sources d'erreur sur la normalisation du bruit de fond $Z \rightarrow \tau\tau$. L'autre source d'incertitude provient des facteurs d'extrapolations (§5.7.1) : elle correspond à l'erreur statistique de l'échantillon hybride dans les diverses catégories.

W+Jets : La norme du bruit de fond W+Jets comporte deux composantes : la norme dans une région de contrôle des données expérimentales, et un facteur d'extrapolation de la région de contrôle vers la région du signal. L'incertitude totale correspond à la somme quadratique des incertitudes sur ces deux composantes, présentées dans le tableau A.1 (voir annexe A.6).

L'incertitude systématique sur le facteur d'extrapolation couvre les différences des distributions de masse transverse dans les données expérimentales et simulées. Cette comparaison utilise des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ expérimentaux et simulés, réinterprétés en événements W. La masse invariante du di-muon est corrigée afin de correspondre à la désintégration d'un boson W au lieu d'un boson Z. Puis, un des deux muons est choisi aléatoirement pour être effacé de l'évènement. Enfin, l'énergie transverse manquante et la masse transverse sont recalculées à partir du contenu modifié de l'évènement.

$t\bar{t}$: L'incertitude sur la norme du bruit de fond $t\bar{t}$ provient d'une mesure récente de la section efficace de ce processus par CMS : elle vaut 10%. Cette incertitude est entièrement corrélée dans toutes les catégories. Dans les catégories *VBF*, une incertitude statistique de 33% est ajoutée en tant que paramètre de nuisance supplémentaire.

Diboson : L'incertitude sur la norme du bruit de fond diboson (WW, ZZ, WZ) provient à la fois de la valeur théorique et de mesures récentes effectuées par CMS : elle vaut 15%. De plus, une incertitude statistique est affectée à la catégorie *VBF* du canal $e\tau_h$, où l'incertitude totale vaut 100%, du fait du nombre très faible d'évènements di-bosons présents.

QCD : Le ratio $R_{\text{SS}}^{\text{OS}}$ (voir §5.7.1) constitue la source d'erreur principale. Une incertitude allant de 6% à 30% suivant les catégories et les canaux, couvre les différences d'une catégorie à l'autre, dues aux incertitudes statistiques et à la (faible) influence de l'impulsion transverse du τ_h sur $R_{\text{SS}}^{\text{OS}}$.

Dans le canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$, une incertitude supplémentaire est introduite sur la forme de la distribution de masse invariante du bruit de fond QCD. Dans la plupart des catégories, la forme de la distribution du bruit de fond QCD provient de la région anti-isolée : la coupure d'isolation sur le muon est inversée, ce qui fournit des événements extrêmement purs en QCD. Cependant, l'analyse s'opère dans la région isolée ; la compatibilité entre les formes des distributions «isolée» et «non-isolée»

constitue donc une source d'incertitude. L'annexe A.6.2 fournit plus de détails sur cette étude, qui conclut qu'une incertitude supplémentaire doit être assignée à la forme des distributions de QCD. L'erreur totale, dans chaque tranche des distributions, est donnée par la somme quadratique de l'erreur statistique dans la tranche concernée, et de l'erreur systématique supplémentaire.

$Z \rightarrow \ell\ell$: L'incertitude sur la norme des bruits de fond notés ZL et ZJ, correspondant à des événements $Z \rightarrow \ell\ell$, où un lepton ou un jet falsifie un τ_h , est principalement due à la barre d'erreur sur les taux de falsification des τ_h par des leptons ou des jets. Elle varie de 6% à 40%, suivant l'objet falsificateur, le canal et la catégorie.

Incertitude	0Jet	1Jet	VBF
e Identification + décl. (†*)	$\pm 2\%$	$\pm 2\%$	$\pm 2\%$
μ Identification + décl. (†*)	$\pm 2\%$	$\pm 2\%$	$\pm 2\%$
τ_h Identification + décl. (†)	$\pm 8\%$	$\pm 8\%$	$\pm 8\%$
τ_h : échelle d'énergie (†)	$\pm 3\%$	$\pm 3\%$	$\pm 3\%$
e : échelle d'énergie (†)	$\pm 1\%$	$\pm 1\%$	$\pm 1\%$
jets : échelle d'énergie (†*)	$\mp 3 - 15 \%$	$\pm 1 - 6 \%$	$\pm 5 - 20 \%$
\cancel{E}_T (†*)	$\pm 5 - 7 \%$	$\pm 2 - 7 \%$	$\pm 5 - 8 \%$
\mathcal{L}_{int}	$\pm 4,2 \%$	$\pm 4,2 \%$	$\pm 4,2 \%$
Efficacité jets b (†*)	$\mp 2\%$	$\mp 2 - 3 \%$	$\mp 3\%$
Falsification jets b (†*)	$\mp 2\%$	$\mp 2\%$	$\mp 2 - 3\%$
Norme Z (†*)	$\pm 3\%$	$\pm 3\%$	$\pm 3\%$
Extrapolation Z	$\pm 0 - 5 \%$	$\pm 3 - 5 \%$	$\pm 10 - 13\%$
Norme W	$\pm 20 - 27 \%$	$\pm 10 - 33 \%$	$\pm 12 - 30 \%$
Norme $t\bar{t}$ (†* extra VBF)	$\pm 10\%$	$\pm 10\%$	$\pm 12 - 33 \%$
Norme diboson (†* extra VBF)	$\pm 15 - 30 \%$	$\pm 15 - 30 \%$	$\pm 15 - 100 \%$
Norme QCD	$\pm 6 - 32 \%$	$\pm 9 - 30 \%$	$\pm 19 - 35\%$
Norme ZL $\mu \rightarrow \tau_h$ (†)	$\pm 30\%$	$\pm 30\%$	$\pm 30\%$
Norme ZL $e \rightarrow \tau_h$ (†)	$\pm 20\%$	$\pm 36\%$	$\pm 22\%$
Norme ZJ jet $\rightarrow \tau_h$	$\pm 20\%$	$\pm 20\%$	$\pm 40\%$
PDF	-	$\pm 2 - 8 \%$	$\pm 2 - 8 \%$
$\mu_r/\mu_f(gg \rightarrow H)$	-	$\pm 10 \%$	$\pm 30 \%$
$\mu_r/\mu_f(qq \rightarrow H)$	-	$\pm 4 \%$	$\pm 4 \%$
$\mu_r/\mu_f(qq \rightarrow VH)$	-	$\pm 4 \%$	$\pm 4 \%$
UE & PS	-	$\pm 4 \%$	$\pm 4 \%$

TAB. 5.7: Incertitudes systématiques expérimentales et théoriques. Le symbole \mp indique une incertitude anti-corrélée par rapport aux autres catégories. Le symbole * (resp. †) indique une incertitude corrélée entre les canaux (resp. entre les catégories). La mention «extra VBF» indique qu'un paramètre de nuisance supplémentaire est introduit dans la catégorie VBF, qui prend en compte l'erreur statistique due à un faible nombre d'évènements.

5.9 Interprétation statistique

Les distributions de masse invariante des paires de τ sont interprétées en ajustant deux modèles sur la distribution observée dans les données expérimentales : la somme des bruits de fond H_B ; la somme des bruits de fond et du signal H_{S+B} . Les méthodes d'interprétation statistique utilisées dans la suite sont décrites en détail dans [G58], ainsi que dans [G59]. Elles utilisent la technique de CL_S introduite par A. Read dans [G60].

La vraisemblance $\mathcal{L}(n|\mu s(\theta) + b(\theta))$ de l'ajustement correspond à la probabilité d'observer un nombre d'évènements n dans un modèle prédisant μs évènements de signal et b évènements de bruit de fond. Les sections efficaces de tous les modes de production prédites par le Modèle Standard sont multipliées par le facteur μ , que l'on désigne sous le nom de «force du signal». Ce facteur μ constitue un des paramètres libres de l'ajustement des distributions de masse invariante des paires de τ .

Notons $\{x_{jk}\}$ l'ensemble des variables dont dépendent la norme et/ou la forme de la distribution de masse invariante du processus k . La norme des distributions de masse invariante est proportionnelle au produit des variables $\{x_{jk}\}$: efficacités de sélection des objets, sections efficaces, luminosité, etc. Soit y_k la norme de la distribution de masse invariante du processus k : $y_k = \prod_j x_{jk}$

Nous supposons que les variables x_{jk} suivent une distribution gaussienne. Notons θ_{jk} le paramètre qui quantifie les fluctuations de x_{jk} en nombre de déviations standard. Le paramètre θ_{jk} suit alors une distribution gaussienne, centrée sur 0 et de largeur 1. La densité de probabilité de θ_{jk} vaut donc :

$$p(\theta_{jk}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\theta_{jk}^2}{2}\right) \quad (5.18)$$

Les y_{jk} suivent alors une distribution log-normale. Notons κ_{jk}^{\pm} le paramètre qui quantifie l'impact sur y_k d'une déviation standard de x_{jk} :

$$y_k(\vec{\theta}_{jk}) = y_k(\vec{0}) \times \prod_j (1 + \kappa_{jk}^{\pm})^{\theta_{jk}} \quad (5.19)$$

Un paramètre de nuisance θ_{jk} peut être partagé par :

- plusieurs processus k
- un même processus k dans plusieurs catégories d'un même canal, voire plusieurs canaux

Seul l'impact κ_{jk}^{\pm} du paramètre de nuisance sur chaque norme y_k dépend alors du processus k , de la catégorie et du canal. Le choix du signe + (resp. -) dans la définition de $\kappa_{jk}^{\pm} = 1 \pm \theta_{jk}$ permet de corrélérer (resp. anti-corrélérer) à 100% les impacts relatifs des différents paramètres de nuisance (comme indiqué dans le tableau de valeurs 5.7).

Le second type de paramètre de nuisance change l'échelle d'une variable cinématique x_{jk} corrélée avec la masse invariante des paires de τ , altérant ainsi la forme de

la distribution de masse du processus k . La procédure est similaire au premier cas : un paramètre de nuisance θ_{jk} quantifie les fluctuations de x_{jk} en nombre de déviations standard d'une distribution gaussienne, centrée sur 0 et de largeur 1. Ce type d'incertitude est modélisé en produisant deux distributions de masse additionnelles : chacune provient d'une fluctuation positive ou négative d'une déviation standard de x_{jk} . La valeur de θ_{jk} est propagée à la distribution de masse par interpolation (quadratique si $|\theta_{jk}| < 1$, linéaire sinon) à partir de la distribution nominale et des deux distributions additionnelles.

L'ajustement d'un modèle consiste alors à déterminer le jeu de paramètres de nuisance $\hat{\theta}$ qui maximise la vraisemblance $\mathcal{L}(n|\mu s(\theta) + b(\theta))$. Les $\{\theta_{jk}\}$ sont tirés aléatoirement selon une distribution gaussienne de moyenne 0 et d'écart-type 1. Ils indiquent la variation de chaque variable x_{jk} ayant un impact sur les distributions de masse, en termes de déviations standard.

La vraisemblance du modèle est alors donnée par :

$$\mathcal{L}(n|\mu; \theta) = \mathcal{P}(n|\mu s(\theta) + b(\theta)) \times p(\{\theta_{jk}\}) \quad (5.20)$$

La densité de probabilité des paramètres de nuisance correspond au produit des densités de probabilité individuelles. Lorsqu'un paramètre de nuisance est partagé par plusieurs processus, catégories, ou canaux, sa densité de probabilité n'apparaît qu'une fois dans ce produit.

$$p(\{\theta_{jk}\}) = \prod_j \prod_k p(\theta_{jk}) = \prod_j \prod_k \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\theta_{jk}^2}{2}\right) \quad (5.21)$$

La probabilité $\mathcal{P}(\mu s_i(\theta) + b_i(\theta))$ est décrite par le produit de distributions de Poisson, définies dans chaque tranche i des distributions de masse provenant de toutes les catégories et de tous les canaux :

$$\mathcal{P}(n|\mu s(\theta) + b(\theta)) = \prod_i \frac{[\mu s_i(\theta) + b_i(\theta)]^{n_i}}{n_i!} \times e^{-[\mu s_i(\theta) + b_i(\theta)]} \quad (5.22)$$

où n_i, s_i, b_i désignent respectivement les nombres d'évènements observés, et d'évènements de signal et de bruit de fond attendus.

Les valeurs de θ_{jk} après ajustement, qui maximisent donc la vraisemblance totale, peuvent indiquer une erreur de modélisation pour un des processus étudiés, ou une incertitude sous-estimée, lorsqu'elles semblent excessives. L'utilisation de plusieurs modèles permet de définir divers tests statistiques et ainsi quantifier l'absence d'un signal, ou la présence d'un excès d'évènements, dans les données expérimentales.

5.9.1 Test statistique

Afin de comparer la compatibilité d'une observation n avec les hypothèses H_B et H_{S+B} , où la section efficace de production du boson de Higgs est multipliée par

un facteur μ , on construit un test statistique :

$$q_\mu = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(n|\mu; \hat{\theta}_\mu)}{\mathcal{L}(n|\hat{\mu}; \hat{\theta})} \quad (5.23)$$

où les quantités chapeautées réfèrent à la valeur ajustée qui maximise la vraisemblance (5.21) : $\hat{\theta}_\mu$ indique la valeur ajustée de θ pour une valeur de μ fixée, alors que $\hat{\mu}$ et $\hat{\theta}$ indiquent les valeurs ajustées qui maximisent globalement la vraisemblance. Le nombre d'évènements n réfère au nombre d'évènements observés, soit dans les données expérimentales, soit dans les «pseudo-données» (décrites ci-après). Diverses formulations du test statistique permettent de quantifier l'absence d'un signal, ou la présence d'un excès.

5.9.2 Quantifier l'absence du signal

Le test statistique permettant de quantifier l'absence du signal est donné par :

$$q_\mu = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(n|\mu_S(\hat{\theta}_\mu) + b(\hat{\theta}_\mu))}{\mathcal{L}(n|\hat{\mu}_S(\hat{\theta}) + b(\hat{\theta}))} ; \quad 0 \leq \hat{\mu} < \mu \quad (5.24)$$

Les valeurs de μ et $\hat{\mu}$ doivent vérifier : $0 \leq \hat{\mu} < \mu$. Ces conditions assurent que la force du signal est positive, et indiquent qu'on ne peut exclure un signal de force inférieure à la valeur qui maximise la vraisemblance du modèle. Ce test permet de définir deux limites d'exclusion sur la force du signal μ : une limite observée, et une limite attendue prédite par le modèle de bruit de fond seul.

Limite observée

Notons q_μ^{obs} la valeur observée du test statistique, pour une force du signal μ fixée : dans la formule (5.24), n désigne alors le nombre d'évènements observés dans les données expérimentales. Notons également $\hat{\theta}_0^{\text{obs}}$ et $\hat{\theta}_\mu^{\text{obs}}$ les jeux de paramètres de nuisance qui ajustent le mieux les données expérimentales, pour les hypothèses H_B ($\mu = 0$) et H_{S+B} ($\mu \neq 0$), respectivement.

Des ensembles de «pseudo-données», contenant chacun un certain nombre n d'évènements, sont produits à partir de la densité de probabilité $\mathcal{P}(n|\mu_S(\theta) + b(\theta))$, en fixant les paramètres de nuisance à $\hat{\theta}_0^{\text{obs}}$ ou $\hat{\theta}_\mu^{\text{obs}}$, suivant l'hypothèse étudiée. Le test statistique q_μ est alors à nouveau évalué pour chaque ensemble de pseudo-données simulé, selon la procédure d'ajustement décrite précédemment, avec un modèle où la force du signal μ est fixée, et où les paramètres de nuisance varient. L'ensemble des valeurs de q_μ ainsi évaluées pour chaque hypothèse ($H_B, \mu = 0, \hat{\theta}_0^{\text{obs}}$) et ($H_{S+B}, \mu \neq 0, \hat{\theta}_\mu^{\text{obs}}$) fournit alors les densités de probabilité $f(q_\mu|\mu, \hat{\theta}_\mu^{\text{obs}})$ et $f(q_\mu|\mu, \hat{\theta}_0^{\text{obs}})$.

Les probabilités suivantes, nommées «valeurs-p», permettent de construire des intervalles de confiance :

$$p_\mu = P(q_\mu \geq q_\mu^{\text{obs}} | H_{S+B}) = \int_{q_\mu^{\text{obs}}}^{\infty} f(q_\mu | \mu, \hat{\theta}_\mu^{\text{obs}}) dq_\mu \quad (5.25)$$

$$1 - p_b = P(q_\mu \geq q_\mu^{\text{obs}} | H_B) = \int_{q_0^{\text{obs}}}^{\infty} f(q_\mu | 0, \hat{\theta}_0^{\text{obs}}) dq_\mu \quad (5.26)$$

L'intervalle de confiance $CL_s(\mu)$ correspond au ratio de ces deux valeurs-p :

$$CL_s(\mu) = \frac{p_\mu}{1 - p_b} \quad (5.27)$$

Si, pour $\mu = 1$, $CL_s \leq \alpha$, alors on peut conclure que le boson de Higgs du Modèle Standard est exclu à un intervalle de confiance de $(1 - \alpha)$. La limite supérieure sur μ à 95% de niveau de confiance, notée $\mu^{95\%}$, est obtenue en ajustant μ jusqu'à atteindre $CL_s = 0,05$.

Limite attendue

La méthode de génération de pseudo-données, décrite précédemment, permet de calculer la limite attendue (médiane, bande à une et deux déviations standard), sur la force du signal μ . Cependant, seul l'hypothèse H_B est utilisée pour produire les pseudo-données dans ce contexte, selon la distribution de probabilité $\mathcal{P}(n|b(\theta))$, en fixant les paramètres de nuisance à $\hat{\theta}_0^{\text{obs}}$ puis $\hat{\theta}_\mu^{\text{obs}}$. Puis, l'intervalle de confiance CL_s et la limite supérieure $\mu^{95\%}$, sont calculées, selon la même méthode que le calcul de la limite observée. La médiane est définie par le quantile à 50%, la bande à $\pm 1\sigma$ (68%) est définie par les quantiles à 16% et 84%, et la bande à $\pm 2\sigma$ (95%) est définie par les quantiles à 2,5 % et 97,5 %.

5.9.3 Quantifier un excès

La présence de signal est quantifiée par la valeur-p de l'hypothèse H_B , qui représente la probabilité que le bruit de fond fluctue suffisamment pour produire un excès d'événements au moins aussi large que l'excès observé. Ce calcul utilise le test statistique suivant :

$$q_\mu = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(n|0; \hat{\theta}_0)}{\mathcal{L}(n|\hat{\mu}; \hat{\theta})} ; \quad \hat{\mu} \geq 0 \quad (5.28)$$

La contrainte $\hat{\mu} \geq 0$ concentre les événements où les données fluctuent vers le bas à une valeur nulle de q_μ : on ne cherche pas ici à interpréter un déficit d'événements par rapport au bruit de fond attendu. La méthode de production de pseudo-données, décrite dans le contexte du calcul de limites d'exclusion, est utilisée ici à partir de l'hypothèse H_B uniquement : $\mathcal{P}(n|b(\theta))$ en fixant les paramètres de nuisance à

$\hat{\theta}_0^{\text{obs}}$. Elle permet de construire la densité de probabilité $f(q_\mu|0, \hat{\theta}_0^{\text{obs}})$ et d'évaluer la valeur-p suivante :

$$p_0 = P(q_0 \geq q_0^{\text{obs}} | H_B) = \int_{q_0^{\text{obs}}}^{\infty} f(q_0|0, \hat{\theta}_0^{\text{obs}}) dq_0 \quad (5.29)$$

La signification statistique S d'un excès d'évènements correspond à l'intégrale de la queue d'une distribution gaussienne de moyenne 0 et d'écart-type 1 :

$$p_0 = \int_S^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-x^2}{2}\right) dx \quad (5.30)$$

5.10 Résultats

La procédure d'ajustement par maximum de vraisemblance, décrite en §5.9, fournit le modèle décrivant au mieux les données expérimentales, et ce dans le but de calculer une limite d'exclusion sur la force du signal μ . Les figures 5.23, 5.24 et 5.25 résument les variations principales des paramètres de nuisance lors de l'ajustement du modèle H_B , effectué séparément dans les canaux $e\tau_h$, $\mu\tau_h$ et $\mu_{\text{soft}}\tau_h$.

Le résultat de l'ajustement permet de corriger les distributions de masse du signal et des processus de bruit de fond estimées au départ (figures 5.22, 5.20, 5.21). Les figures 5.26, 5.27, 5.28 et 5.29 montrent ces modélisations améliorées. Les figures A.13, A.14, A.15 et A.16, présentées dans l'annexe A.7, indiquent la variation relative de la norme de chaque processus de bruit de fond et de signal, lors de l'ajustement. L'accord entre données et estimations de bruit de fond est en effet meilleur que dans les estimations initiales, surtout en ce qui concerne les canaux $e\tau_h$ et $\mu_{\text{soft}}\tau_h$. Ceci est dû aux difficultés de modélisation des bruits de fond multijet et $Z \rightarrow ee$ dans le canal $e\tau_h$, et de la réponse de \cancel{E}_T^{L1} dans les échantillons simulés pour le canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$.

Les tests statistiques définis dans §5.9 permettent de calculer des limites d'exclusion sur le boson de Higgs, pour chaque canal séparé, puis pour une combinaison ($\mu\tau_h$, $\mu_{\text{soft}}\tau_h$), et enfin pour la combinaison des trois canaux semi-leptoniques. Un large excès est observé et sa signification statistique est quantifiée selon les méthodes décrites précédemment.

5.10.1 Limites d'exclusion dans les canaux semi-leptoniques

Afin de combiner les états finaux $\mu\tau_h$ et $\mu_{\text{soft}}\tau_h$, il convient de corrélérer certains paramètres de nuisance :

- incertitudes théoriques, luminosité
- efficacités de sélection du μ , du τ_h , de l'étiquetage de quark b (ainsi que son taux de falsification)
- échelle d'énergie des jets et de \cancel{E}_T
- norme $Z \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$, VV

Les paramètres suivants sont décorrélés :

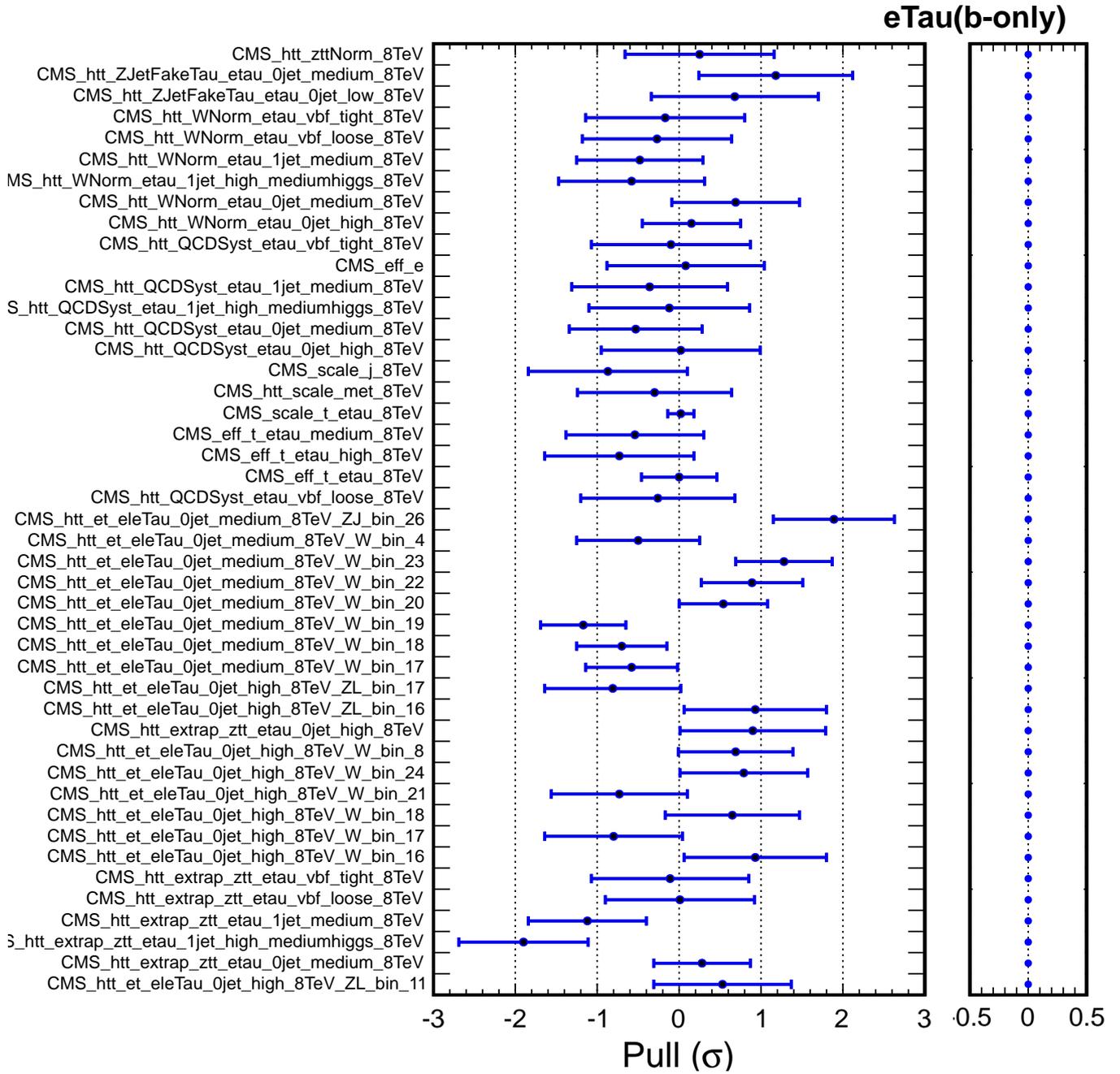


FIG. 5.23: Variations principales des paramètres de nuisance dans le canal $e\tau_h$ lors de l'ajustement simultané des distributions de masse invariante de bruits de fond et de signal sur les données expérimentales, dans l'hypothèse de bruit de fond seul.

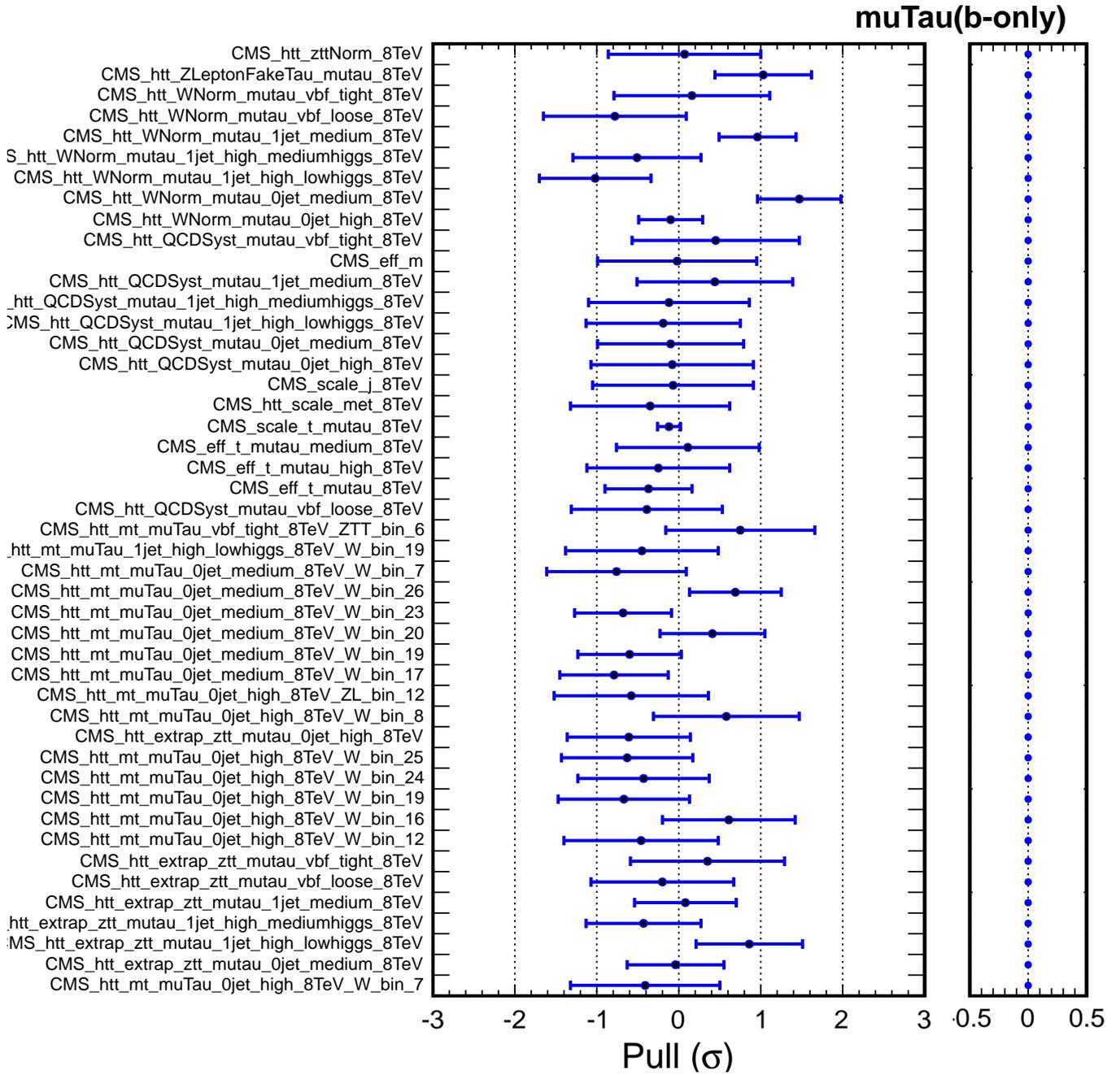


FIG. 5.24: Variations principales des paramètres de nuisance dans le canal $\mu\tau_h$ lors de l'ajustement simultané des distributions de masse invariante de bruits de fond et de signal sur les données expérimentales, dans l'hypothèse de bruit de fond seul.

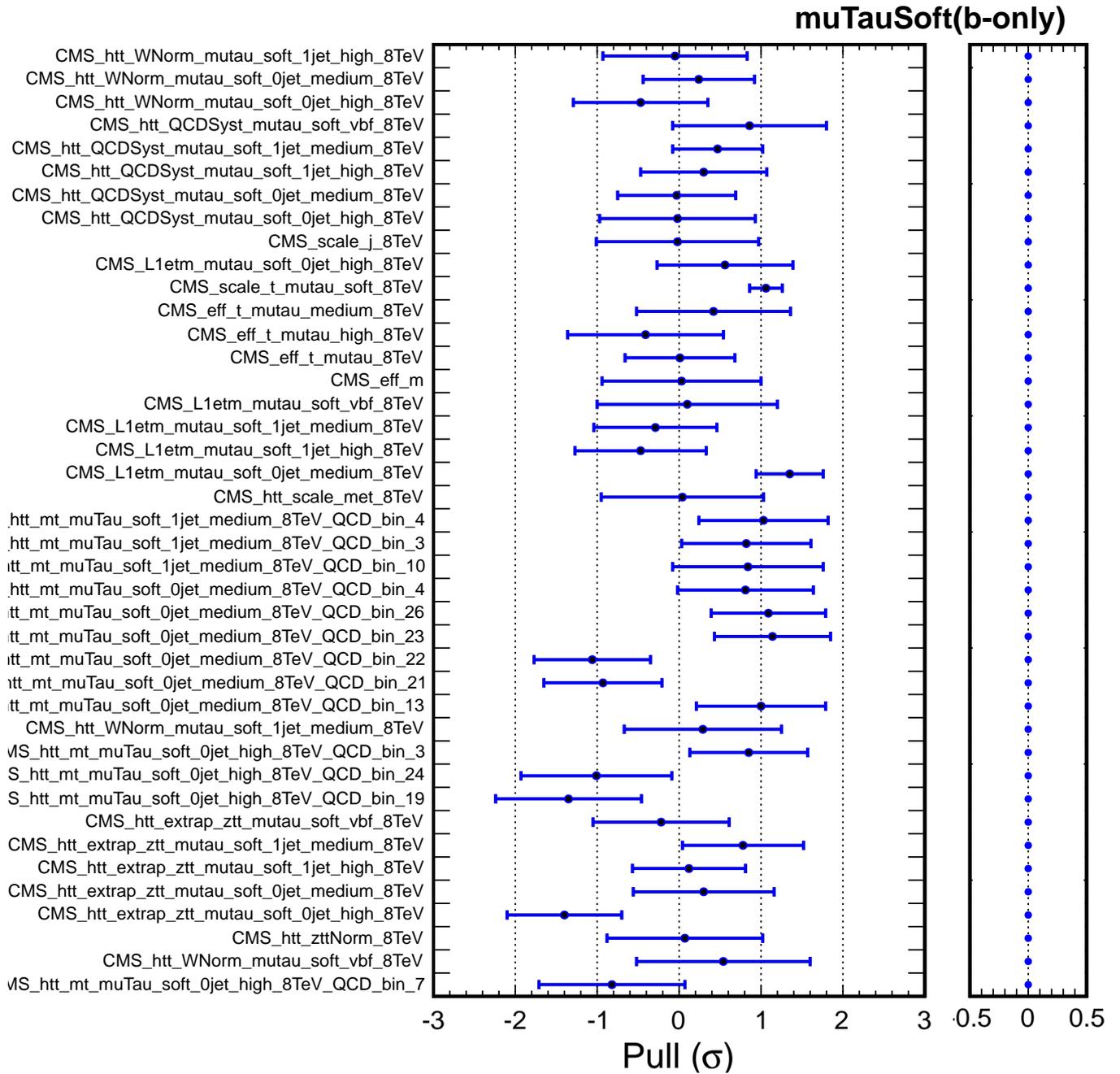
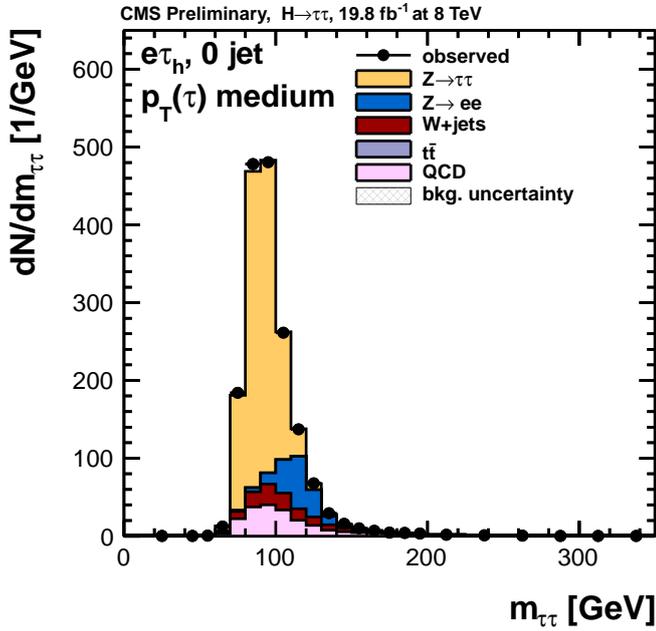
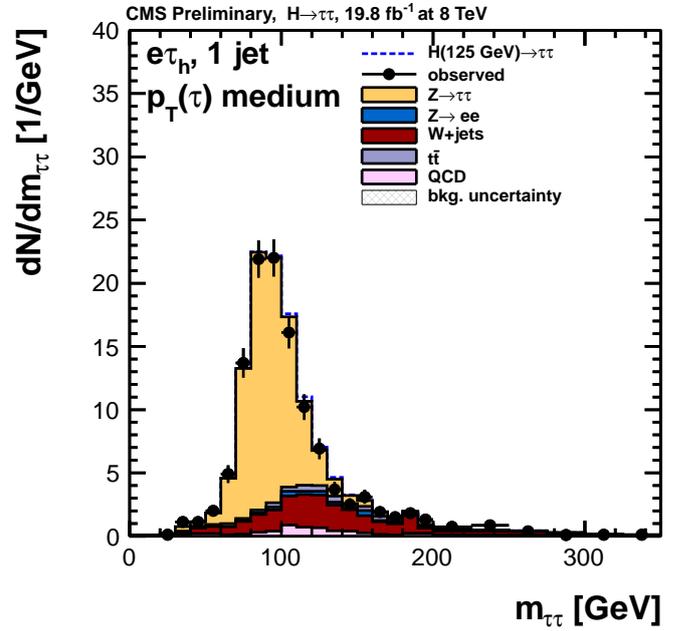


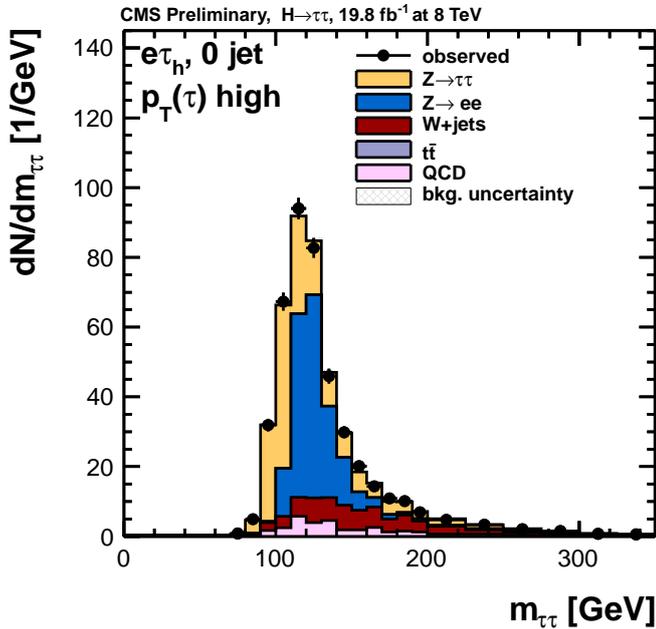
FIG. 5.25: Variations principales des paramètres de nuisance dans le canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ lors de l'ajustement simultané des distributions de masse invariante de bruits de fond et de signal sur les données expérimentales, dans l'hypothèse de bruit de fond seul.



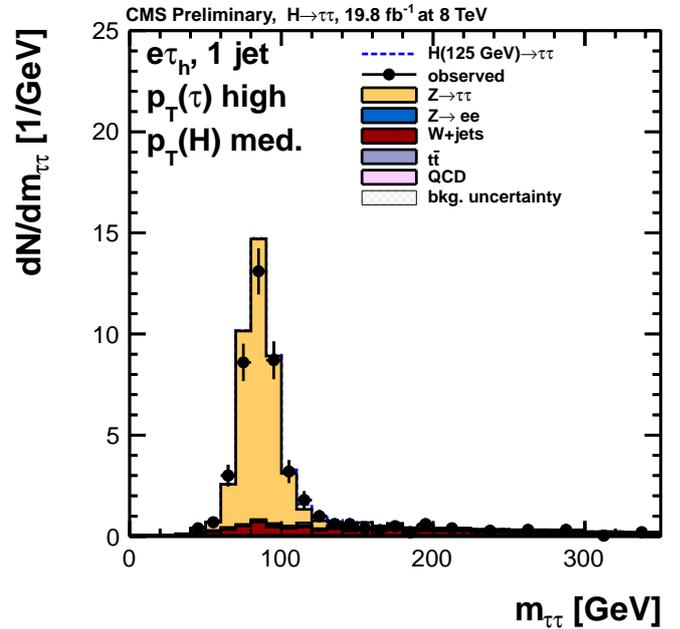
(a) Masse $SVfit$: $e\tau_h$ 0Jet $\tau_h \uparrow$



(b) Masse $SVfit$: $e\tau_h$ 1Jet $\tau_h \uparrow$



(c) Masse $SVfit$: $e\tau_h$ 0Jet $\tau_h \uparrow$



(d) Masse $SVfit$: $e\tau_h$ 1Jet $\tau_h \uparrow$ $H \uparrow$

FIG. 5.26: Masse invariante de la paire $\tau\tau$ reconstruite par l'algorithme $SVfit$ dans chaque catégorie exclusive du canal $e\tau_h$, après l'ajustement global des distributions.

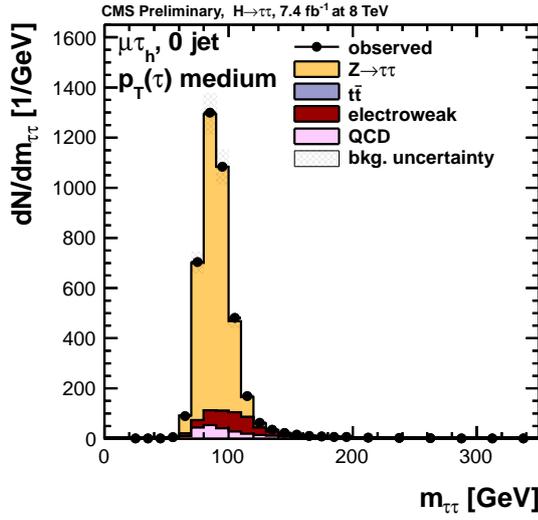
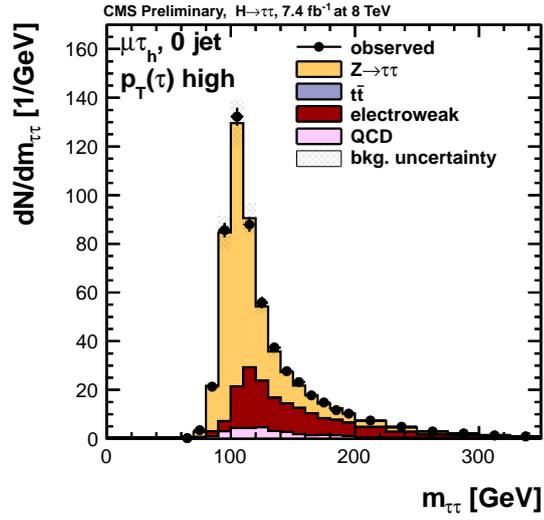
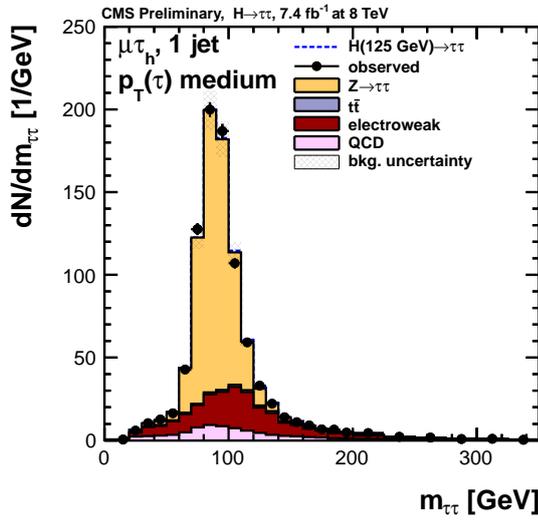
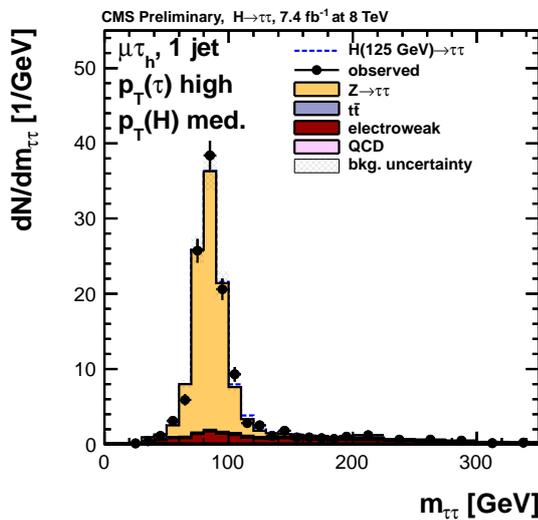
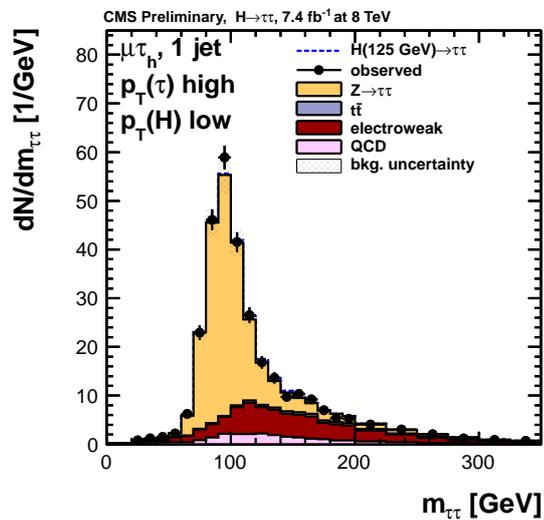
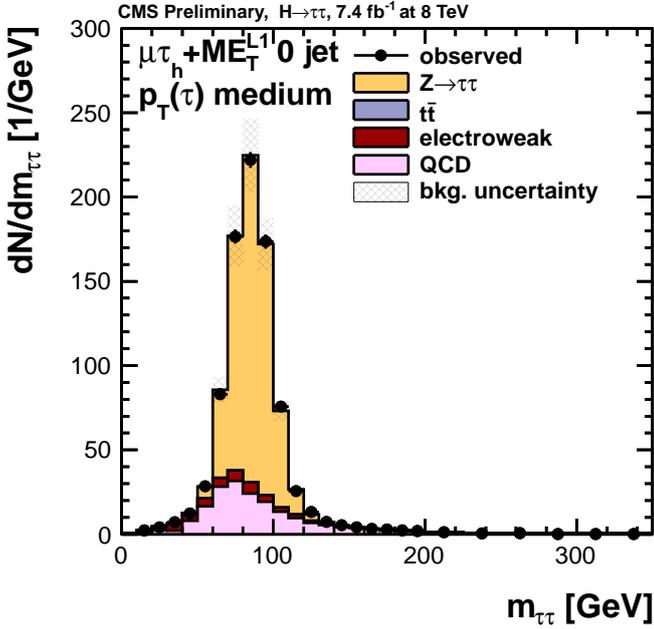
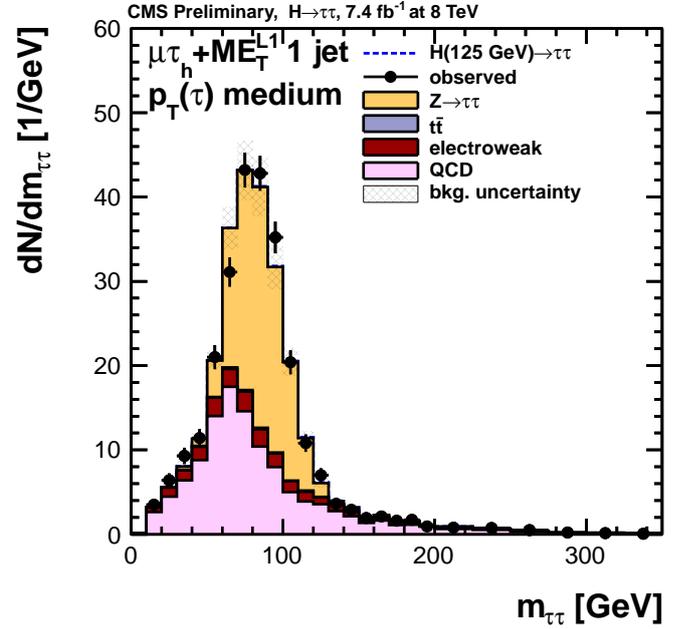
(a) Masse $SVfit$: $\mu\tau_h$ 0Jet $\tau_h \uparrow$ (b) Masse $SVfit$: $\mu\tau_h$ 0Jet $\tau_h \uparrow$ (c) Masse $SVfit$: $\mu\tau_h$ 1Jet $\tau_h \uparrow$ (d) Masse $SVfit$: $\mu\tau_h$ 1Jet $\tau_h \uparrow H \uparrow$ (e) Masse $SVfit$: $\mu\tau_h$ 1Jet $\tau_h \uparrow H \downarrow$

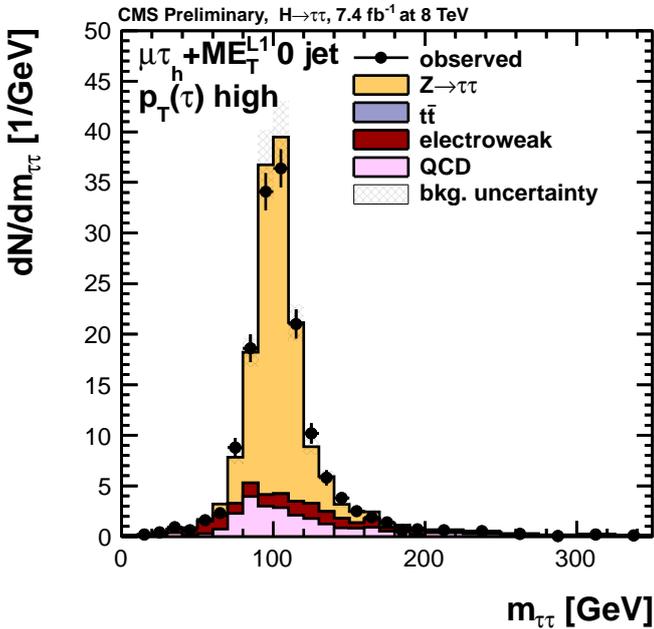
FIG. 5.27: Masse invariante de la paire $\tau\tau$ reconstruite par l'algorithme $SVfit$ dans chaque catégorie exclusive du canal $\mu\tau_h$, après l'ajustement global des distributions.



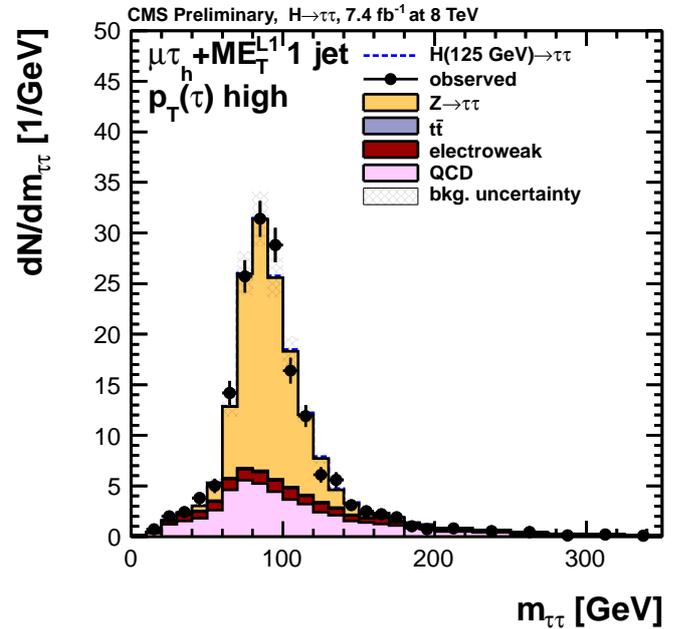
(a) Masse $SVfit$: $\mu_{\text{soft}}\tau_h 0Jet\tau_h \uparrow$



(b) Masse $SVfit$: $\mu_{\text{soft}}\tau_h 1Jet\tau_h \uparrow$



(c) Masse $SVfit$: $\mu_{\text{soft}}\tau_h 0Jet\tau_h \uparrow$



(d) Masse $SVfit$: $\mu_{\text{soft}}\tau_h 1Jet\tau_h \uparrow$

FIG. 5.28: Masse invariante de la paire $\tau\tau$ reconstruite par l'algorithme $SVfit$ dans chaque catégorie exclusive du canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$, après l'ajustement global des distributions.

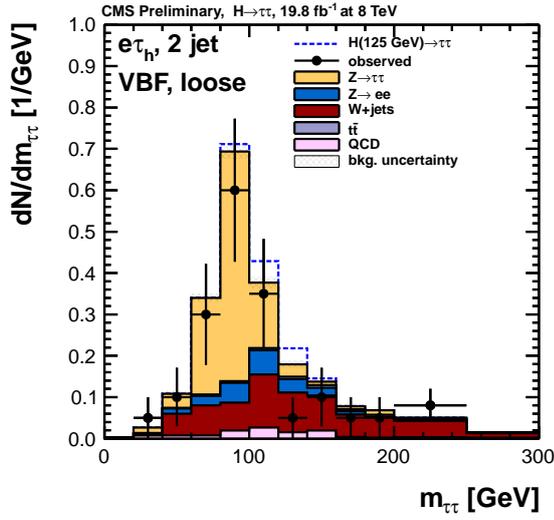
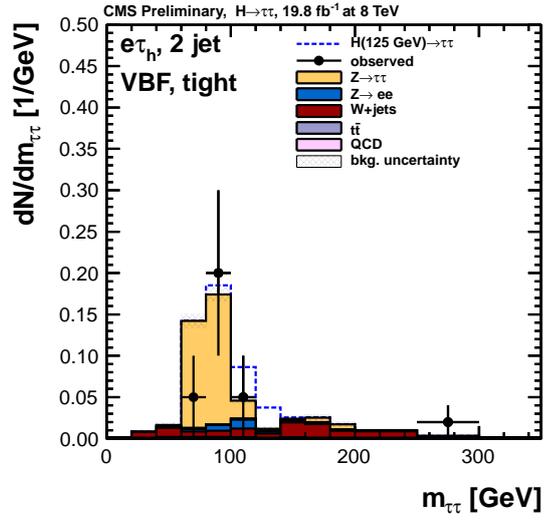
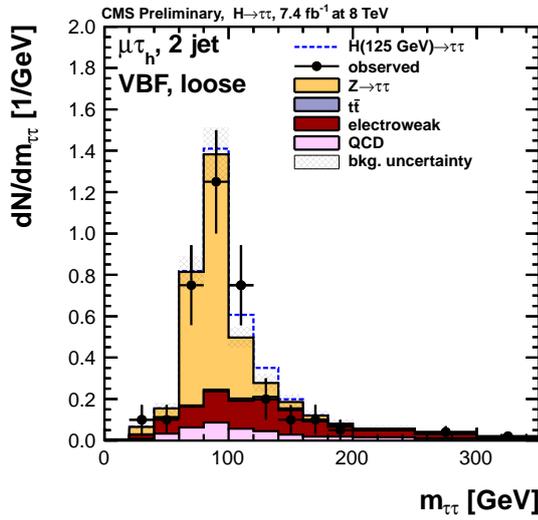
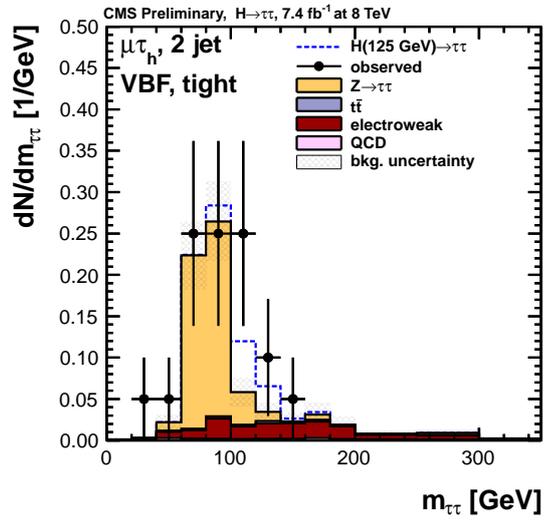
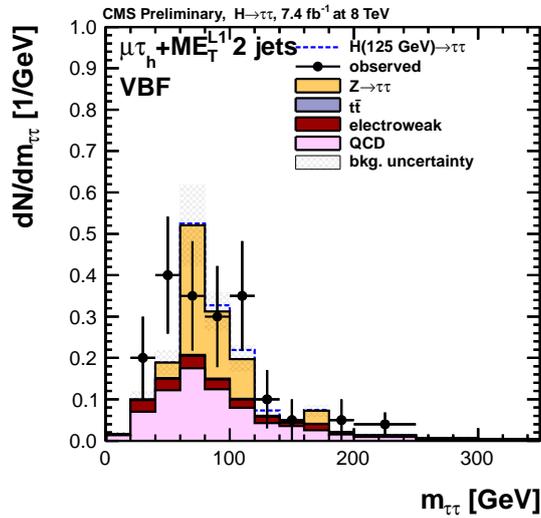
(a) Masse $SVfit$: $e\tau_h$ VBF-Lâche(b) Masse $SVfit$: $e\tau_h$ VBF-Strict(c) Masse $SVfit$: $\mu\tau_h$ VBF-Lâche(d) Masse $SVfit$: $\mu\tau_h$ VBF-Strict(e) Masse $SVfit$: $\mu_{soft}\tau_h$ VBF

FIG. 5.29: Masse invariante de la paire $\tau\tau$ dans les trois canaux $e\tau_h$ (a) et (b), $\mu\tau_h$ (c) et (d), $\mu_{soft}\tau_h$ (e), pour les catégories VBF, après l'ajustement global des distributions.

- échelle d'énergie du τ_h : différente dans le canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ du fait de la coupure appliquée sur \cancel{E}_T^{L1}
- facteurs d'extrapolation des bruits de fond $Z \rightarrow \tau\tau$ et W : ils correspondent à des sélections dont l'efficacité dépend du régime en impulsion transverse du μ
- norme du bruit de fond QCD : bruit de fond dominant dans le canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ mais pas dans le canal $\mu\tau_h$
- taux de falsification des τ_h par des jets et des leptons
- \cancel{E}_T^{L1} : ce paramètre de nuisance n'existe que dans le canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$

La limite attendue sur μ indique la valeur maximale de la force du signal que l'analyse ne peut exclure. Ainsi, plus la limite attendue s'approche de 1 (par valeurs supérieures), plus l'analyse correspondante est susceptible d'exclure un boson de Higgs produit à un taux proche de la prédiction du Modèle Standard : on parle alors de «sensibilité» de l'analyse. La limite observée indique la valeur minimale de la force du signal que l'analyse exclut effectivement, à partir des données expérimentales.

La figure 5.30 et le tableau 5.8 présentent la limite supérieure sur la section efficace de production du boson de Higgs, exprimée en multiples de la section efficace prédite par le Modèle Standard. Le canal $\mu\tau_h$ est le plus sensible, suivi des canaux $e\tau_h$ et $\mu_{\text{soft}}\tau_h$. Ce dernier n'utilise qu'environ un tiers des données disponibles pour les deux autres canaux, et nous l'avons restreint aux muons de basse impulsion transverse. La limite supérieure attendue sur la section efficace de production du boson de Higgs atteint son minimum pour une masse de 120 GeV, et vaut 4,58 fois celle du Modèle Standard. Ce résultat fait du canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ un concurrent sérieux aux canaux $\ell\ell$, comme nous le verrons par la suite (§5.10.2).

Dans les canaux $\mu\tau_h$ et $e\tau_h$, la limite attendue atteint son minimum pour une masse de 125 GeV : elle vaut alors 1,06 ($\mu\tau_h$) et 1,6 ($e\tau_h$). La combinaison des canaux $\mu\tau_h$ et $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ mène à une limite attendue de 0,95 à 125 GeV. Le canal « $\mu\tau_h \oplus \mu_{\text{soft}}\tau_h$ » est sensible au boson de Higgs du Modèle Standard.

La limite supérieure observée à partir des données expérimentales dépasse de deux déviations standard la limite attendue, dans le canal $\mu\tau_h$. Afin d'interpréter cette incompatibilité des données expérimentales avec l'hypothèse du bruit de fond seul, nous calculons alors la signification statistique de cet excès (voir figure 5.31). La signification attendue indique ce niveau d'incompatibilité en cas de présence d'un boson de Higgs du Modèle Standard, soit 2,2 déviations standard à 125 GeV. La signification observée indique que le niveau d'incompatibilité observé est similaire au niveau attendu, et vaut effectivement 2,2 déviations standard à 125 GeV. Ainsi, le canal $\mu\tau_h$ seul montre un excès de deux déviations standard, résultat très encourageant dans la recherche du boson de Higgs. Nous verrons au §5.10.2 que la combinaison de tous les canaux, semi-leptoniques (étudiés dans cette thèse), hadronique et leptoniques, complète ce résultat de manière très convaincante.

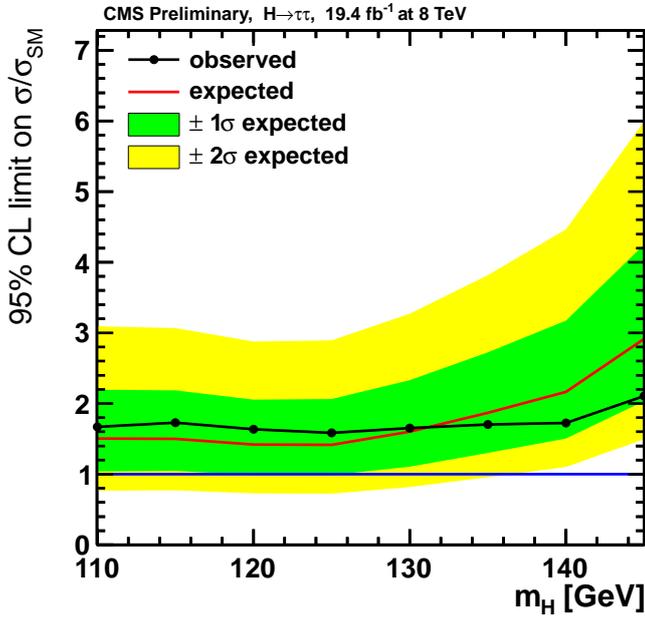
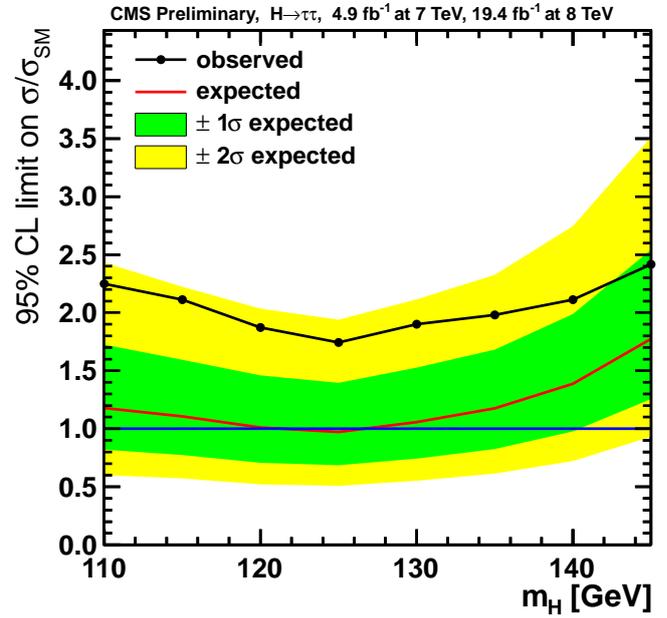
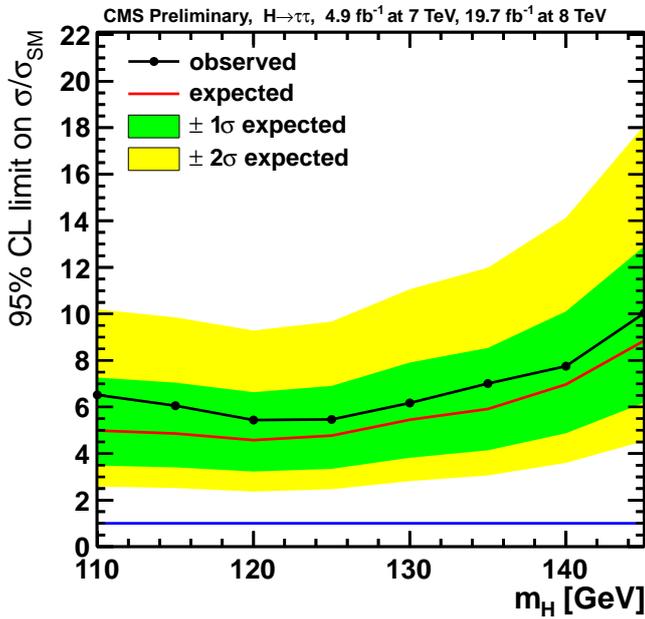
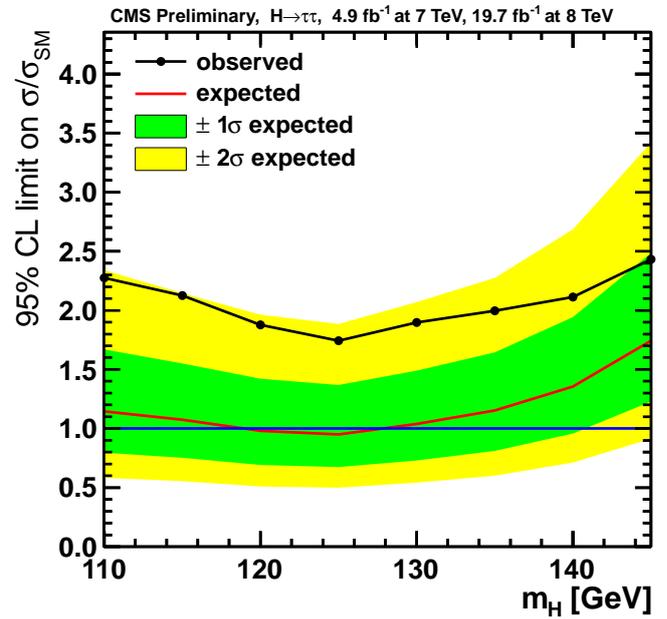
(a) Canal $e\tau_h$ (b) Canal $\mu\tau_h$ (c) Canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ (d) Combinaison $\mu\tau_h \oplus \mu_{\text{soft}}\tau_h$

FIG. 5.30: Limite maximale sur la force du signal (95% CL) : limite attendue (ligne rouge) et observée (ligne noire), dans l'état final $e\tau_h$ (gauche) et $\mu\tau_h$ (droite). La bande verte (resp. jaune) indique la barre d'erreur correspondant à une (resp. deux) déviation(s) standard de la limite attendue.

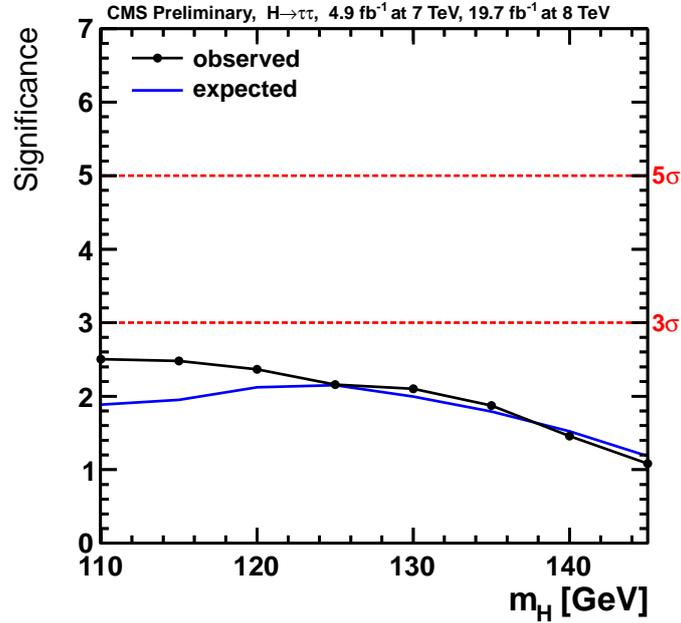


FIG. 5.31: Signification statistique attendue (ligne bleue) et observée (ligne noire) de la présence de signal dans le canal combiné $\mu\tau_h \oplus \mu_{\text{soft}}\tau_h$.

M_H (GeV)	110	115	120	125	130	135	140	145
$e\tau_h$ att.	1,500	1,500	1,420	1,410	1,600	1,870	2,160	2,910
$e\tau_h$ obs.	1,670	1,730	1,640	1,590	1,650	1,700	1,720	2,110
$\mu\tau_h$ att.	1,180	1,105	1,012	0,973	1,059	1,176	1,387	2,544
$\mu\tau_h$ obs.	2,249	2,111	1,873	1,744	1,900	1,980	2,112	2,416
$\mu_{\text{soft}}\tau_h$ att.	4,980	4,860	4,580	4,770	5,450	5,920	6,970	8,840
$\mu_{\text{soft}}\tau_h$ obs.	6,520	6,060	5,440	5,460	6,170	7,010	7,750	10,00
$\mu\tau_h \oplus \mu_{\text{soft}}\tau_h$ att.	1,140	1,070	0,980	0,949	1,040	1,150	1,360	1,740
$\mu\tau_h \oplus \mu_{\text{soft}}\tau_h$ obs.	2,280	2,130	1,880	1,740	1,900	2,000	2,110	2,430

TAB. 5.8: Limite supérieure attendue (att.) et observée (obs.) sur la section efficace de production du boson de Higgs, exprimée en multiples de la section efficace du Modèle Standard, en fonction de la masse du boson de Higgs considérée, pour les trois canaux $e\tau_h$, $\mu\tau_h$, $\mu_{\text{soft}}\tau_h$, et pour la combinaison des canaux $\mu\tau_h$ et $\mu_{\text{soft}}\tau_h$.

5.10.2 Combinaison $H \rightarrow \tau\tau$

L'analyse présentée en détail dans ce chapitre traite les données acquises en 2012, à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV, dans les états finaux semi-leptoniques ($\mu\tau_h, e\tau_h$), qui sont les plus sensibles. Des analyses similaires traitent l'ensemble des données acquises en 2011 ($\sqrt{s} = 7$ TeV) et en 2012 ($\sqrt{s} = 8$ TeV), dans les états finaux semi-leptoniques ($\mu\tau_h, e\tau_h$), leptoniques ($ee, \mu\mu, e\mu$) et hadronique ($\tau_h\tau_h$) [A1]. De plus, une analyse complémentaire, dédiée à la recherche du boson de Higgs produit en association avec un boson vecteur ($VH, H \rightarrow \tau\tau$), est combinée avec les états finaux susmentionnés.

La luminosité intégrée totale des données acquises en 2011 étant environ cinq fois plus faible qu'en 2012, le nombre de catégories définies pour le traitement de ces données est restreint. En particulier, l'analyse des données 2011, dans les états finaux semi-leptoniques, utilise les catégories du canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$. Les catégories utilisées dans les divers états finaux sont similaires : elles utilisent toutes le nombre de jets, ainsi que l'impulsion transverse du τ_h .

La procédure statistique décrite précédemment permet de calculer la limite d'exclusion sur la section efficace de production du boson de Higgs du Modèle Standard, dans chaque état final, ainsi que la limite combinée. La signification de l'excès observé dans la limite d'exclusion combine également tous les états finaux.

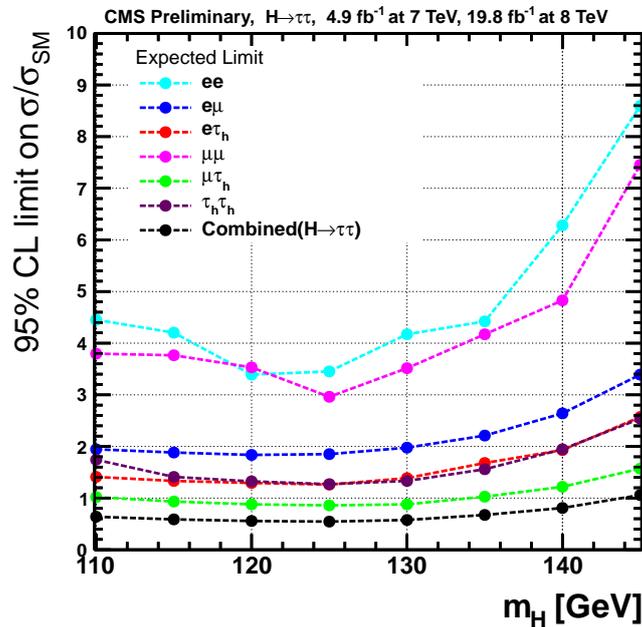


FIG. 5.32: Limite d'exclusion attendue sur la force du signal (95% CL), en combinant les données 2011 ($\sqrt{s} = 7$ TeV) et 2012 ($\sqrt{s} = 8$ TeV), obtenue dans les états finaux $\mu\mu$ (rose), $\tau_h\tau_h$ (violet), $e\mu$ (bleu), $e\tau_h$ (rouge), $\mu\tau_h$ (vert), ee (turquoise) et leur combinaison (noir).

La figure 5.32 représente la limite d'exclusion attendue sur la force du signal,

dans chaque canal. Cette figure démontre que l'état final $\mu\tau_h$ est de loin le plus sensible : la limite d'exclusion attendue y est très proche de 1. Le classement des états finaux, du plus sensible au moins sensible, est le suivant : $\mu\tau_h$, $e\tau_h$, puis $e\mu$ et $\tau_h\tau_h$ à un niveau similaire, puis $\mu\mu$ et enfin ee .

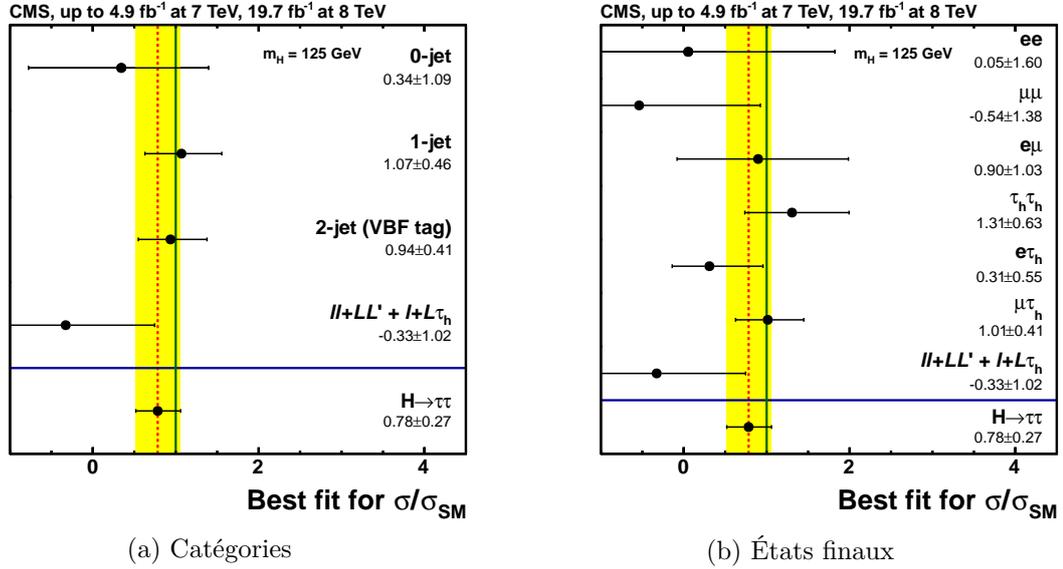


FIG. 5.33: Force du signal, ajustée par maximum de vraisemblance. Résultat obtenu séparément dans chaque catégorie (gauche) ou chaque canal (droite), et résultat combiné (ligne verticale rouge). La ligne verticale verte indique la valeur 1, pour laquelle le signal correspond directement au boson de Higgs du Modèle Standard.

La figure 5.33 indique la force du signal qui maximise la vraisemblance de l'ajustement global des distributions de masse, dans chaque état final (5.33b), chaque groupe de catégories (5.33a), et le résultat combiné : $\hat{\mu} = 0,78 \pm 0,27$. Cette figure montre essentiellement la compatibilité entre les ajustements effectués pour chaque état final et chaque groupe de catégories.

La combinaison de l'ensemble des catégories dans l'ensemble des états finaux des analyses $H \rightarrow \tau\tau$ et $VH, H \rightarrow \tau\tau$ permet de calculer une limite maximale sur la valeur de la force du signal. La limite attendue indique la valeur minimale de la force du signal que l'analyse est en mesure d'exclure, pour une certaine luminosité intégrée et une certaine estimation des bruits de fond, dans l'hypothèse bruit de fond seul. La limite observée indique la valeur minimale de la force du signal que l'analyse exclut effectivement, à partir des données expérimentales. La figure 5.34 indique les limites attendue et observée en fonction de la masse du boson de Higgs. Cette figure montre une déviation significative de la limite observée par rapport à la limite attendue, à travers un large intervalle de masse.

La figure 5.35 indique la valeur-p et la signification statistique correspondante, attendues et observées, en fonction de la masse du boson de Higgs. Ces quantités indiquent le niveau de compatibilité entre un excès cohérent dans les distributions de masse invariante et l'hypothèse du bruit de fond seul (§5.9.3). Un excès d'évènements

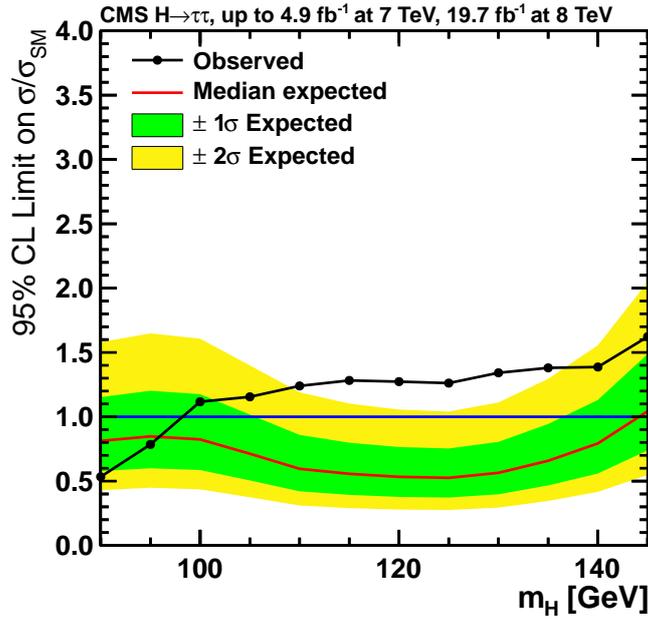


FIG. 5.34: Limite maximale sur la force du signal (95% CL) : limite attendue (ligne rouge) et observée (ligne noire), issues de la combinaison de tous les états finaux du canal $H \rightarrow \tau\tau$. La bande verte (resp. jaune) indique la barre d'erreur correspondant à une (resp. deux) déviation(s) standard de la limite attendue.

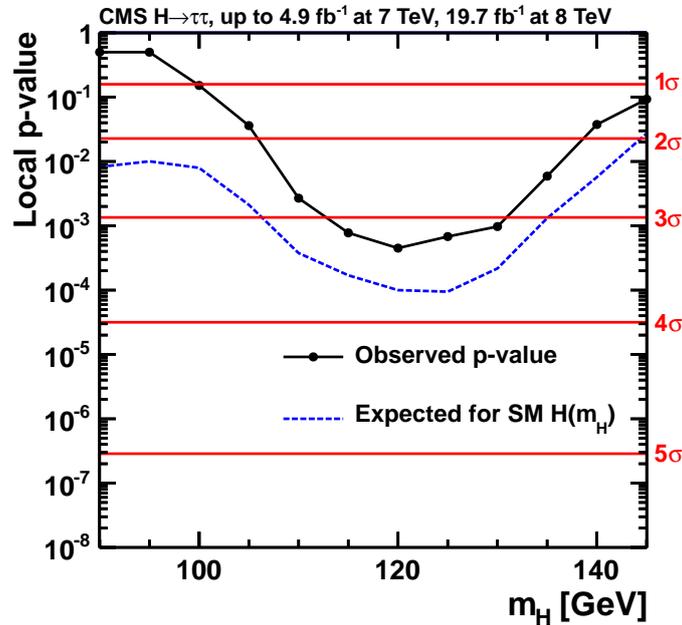


FIG. 5.35: Valeur-p et signification statistique correspondante, en fonction de la masse du boson de Higgs, combinant tous les canaux des analyses $H \rightarrow \tau\tau$ et $VH, H \rightarrow \tau\tau$. La valeur observée (ligne noire) est comparée à la valeur attendue (ligne bleue).

au-delà de 3 déviations standard est observé sur un intervalle étendu (de 110 à 130 GeV), du fait de la résolution limitée sur la masse invariante des paires de leptons tau.

Dans les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^*$, un boson scalaire massif, compatible avec un boson de Higgs du Modèle Standard, a été découvert en 2012 au LHC par les collaborations ATLAS et CMS. La masse mesurée par l'expérience CMS est de 125,8 GeV. Dans le canal $H \rightarrow \tau\tau$, la signification statistique de l'excès observé à 125 GeV vaut 3,2 déviations standard; la masse du boson mesurée dans ce canal vaut 122 ± 7 GeV. Cette mesure constitue donc la toute première évidence d'un couplage entre le boson de Higgs découvert au LHC et le lepton tau. La recherche du boson de Higgs du Modèle Standard (resp. Modèle Standard Supersymétrique Minimal), dans son canal de désintégration en leptons tau, est exposée dans [A1] (resp. [B11]). La combinaison des canaux $H \rightarrow \tau\tau$ et $H \rightarrow b\bar{b}$, qui met en évidence le couplage du boson de Higgs aux fermions, est publiée dans [A2].

CONCLUSION

Nous piétièrons éternellement aux frontières de l'Inconnu, cherchant à comprendre ce qui restera toujours incompréhensible. Et c'est précisément cela qui fait de nous des hommes. (Elijah Bailey)

Isaac Asimov, *Les cavernes d'acier*

Les grands collisionneurs tels que le LEP et le Tevatron ont permis mesurer avec une haute précision un grand nombre de paramètres cruciaux du Modèle Standard, tels que la masse et la largeur des bosons W et Z et du quark top, et d'étudier les sections efficaces différentielles de production de ces particules élémentaires. De plus, la recherche du boson de Higgs auprès du LEP et du Tevatron a fourni des contraintes expérimentales sur la masse du boson de Higgs, et de tester des alternatives au Modèle Standard (principalement au Tevatron) : elle est comprise entre 114,4 GeV et 158 GeV, ou au-delà de 175 GeV.

Le LEP a exploité le mode de production par *Higgsstrahlung* dans un environnement leptonique fournissant des signatures expérimentales claires. Le Tevatron a effectué des collisions de protons et d'antiprotons, et a donc exploité la diffusion inélastique quark/antiquark, qui mènent aux modes de production par *Higgsstrahlung* et fusion de bosons vecteurs, qui disposent alors d'une section efficace similaire. Le LHC a effectué des collisions à une énergie dans le centre de masse bien plus élevée (7 TeV en 2010-2011, 8 TeV en 2012, par rapport à 1,96 TeV au Tevatron). Les collisions de protons permettent alors de produire des faisceaux d'intensité élevée, par rapport aux collisions protons-antiprotons du Tevatron : le mode de production majeur devient alors la fusion de gluons, mais les deux autres modes principaux demeurent accessibles, bien que relativement rares.

La découverte d'un nouveau boson massif par les expériences CMS et ATLAS, annoncée le 4 Juillet 2012 au CERN, représente un bond en avant pour la physique des hautes énergies. La masse de ce boson (125 GeV) se situe dans une région physique très intéressante et expérimentalement riche : elle permet l'étude de ses propriétés dans les canaux de haute résolution $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$, mais aussi la mise en évidence des couplages fermioniques dans les canaux $H \rightarrow b\bar{b}$ et $H \rightarrow \tau\tau$. L'étude des canaux $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ et $H \rightarrow WW^{(*)}$ par l'expérience CMS indique que le nouveau boson est compatible avec un boson scalaire de parité

positive [A3, A4, A5]. Il s'agit donc du premier champ scalaire fondamental observé à ce jour, d'où son importance pour la physique des hautes énergies en général, y compris en cosmologie.

La masse relativement faible du nouveau boson mène à l'exclusion de plusieurs alternatives au Modèle Standard [F57]. De plus, l'unitarité du Modèle Standard nécessite un boson de Higgs de masse inférieure à ≈ 800 GeV : un boson de Higgs à 125 GeV respecte donc cette condition cruciale pour la théorie. La condition de trivialité est également remplie par ce nouveau boson. Cependant, la condition de stabilité du vide est plus délicate à remplir et dépend de la valeur précise de l'échelle de validité du Modèle Standard en fonction de la masse du boson de Higgs. Une étude récente démontre que le vide demeure stable pour un Modèle Standard valide jusqu'à une échelle de 10^5 TeV [F55, F56]. Cependant, le Modèle Standard peut rester valide jusqu'à l'échelle de Planck si le vide est métastable.

La recherche du boson de Higgs dans son canal de désintégration en deux leptons tau constitue un test crucial du Modèle Standard. Sa mise en évidence confirmerait que le nouveau boson découvert par CMS et ATLAS se couple bien aux leptons, et donc qu'il s'agit bien du boson de Higgs du Modèle Standard.

La construction d'un détecteur compact, hermétique et homogène, où l'aimant joue un rôle central, permet d'obtenir d'excellentes performances pour l'acceptance géométrique et la résolution sur la position, l'impulsion et l'énergie des particules. L'utilisation de l'algorithme *Particle Flow*, qui optimise l'utilisation des informations provenant de tous les sous-détecteurs, permet une très bonne identification des désintégrations hadroniques du τ , ainsi qu'une bonne résolution sur la mesure de son impulsion transverse. Il induit aussi d'excellentes performances sur l'impulsion transverse manquante, ingrédient indispensable pour l'analyse $H \rightarrow \tau\tau$.

Le taux de collisions très élevé au LHC, ainsi que l'environnement hadronique intense, constituent deux défis majeurs, que le système de déclenchement de CMS est à même de relever. L'utilisation d'un premier niveau purement matériel réalisant l'essentiel de la sélection des événements au contenu physique intéressant, permet ensuite à un second niveau logiciel de prendre le temps de reconstruire les particules individuelles et d'analyser précisément l'évènement.

La flexibilité de l'électronique de déclenchement de premier niveau a permis d'optimiser les algorithmes de déclenchement L1 tout au long des premières années de fonctionnement du LHC. L'étude complète des performances et des sources d'inefficacité du déclenchement sur les électrons et photons a constitué un suivi nécessaire et critique du bon fonctionnement de CMS. En particulier, le traitement des signaux anormaux du ECAL de CMS et de la perte de transparence des cristaux du ECAL, ont permis de conserver d'excellentes efficacités de déclenchement au premier niveau, ainsi que de maîtriser le taux de déclenchement tout en limitant le recours au pré-échantonnage des seuils les plus bas.

Par ailleurs, le développement à la fin de l'année 2012 d'un algorithme de déclenchement HLT complémentaire aux algorithmes déjà existants a augmenté l'espace des phases disponibles pour l'analyse $H \rightarrow \tau\tau$. L'exploitation de cet algorithme a

alors nécessité la mise en place d'une chaîne d'analyse complète, ce qui a amélioré sensiblement l'analyse de l'état final comportant un muon et un τ_h (désintégrations hadroniques du tau). En particulier, l'étude de l'énergie manquante mesurée au premier niveau de déclenchement, utilisée dans l'algorithme de déclenchement complémentaire, a mené à sa caractérisation précise afin de la modéliser correctement dans les simulations. Ainsi, l'étude et l'optimisation des stratégies de déclenchement, au L1 comme au HLT, constitue un enjeu crucial pour l'exploitation des collisions du LHC, l'acquisition de données, et l'optimisation des analyses de physiques, notamment l'analyse complexe du canal $H \rightarrow \tau\tau$. La présence d'un excès dans les distributions de masse, dont la signification statistique atteint 3,3 déviations standard, constitue une forte indication de l'existence d'un boson de Higgs se désintégrant en paire de leptons tau, de masse égale à 122 ± 7 GeV.

La prochaine période de fonctionnement du LHC, qui devrait commencer début 2015, fournira aux expériences CMS et ATLAS des collisions à une énergie dans le centre de masse atteignant 13 TeV. Une telle énergie augmentera drastiquement la section efficace de production du boson de Higgs, rendant alors possible l'étude précise des propriétés du boson de Higgs, ainsi que de phénomènes encore plus rares tels que la production de paires de bosons de Higgs. L'étude du canal $H \rightarrow \tau\tau$ à 13 TeV pourra alors mener à une découverte, confirmant ainsi définitivement le couplage aux leptons du nouveau boson. La luminosité instantanée que le LHC fournira en 2015 nécessitera une adaptation drastique de nos stratégies de déclenchement. En particulier, l'introduction d'une sélection efficace des jets issus de τ_h dès le premier niveau, mais aussi de contraintes sur l'état final dépendant du mode de production, constituent des pistes d'amélioration dont l'étude est en cours. Enfin, l'analyse $H \rightarrow \tau\tau$ présente un avantage important : elle permet d'étudier à la fois le Modèle Standard et le Modèle Super-Symétrique Minimal, et la période à 13 TeV devrait mener à de nombreuses contraintes sur les alternatives au Modèle Standard.

*Qui veut faire de grandes choses doit penser profondément
aux détails.*

Paul Valéry

Sommaire

A.1	Correction de la réponse des cristaux	261
A.2	Algorithmes de déclenchement $\ell\tau_h$	263
A.3	Caractérisation de l'énergie transverse manquante de ni- veau 1	264
A.4	Distributions des variables cinématiques	268
A.5	Masse invariante d'une paire de leptons tau : cinématique	275
A.6	Analyse des distributions de masse invariante : incerti- tudes systématiques	276
A.6.1	Bruit de fond W	276
A.6.2	Bruit de fond QCD	276
A.7	Ajustement de la norme des distributions de masse inva- riante	278

A.1 Correction de la réponse des cristaux

L'activité hadronique intense, particulièrement à grand η , dégrade la réponse des cristaux, et des photo-triodes à vide (VPT) utilisées dans les bouchons. La mesure de la réponse des cristaux individuels, par le système de contrôle laser du ECAL, fournit des facteurs de corrections. Ceux-ci sont appliqués aux constantes d'intercalibration des cristaux, dès la mesure par le système L1 EG du signal sortant de chaque cristal (cartes FE). La figure A.1 représente la réponse relative moyenne des cristaux de chaque anneau, mesurée par le système de contrôle laser du ECAL, variant au cours du temps (axe horizontal), au cours de l'année 2011.

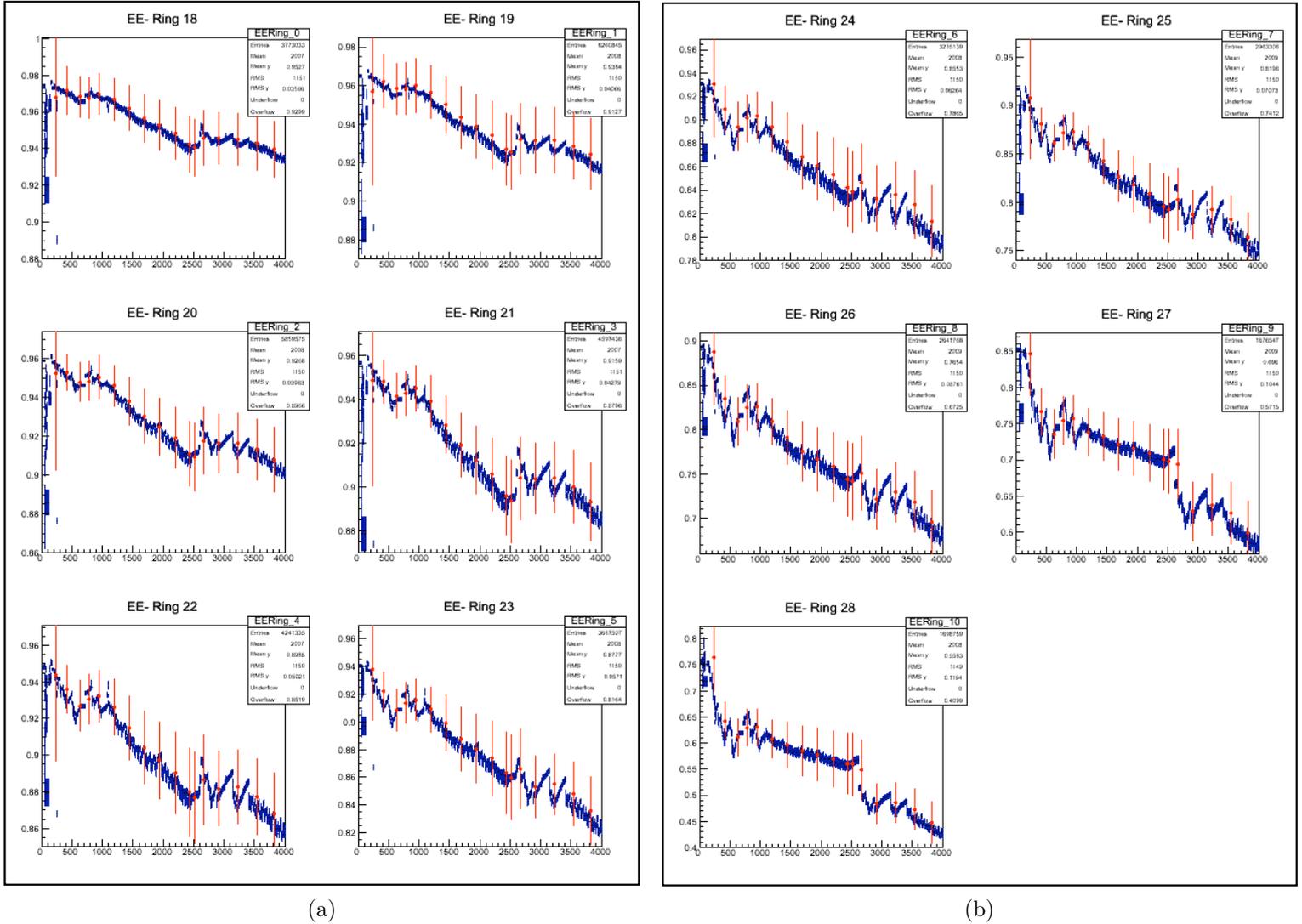


FIG. A.1: Variations au cours du temps de la réponse relative moyenne des cristaux dans chacun des onze anneaux en η des bouchons, au cours de l'année 2011. Le système de contrôle laser de l'ECAL mesure la réponse de chaque cristal toutes les 45 minutes. Les lignes rouges indiquent les semaines successives : la procédure de correction se base sur la réponse moyenne au cours de chaque semaine.

A.2 Algorithmes de déclenchement $\ell\tau_h$

Les sigles HLT combinent plusieurs filtres au sein d'un même algorithme de déclenchement. Les valeurs indiquées (Ele20, Ele22, IsoMu18, IsoMu17) correspondent à des seuils en impulsion transverse, et la mention *eta2p1* indique une coupure en pseudorapacité : $|\eta| < 2,1$. Le filtre *L1ETM26* est déclenché directement si l'énergie transverse manquante mesurée au L1 (E_T^{L1}) est supérieure à 26 GeV.

Muon *IsoMu* :

- paramètre d'impact transverse par rapport au point d'interaction nominal : $\Delta x \oplus \Delta y < 0,1$ cm
- le muon doit comporter au moins 2 stations du détecteur à muons et sa trace doit inclure au moins une couche du trajectomètre, si $|\eta| \in [0,9; 1,5] \cup [2,1; +\infty[$
- qualité de l'ajustement de la trace du muon : $\chi^2 < 20$
- la variable d'isolation est définie par l'équation (5.1), où l'impact de l'empilement est soustrait en considérant la densité d'énergie qu'il dépose dans le détecteur, déduite avec l'algorithme *FastJet* : $R_{\text{iso}}^\mu < 0,15$

Électron *Ele22_eta2p1_WP90Rho* : tonneau (bouchons)

- écart-type des positions en η des cristaux du super-agrégat : $\sigma_{i\eta} < 0,01$ (0,03)
- ratio entre l'énergie H dans les cellules du HCAL situées derrière le super-agrégat et son énergie E : $H/E < 0,05$ (0,05)
- distance en η entre le super-agrégat et la fin de la trace : $|\Delta\eta| < 0,006$ (0,006)
- distance en ϕ entre le super-agrégat et la fin de la trace : $|\Delta\phi| < 0,04$ (0,05)
- isolation calorimétrique (trajectométrique) : énergie (impulsion) transverse totale dans un cône de rayon 0,3 autour de l'électron, divisée par l'énergie (impulsion) transverse de l'électron ; l'impact de l'empilement est corrigé
 - ECAL : $R_{\text{ECAL}}^{\text{iso}} < 0,07$ (0,035)
 - HCAL : $R_{\text{HCAL}}^{\text{iso}} < 0,05$ (0,05)
 - trajectomètre : $R_{\text{TR}}^{\text{iso}} < 0,05$ (0,05)

Électron *Ele20_Tight* :

$$\sigma_{i\eta} < 0,011$$
 (0,031) ; $H/E < 0,05$ (0,05) ; $|\Delta\eta| < 0,008$ (0,008) ; $|\Delta\phi| < 0,07$ (0,05)

Tau hadronique *LooseIsoPFTau* :

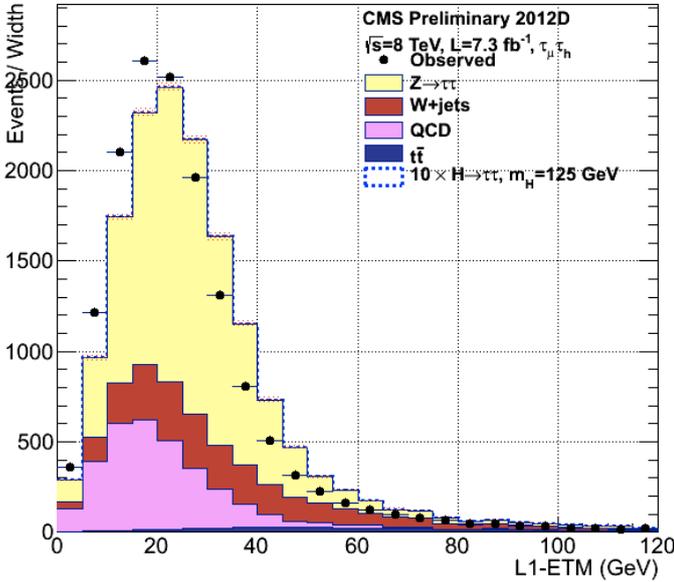
Le candidat τ_h est reconstruit par une version du *Particle Flow* propre au HLT. Il doit être isolé : aucune trace ($p_T > 1,5$ GeV) ne doit se situer entre le cône définissant le τ_h (rayon 0,2) et le cône d'isolation (rayon 0,4). De plus, le τ_h doit comporter un objet chargé situé à $\Delta z = 0,4$ du point d'interaction nominal.

A.3 Caractérisation de l'énergie transverse manquante de niveau 1

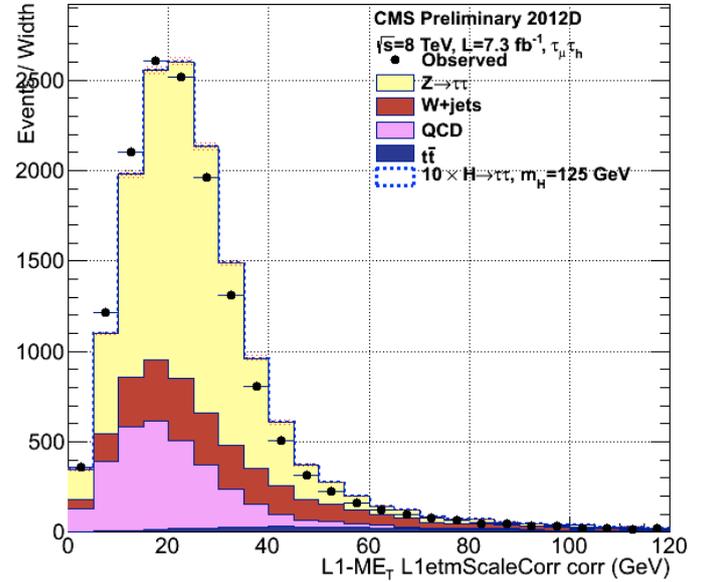
Le canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ utilise un algorithme de déclenchement absent des échantillons simulés. L'impact de cet algorithme est reproduit en appliquant directement l'efficacité de ses branches μ et τ , mesurée dans les données expérimentales, ainsi qu'en coupant sur la valeur de \cancel{E}_T^{L1} (voir §5.3.1). L'étude de la réponse de \vec{p}_T^{L1} dans les données simulées permet de la corriger afin de reproduire la réponse mesurée dans les données expérimentales.

Au premier ordre, le facteur de correction R_{CAL} de $\cancel{E}_T^{\text{CAL}}$, pour un évènement donné, est appliqué directement à \cancel{E}_T^{L1} . La figure A.2 montre le résultat de cette correction initiale sur les distributions de \cancel{E}_T^{L1} issues des données expérimentales et des diverses estimations de bruit de fond.

Puis, une étude du comportement de \cancel{E}_T^{L1} en fonction de $\cancel{E}_T^{\text{CAL}}$ (non corrigée) aboutit à la mise en place de corrections résiduelles, à la fois sur la réponse et la résolution de \cancel{E}_T^{L1} . Pour ce faire, le bruit de fond QCD multijet (estimé à partir des échantillons expérimentaux) est soustrait des données expérimentales. Celles-ci sont alors comparées à la somme des bruits de fond estimés à partir d'échantillons simulés.

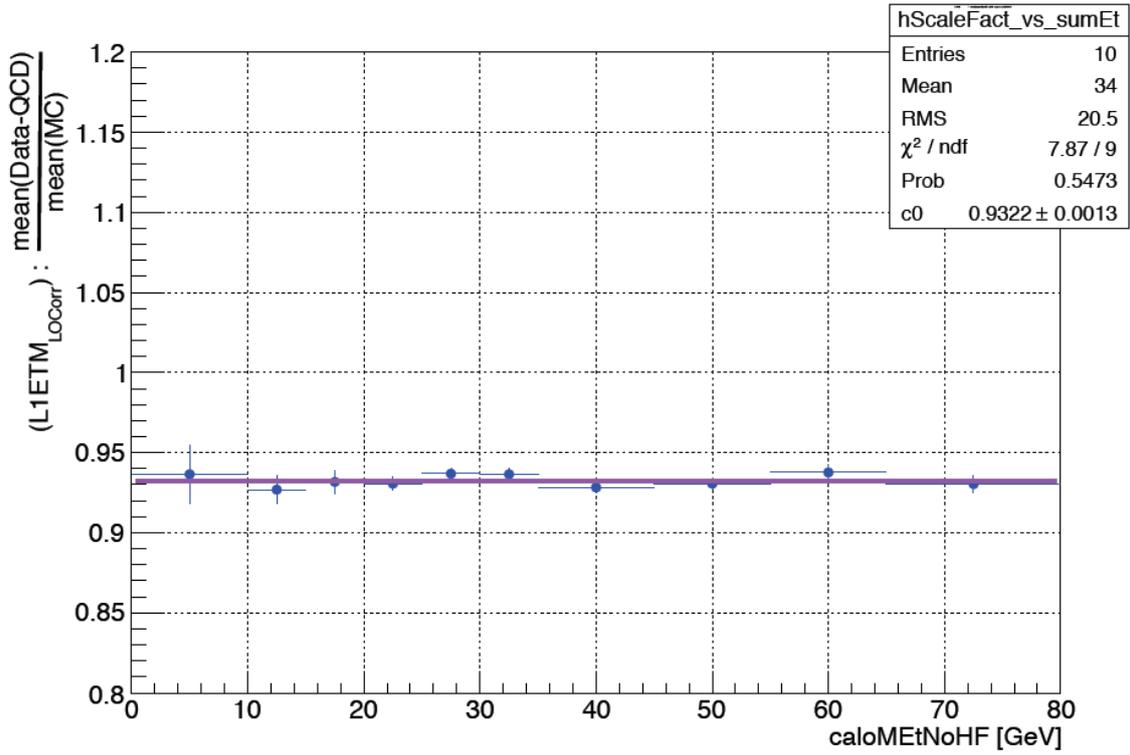
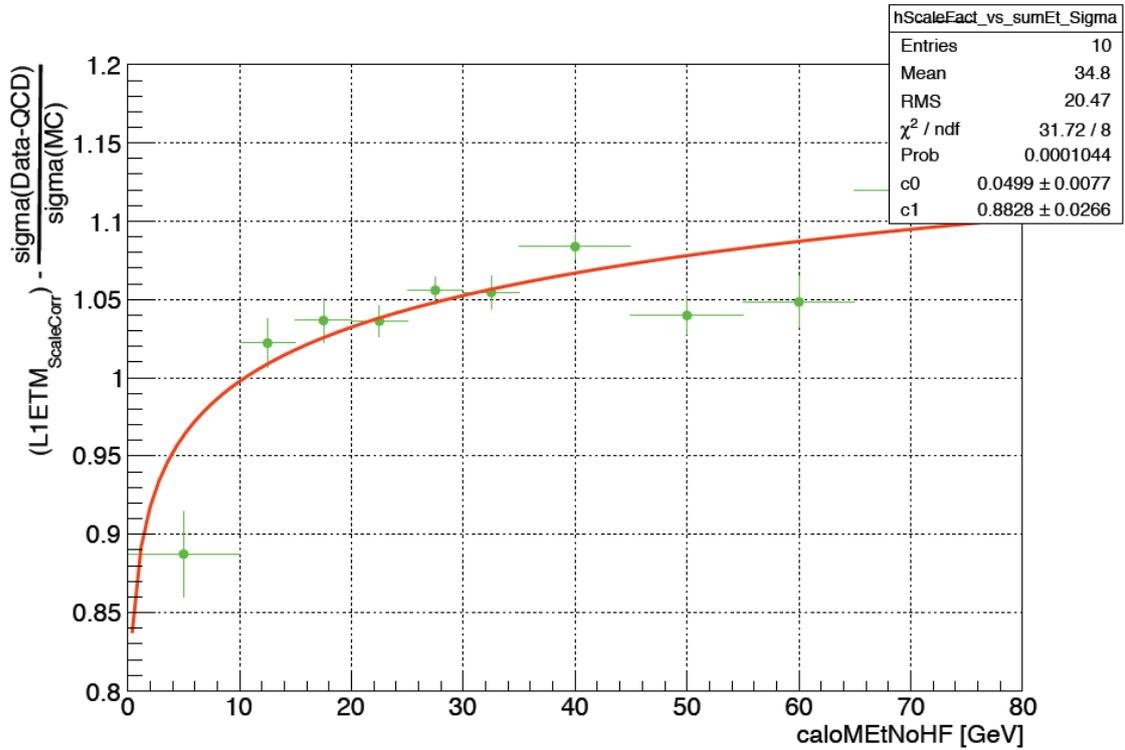


(a) \cancel{E}_T^{L1} avant correction initiale



(b) \cancel{E}_T^{L1} après correction initiale

FIG. A.2: Distribution de \cancel{E}_T^{L1} issue des données expérimentales (points noirs) et des divers bruits de fond (histogrammes colorés), avant (gauche) et après (droite) correction initiale par le facteur R_{CAL} .

(a) Réponse de \mathcal{E}_T^{L1} en fonction de $\mathcal{E}_T^{\text{CAL}}$ (b) Résolution de \mathcal{E}_T^{L1} en fonction de $\mathcal{E}_T^{\text{CAL}}$ FIG. A.3: Moyenne (gauche) et écart-type (droite) des fonctions gaussiennes ajustant les distributions de \mathcal{E}_T^{L1} dans plusieurs tranches de $\mathcal{E}_T^{\text{CAL}}$.

La distribution de $\mathcal{E}_T^{\text{L1}}$ est ajustée par une fonction gaussienne de moyenne M et d'écart-type σ , dans 10 tranches de $\mathcal{E}_T^{\text{CAL}}$ allant de 0 à 80 GeV, à la fois dans les données et dans les simulations :

- La distribution de $M_i^{\text{DATA}}(\mathcal{E}_T^{\text{CAL}})/M_i^{\text{MC}}(\mathcal{E}_T^{\text{CAL}})$ permet de déduire un facteur d'échelle constant : $R = 0,93$ (figure A.3a).
- La distribution de $\sigma_i^{\text{DATA}}(\mathcal{E}_T^{\text{CAL}})/\sigma_i^{\text{MC}}(\mathcal{E}_T^{\text{CAL}})$ est ajustée par une fonction de la forme $H(\mathcal{E}_T^{\text{CAL}}) = a + b \times \log(\mathcal{E}_T^{\text{CAL}})$ (figure A.3b).

Le facteur d'échelle corrige la réponse de $\mathcal{E}_T^{\text{L1}}$:

$$\left(\mathcal{E}_T^{\text{L1}}\right)' = \mathcal{E}_T^{\text{L1}} \times R \times R_{\text{CAL}} \quad (\text{A.1})$$

La fonction H corrige la résolution de $\mathcal{E}_T^{\text{L1}}$ dans les événements simulés, au travers d'un terme de dégradation, qu'il convient d'ajouter à $\left(\mathcal{E}_T^{\text{L1}}\right)'$:

$$H(\mathcal{E}_T^{\text{CAL}}) \times \left(\left(\mathcal{E}_T^{\text{L1}}\right)' - \left\langle \frac{\left(\mathcal{E}_T^{\text{L1}}\right)'}{\mathcal{E}_T^{\text{CAL}}} \right\rangle \times \mathcal{E}_T^{\text{CAL}} \right) \quad (\text{A.2})$$

Le terme soustrait correspond à la valeur moyenne de $\left(\mathcal{E}_T^{\text{L1}}\right)'$ attendue dans la simulation, pour une valeur de $\mathcal{E}_T^{\text{CAL}}$ donnée. La multiplication par la fonction H ne biaise donc pas la valeur moyenne du terme de dégradation, qui devrait alors être proche de celle de $\left(\mathcal{E}_T^{\text{L1}}\right)'$. Ainsi, la valeur finale de l'énergie transverse manquante de niveau 1 est donnée par :

$$\left(\mathcal{E}_T^{\text{L1}}\right)_{\text{cor}} = \left(\mathcal{E}_T^{\text{L1}}\right)' + H(\mathcal{E}_T^{\text{CAL}}) \times \left(\left(\mathcal{E}_T^{\text{L1}}\right)' - \left\langle \frac{\left(\mathcal{E}_T^{\text{L1}}\right)'}{\mathcal{E}_T^{\text{CAL}}} \right\rangle \times \mathcal{E}_T^{\text{CAL}} \right) \quad (\text{A.3})$$

- $\left(\mathcal{E}_T^{\text{L1}}\right)'$ est donné par l'équation A.1, avec $R = 0,932 \pm 0,001$
- $\left\langle \left(\mathcal{E}_T^{\text{L1}}\right)' / \mathcal{E}_T^{\text{CAL}} \right\rangle = 0,67 \pm 0,02$
- $H = -(0,117 \pm 0,004) + (0,050 \pm 0,008 \times \log(\mathcal{E}_T^{\text{CAL}}))$

L'incertitude systématique associée à cette procédure de correction provient principalement de l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets, propagée en termes d'incertitude sur $\mathcal{E}_T^{\text{CAL}}$. Il suffit de réitérer la procédure d'extraction des corrections, en ajoutant ou en retranchant une déviation standard à $\mathcal{E}_T^{\text{CAL}}$. La figure A.4 montre les distributions de $\left(\mathcal{E}_T^{\text{L1}}\right)_{\text{cor}}$: nominale, puis à partir de $\mathcal{E}_T^{\text{CAL}}$ décalée d'une déviation standard vers le haut ou vers le bas. Enfin, la figure A.5 montre la courbe d'efficacité de déclenchement du filtre HLT *L1ETM26* en fonction de $\mathcal{E}_T^{\text{CAL}}$, dans les données réelles et dans la simulation avant et après correction de $\mathcal{E}_T^{\text{L1}}$ (avec la barre d'erreur correspondant à l'incertitude mentionnée précédemment).

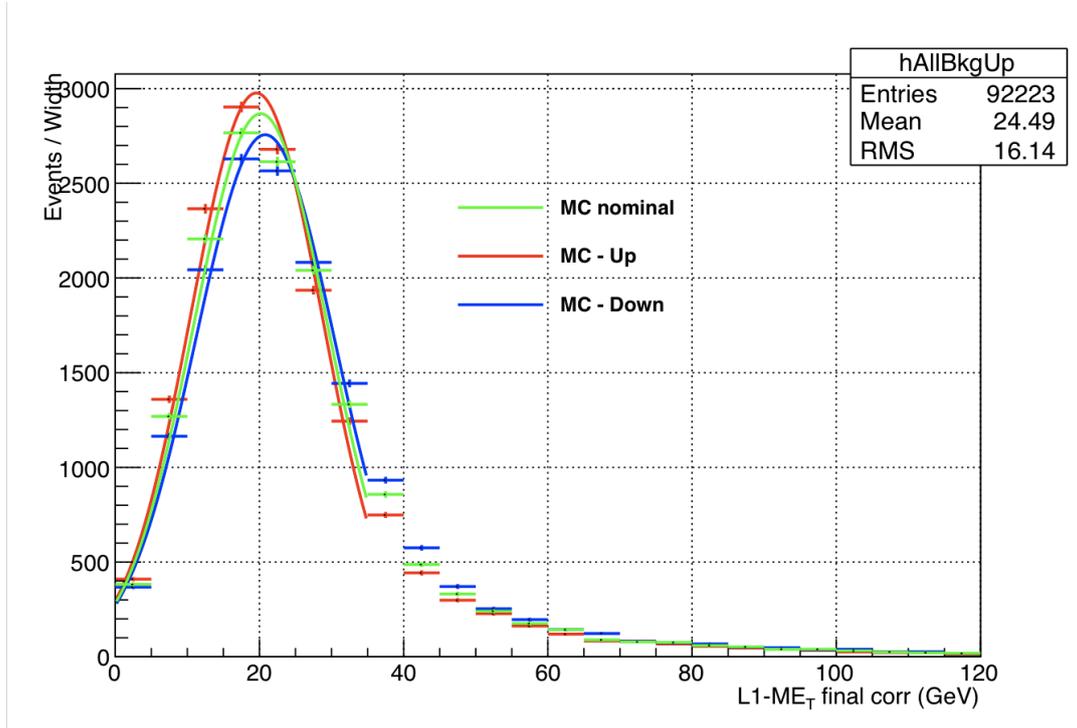


FIG. A.4: Distributions de $(\cancel{E}_T^{L1})_{corr}$: nominale (vert), puis à partir de \cancel{E}_T^{CAL} décalée d'une déviation standard vers le haut (rouge) ou vers le bas (bleu).

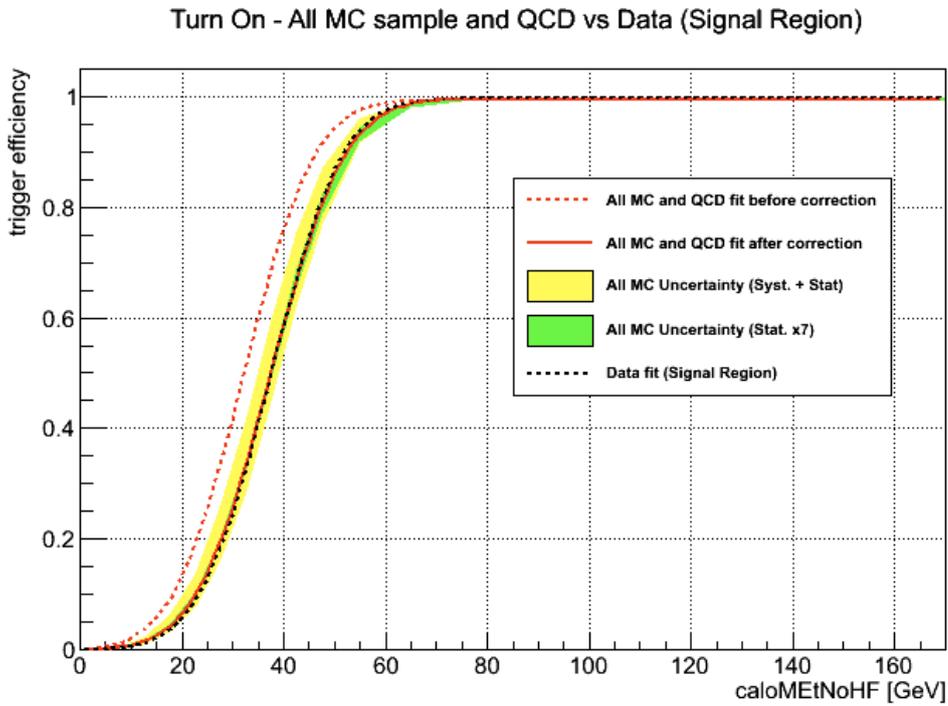


FIG. A.5: Efficacité de déclenchement du filtre HLT L1ETM26 en fonction de \cancel{E}_T^{CAL} , dans les données réelles et dans la simulation avant et après correction de \cancel{E}_T^{L1} .

A.4 Distributions des variables cinématiques

Les figures A.6, A.8, A.10, A.7, A.9, A.11 montrent les distributions de plusieurs variables cinématiques, produites à partir d'une sélection inclusive (§5.6.1), dans les canaux $e\mathcal{T}_h$, $\mu\mathcal{T}_h$, $\mu_{\text{soft}}\mathcal{T}_h$.

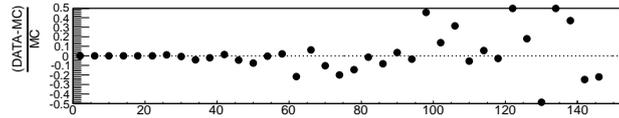
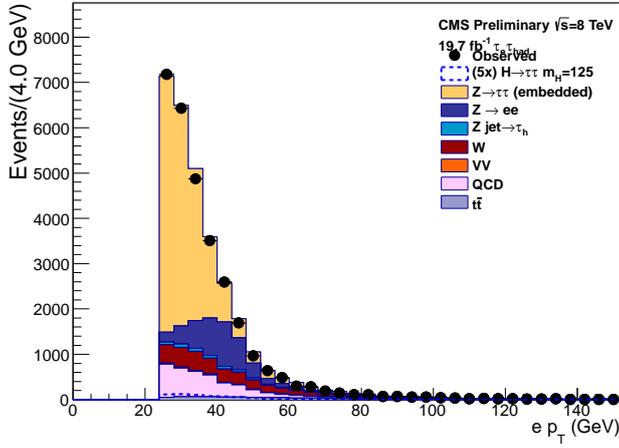
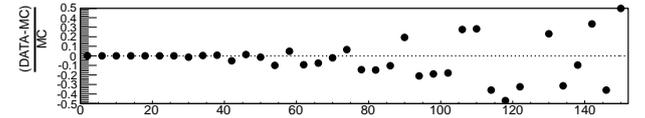
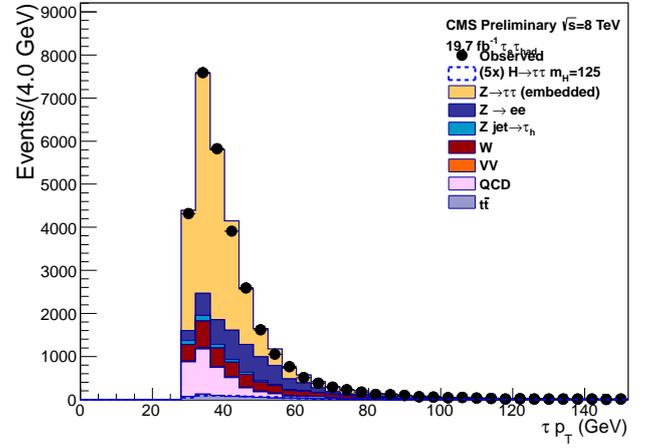
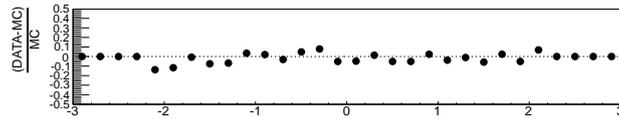
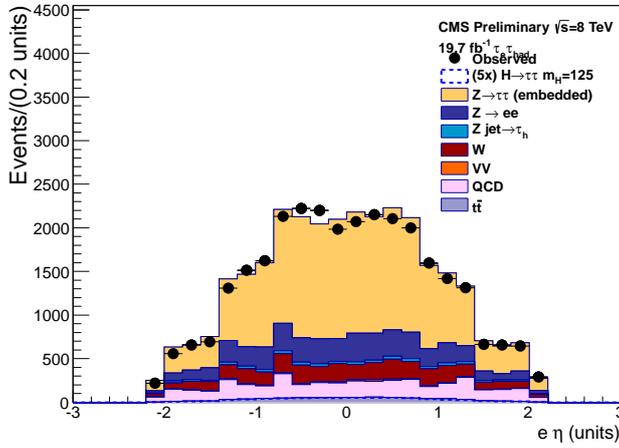
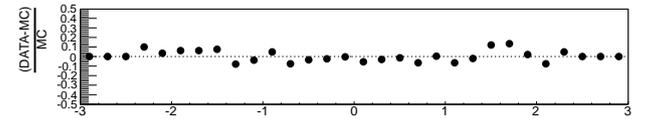
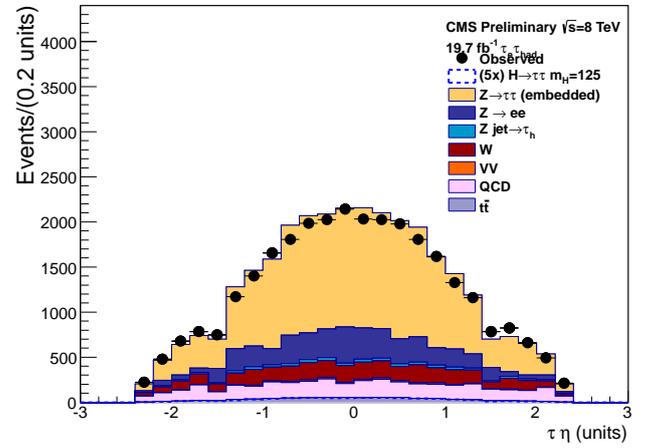
(a) $p_T(e)$ (b) $p_T(\tau_h)$ (c) $\eta(e)$ (d) $\eta(\tau_h)$

FIG. A.6: Impulsion transverse p_T et pseudorapidity η de l'électron et du τ_h , dans le canal $e\tau_h$, après une sélection inclusive.

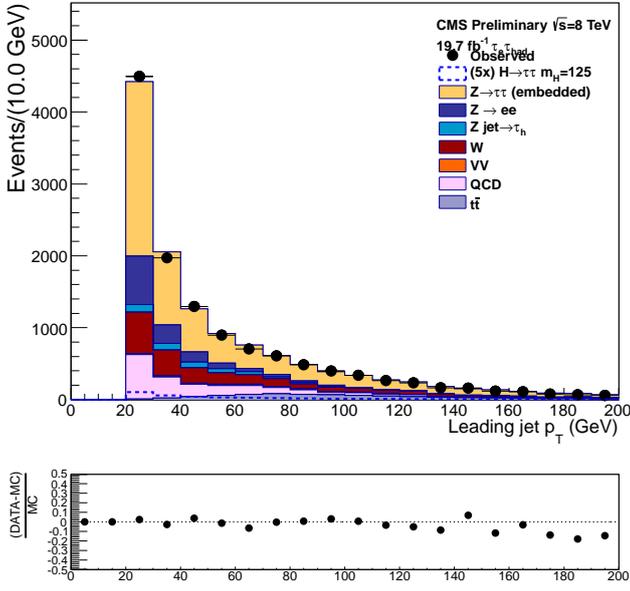
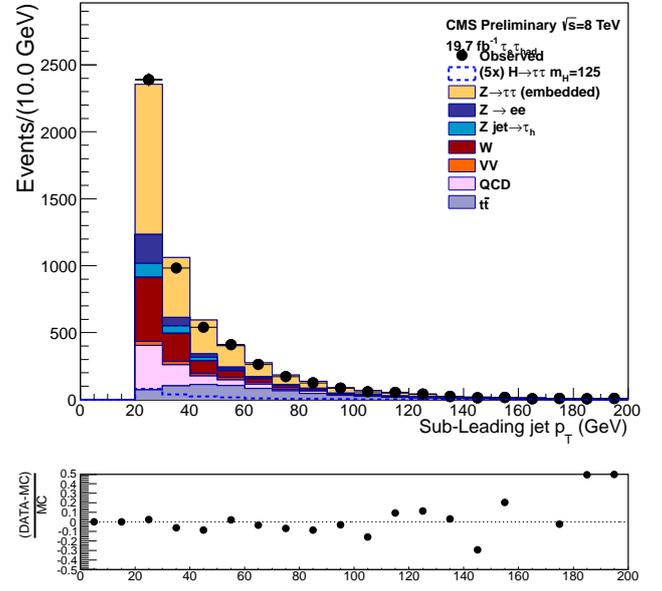
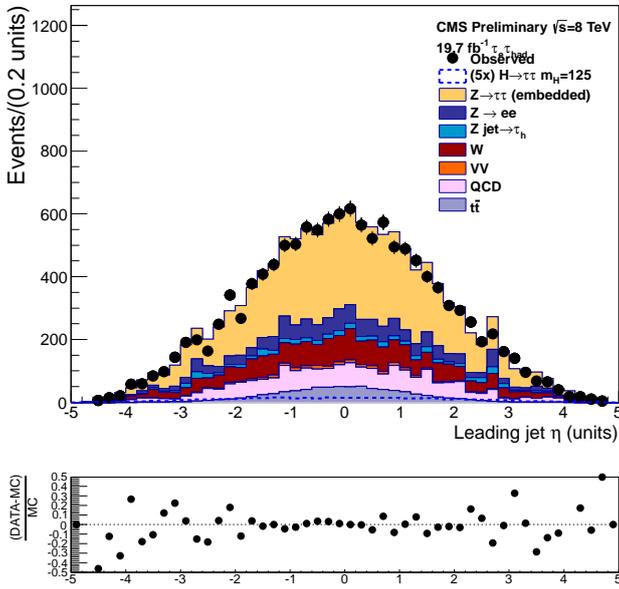
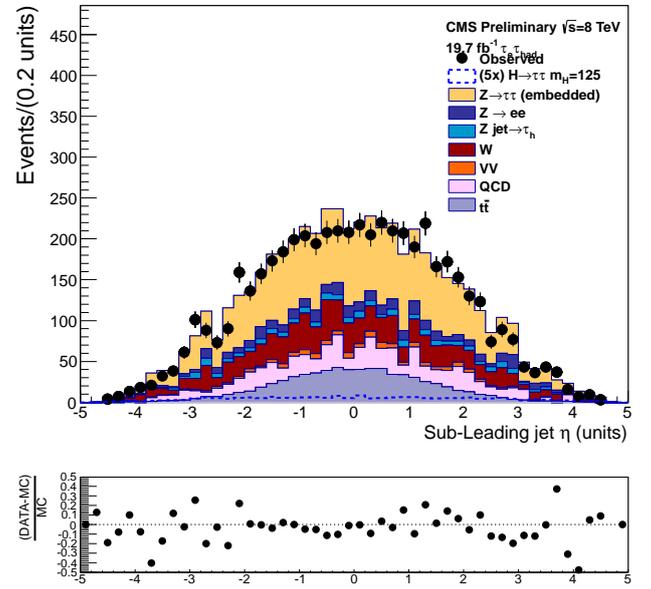
(a) p_T jet # 1(b) p_T jet # 2(c) η (Jet # 1)(d) η (Jet # 2)

FIG. A.7: Impulsion transverse p_T et pseudorapidité η des deux jets de plus haute impulsion transverse, dans le canal $e\tau_h$, après une sélection inclusive.

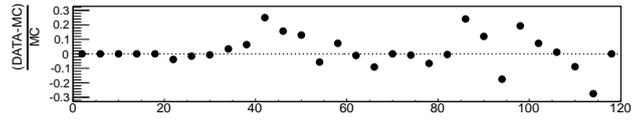
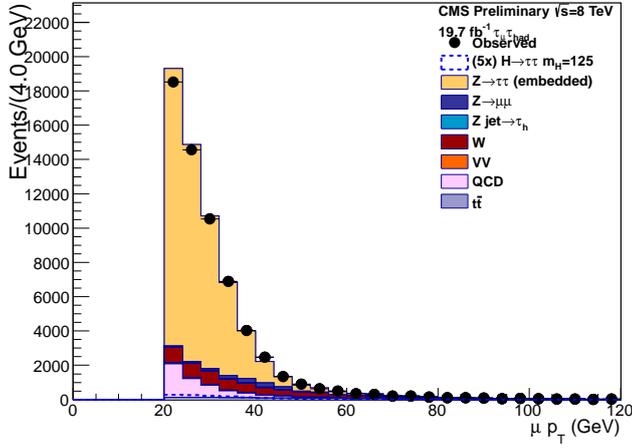
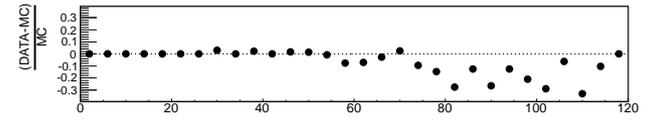
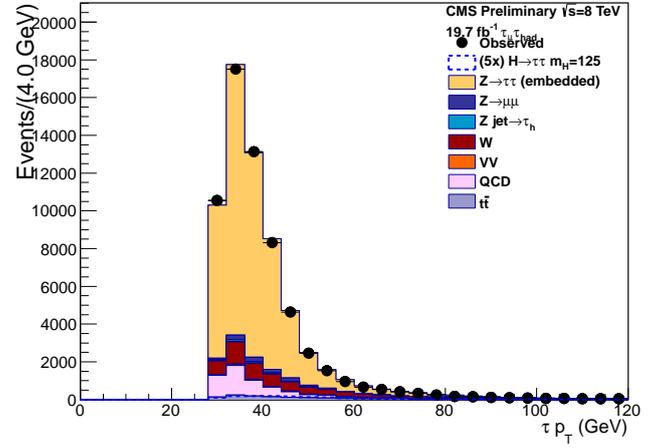
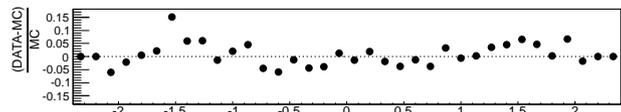
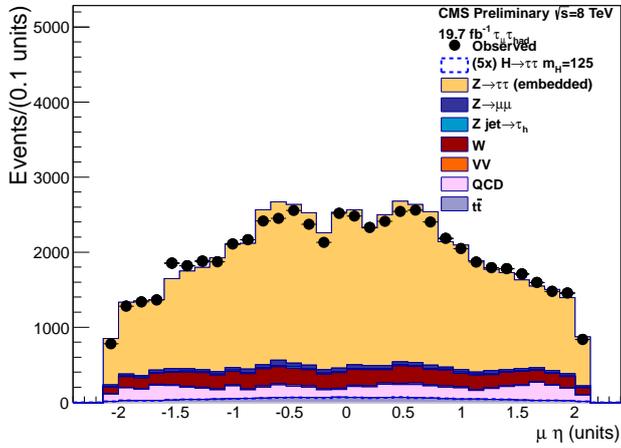
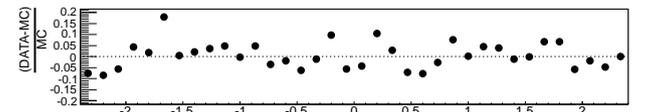
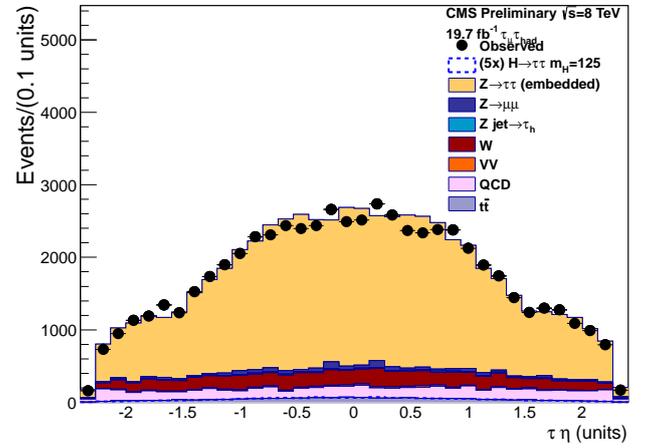
(a) $p_T(\mu)$ (b) $p_T(\tau_h)$ (c) $\eta(\mu)$ (d) $\eta(\tau_h)$

FIG. A.8: Impulsion transverse p_T et pseudorapidity η de l'électron et du τ_h , dans le canal $\mu\tau_h$, après une sélection inclusive.

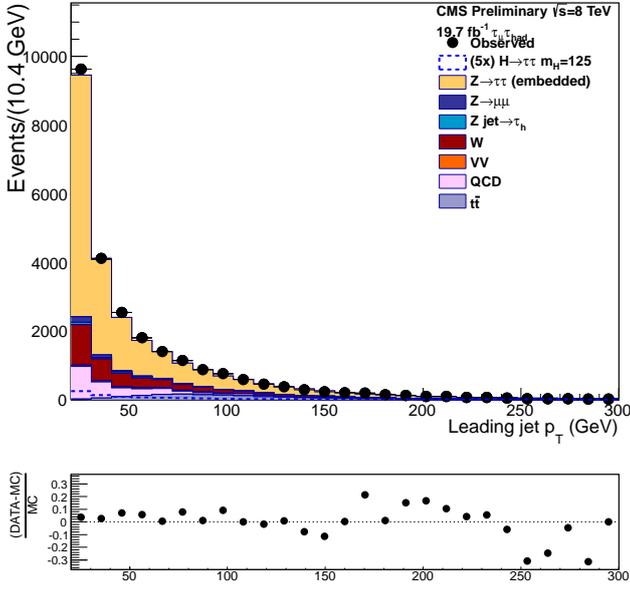
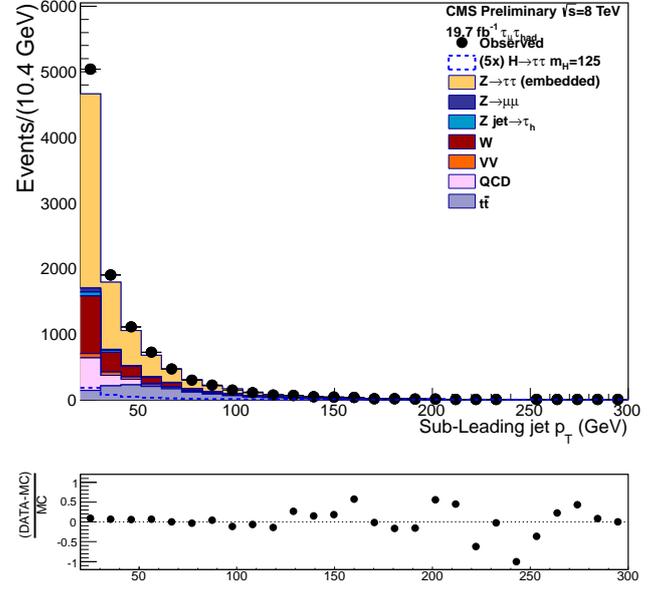
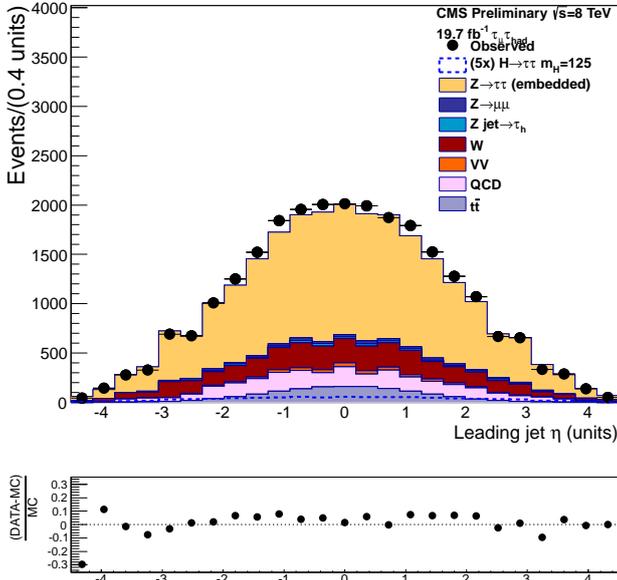
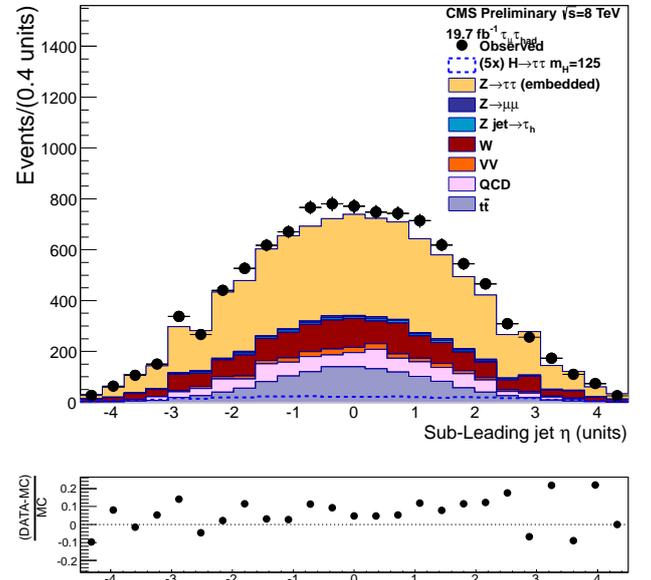
(a) p_T jet # 1(b) p_T jet # 2(c) η (Jet # 1)(d) η (Jet # 2)

FIG. A.9: Impulsion transverse p_T et pseudorapidité η des deux jets de plus haute impulsion transverse, dans le canal $\mu\tau_h$, après une sélection inclusive.

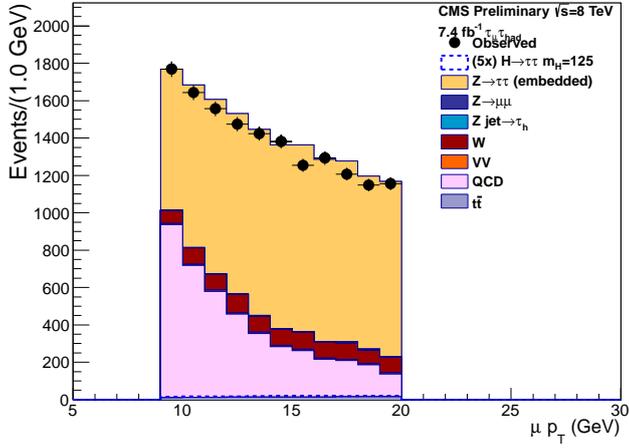
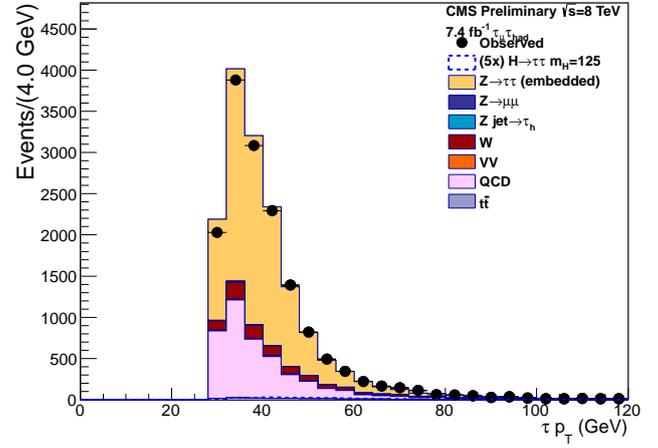
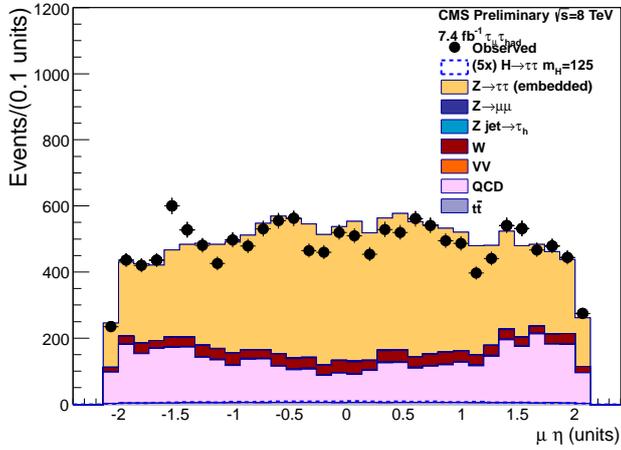
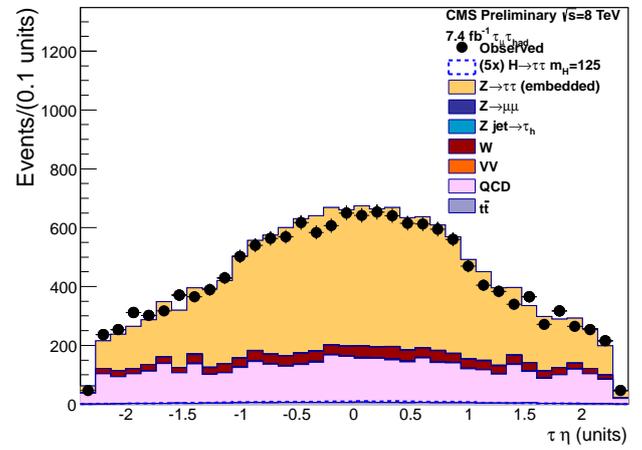
(a) $p_T(\mu)$ (b) $p_T(\tau_h)$ (c) $\eta(\mu)$ (d) $\eta(\tau_h)$

FIG. A.10: Impulsion transverse p_T et pseudorapidity η de l'électron et du τ_h , dans le canal $\mu_{soft}\tau_h$, après une sélection inclusive.

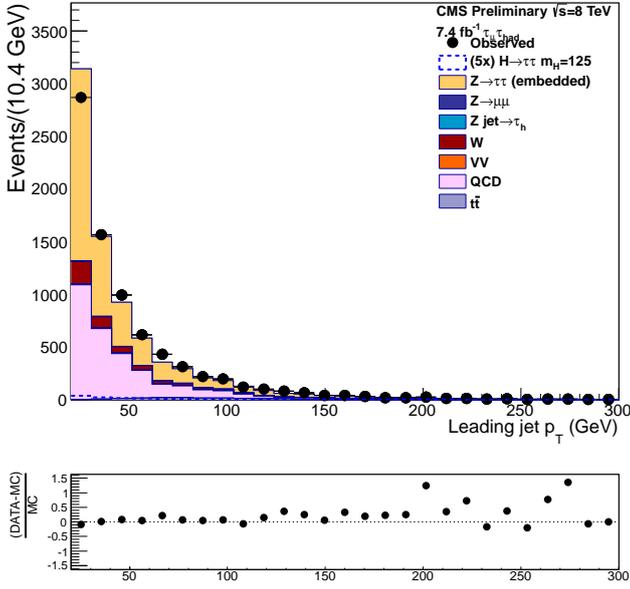
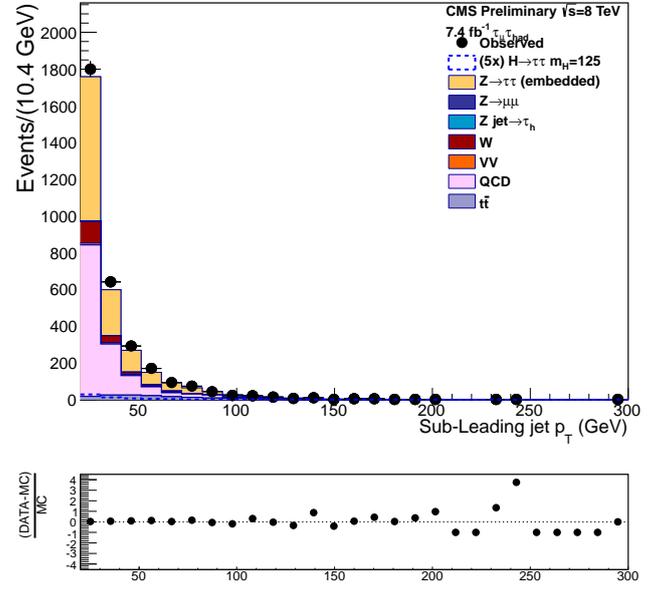
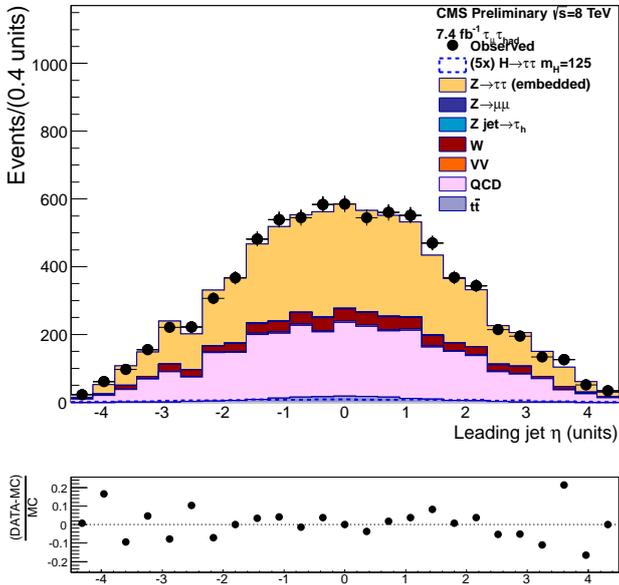
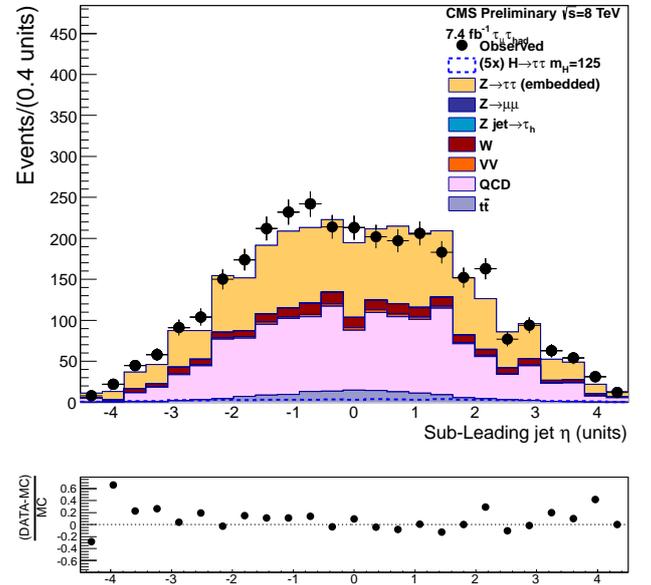
(a) p_T jet # 1(b) p_T jet # 2(c) η (Jet # 1)(d) η (Jet # 2)

FIG. A.11: Impulsion transverse p_T et pseudorapidity η des deux jets de plus haute impulsion transverse, dans le canal $\mu_{soft}\tau_h$, après une sélection inclusive.

A.5 Masse invariante d'une paire de leptons tau : cinématique

La désintégration d'un tau dépend de trois paramètres libres (les quantités étoilées appartiennent au référentiel de repos du tau) :

- l'angle d'ouverture θ^* entre les impulsions \vec{p}_τ et \vec{p}_{vis}^* .
- l'angle azimuthal ϕ du tau, i.e. entre les plans $(\vec{p}_{\text{vis}}, \vec{p}_\tau)$ et $(\vec{p}_{\text{vis}}, \vec{u}_z)$ ¹.
- la masse invariante $m_{\nu\nu} = \|\vec{P}_{\text{lep}}^{\text{inv}}\|$: spécifique aux désintégrations leptoniques.

Les angles θ^* et ϕ définissent de manière unique la direction de la quadri-impulsion du tau : celle-ci se situe à la surface d'un cône d'axe \vec{p}_{vis} et d'angle d'ouverture θ^* , à l'angle azimuthal ϕ (voir schéma 5.12). Dans la limite ultra-relativiste $\beta \rightarrow 1$, et en négligeant les masses des leptons e et μ , la relation suivante permet de relier E_τ à θ^* et $m_{\nu\nu}$ (désintégration leptonique) ou m_{vis} (désintégration hadronique) :

$$\cos(\theta^*) = \frac{2x - 1 - \frac{m_{\text{vis}(\nu\nu)}^2}{m_\tau^2}}{1 - \frac{m_{\text{vis}(\nu\nu)}^2}{m_\tau^2}}, \quad \text{où : } x \equiv \frac{E_{\text{vis}}}{E_\tau} \quad (\text{A.4})$$

Notons que la condition $-1 \leq \cos \theta^* \leq 1$ implique les contraintes physiques :

- désintégration leptonique : $0 \leq x \leq 1$ et : $0 \leq m_{\nu\nu} \leq m_\tau \sqrt{1-x}$
- désintégration hadronique : $m_{\text{vis}}^2/m_\tau^2 \leq x \leq 1$

La figure A.12 montre les performances de la reconstruction de la masse invariante par l'algorithme *SVfit*. La réponse (fig. A.12a) correspond au rapport entre le maximum de la distribution reconstruite et la masse invariante simulée. La résolution (fig. A.12b) quantifie l'étendue de la distribution reconstruite à basse masse et haute masse, en calculant l'écart-type dans chacune de ces régions.

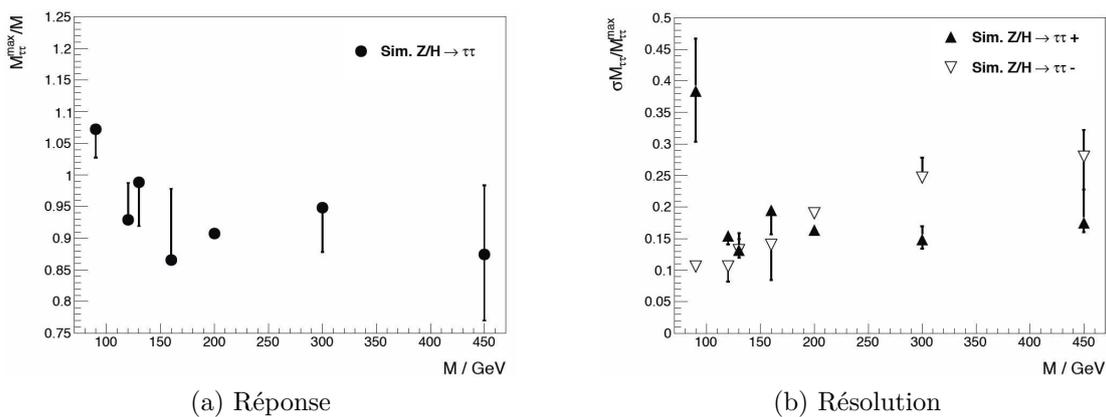


FIG. A.12: Réponse : rapport entre maximum de la distribution reconstruite et masse simulée. Résolution : écart-type à haute masse (+) et à basse masse (-).

¹Le vecteur \vec{u}_z désigne la direction des faisceaux de protons, qui est aussi l'axe central du détecteur CMS.

A.6 Analyse des distributions de masse invariante : incertitudes systématiques

Cette annexe fournit quelques précisions supplémentaires sur les incertitudes assignées aux distributions de masse invariante des processus de bruit de fond et de signal.

A.6.1 Bruit de fond W

L'incertitude systématique sur le facteur d'extrapolation couvre les différences des distributions de masse transverse dans les données expérimentales et simulées. Cette comparaison utilise des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ expérimentaux et simulés, réinterprétés en événements W. La masse invariante du di-muon est corrigée afin de correspondre à la désintégration d'un boson W au lieu d'un boson Z. Puis, un des deux muons est choisi aléatoirement pour être effacé de l'évènement. Enfin, l'énergie transverse manquante et la masse transverse sont recalculées à partir du contenu modifié de l'évènement.

A.6.2 Bruit de fond QCD

Le ratio $R_{\text{SS}}^{\text{OS}}$ (voir §5.7.1) constitue la source d'erreur principale sur l'évaluation du bruit de fond QCD.

Dans le canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$, une incertitude systématique supplémentaire est assignée à la forme de la distribution de masse invariante du bruit de fond QCD. Dans la plupart des catégories, la forme de la distribution du bruit de fond QCD provient de la région anti-isolée : la coupure d'isolation sur le muon est inversée, ce qui fournit des événements extrêmement purs en QCD. Cependant, l'analyse s'opère dans la région isolée ; la compatibilité entre les formes des distributions «isolée» et «non-isolée» constitue donc une source d'incertitude.

Afin de ne comparer que les formes des deux distributions, elles sont normalisées à l'unité. Le test de Kolmogorov-Smirnov [J78] évalue la probabilité que ces deux distributions proviennent d'une même loi de probabilité. Le tableau A.2 présente le résultat de ce test, dans chaque catégorie, pour diverses hypothèses sur l'incertitude systématique additionnelle. L'incertitude totale, dans chaque tranche des distributions, est donnée par la somme quadratique de l'erreur statistique dans la tranche considérée, et de l'erreur systématique supplémentaire. Celle-ci correspond à une fraction du contenu de la tranche considérée ; chaque hypothèse correspond à une valeur donnée de cette fraction : 10%, 15% ou 20%.

Canal	Catégorie	W ctrl	Extrap. stat.	Extrap. syst.	Total
$e\tau_h$	$0Jet\tau_h \downarrow$	0,7%	3,1%	30%	30,2%
	$0Jet\tau_h \dagger$	1,2%	3,5%	40%	40,2%
	$0Jet\tau_h \uparrow$	2,4%	4,8%	50%	50,3%
	$1Jet\tau_h \dagger$	2,3%	4,6%	15%	15,9%
	$1Jet\tau_h \uparrow H \downarrow$			10%	
	$1Jet\tau_h \uparrow H \uparrow$	11,5%	8,5%	10%	17,4%
	VBF-Lâche	8,5%	5,6%	15%	18,1%
	VBF-Strict	30,1%	9,7%	25%	40,3%
$\mu\tau_h$	$0Jet\tau_h \downarrow$	0,6%	2,2%	30%	30,1%
	$0Jet\tau_h \dagger$	1,1%	2,8%	40%	40,1%
	$0Jet\tau_h \uparrow$	2,2%	3,7%	50%	50,2%
	$1Jet\tau_h \dagger$	2,2%	2,3%	15%	15,3%
	$1Jet\tau_h \uparrow H \downarrow$	3,5%	6,0%	10%	12,2%
	$1Jet\tau_h \uparrow H \uparrow$	12,0%	6,0%	10%	16,7%
	VBF-Lâche	7,7%	4,2%	15%	17,4%
	VBF-Strict	42,0%	8,0%	25%	49,5%
$\mu_{\text{soft}}\tau_h$	$0Jet\tau_h \downarrow$	5,4%	3,6%	30%	30,7%
	$0Jet\tau_h \dagger$	5,4%	3,6%	40%	40,5%
	$0Jet\tau_h \uparrow$	6,9%	4,7%	50%	50,7%
	$1Jet\tau_h \dagger$	8,5%	4,0%	15%	17,7%
	$1Jet\tau_h \uparrow$	10,7%	4,5%	10%	15,3%
	VBF	43,0%	24,2%	25%	55,3%

TAB. A.1: Incertitudes relatives sur la norme du bruit de fond W . Erreur statistique sur la norme dans la région de contrôle des données expérimentales (W ctrl). Erreurs statistique (*Extrap. stat.*) et systématique (*Extrap. syst.*) sur le facteur d'extrapolation de la région de contrôle vers la région du signal, évalué dans les échantillons W simulés.

Systématique	$0Jet\tau_h \downarrow$	$0Jet\tau_h \dagger$	$0Jet\tau_h \uparrow$	$1Jet\tau_h \dagger$	$1Jet\tau_h \uparrow$	VBF
0%	0,1418	0,0504	0,2878	0,3117	0,8716	0,8028
10%	0,9324	0,3922	0,3574	0,5787	0,9257	0,8201
15%	0,9985	0,7266	0,4399	0,7907	0,9631	0,8398
20%	0,9999	0,9226	0,5438	0,9270	0,9865	0,8639

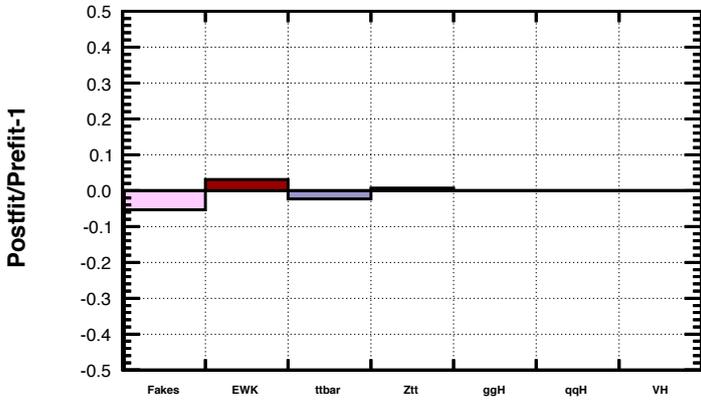
TAB. A.2: Compatibilité entre les formes «isolée» et «anti-isolée» de la distribution de masse invariante du bruit de fond QCD, dans chaque catégorie, en fonction de l'erreur systématique assignée. Chaque valeur correspond à la probabilité évaluée par un test de Kolmogorov-Smirnov.

A.7 Ajustement de la norme des distributions de masse invariante

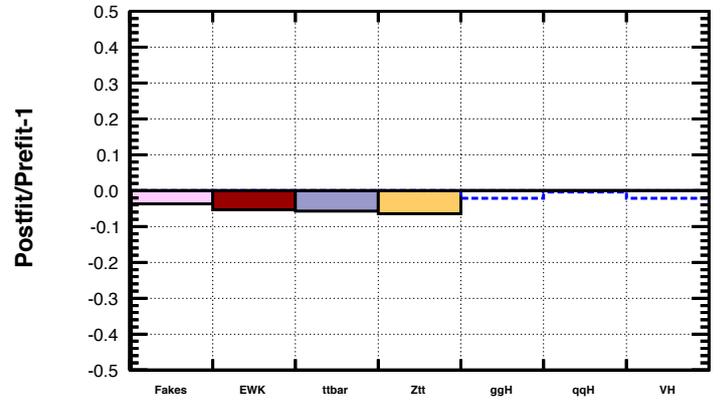
Les figures présentées dans cette annexe indiquent l'impact de l'ajustement simultané des distributions de masse invariante (voir §5.9) sur la normalisation de chaque processus de bruit de fond et de signal, dans toutes les catégories de tous les canaux.

Les distributions concernées sont les suivantes :

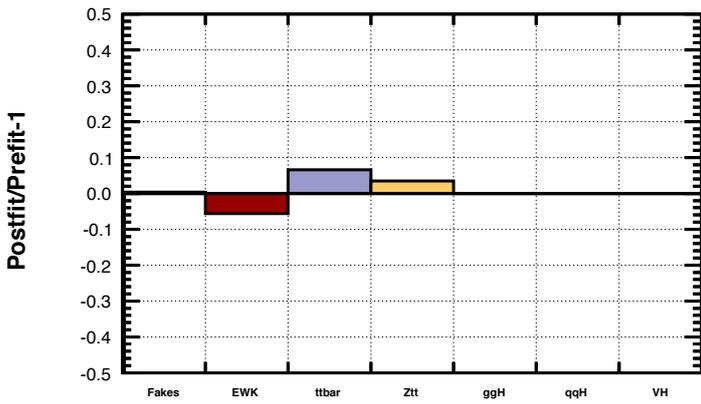
- bruits de fond : QCD («Fakes»); W, VV, t, \bar{t} («EWK»); $t\bar{t}$ («ttbar»); $Z \rightarrow \tau\tau$ («Ztt»)
- signal : fusion de gluons («ggH»), fusion de bosons vecteurs («qqH»), *Higgsstrahlung* («VH»)



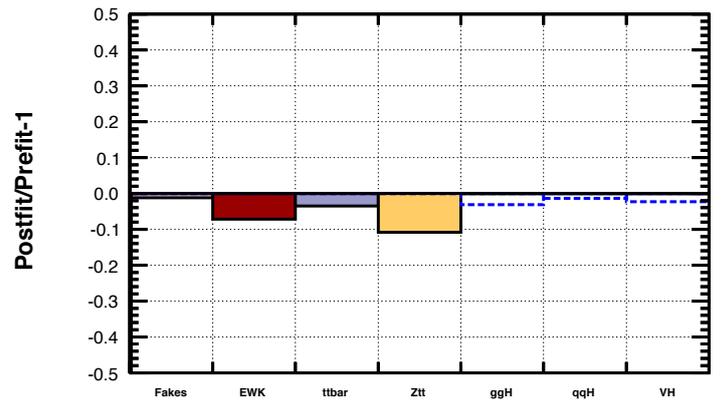
(a) $e\tau_h 0Jet\tau_h \uparrow$



(b) $e\tau_h 1Jet\tau_h \uparrow$



(c) $e\tau_h 0Jet\tau_h \uparrow$



(d) $e\tau_h 1Jet\tau_h \uparrow H \uparrow$

FIG. A.13: Écart relatif entre la norme originale et la norme ajustée, pour chaque processus de bruit de fond et de signal, dans chaque catégorie exclusive du canal $e\tau_h$.

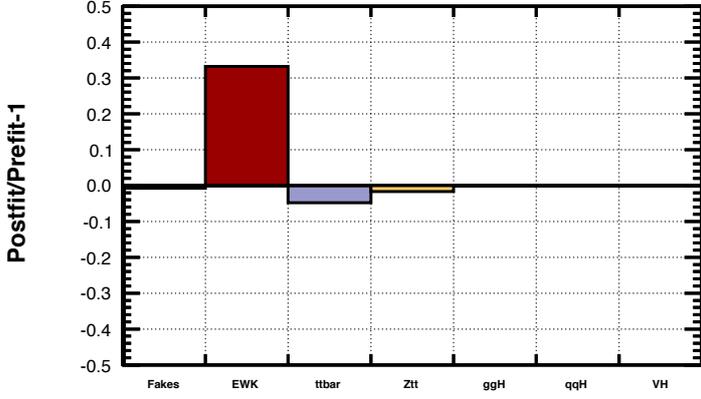
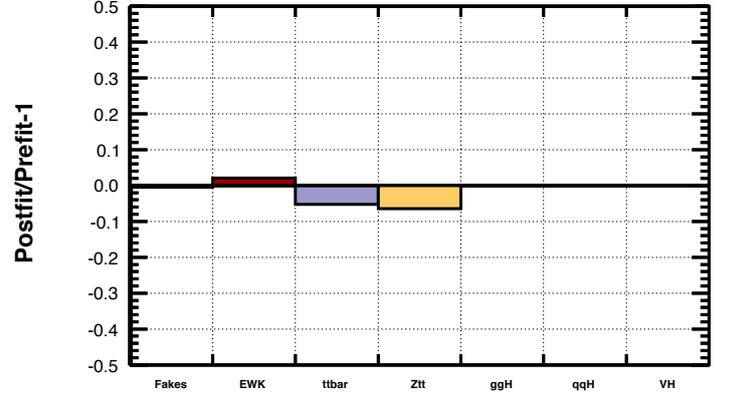
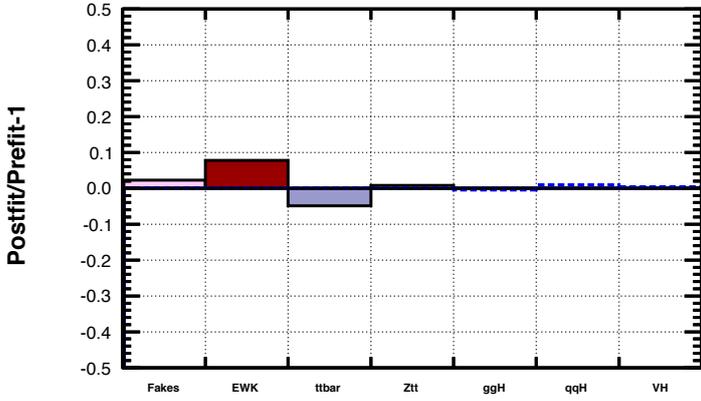
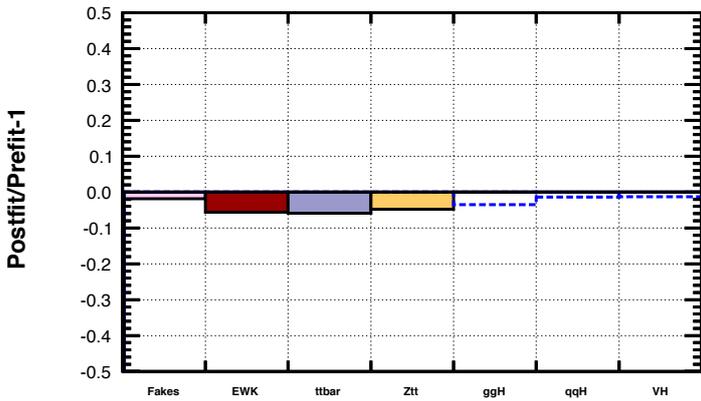
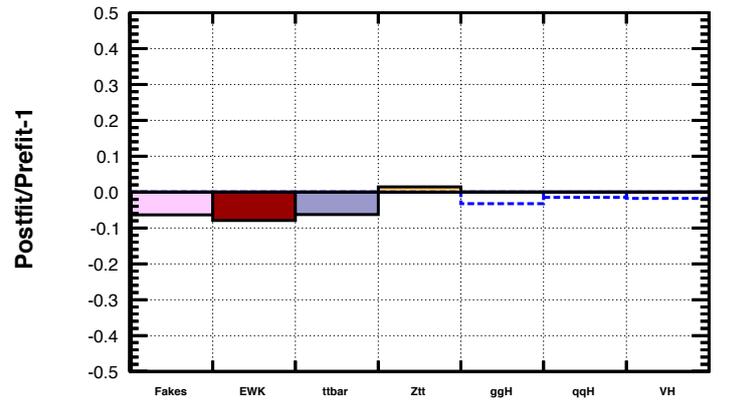
(a) $\mu\tau_h 0Jet\tau_h \uparrow$ (b) $\mu\tau_h 0Jet\tau_h \uparrow$ (c) $\mu\tau_h 1Jet\tau_h \uparrow$ (d) $\mu\tau_h 1Jet\tau_h \uparrow H \uparrow$ (e) $\mu\tau_h 1Jet\tau_h \uparrow H \downarrow$

FIG. A.14: Écart relatif entre la norme originale et la norme ajustée, pour chaque processus de bruit de fond et de signal, dans chaque catégorie exclusive du canal $\mu\tau_h$.

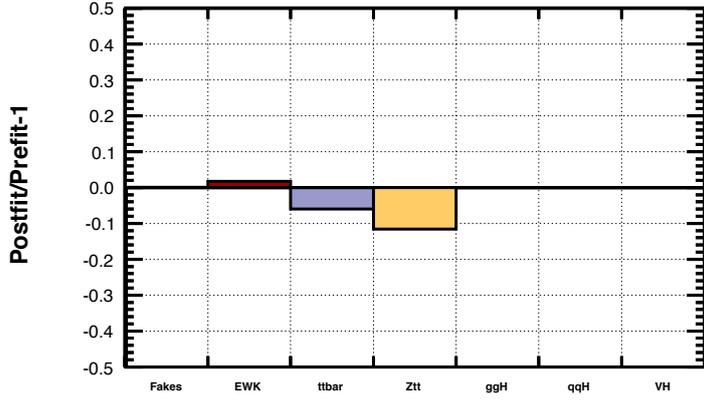
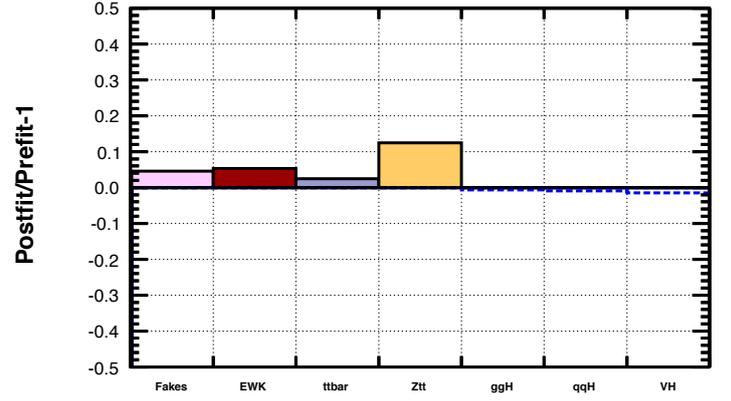
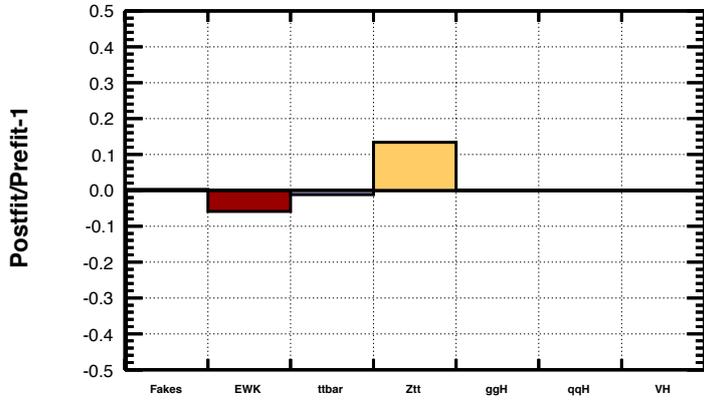
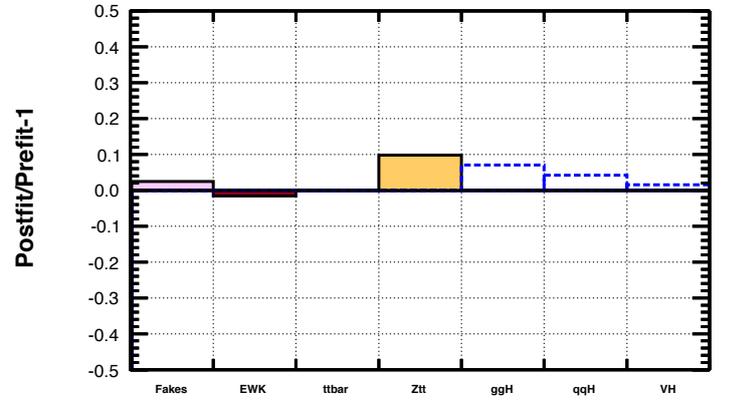
(a) $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ 0Jet $\tau_h \uparrow$ (b) $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ 1Jet $\tau_h \uparrow$ (c) $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ 0Jet $\tau_h \uparrow$ (d) $\mu_{\text{soft}}\tau_h$ 1Jet $\tau_h \uparrow$

FIG. A.15: Écart relatif entre la norme originale et la norme ajustée, pour chaque processus de bruit de fond et de signal, dans chaque catégorie exclusive du canal $\mu_{\text{soft}}\tau_h$.

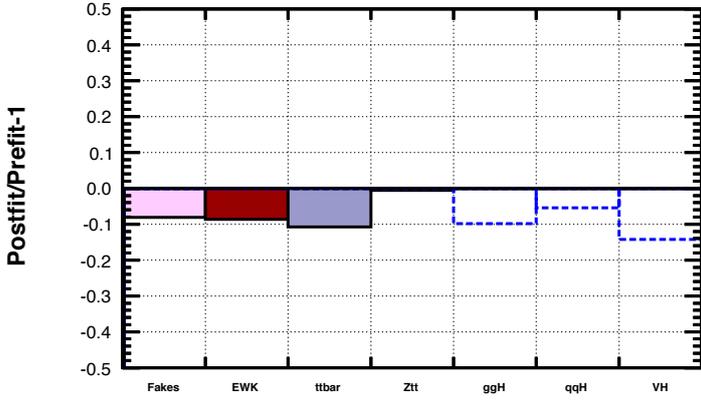
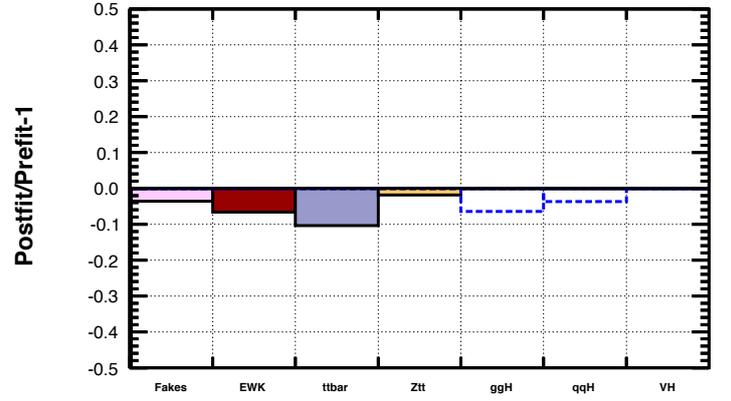
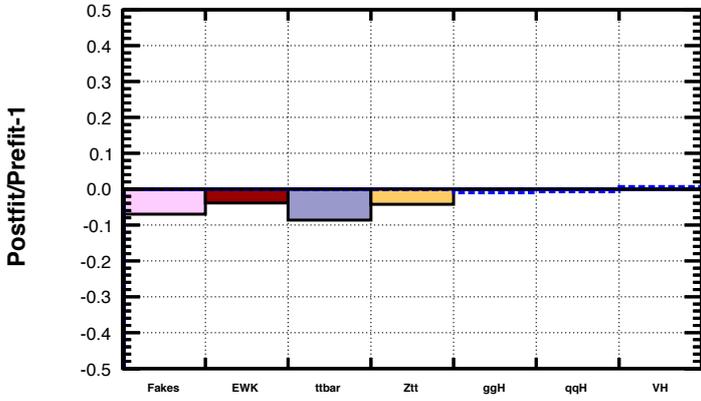
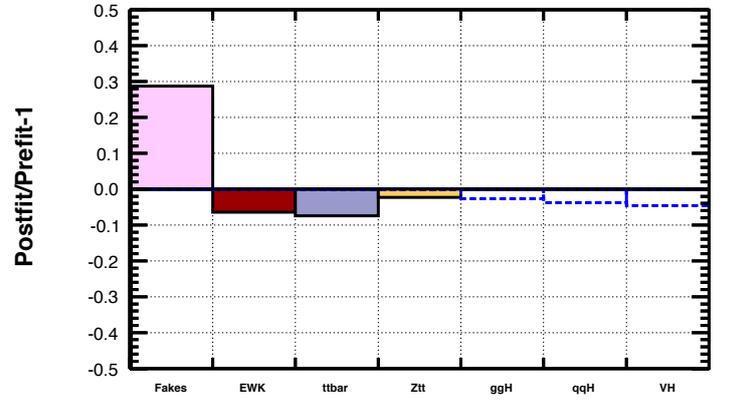
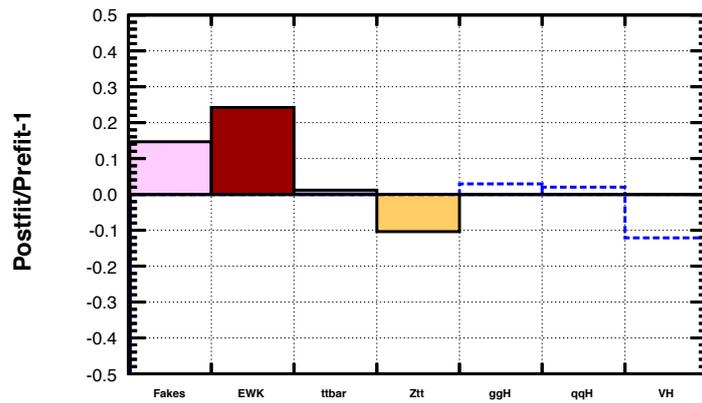
(a) $e\tau_h$ VBF-L\u00e2che(b) $e\tau_h$ VBF-Strict(c) $\mu\tau_h$ VBF-L\u00e2che(d) $\mu\tau_h$ VBF-Strict(e) $\mu_{soft}\tau_h$ VBF

FIG. A.16: \u00c9cart relatif entre la norme originale et la norme ajust\u00e9e, pour chaque processus de bruit de fond et de signal, dans les trois canaux $e\tau_h$ (a) et (b), $\mu\tau_h$ (c) et (d), $\mu_{soft}\tau_h$ (e), pour les cat\u00e9gories VBF.

RÉFÉRENCES

Je rêve d'un jour où l'égoïsme ne régnera plus dans les sciences, où on s'associera pour étudier, au lieu d'envoyer aux académiciens des plis cachetés, on s'empressera de publier ses moindres observations pour peu qu'elles soient nouvelles, et on ajoutera «je ne sais pas le reste».

Évariste Galois

Découverte et étude du nouveau boson

- [A1] «Evidence for the 125 GeV Higgs boson decaying to a pair of tau leptons», The CMS Collaboration, CMS-HIG-13-004, CERN-PH-EP/2014-001
- [A2] «Evidence for the direct decay of the 125 GeV Higgs boson to fermions», The CMS Collaboration, CMS-HIG-13-033
- [A3] «Measurement of the properties of a Higgs boson in the four-lepton final state», The CMS Collaboration, CMS-HIG-13-002, CERN-PH-EP-2013-220
- [A4] « Measurement of Higgs boson production and properties in the WW decay channel with leptonic final states», The CMS Collaboration, JHEP 1401 (2014) 096
- [A5] «Study of the mass and spin-parity of the Higgs boson candidate via its decays to Z boson pairs», The CMS Collaboration, Phys. Rev. Lett. 110 (2013) 081803
- [A6] «Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC», The CMS Collaboration, Physics Letters B 716 (2012) 30-61
- [A7] «Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC», The ATLAS Collaboration, Physics Letters B 716 (2012) 1-29
- [A8] « Higgs Boson Studies at the Tevatron », The CDF and D0 collaborations, FERMILAB-PUB-13-081-E

Recherche du boson de Higgs

- [B9] «Search for the Standard Model Higgs boson decaying to tau pairs in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV», The CMS Collaboration, CMS-PAG-HIG-13-004
- [B10] « Search for MSSM Neutral Higgs Bosons Decaying to Tau Pairs in pp Collisions », The CMS Collaboration, CMS-PAS-HIG-13-021
- [B11] « Search for Neutral MSSM Higgs Bosons Decaying to Tau Pairs in pp Collisions », The CMS Collaboration, CMS-PAS-HIG-12-050
- [B12] «Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP», The LEP Collaborations, Phys.Lett.B565 :61-75,2003
- [B13] « Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to 6.7 fb-1 of Data», The Tevatron collaborations, FERMILAB-CONF-10-257-E
- [B14] « Combined CDF and D0 upper limits on MSSM Higgs boson production in tau-tau final states with up to 2.2 fb-1», The Tevatron collaborations, arXiv :1003.3363 [hep-ex]
- [B15] « Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs Boson Production with up to 8.2 fb-1 of Data» , The Tevatron collaborations, FERMILAB-CONF-11-044-E CDF Note 10441 D0 Note 6184, arXiv :1103.3233 [hep-ex]

Projets LHC et CMS

- [C16] «Large Hadron Collider Workshop proceedings», ECFA 90-133, CERN 90-10, 1990
- [C17] «The Compact Muon Solenoid : Letter of Intent», The CMS Collaboration, CERN-LHCC-92-3, 1992
- [C18] «The Compact Muon Solenoid : Technical Proposal», The CMS Collaboration, CERN-LHCC-94-38, 1994

Détection & reconstruction

- [D19] «Energy resolution of the barrel of the CMS electromagnetic calorimeter», P. Adzic et al. CERN-CMS-NOTE-2006-148. 2007. 18 pp. *JINST* **2** (2007) P04004
- [D20] «Reconstruction of the signal amplitude of the CMS ECAL», P. Adzic et al., *Eur. Phys. J. C* **46**, s01, 23–35 (2006)
- [D21] «2012 ECAL detector performance plots», The CMS Collaboration, CMS-DP-2013-007

- [D22] «Energy calibration and resolution of the CMS electromagnetic calorimeter in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV», The CMS Collaboration, *J. Instrum.* **8** (2013) P09009, CMS-EGM-11-001
- [D23] «The CMS Barrel Calorimeter Response to Particle Beams from 2 to 350 GeV/c», Efe Yazgan, *Journal of Physics : Conference Series* 160 (2009) 012056
- [D24] A. Tropiano, «Tracking and vertexing performance in CMS», CMS-CR-2012/384
- [D25] The CMS Collaboration, «CMS tracking performance results from early LHC operation», *Eur. Phys. J. C*, **70**, 2010.
- [D26] The CMS Collaboration, «Measurement of Momentum Scale and Resolution of the CMS Detector using Low-mass Resonances and Cosmic Ray Muons», CMS-PAS-TRK-10-004
- [D27] «Performance of muon identification in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV, The CMS Collaboration, CMS PAS MUO-10-002
- [D28] «Electron reconstruction and identification at $\sqrt{s} = 7$ TeV », The CMS Collaboration, CMS PAS EGM-10-004
- [D29] «Performance of tau lepton reconstruction and identification in CMS», The CMS Collaboration, *JINST* **7** (2012) P01001
- [D30] «Development of a new tau identification discriminator against electrons», L. Bianchini, I. Naranjo Fong, C. Veelken, Internal Note CMS AN-2012/417
- [D31] «Determination of Jet Energy Calibration and Transverse Momentum Resolution in CMS», The CMS Collaboration, CMS-JME-10-011, CERN-PH-EP-2011-102, *JINST* **6** (2011) 11002
- [D32] «Missing transverse energy performance of the CMS detector», The CMS Collaboration, *JINST* **6** (2011) P09001
- [D33] «Modeling of $W \rightarrow \ell\nu\cancel{E}_T$ with Boson Recoil», G. Bauer et al., Internal Note CMS AN-2010/332
- [D34] «Study of Particle-Flow Missing E_T Resolution in 2011 Data via hadronic recoil technique applied to $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ events». C. Veelken, Internal Note CMS AN-2011/459
- [D35] «Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction Algorithms in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the CMS Detector», The CMS Collaboration, CMS PAS JME-12-002
- [D36] «MVA MET : Reducing pileup dependence in MET using multivariate techniques», P. Harris, Internal Note CMS AN-2012/226
- [D37] «Study of MET reconstructed on first Trigger level for the $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\tau_h$ analysis with soft leptons», F. Beaudette, M. Bluj, L. Mastrolorenzo, C. Veelken
- [D38] «New SVfit developments», L. Bianchini, J. Conway, E.K. Friis, C. Veelken, Internal Note CMS AN-2012/124
- [D39] «Performance of b-jet identification in CMS», The CMS Collaboration, CMS PAS BTV-11-001

- [D40] M. Cacciari et al., «The anti- k_T algorithm.»
- [D41] «CMS Luminosity Based on Pixel Cluster Counting - Summer 2013 Update», The CMS Collaboration, CMS-PAS-LUM-13-001

Déclenchement

- [E42] «The CMS Trigger System», The CMS Collaboration, CMS TRG-12-001
- [E43] «CMS Level-1 electron/photon trigger performance», Nadir Daci (on behalf of the CMS Collaboration), XXIst International Europhysics Conference on High Energy Physics, CMS CR-2011/350, PoS(EPS-HEP2011)407
- [E44] «Genèse, mise au point et performances du système de déclenchement du calorimètre électromagnétique de CMS», Pascal Paganini (Mémoire HDR).
- [E45] «Étude et réalisation d'une carte électronique numérique pour la sélection des évènements du détecteur CMS au CERN», Yannick Geerebaert (Mémoire CNAM).

Théorie

- [F46] «The Standard Model : a primer», C. Burgess, G. Moore
- [F47] «Electroweak Theory», E. Paschos
- [F48] «An introduction to the Standard Model of particle physics», P. Paganini, Cours du Master HEP Ecole Polytechnique
- [F49] «An introduction to Quantum Field Theory», M. Peskin, D. Schroeder
- [F50] Tatsumi Aoyama, Masashi Hayakawa, Toichiro Kinoshita, Makiko Nio, «Quantum electrodynamics calculation of lepton anomalous magnetic moments : Numerical approach to the perturbation theory of QED.», *Prog. Theor. Exp. Phys.* (2012) 01A107
- [F51] Abdelhak Djouadi, «The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking», *Phys.Rept.* **457** (2008) 1-216, LPT-ORSAY-05-17
- [F52] « A Pedagogical Review of Electroweak Symmetry Breaking Scenarios», Gautam Bhattacharyya, Rept.Prog.Phys.74 :026201,2011, SINP/TNP/2009/23
- [F53] «SM Higgs mass bounds from theory», T. Hambye and K. Riessellmann, *Phys. Rev. D* 55 (1997) 7255
- [F54] « Heavy Higgs Production at Future Colliders», Altarelli, Guido et al., *Nucl.Phys. B* **287** (1987) 205-224
- [F55] « The Probable Fate of the Standard Model», J. Ellis, J.R. Espinosa, G.F. Giudice, A. Hoecker, A. Riotto, *Phys.Lett.B*679 :369-375,2009
- [F56] «Higgs mass implications on the stability of the electroweak vacuum», Joan Elias-Miro, Jose R. Espinosa, Gian F. Giudice, Gino Isidori, Antonio Riotto, Alessandro Strumia, arXiv :1112.3022 [hep-ph]
- [F57] « Implications of a 125 GeV Higgs for supersymmetric models», A. Arbey, M. Battaglia, A. Djouadi, F. Mahmoudi, J. Quevillon, CERN-PH-TH/2011-310 ; LPT-ORSAY-11/118 ; LYCEN/2011-16

Interprétation statistique

- [G58] «Procedure for the LHC Higgs boson search combination in Summer 2011», The ATLAS Collaboration, The CMS Collaboration, The LHC Higgs combination group, CMS NOTE-2011/005, ATL-PHYS-PUB-2011-11
- [G59] «Combined results of searches for a Higgs boson in the context of the standard model and beyond-standard models», The CMS Collaboration, CMS PAS HIG-12-008
- [G60] «Presentation of search results : the CL_S technique», A.L. Read, *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* **28** 2693
-

Sections efficaces

- [H61] LHC Higgs Cross Section Working Group et al., «Handbook of LHC Higgs Cross Sections :337 1. Inclusive Observables», *CERN-2011-002* (CERN, Geneva, 2011)
- [H62] The TOTEM collaboration, «First measurement of the total proton-proton cross section at the LHC energy of $\sqrt{s} = 7$ TeV», *Europhys.Lett.* **96** (2011) **21002**, CERN-PH-EP-2011-158
- [H63] <http://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSections>
-

Simulations

- [I64] «Modelling backgrounds via Embedding technique applied on recHit level.», Armin Burgmeier, Tomasz Fruboes, Christian Veelken, Internal Note CMS AN-2013/073
- [I65] «Determination of Drell-Yan $\tau\tau$ background using embedding of simulated τ decays in Drell-Yan $\mu\mu$ events», Tomasz Frueboes, Internal Note CMS AN-2012/495
- [I66] Geant4 developments and applications, *IEEE Transactions on Nuclear Science* **53** No. 1 (2006) 270-278
- [I67] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, «PYTHIA 6.4 physics and manual», *JHEP* **05** (2006) 026
- [I68] S. Alioli et al., «A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs : the POWHEG BOX», *JHEP* **1006** (2010) 043
- [I69] S. Frixione, P. Nason, and C. Oleari, «Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations : the POWHEG method», *JHEP* **0711** (2007) 070
- [I70] P. Nason and C. Oleari, «NLO Higgs boson production via vector-boson fusion matched with shower in PowHeg», *JHEP* **02** (2010) 037
- [I71] S. Alioli et al., «NLO Higgs boson production via gluon fusion matched with shower in POWHEG», *JHEP* **0904** (2009) 002

-
- [I72] J. Alwall et al., «MadGraph 5 : Going Beyond», *JHEP* **1106** (2011) 128
- [I73] S. Jadach, J. H. Kuhn, and Z. Was, «TAUOLA - a library of Monte Carlo programs to simulate decays of polarized tau leptons», *Computer Physics Communications* **64** (1991) 275
- [I74] Z. Czerwula, T. Przedzinski, Z. Was, «TauSpinner program for studies on spin effect in tau production at the LHC», *Eur. Phys. J.* **C72** (2012) 1988, CERN-PH-TH-20011-307
- [I75] Swagato Banerjee et al., «Ascertaining the spin for new resonances decaying into tau+ tau- at Hadron Colliders», *Eur. Phys. J.* **C73** (2013) 2313, IFJPAN-IV-2012-13, CERN-PH-TH-2012-347
-

Outils d'analyse

- [J76] «Boosted decision trees as an alternative to artificial neural networks for particle identification», B.P. Roe, H.-J. Yang, J. Zhu, Y. Liu, I. Stancu, G. McGregor, *arXiv :physics/0408124v2*, 2004
- [J77] http://en.wikipedia.org/wiki/VEGAS_algorithm
- [J78] http://fr.wikipedia.org/wiki/Test_de_Kolmogorov-Smirnov