



N° d'ordre NNT : ?

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
opérée au sein de
l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale N° 52
École Doctorale de Physique et d'Astrophysique

Spécialité de doctorat : Physique des particules

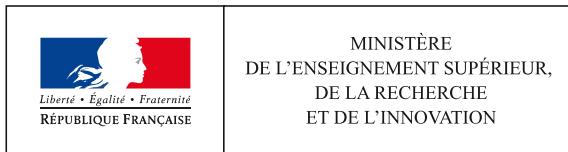
Soutenue publiquement le 8 juillet 2021, par :

Lucas TORTEROTOT

Recherche de bosons de Higgs supplémentaires de haute masse se désintégrant en paire de taus dans l'expérience CMS au LHC à l'aide du *machine learning*

Devant le jury composé de :

M ^{me}	Anne-Catherine	LE BIHAN	Chargée de recherche	CNRS	IPHC	Rapportrice
M	David	ROUSSEAU	Directeur de recherche	CNRS	IJCLab	Rapporteur
M ^{me}	Corinne	AUGIER	Professeure	UCBL	IP2I	Examinateuse
M ^{me}	Lucia	DI CIACCIO	Professeure	USMB	LAPP	Examinateuse
M	Steve	MUANZA	Directeur de recherche	CNRS	CPPM	Examinateur
M	Roger	WOLF	Privat-docent	KIT	ETP	Examinateur
M	Colin	BERNET	Chargé de recherche	CNRS	IP2I	Directeur de thèse



MINISTÈRE
DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR,
DE LA RECHERCHE
ET DE L'INNOVATION



PHAST
PHYSIQUE
ET ASTROPHYSIQUE
UNIVERSITÉ DE LYON



N° d'ordre NNT : ?

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
opérée au sein de
l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale N° 52
École Doctorale de Physique et d'Astrophysique

Spécialité de doctorat : Physique des particules

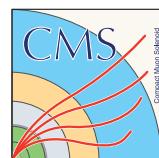
Soutenue publiquement le 8 juillet 2021, par :

Lucas TORTEROTOT

Recherche de bosons de Higgs supplémentaires de haute masse se désintégrant en paire de taus dans l'expérience CMS au LHC à l'aide du *machine learning*

Devant le jury composé de :

Mme	Anne-Catherine	LE BIHAN	Chargée de recherche	CNRS	IPHC	Rapportrice
M	David	ROUSSEAU	Directeur de recherche	CNRS	IJCLab	Rapporteur
Mme	Corinne	AUGIER	Professeure	UCBL	IP2I	Examinateuse
Mme	Lucia	DI CIACCIO	Professeure	USMB	LAPP	Examinateuse
M	Steve	MUANZA	Directeur de recherche	CNRS	CPPM	Examinateur
M	Roger	WOLF	Privat-docent	KIT	ETP	Examinateur
M	Colin	BERNET	Chargé de recherche	CNRS	IP2I	Directeur de thèse



Résumé

Recherche de bosons de Higgs supplémentaires de haute masse se désintégrant en paire de taus dans l'expérience CMS au LHC à l'aide du *machine learning*

Malgré plusieurs décennies de prédictions expérimentalement vérifiées, le modèle standard (SM) souffre de lacunes que des théories allant au-delà (BSM, *Beyond SM*) tentent de combler. L'une d'entre elles, l'extension supersymétrique minimale du modèle standard (MSSM), prédit l'existence de cinq bosons de Higgs dont trois neutres. Le plus léger, h , doit correspondre au boson découvert en 2012. Les deux autres, H et A , sont de haute masse et additionnels par rapport au SM. Leur phénoménologie au LHC motive l'étude des événements avec une paire de leptons τ .

Dans ce contexte, les événements récoltés par la collaboration CMS de 2016 à 2018 lors des collisions de protons du LHC avec une énergie dans le centre de masse de 13 TeV, correspondant à une luminosité intégrée de 137 fb^{-1} , sont exploités dans cette thèse.

Les jets sont des objets physiques omniprésents lors des collisions au LHC. Leur calibration à l'aide d'événements contenant un photon et un jet ($\gamma + \text{jet}$) est présentée ainsi que les résultats obtenus pour l'année 2018. Cette étude est directement utilisée dans la calibration officielle de la collaboration CMS.

Aucun excès significatif par rapport aux bruits de fond attendus n'est observé dans l'analyse des événements avec une paire de τ aux bosons H et A . Des limites d'exclusion sur le produit de la section efficace de production de H et A avec leur rapport de branchement aux τ sont données en fonction de leur masse pour les modes de production par fusion de gluon ou en association avec des quarks b . Ces limites sont comprises entre 10 pb à 110 GeV et 10^{-3} pb à $3,2 \text{ TeV}$ pour la fusion de gluons et entre $0,4 \text{ pb}$ à 110 GeV et $8 \times 10^{-4} \text{ pb}$ à $3,2 \text{ TeV}$ en association avec des quarks b . Dans le scénario M_h^{125} , ces limites se traduisent en une région d'exclusion dans le plan $(m_A, \tan \beta)$. Les valeurs de m_A inférieures à 600 GeV sont exclues. Cette limite passe à 2 TeV pour $\tan \beta \gtrsim 50$. Dans le scénario $M_{H_1}^{125}(\text{CPV})$, cette région est donnée dans le plan $(m_{H^\pm}, \tan \beta)$. Les valeurs de m_{H^\pm} inférieures à 400 GeV sont exclues. Lorsque $\tan \beta \simeq 20$, l'exclusion s'étend jusqu'à $m_{H^\pm} \simeq 1,4 \text{ TeV}$.

La reconstruction de la masse d'une paire de τ est cruciale pour les analyses où un boson Z ou de Higgs se désintègre en $\tau^+ \tau^-$. Les neutrinos issus des désintégrations des τ , invisibles dans le détecteur, compliquent cette tâche. Le *machine learning* apporte une solution. Le modèle obtenu dans cette thèse permet de reconstruire la masse d'une paire de τ de 50 GeV à 800 GeV avec une résolution de 20% à 50 GeV , 26% à 250 GeV et 22% à 800 GeV . Ce modèle est 60 fois plus rapide et propose une meilleure description du boson Z que l'algorithme SVFIT actuellement utilisé au sein de la collaboration CMS.

Mots clés

Higgs, CMS, Jets, Calibration, Tau, Reconstruction de la masse, Réseau de neurones, Régression.

Abstract

Search for additional heavy Higgs bosons decaying to tau lepton pair in the CMS experiment at LHC with machine learning techniques

Despite decades of correct predictions, physicists are convinced that the Standard Model (SM) does not show us the whole picture. Among the various extensions going beyond the SM (BSM) is the Minimal Supersymmetric extension of the SM (MSSM). This model predicts three neutral Higgs bosons, h corresponding to the observed one discovered in 2012 and H and A being additionnals with respect to the SM. The MSSM phenomenology motivates the focus on events containing a di- τ pair, so is the MSSM $H/A \rightarrow \tau\tau$ analysis the core of this thesis.

In this thesis, the search for H and A is performed on the data collected with the CMS detector from 2016 to 2018 on proton collisions at a center-of-mass energy of 13 TeV, corresponding to an integrated luminosity of 137 fb^{-1} .

Jets are complex physics objets obtained in the proton collisions occurring at the CERN LHC. Their calibration by the study of events containing a photon and a jet ($\gamma + \text{jet}$) and the corresponding results on 2018 data are introduced. These results are used in the official CMS jet calibration.

No significant deviation above the expected background is observed in the MSSM $H/A \rightarrow \tau\tau$ analysis. Model-independent limits are set on the product of the cross section and branching fraction for the production via gluon-fusion or in association with b quarks. These limits range from 10 pb at 110 GeV to 10^{-3} pb at $3,2 \text{ TeV}$ for gluon-fusion and from $0,4 \text{ pb}$ at 110 GeV to $8 \times 10^{-4} \text{ pb}$ at $3,2 \text{ TeV}$ for b -associated production. In the M_h^{125} scenario, these limits translate into an exclusion region in the $(m_A, \tan \beta)$ plane. Values of m_A below 600 GeV are excluded and this goes up to 2 TeV for $\tan \beta \gtrsim 50$. In the $M_{H_1}^{125}$ (CPV) scenario, the region is given in the $(m_{H^\pm}, \tan \beta)$ plane. Values of m_{H^\pm} below 400 GeV are excluded and this goes up to $1,4 \text{ TeV}$ for $\tan \beta \simeq 20$.

Reconstruction of di- τ mass in a faster and more accurate way than the existing methods is crucial to test any theory involving Higgs boson and Z boson which are decaying to $\tau^+\tau^-$. However, it is an arduous task due to existence of neutrinos as decay product of each τ lepton which are invisible to detectors at LHC. Deep neural networks (DNN) are applicable for this task. The reconstruction of the di- τ mass by a DNN is achieved in this thesis from 50 GeV to 800 GeV with a 20 % resolution at 50 GeV , 26 % at 250 GeV and 22 % at 800 GeV . This DNN is 60 times faster and better at describing the Z boson than the SVFIT algorithm currently used in CMS.

Keywords

Higgs, CMS, Jets, Calibration, Tau, Mass reconstruction, Neural Network, Regression.

Remerciements

Cette thèse n'aurait pas pu être ce qu'elle est ni menée à son terme sans la présence, l'accompagnement et le soutien de mes collègues, amis et membres de ma famille. Je souhaite ici leur exprimer ma reconnaissance, tant professionnelle que personnelle.

Merci à Colin, mon « papa de thèse », d'avoir accepté de m'encadrer sur ce sujet. Tu m'as amené à être encore plus rigoureux et tu as su m'orienter sur des travaux réalisables malgré les aléas et contraintes de cette deuxième moitié de thèse. Tu m'as dans le même temps toujours laissé le choix et je t'en suis reconnaissant. Je te souhaite le meilleur dans ta nouvelle vie professionnelle !

Merci à Gaël, mon « grand frère de thèse », de m'avoir fait découvrir tous les outils que j'ai utilisé dans ma thèse. Que ce soit le terminal et *bash*, Git ou même HEPPY, tu m'as donné les clefs de leur maîtrise ! Et ce, toujours dans la bonne humeur même quand tu étais sous pression. Je ne connais que peu de personnes avec une telle patience.

Merci à Ece, ma « maman de thèse », pour ton soutien sur les événements $\gamma + \text{jets}$, pour ton aide et tes conseils précieux sur le projet de *machine learning* et tes retours sur mes travaux. Nous avons formé une très bonne équipe et je ne serai pas allé si loin sans toi. Je te souhaite bonne chance pour ton prochain poste, et surtout qu'il soit moins mouvementé !

Merci à Hugues, mon « cousin de thèse », d'avoir pris le temps nécessaire à la transmission de ta responsabilité sur l'analyse des événements $\gamma + \text{jets}$. Le C++ m'était inconnu, mais tu m'as donné les informations nécessaires pour comprendre le code associé et fournir les résultats à la collaboration.

Merci à Yi, Giuseppe, Juska et Mikko pour leur écoute et leurs instructions claires quant aux suites attendues à l'analyse des événements $\gamma + \text{jets}$. Mention spéciale à Juska pour tes réponses à mes questions pas forcément évidentes, et pour ton invitation à venir avec mes futurs élèves au point 5. Ce ne sera pas pour tout de suite visiblement, mais ce n'est que partie remise !

Vielen Dank aux membres de l'*Institut für Experimentelle Teilchenphysik* du *Karlsruher Institut für Technologie* de m'avoir accueilli dans votre groupe, même à distance, afin de mener ensemble l'analyse des événements $H \rightarrow \tau\tau$ du Run II. Merci à Günter pour ta bonne humeur et l'attention portée à ma bonne santé en ces temps difficiles. Merci à Roger d'avoir accepté cette collaboration. Merci à Artur pour ton aide et tes nombreux conseils, lors de l'implémentation du scénario CPV mais aussi tout au long de l'analyse. Merci à Sebastian B. et Maximilian pour vos indications sur le fonctionnement des ressources informatiques au KIT, sans lesquelles je n'aurai pas pu les prendre en main aussi rapidement. Merci à Sebastian W. pour notre discussion fructueuse autour de la fonction de coût utilisée pour obtenir notre estimateur de la masse d'une paire de τ . Merci à Felix pour l'intérêt que tu portes à cet estimateur et tes retours sur son utilisation dans une nouvelle analyse.

Merci aux membres du groupe CMS MSSM HTT pour notre collaboration autour de cette analyse. En plus des membres de KIT, je pense à Aleksei, Christopher, Daniel, David, Georges, Janek, Janik, Mareike, Oleg, Suman, et tous ceux que je n'ai pas mentionné ici. Vos retours sur mes contributions à la note d'analyse m'ont aussi aidé pour ce manuscrit. Leurs qualités n'en sont que meilleures.

Merci à Davide pour l'interface de notre réseau de neurones en C++. Pour sûr, cela ouvre la porte à une utilisation sur de nouvelles analyses à CMS. Merci aussi pour tes retours sur son application aux événements $hh \rightarrow b\bar{b}\tau\tau$, dont la topologie différente de ceux que j'ai étudié nous montre son comportement dans cette situation inédite.

Merci aux doctorants de l'IP2I pour toutes les discussions, scientifiques, techniques ou plus personnelles, les pauses café, les parties de billard, de ping-pong, de pétanque, les soirées et autres sorties. Je pense en particulier à Antoine L., Grégoire, Jean-François et surtout Aurélien, dont je souhaite saluer l'honnêteté et la franchise. À Corentin et Martin aussi, le voyage des nouveaux doctorants au

CERN n'aurait pas eu lieu sans votre aide. À tous, je vous souhaite bon courage pour la fin de vos thèses et pour la suite.

Merci à Antoine C., pour ton parrainage, les discussions que nous avons eu et les opportunités de diffusion scientifique auprès du jeune public.

Merci aux membres de mon jury, Corinne AUGIER, Lucia DI CIACCIO, Anne-Catherine LE BIHAN, Steve MUANZA, David ROUSSEAU et Roger WOLF, d'avoir accepté d'en faire partie et d'évaluer rigoureusement mes travaux.

Merci aux membres de la direction de l'IP2I, ou IPNL initialement, pour le cadre dans lequel vous m'avez permis de réaliser ma thèse. Vous avez toujours été à l'écoute et présents, même lors des démarches administratives les plus complexes.

Merci aux membres du groupe CMS de l'IP2I et du CERN pour votre accueil, vos conseils et la découverte du monde de la recherche. Je le quitte aujourd'hui pour celui de l'enseignement, mais par préférence et non par rejet. Vous avez été de formidables collègues.

Merci aux guides de la collaboration CMS pour votre accueil et en particulier à Jacob pour ton énergie et ton enthousiasme à organiser les visites au point 5. J'espère que cette activité pourra reprendre bientôt pour faire découvrir ce fantastique lieu de sciences au public.

Merci à vous deux, Papa et Maman, d'avoir été des parents qui m'ont permis d'en arriver là. Vous m'avez laissé le choix de suivre cette voie sans fermer les autres et soutenu à chaque étape. Vous m'avez transmis bien plus que la myopie familiale et ces quelques mots sont loin d'exprimer toute ma reconnaissance.

Merci à Sarah, pour tout ce que nous vivons à deux. Merci pour le rythme de vie plus sain que celui que je me serai fixé sans toi. Merci pour ces moments de décompression tout au long de nos thèses. Merci pour le temps que tu as passé à relire ce manuscrit pour y relever mes maladresses.

Et à tous ceux que j'aurais oublié ici, merci.

Table des matières

Introduction	1
1 Particules, interactions et phénoménologie	3
1 Les particules du modèle standard	4
1.1 Les fermions	4
1.2 Les bosons	5
2 Formalisme théorique et interactions	6
2.1 Introduction au formalisme du lagrangien	6
2.2 Interaction électromagnétique	9
2.3 Interaction électrofaible	10
2.4 Mécanisme de Higgs et brisure spontanée de symétrie	15
2.5 Interaction forte	18
2.6 Formation des jets	20
3 Succès et limites du modèle standard	24
3.1 Succès	24
3.2 Limites	25
4 Au-delà du modèle standard	27
4.1 La supersymétrie	28
4.2 Modèles à deux doublets de Higgs	28
4.3 L'extension supersymétrique minimale du modèle standard	30
4.4 Violation de CP avec les bosons de Higgs	32
5 Phénoménologie des bosons de Higgs du MSSM	32
5.1 Production de bosons de Higgs	33
5.2 Désintégration de bosons de Higgs	36
5.3 Désintégration des leptons τ	38
6 Conclusion	38
2 Dispositif expérimental	41
1 Introduction	41
2 Le CERN	42
2.1 Les origines du CERN	42
2.2 Réalisations du CERN	42
2.3 Les accélérateurs du CERN	43
3 Le LHC : <i>Large Hadron Collider</i>	43
3.1 Exploitation du LHC	43
3.2 Accélération de protons	45
3.3 Collisions de protons	45
3.4 Luminosité, nombre d'événements et statistiques	47
3.5 L'empilement	49
3.6 Les expériences du LHC	49
4 L'expérience CMS : <i>Compact Muon Solenoïd</i>	50
4.1 Vue d'ensemble et système de coordonnées	50
4.2 Le solénoïde	51
4.3 Le trajectographe	53

4.4	Le calorimètre électromagnétique ou ECAL	54
4.5	Le calorimètre hadronique ou HCAL	57
4.6	Les chambres à muons	58
4.7	Prise de données à CMS	60
5	Reconstruction des événements	61
5.1	Éléments d'identification du <i>Particle Flow</i>	62
5.2	Identification et reconstruction des particules	64
5.3	Reconstruction des jets	69
5.4	Énergie transverse manquante	71
5.5	Taus hadroniques	74
6	Simulation d'événements	76
6.1	Génération d'événements	76
6.2	Simulation du détecteur	76
6.3	Corrections apportées aux simulations	77
7	Conclusion	81
3	Calibration en énergie des jets	83
1	Introduction	83
2	Étapes de la calibration	84
2.1	Correction de l'empilement	85
2.2	Correction de la réponse du détecteur en p_T et en η	87
2.3	Corrections résiduelles	87
2.4	Incertitudes sur la correction en énergie des jets	90
2.5	Correction de la résolution en énergie	92
3	Phénoménologie des événements $\gamma + \text{jets}$	92
3.1	Principe des événements $\gamma + \text{jets}$ et réponse équilibrée	92
3.2	Activité additionnelle des jets et réponse MPF	94
4	Correction résiduelle absolue en p_T avec les événements $\gamma + \text{jets}$	95
4.1	Événements utilisés	95
4.2	Analyse	98
4.3	Résultats	103
5	Correction de la résolution en énergie avec les événements $\gamma + \text{jets}$	110
5.1	Définition de la résolution en énergie des jets	110
5.2	Analyse	110
5.3	Résultats	111
6	Conclusion	113
4	Recherche de bosons de Higgs supplémentaires de haute masse	115
1	Introduction	115
2	Corrections	117
2.1	Efficacité des chemins de déclenchement	117
2.2	Impulsions des particules générées	118
3	Sélection des événements	119
3.1	Sélection pour l'enregistrement des données	120
3.2	Obtention du dilepton et sélection finale	120
3.3	Sélection des jets	124
4	Modélisation du bruit de fond	125
4.1	Méthode des données encapsulées ou <i>embedding</i>	127
4.2	Estimation du bruit de fond QCD dans le canal $e\mu$	129
4.3	Méthode des facteurs de faux ou <i>fake factors</i>	130
5	Catégorisation des événements et variables discriminantes	135
5.1	Catégories « BSM »	135
5.2	Catégories « SM »	138
5.3	Combinaison des catégories SM et BSM	141

6	Incertitudes systématiques	142
6.1	Incertitudes de normalisation	142
6.2	Incertitudes de forme	143
7	Extraction du signal	146
7.1	Modèle de vraisemblance	146
7.2	Méthode CL_s	149
7.3	Limites indépendantes du modèle	150
7.4	Interprétation dans les scénarios du MSSM	150
8	Résultats et interprétations	152
8.1	Limites indépendantes du modèle	152
8.2	Limites du scénario M_h^{125}	153
8.3	Limites du scénario $M_{H_1}^{125}$ avec violation de CP	154
9	Conclusion	154
5	Reconstruction de la masse d'une résonance grâce au <i>machine learning</i>	157
1	Introduction	158
2	Événements utilisés ou échantillons	159
2.1	Génération avec FASTSIM	159
2.2	Sélection des événements	160
2.3	Événements obtenus et pondération	161
2.4	Cible et variables d'entrée des modèles	162
3	Concepts communs aux modèles	163
3.1	Fonction de coût	163
3.2	Entraînement, descente de gradient et mini-lots	163
3.3	Sous-entraînement et surentraînement	164
4	Arbres de décision améliorés	165
4.1	Arbres de décision	165
4.2	<i>Gradient Boosting</i> et descente de gradient	166
5	Réseaux de neurones profonds	167
5.1	Neurones	167
5.2	Réseaux de neurones	169
5.3	Entraînement	169
6	Optimisation des hyper-paramètres et choix d'un modèle	172
6.1	Variables d'entrée	173
6.2	Type de modèle	175
6.3	Fonction de coût	176
6.4	Algorithme d'optimisation	177
6.5	Autres hyper-paramètres	178
7	Discussions	184
7.1	Effet de l'empilement	184
7.2	Effet de la reconstruction des particules	186
7.3	Effet des faux taux hadroniques	187
7.4	Effet de la séparation des canaux	188
7.5	Effet de la définition de E_T^{miss}	194
7.6	Effet de l'intervalle de masse	196
7.7	Modèle final	201
8	Utilisation du modèle dans les analyses CMS	201
8.1	Utilisation de m_{ML} comme variable discriminante	201
8.2	Comparaison de m_{ML} à m_{SVFIT}	204
9	Conclusion	210
Conclusion		213
A Systèmes d'unités		215

B Notions mathématiques	217
C Diagrammes de Feynman	219
D Jeux de données – $\gamma + \text{jets}$	221
1 Jeux de données pour l'analyse 2018 des événements $\gamma + \text{jets}$	221
2 Jeux de données pour l'analyse 2017UL des événements $\gamma + \text{jets}$	221
E Jeux de données – $H \rightarrow \tau\tau$	223
F Chemins de déclenchement – $H \rightarrow \tau\tau$	235
G Distributions de contrôle – $H \rightarrow \tau\tau$	voir version en ligne
H Distributions des variables discriminantes – $H \rightarrow \tau\tau$	voir version en ligne
Bibliographie	241

Table des figures

1.1	Les particules élémentaires du modèle standard.	4
1.2	Trajectoires d'une particule.	6
1.3	Diagrammes de Feynman possibles à partir du terme $\bar{\psi}\gamma^\mu e Q A_\mu \psi$ du lagrangien \mathcal{L}_{QED}	10
1.4	Diagrammes de Feynman de production de paire W^+W^- à l'arbre.	10
1.5	Diagramme de Feynman correspondant à l'interaction entre trois bosons.	13
1.6	Forme du potentiel du Higgs V selon le signe de μ^2	16
1.7	Combinaisons des couleurs des quarks dans les hadrons.	18
1.8	Interaction entre un quark et un gluon.	19
1.9	Diagrammes de Feynman correspondant à l'interaction entre trois et quatre gluons.	19
1.10	Mesure de α_s en fonction de l'échelle d'énergie.	20
1.11	Spectre de masse des hadrons légers.	20
1.12	Un boson Z se désintègre en paire quark-antiquark.	21
1.13	Formation de deux gerbes partoniques.	22
1.14	Formation de jets dans le cadre du modèle d'agglomération hadronique.	22
1.15	Formation de jets dans le cadre du modèle des cordes de Lund.	23
1.16	Trois jets, dont un de saveur lourde.	24
1.17	Diagrammes de Feynman des corrections à la masse du boson de Higgs.	26
1.18	Masses des bosons de Higgs du MSSM.	31
1.19	Sections efficaces des modes de production du boson de Higgs du modèle standard.	34
1.20	Production de boson de Higgs par fusion de gluons et de bosons vecteurs.	34
1.21	Production de boson de Higgs en association avec un boson.	34
1.22	Production de boson de Higgs en association avec un quark top.	34
1.23	Production de boson de Higgs du MSSM par fusion de gluons et de bosons vecteurs.	35
1.24	Production de boson de Higgs du MSSM en association avec un boson.	35
1.25	Production de boson de Higgs du MSSM en association avec un quark b	36
1.26	Rapports de branchement des bosons de Higgs du MSSM.	37
1.27	Désintégration $h, H, A \rightarrow \tau^+\tau^-$	38
1.28	Diagrammes de Feynman de désintégration d'un τ^-	38
 2.1	 Emplacements des grandes expériences du LEP et du LHC.	 44
2.2	Complexe des accélérateurs du CERN.	44
2.3	Diagramme de Feynman de la propagation d'un proton avec apparition d'une paire $q\bar{q}$	45
2.4	Fonctions de distribution partoniques.	46
2.5	Luminosité totale et empilement en 2016.	48
2.6	Luminosité totale et empilement en 2017.	48
2.7	Luminosité totale et empilement en 2018.	48
2.8	Vue ouverte du détecteur CMS.	50
2.9	Système de coordonnées du détecteur CMS.	51
2.10	Vue longitudinale d'un quadrant du détecteur CMS.	52
2.11	Champ magnétique dans le détecteur CMS.	53
2.12	Schéma détaillé du trajectographe du détecteur CMS.	54
2.13	Comparaison des trajectographes à pixels utilisés en 2016 et à partir de 2017.	54
2.14	Résolution en p_T du trajectographe.	55
2.15	Schéma du calorimètre électronique de CMS.	55

2.16	Évolution temporelle de la réponse du ECAL	56
2.17	Résolution relative de l'énergie des électrons dans le ECAL lors du Run II	57
2.18	Schéma du calorimètre hadronique de CMS	57
2.19	Réponse relative du calorimètre hadronique de CMS	58
2.20	Schéma des chambres à muons de CMS	59
2.21	Distribution de la masse invariante de deux muons	59
2.22	Architecture du système de déclenchement L1	60
2.23	Coupe transverse schématique du détecteur CMS	61
2.24	Points d'interactions entre particules des événements et matière du détecteur	63
2.25	Compositions des jets reconstruits lors du Run II	70
2.26	Performances des algorithmes d'identification de la saveur des jets	73
2.27	Diagramme de Feynman de désintégration hadronique d'un τ^-	74
2.28	Représentation d'une collision de protons	77
2.29	Effet de la correction de recul de E_T^{miss}	81
3.1	Étapes successives de la JEC	84
3.2	Valeur moyenne de la réponse de jets d'événements QCD simulés	85
3.3	Contribution additionnelle de l'empilement au niveau particule	86
3.4	Réponse des jets reconstruits en fonction de p_T et η lors du Run II	87
3.5	Correction résiduelle relative en η lors du Run II	89
3.6	Correction résiduelle absolue en p_T pour $ \eta < 1,3$ lors du Run II	89
3.7	Correction résiduelle de saveur en fonction de l'impulsion du jet	90
3.8	Incertitudes relatives sur la JEC en fonction de p_T et η lors du Run II	91
3.9	Résolution en énergie des jets	93
3.10	Résolution en énergie des photons	93
3.11	Diagrammes de Feynman donnant un photon et un jet dans l'état final	94
3.12	Topologies typiques des événements $\gamma + \text{jets}$	94
3.13	Diagrammes de Feynman de processus avec ISR ou FSR	94
3.14	Régions des calorimètres à exclure de l'analyse dans le plan (η, ϕ)	97
3.15	Densités de probabilité de N_{PU} pour 2018	99
3.16	Densités de probabilité de N_{PU} pour 2017-UL	100
3.17	Observables d'événements $\gamma + \text{jets}$ en 2018	101
3.18	Réponses équilibrée et MPF en 2018	102
3.19	Extrapolation vers $\alpha = 0$ de la réponse des jets	103
3.20	Réponses équilibrées en 2018 avant extrapolation	104
3.21	Réponses MPF en 2018 avant extrapolation	105
3.22	Réponses équilibrées en 2018 après extrapolation	106
3.23	Réponses MPF en 2018 après extrapolation	107
3.24	Distributions de la réponse MPF moyenne en fonction de p_T en 2018	109
3.25	Comparaison des réponses MPF avant et après correction résiduelle absolue en 2018	109
3.26	Détermination de la résolution en énergie des jets	112
3.27	Facteurs correctifs de la résolution en énergie des jets	112
3.28	Réponses équilibrées avant et après correction de la résolution en énergie des jets	113
4.1	Production de boson de Higgs du MSSM par fusion de gluons	119
4.2	Illustration de la définition de $\hat{\zeta}$ [221]. Le plan de ce schéma est le plan transverse	124
4.3	Diagrammes de Feynman des signaux et principaux bruits de fond de l'analyse	125
4.4	Schéma récapitulatif de la méthode des données encapsulées	128
4.5	Distributions de E_T^{miss} pour le canal $\mu\tau_h$ en 2018	129
4.6	Régions A, B, C et D utilisées pour estimer le bruit de fond QCD	129
4.7	Fractions des sources de faux τ_h dans le canal $\mu\tau_h$ en 2018	132
4.8	Illustration de la méthode des facteurs de faux	132
4.9	Ajustement de FF_W dans le canal $\mu\tau_h$ en 2018	133
4.10	Ajustement de FF_t dans le canal $\mu\tau_h$ en 2018	133

4.11	Corrections résiduelles des facteurs de faux dans le canal $\mu\tau_h$ en 2018.	134
4.12	Distributions de la masse transverse de l'électron pour le canal $e\tau_h$ en 2016.	135
4.13	Illustrations des catégorisations basées sur m_T^ℓ et D_ζ	136
4.14	Catégories BSM pour les quatre canaux considérés.	137
4.15	Diagrammes de Feynman d'un événement $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\tau_h$.	137
4.16	Distributions de m_T^{tot} en 2017 pour deux catégories et canaux.	138
4.17	Distributions de NN_{score} en 2017 dans le canal $e\mu$.	140
4.18	Réduction à une dimension de la catégorie xxh .	141
4.19	Définition des deux régions utilisant des catégories différentes.	142
4.20	Distributions de m_T^{tot} avec et sans regroupement des incertitudes.	148
4.21	Limites d'exclusion indépendantes.	153
4.22	Limites d'exclusion du scénario M_h^{125} .	154
4.23	Limites d'exclusion du scénario $M_{H_1}^{125}$ (CPV).	155
5.1	Origine des limites haute (gauche) et basse (droite) de l'intervalle de masse utilisé.	159
5.2	Distributions de la masse générée de \mathcal{H} .	162
5.3	Diagramme de Feynman des événements d'entraînement des modèles.	162
5.4	Illustrations du sous-entraînement et du surentraînement.	165
5.5	Exemple d'un arbre de décision.	166
5.6	Structure d'un neurone.	167
5.7	Exemples de fonctions d'activation.	168
5.8	Structure d'un réseau de neurones.	170
5.9	Exemples de graphiques rendant compte des performances des modèles.	173
5.10	Évaluations des XGBs regroupés selon les variables d'entrée.	174
5.11	Évaluations des DNNs regroupés selon les variables d'entrée.	175
5.12	Évaluations des XGBs et des DNNs par L_{MSE} et L_{MAPE} .	176
5.13	Évaluations des XGBs et des DNNs par $\Delta_{1\sigma}$.	176
5.14	Évaluations des XGBs et des DNNs par L_{MSE} et L_{MAPE} à basse masse.	177
5.15	Évaluations des DNNs regroupés selon la fonction de coût.	178
5.16	Évaluations des DNNs regroupés selon l'algorithme d'optimisation.	179
5.17	Évaluations des DNNs regroupés selon N_{cc} .	180
5.18	Évaluations des DNNs regroupés selon $N_{n/c}$.	181
5.19	Évaluations des DNNs regroupés selon le mode d'initialisation des poids.	182
5.20	Évaluations des DNNs regroupés selon la fonction d'activation.	183
5.21	Réponse du modèle A.	184
5.22	Réponse des modèles B à G.	185
5.23	Réponses du modèle $B^{0\text{PU}}$ sur les événements sans et avec empilement.	186
5.24	Réponses du modèle B sur les événements sans et avec empilement.	187
5.25	Réponses du modèle B^{gen} avec reconstruction parfaite ou réelle.	187
5.26	Effet des faux τ_h sur la réponse du modèle B.	189
5.27	Effet des faux τ_h sur l'écart des prédictions du modèle B à la valeur vraie.	190
5.28	Comparaison des modèles entraînés par canal ($\tau_h\tau_h$, $\mu\tau_h$, $e\tau_h$) au modèle B.	192
5.29	Comparaison des modèles entraînés par canal ($\mu\mu$, $e\mu$, ee) au modèle B.	193
5.30	Comparaison du modèle entraîné sur les canaux semi-leptoniques au modèle B.	194
5.31	Comparaison du modèle entraîné sur les canaux leptoniques au modèle B.	194
5.32	Réponses du modèle B avec PUPPIMET ou PFMET.	195
5.33	Réponses du modèle B^{PF} avec PUPPIMET ou PFMET.	195
5.34	Performances du modèle $B^{200-500}$.	196
5.35	Performances du modèle B.	197
5.36	Distributions de y_{vraie} à $y_{\text{prédict}}$ fixée.	197
5.37	Mise en place de la coupure symétrique.	198
5.38	Zones considérées pour l'entraînement.	199
5.39	Comparaison des modèles B, B' et B''.	200
5.40	Réponse de m_T^{tot} et comparaison de sa résolution relative à celle de m_{ML} .	202

5.41 Limites d'exclusion indépendantes avec m_{ML} en 2017.	202
5.42 Distributions de m_T^{tot} et m_{ML} dans la catégorie btag du canal $\tau_h \tau_h$	203
5.43 Distributions de m_T^{tot} et m_{ML} dans la catégorie no-btag du canal $\tau_h \tau_h$	204
5.44 Distributions de m_T^{tot} et m_{ML} dans la catégorie BSM no-btag loose- m_T du canal $\mu \tau_h$. . .	205
5.45 Distributions de m_{SVFIT} et m_{ML} dans les canaux $\tau_h \tau_h$, $e \tau_h$ et $e \mu$	206
5.46 Distributions de m_{SVFIT} et m_{ML} , événements de haute masse, canaux $\mu \tau_h$, $e \tau_h$ et $e \mu$. . .	207
5.47 Distributions de m_{SVFIT} et m_{ML} sur des événements de topologie particulière.	208
5.48 Distributions de m_{SVFIT} et m_{ML} sur des événements de topologie particulière.	208
5.49 Distributions de m_{SVFIT} et m_{ML} sur des événements de topologie particulière.	209
5.50 Distributions de m_{SVFIT} et m_{ML} sur des événements de topologie particulière.	209
5.51 Temps nécessaire à l'obtention des prédictions de masse avec SVFIT et avec le DNN B". .	210
C.1 Diagramme de Feynman de la diffusion électron-électron.	219
C.2 Prise en compte de plusieurs diagrammes de Feynman.	219
C.3 Types de particules et lignes correspondantes dans les diagrammes de Feynman.	220
C.4 Diagramme de Feynman issu du terme (C.1).	220

Liste des tableaux

1.1	Représentation des fermions selon leur chiralité et leur isospin faible.	12
1.2	Valeurs des hypercharges, isospins faibles et charges électriques pour les leptons.	14
1.3	Valeurs expérimentales des 19 paramètres libres du modèle standard.	27
1.4	Couplages des bosons de Higgs neutres.	30
1.5	Particules et leurs superpartenaires.	32
1.6	Couplages des bosons de Higgs neutres dans la limite découpée.	33
1.7	Rapports de branchement des événements $h \rightarrow \tau\tau$.	39
2.1	<i>Runs</i> du LHC.	43
2.2	Caractéristiques du solénoïde supraconducteur de CMS.	52
2.3	Aire effective de correction de l'isolation de l'électron.	66
2.4	Coupures du <i>cut-based veto ID</i> .	68
2.5	Aires effectives de correction de l'isolation du photon.	68
2.6	Coupures utilisées pour l'identification des photons.	68
2.7	Critères d'identification des jets pour l'année 2016.	72
2.8	Critères d'identification des jets pour l'année 2017.	72
2.9	Critères d'identification des jets pour l'année 2018.	72
2.10	Critères d'identification des jets pour les années 2017-UL et 2018-UL.	72
2.11	Modes de désintégration du τ considérés.	75
2.12	Efficacités d'identification de l'algorithme DEEPTAU.	76
2.13	Corrections à l'énergie des électrons.	78
2.14	Corrections au taux d'identification des muons comme des τ_h .	79
2.15	Corrections au taux d'identification des électrons comme des τ_h .	79
2.16	Corrections à l'énergie des taus hadroniques.	80
2.17	Corrections à l'énergie des leptons identifiés comme des taus hadroniques.	80
3.1	Liste des périodes de prise de données considérées et luminosités correspondantes.	95
3.2	Sections efficaces des différents événements $\gamma + \text{jets}$ simulés.	96
3.3	Chemins de déclenchement.	97
3.4	Intervalles de p_T^γ .	98
3.5	Intervalles larges de $ \eta^{\text{jet}} $.	98
3.6	Intervalles de α utilisés pour la JES.	101
3.7	Rapports des réponses équilibrée et MPF obtenus en 2018.	108
3.8	Rapports des réponses équilibrée et MPF obtenus en 2018 après extrapolation vers $\alpha = 0$.	109
3.9	Intervalles de p_T^γ utilisés pour la JER.	111
3.10	Intervalles fins de $ \eta^{\text{jet}} $ utilisés pour la JER.	111
3.11	Intervalles de α utilisés pour la JER.	111
4.1	Contributions en pourcent des bruits de fond aux canaux étudiés.	126
4.2	Valeurs prises par <code>gen_match</code> .	127
4.3	Remplacement des événements simulés par une estimation basée sur les données.	127
4.4	Catégories SM de bruit de fond pour les quatre canaux considérés.	141
4.5	Présences attendues des contributions au signal dans les catégories.	151

5.1	Liste des 7 modèles sélectionnés.	184
5.2	Comparaison de nos hyper-paramètres à ceux de BÄRTSCHI & coll.	184
5.3	Résolutions relatives de différents modèles.	191
A.1	Équivalence entre les systèmes d'unités international et naturel.	215
D.1	Jeux de données utilisés pour l'analyse 2018 des événements $\gamma + \text{jets}$.	222
D.2	Jeux de données simulées utilisés pour l'analyse 2018 des événements $\gamma + \text{jets}$.	222
D.3	Jeux de données utilisés pour l'analyse 2017UL des événements $\gamma + \text{jets}$.	222
D.4	Jeux de données simulées utilisés pour l'analyse 2017UL des événements $\gamma + \text{jets}$.	222
E.1	Fichiers de certification JSON.	224
E.2	Jeux de données utilisés en 2016.	224
E.3	Jeux de données utilisés en 2017.	225
E.4	Jeux de données utilisés en 2018.	225
E.5	Jeux de données simulées modélisant le boson de Higgs du modèle standard en 2016.	226
E.6	Jeux de données simulées modélisant les bosons de Higgs du MSSM en 2016.	226
E.7	Jeux de données simulées modélisant le boson de Higgs du modèle standard en 2017.	227
E.8	Jeux de données simulées modélisant les bosons de Higgs du MSSM en 2017.	227
E.9	Jeux de données simulées modélisant le boson de Higgs du modèle standard en 2018.	228
E.10	Jeux de données simulées modélisant les bosons de Higgs du MSSM en 2018.	228
E.11	Jeux de données simulées modélisant le bruit de fond en 2016.	229
E.12	Jeux de données simulées modélisant le bruit de fond en 2017.	230
E.13	Jeux de données simulées modélisant le bruit de fond en 2018.	231
E.14	Jeux de données encapsulées en 2016.	232
E.15	Jeux de données encapsulées en 2017.	232
E.16	Jeux de données encapsulées en 2018.	233
F.1	Tableaux contenant les informations des chemins de déclenchement.	235
F.2	Chemins de déclenchement utilisés en 2016 pour le canal $\tau_h \tau_h$.	236
F.3	Chemins de déclenchement utilisés en 2016 pour le canal $\mu \tau_h$.	236
F.4	Chemins de déclenchement utilisés en 2016 pour le canal $e \tau_h$.	236
F.5	Chemins de déclenchement utilisés en 2016 pour le canal $e \mu$.	237
F.6	Chemins de déclenchement utilisés en 2017 pour le canal $\tau_h \tau_h$.	237
F.7	Chemins de déclenchement utilisés en 2017 pour le canal $\mu \tau_h$.	237
F.8	Chemins de déclenchement utilisés en 2017 pour le canal $e \tau_h$.	238
F.9	Chemins de déclenchement utilisés en 2017 pour le canal $e \mu$.	238
F.10	Chemins de déclenchement utilisés en 2018 pour le canal $\tau_h \tau_h$.	238
F.11	Chemins de déclenchement utilisés en 2018 pour le canal $\mu \tau_h$.	239
F.12	Chemins de déclenchement utilisés en 2018 pour le canal $e \tau_h$.	239
F.13	Chemins de déclenchement utilisés en 2018 pour le canal $e \mu$.	239

Introduction

La physique est une science dont le but est de comprendre et modéliser les phénomènes régnant l'Univers. Les propriétés des objets dépendant de celles de leurs constituants, la description la plus fondamentale de l'Univers s'appuie sur la bonne compréhension du comportement des constituants de la matière et de leurs interactions.

Les avancées scientifiques, théoriques et expérimentales, ont dévoilé la nature de la matière à des échelles de plus en plus fines. Tout objet est un arrangement d'atomes, dont la taille est de l'ordre de 1 Å, soit 10^{-10} m. Ils sont eux-mêmes constitués d'un noyau atomique d'environ 10^{-15} m, autour duquel se trouve un nuage d'électrons. Ce noyau est lui-même constitué de protons et de neutrons, eux-mêmes constitués de quarks u et d . À ce jour, il n'a pas été observé de sous-structure aux quarks ou à l'électron. De telles particules sont dites élémentaires.

La physique des particules, aussi nommée physique des hautes énergies, étudie les constituants élémentaires de la matière. Plus de 50 ans d'échanges entre prédictions théoriques et résultats expérimentaux ont permis de mettre en place dès les années 1960 le modèle standard, présenté dans le chapitre 1. Ce modèle a par exemple prédit l'existence du quark t , des gluons, des bosons W et Z ou encore du boson de Higgs, parfois des dizaines d'années avant leur observation.

Cependant, malgré plusieurs décennies de prédictions expérimentalement vérifiées, ce modèle n'explique pas toutes les observations réalisées. Par exemple, il ne prédit pas l'existence de la matière noire, dont des preuves de sa présence dans l'Univers sont issues d'études cosmologiques. Les neutrinos du modèle standard sont sans masse, or leurs oscillations sont une preuve qu'ils en possèdent une. D'autres lacunes sont encore inhérentes à ce modèle et de nombreuses extensions sont proposées afin de les combler. L'une d'entre elles est l'extension supersymétrique minimale du modèle standard, ou MSSM, également présentée dans le chapitre 1.

Afin de tester la validité du modèle standard et des nouvelles théories allant au-delà, divers dispositifs expérimentaux ont été mis au point tels que le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC, *Large Hadron Collider*) du CERN. Il permet, entre autres, de faire entrer en collision des protons. Lors de cet événement, l'énergie cinétique des protons peut être convertie en masse, celle-ci correspondant alors à d'autres particules, par exemple le boson de Higgs.

Les particules issues des collisions sont pour la plupart instables. Elles se désintègrent alors en d'autres particules, qu'il est possible d'observer à l'aide de détecteurs tels que le Solénoïde Compact à Muons (CMS, *Compact Muon Solenoid*), présenté dans le chapitre 2. À partir de l'observation de leurs produits de désintégration, il est possible d'étudier la présence et les propriétés des particules issues des collisions. Le détecteur CMS a ainsi participé à la découverte du boson de Higgs en 2012.

La bonne caractérisation des objets physiques mesurés par CMS est un enjeu majeur pour réaliser des analyses de qualité. Le chapitre 3 présente la calibration en énergie des jets. Ces objets physiques complexes, constitués de nombreuses particules, sont une manifestation des quarks et des gluons. Les incertitudes systématiques liées aux jets sont dominantes dans plusieurs analyses, leur bonne calibration est donc cruciale. Lors de ma thèse, j'ai analysé des événements $\gamma + \text{jets}$ où l'énergie du photon (γ) permet de déterminer celle du jet. Les résultats obtenus concernent les données enregistrées en 2018 et en 2017-UL, c'est-à-dire dans un second traitement de l'année 2017. Ils sont utilisés dans la calibration officielle de CMS et donc dans toutes les analyses publiées par la collaboration exploitant les données récoltées ces années-là.

Le MSSM prédit cinq bosons de Higgs. L'un d'entre eux, h , doit correspondre au boson scalaire découvert en 2012. Parmi les quatre supplémentaires, deux sont chargés, H^+ et H^- . Les deux autres sont neutres, l'un scalaire, H , l'autre pseudo-scalaire, A . L'observation de ces deux bosons supplé-

2 LISTE DES TABLEAUX

mentaires serait une preuve directe d'une nouvelle physique au-delà du modèle standard. Leurs masses respectives sont plus élevées que celle de h et vraisemblablement proches, c'est pourquoi cette thèse porte sur la recherche de bosons de Higgs supplémentaires de haute masse. Leur canal de désintégration le plus prometteur, vu la phénoménologie de ces bosons au LHC, est la paire de leptons τ . Dans ce contexte, l'analyse des événements enregistrés par la collaboration CMS de 2016 à 2018 est présentée dans le chapitre 4.

Toutefois, les leptons τ ne sont pas stables et se désintègrent avant d'entrer dans le détecteur CMS. Lors de ce processus, des neutrinos sont produits. Or, ces derniers sont invisibles pour le détecteur, il est donc impossible de mesurer toutes les particules de l'état final. Les développements récents de l'intelligence artificielle et plus particulièrement du *machine learning* proposent de nouveaux outils tels que les réseaux de neurones afin de réaliser des tâches complexes. Le chapitre 5 étudie ainsi la reconstruction de la masse d'une particule se désintégrant en paire de leptons τ . L'application du modèle obtenu lors de cette thèse dans l'analyse du chapitre 4 est discutée. Une comparaison avec à l'algorithme actuellement utilisé par la collaboration CMS est également réalisée.

Chapitre 1

Particules, interactions et phénoménologie

Sommaire

1	Les particules du modèle standard	4
1.1	Les fermions	4
1.2	Les bosons	5
2	Formalisme théorique et interactions	6
2.1	Introduction au formalisme du lagrangien	6
2.2	Interaction électromagnétique	9
2.3	Interaction électrofaible	10
2.4	Mécanisme de Higgs et brisure spontanée de symétrie	15
2.5	Interaction forte	18
2.6	Formation des jets	20
3	Succès et limites du modèle standard	24
3.1	Succès	24
3.2	Limites	25
4	Au-delà du modèle standard	27
4.1	La supersymétrie	28
4.2	Modèles à deux doublets de Higgs	28
4.3	L'extension supersymétrique minimale du modèle standard	30
4.4	Violation de CP avec les bosons de Higgs	32
5	Phénoménologie des bosons de Higgs du MSSM	32
5.1	Production de bosons de Higgs	33
5.2	Désintégration de bosons de Higgs	36
5.3	Désintégration des leptons τ	38
6	Conclusion	38

Ce chapitre présente le contexte dans lequel s'inscrit cette thèse. Le modèle standard est le cadre théorique en place en physique des particules. Il permet de décrire les objets fondamentaux qui composent l'Univers, c'est-à-dire les particules et leurs interactions.

Les particules du modèle standard sont présentées dans la section 1. Le formalisme mathématique permettant de décrire leur comportement, faisant apparaître les forces fondamentales, est introduit dans la section 2. Le modèle standard ainsi construit propose une description de l'Univers à la fois précise et robuste.

Le boson de Higgs, dernière particule découverte à ce jour, a ainsi été postulé près de cinquante ans avant d'être observé. De nombreux succès, dont une présentation non exhaustive est proposée dans la section 3.1, couronnent ainsi le modèle standard. Cependant, malgré plusieurs décennies de prédictions correctement vérifiées, certaines observations montrent que le modèle standard ne saurait prétendre au titre de « théorie du tout ».

Les limites de ce modèle, dont certaines sont présentées dans la section 3.2, mènent à de nouvelles théories « au-delà du modèle standard », dont il est question dans la section 4. Parmi celles-ci se trouvent des modèles dit « à deux doublets de Higgs », c'est-à-dire avec un secteur de Higgs plus complexe, comme la supersymétrie.

Un cas particulier de modèle supersymétrique est l'extension supersymétrique minimale du modèle standard, ou MSSM, présentée dans la section 5. La phénoménologie du MSSM motive le choix du type d'événements d'intérêt pour la recherche de cette nouvelle physique.

1 Les particules du modèle standard

Une particule est considérée comme élémentaire si elle ne possède pas de sous-structure observée à ce jour. Celles du modèle standard sont présentées en figure 1.1. Leur masse, comme les autres grandeurs physiques de cette thèse, sont exprimées en unités naturelles, différentes des unités du système international comme exposé dans l'annexe A. Ces particules peuvent être classées selon leurs propriétés. La première d'entre elles, le « spin », est une observable quantique intrinsèque aux particules.

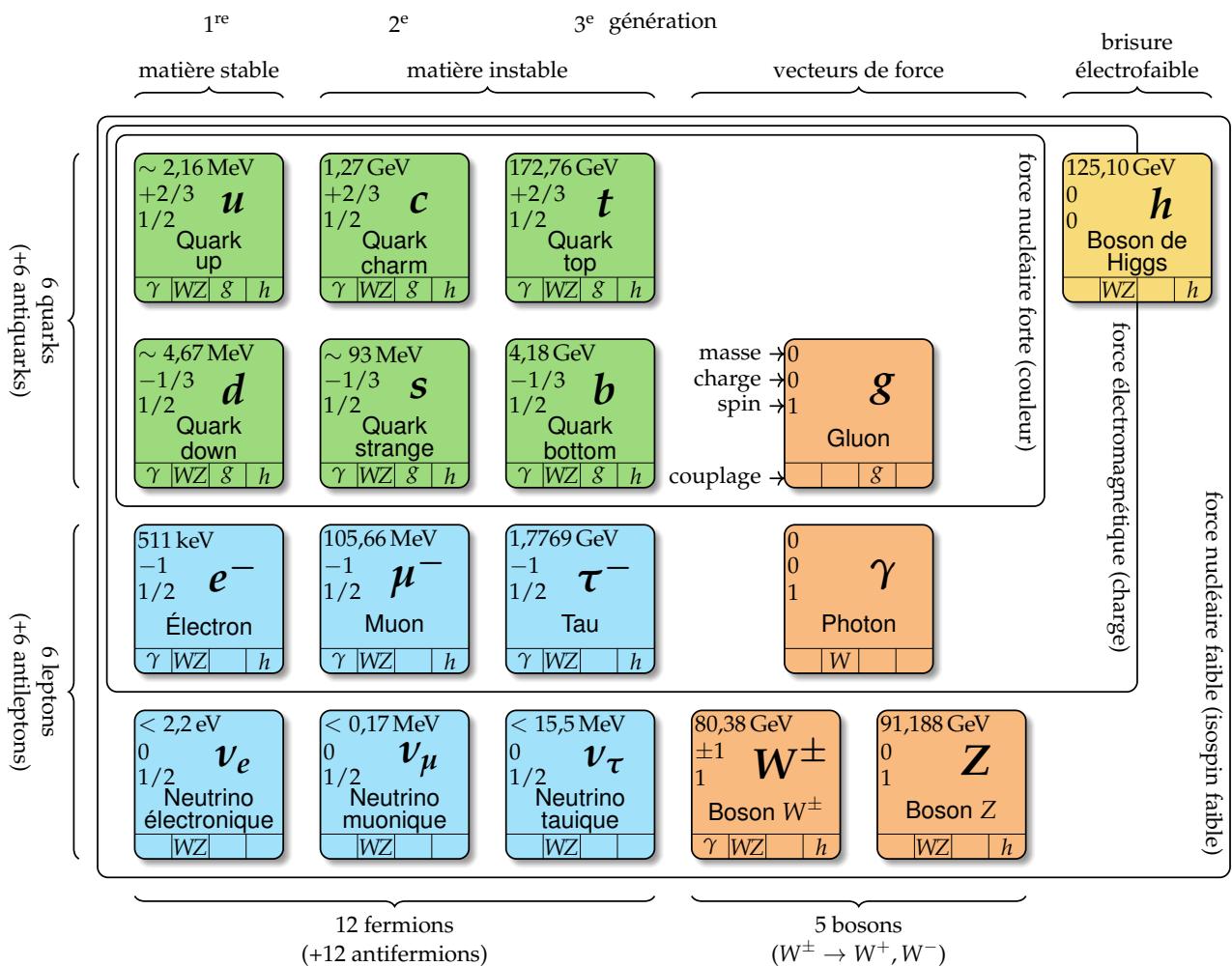


Figure 1.1 – Les particules élémentaires du modèle standard. Les quarks (en vert) et les leptons (en bleu) sont des fermions. Les bosons vecteurs (en orange) sont les médiateurs des forces fondamentales. Le boson de Higgs est quant à lui un boson scalaire (en jaune).

1.1 Les fermions

Les fermions sont les particules élémentaires de spin demi-entier et suivent donc la statistique de Fermi-Dirac. Ainsi, deux fermions ne peuvent pas occuper le même état quantique, c'est-à-dire avoir les mêmes nombres quantiques, comme exposé par le principe d'exclusion de Pauli. Le modèle standard comprend douze fermions constituant la matière, accompagnés de douze antifermions correspondants pour l'antimatière.

Les fermions peuvent se diviser d'une part en deux catégories, les quarks et les leptons, et d'autre part en trois catégories correspondant à trois « générations », comme illustré sur la figure 1.1. La première génération (quarks u et d , électron e^- et neutrino électronique ν_e) correspond aux particules les plus communes ; les deuxièmes et troisièmes générations contiennent des particules analogues, plus massives et instables.

1.1.1 Les quarks

Les quarks sont les fermions possédant une charge de couleur. Il existe deux quarks par génération, un quark de type *up* et un quark de type *down*, formant un doublet d'isospin faible comme exposé en section 2.3. Il y a donc six quarks au total. Les quarks de type *up* (u , c et t) portent une charge électrique $+\frac{2}{3}e$ avec e la charge électrique élémentaire, les quarks de type *down* (d , s et b) une charge $-\frac{1}{3}e$. Les antiquarks possèdent une charge électrique opposée ($-\frac{2}{3}e$ et $+\frac{1}{3}e$). Ces particules sont donc sensibles à l'interaction électromagnétique.

À l'instar de la charge électrique pour l'interaction électromagnétique, la « couleur » rend les quarks sensibles à l'interaction forte. La charge de couleur peut prendre trois valeurs orthogonales, nommées par convention rouge, verte et bleue. Les particules portant une charge de couleur ne sont pas stables seules et se regroupent pour former des particules composites de charge de couleur nulle, ou de couleur « blanche ». C'est ce que l'on appelle le phénomène de « confinement de couleur », décrit dans la section 2.5.3.

Les particules composées de quarks sont les hadrons. Ces particules sont de couleur blanche, ce qui peut être obtenu de deux manières :

- par association d'un quark rouge, un vert et un bleu ; il s'agit d'un « baryon ». Le proton (uud) et le neutron (udd) sont deux exemples de baryons.
- par association d'un quark et d'un antiquark ; il s'agit d'un « méson ». En effet, un antiquark porte une « anticolleur ». Par exemple, un quark up (u) rouge et un antiquark down (\bar{d}) « anti-rouge » forment un pion chargé π^+ . Une combinaison $u\bar{s}$ est un kaon K^+ .

Enfin, comme tous les fermions, les quarks sont également sensibles à l'interaction faible. Les quarks sont ainsi les seules particules sensibles à toutes les interactions fondamentales décrites par le modèle standard.

1.1.2 Les leptons

Les leptons sont les fermions ne possédant pas de charge de couleur. Ils sont donc insensibles à l'interaction forte. En revanche, ils sont tous sensibles à l'interaction faible. Sur le même principe que pour les quarks, il y a un doublet d'isospin faible de deux leptons par génération, soit six leptons au total. Les leptons d'isospin faible haut sont l'électron (e^-), le muon (μ^-) et le tau (τ^-), ils portent une charge électrique $-e$ ($+e$ pour les antiparticules correspondantes). Les leptons d'isospin faible bas sont les neutrinos. Ces derniers ne portent pas de charge électrique et interagissent donc uniquement par interaction faible, ce qui en fait des particules difficiles à détecter.

1.2 Les bosons

Les bosons sont les particules élémentaires de spin entier. Ils suivent la statistique de Bose-Einstein qui n'interdit pas la présence de plusieurs bosons dans le même état quantique, contrairement à la statistique de Fermi-Dirac.

Les bosons de spin 1 sont les bosons de jauge, ou bosons vecteurs, et sont les médiateurs des interactions fondamentales. Ainsi, le photon (γ) est le boson vecteur de l'interaction électromagnétique. Il est de masse nulle et est électriquement neutre. Les bosons W^+ , W^- et Z sont ceux de l'interaction faible. Le boson Z est électriquement neutre et de masse $m_Z = 91,19 \text{ GeV}$, les bosons W portent une charge électrique de $\pm e$, ont une masse de $m_W = 80,38 \text{ GeV}$ et n'interagissent qu'avec les particules de chiralité gauche et les antiparticules de chiralité droite. La chiralité est définie dans la section 2.3. Enfin, huit gluons (g) sont les médiateurs de l'interaction forte. Ils n'ont ni masse ni charge électrique, mais portent une charge de couleur et une charge d'anticouleur. Un gluon peut donc être

chargé « rouge et antibleu ». Si un tel gluon interagit avec un quark bleu, par conservation, ce quark devient rouge après interaction.

Les bosons de spin 0 sont dits scalaires. Le seul scalaire élémentaire observé à ce jour est le boson de Higgs, le modèle standard n'en prédit pas d'autre. Comme exposé en section 2.3, les forces électromagnétique et faible peuvent être unifiées en une seule force électrofaible. La symétrie associée à la force électrofaible est spontanément brisée par le mécanisme de Higgs, présenté en section 2.4. Les forces électromagnétique et faible sont alors retrouvées, les particules acquièrent une masse et le boson de Higgs émerge de ce mécanisme.

2 Formalisme théorique et interactions

Il ne suffit pas de lister les particules élémentaires pour obtenir un modèle, il faut également décrire leur dynamique, c'est-à-dire la façon dont ces particules interagissent. Pour cela, le modèle standard se base sur la théorie quantique des champs. Une particule n'est pas un « objet ponctuel » comme en mécanique classique, mais une excitation d'un champ quantique relativiste. Il s'agit alors de décrire l'évolution de ces excitations.

Le comportement des particules élémentaires est obtenu par application des équations d'Euler-Lagrange au lagrangien du modèle standard. Afin de comprendre pourquoi ce formalisme mathématique permet effectivement d'obtenir l'évolution des champs quantiques relativistes décrivant les particules, la section suivante consiste en une brève introduction du lagrangien dans le cas de la mécanique classique, suivie d'une généralisation au cas du modèle standard.

2.1 Introduction au formalisme du lagrangien

2.1.1 Lagrangien et principe de moindre action

Soit une particule de masse m , soumise à une force F prise ici constante à des fins d'illustration, se déplaçant dans le temps le long d'une dimension x , d'un point A à $t = 0$ à un point B à $t = \tau$, comme illustré sur la figure 1.2a.

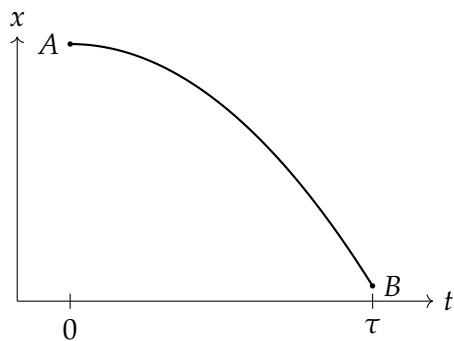
La trajectoire de cette particule peut être déterminée à l'aide du principe fondamental de la dynamique, ou seconde loi de Newton, qui s'exprime dans ce cas sous la forme

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = F. \quad (1.1)$$

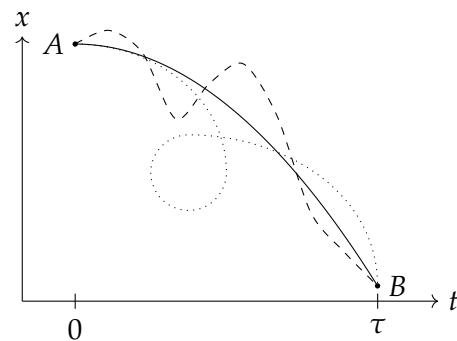
La position de la particule à tout instant est alors obtenue par double intégration selon le temps,

$$x(t) = x_0 + v_0 t + \frac{1}{2} \frac{F}{m} t^2 \quad (1.2)$$

avec x_0 et v_0 les position et vitesse de la particule à l'instant $t = 0$.



(a) Particule classique.



(b) Particule quantique.

Figure 1.2 – Trajectoires d'une particule se déplaçant au cours du temps d'un point A à un point B.

Or, cette méthode ne permet pas de décrire le comportement des particules élémentaires car à leur échelle la mécanique quantique prévaut. Il n'est alors pas possible, lorsque l'on observe une particule

à un point A puis à un point B , de déterminer la trajectoire exacte suivie par cette particule. En effet, une particule quantique détectée en A à $t = 0$ puis en B à $t = \tau$ a suivi *toutes les trajectoires* reliant ces deux points aussi farfelues soient-elles, y compris celles revenant en arrière dans le temps, comme illustré en figure 1.2b. Utiliser une loi pouvant donner $x(t)$ n'est donc pas pertinent en mécanique quantique.

Il existe toutefois un autre principe physique toujours en place en mécanique quantique, la conservation de l'énergie. Dans le cas de la particule précédemment décrite, il s'agit de la somme de son énergie cinétique T et de son énergie potentielle V , c'est-à-dire

$$E = T + V = C^{\text{te}} \quad (1.3)$$

où T dépend uniquement de la vitesse de la particule et V uniquement de sa position. Il en va ainsi de même pour les moyennes temporelles de ces grandeurs,

$$E = \langle E \rangle = \langle T \rangle + \langle V \rangle = C^{\text{te}} \quad (1.4)$$

avec, en notant $\dot{x} = \frac{dx}{dt}$,

$$\langle T \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau T(\dot{x}(t)) dt, \quad \langle V \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau V(x(t)) dt. \quad (1.5)$$

Lorsque la trajectoire suivie par la particule varie par rapport à la trajectoire déterminée par la mécanique Newtonienne, ce qui est le cas en mécanique quantique, ces grandeurs sont modifiées. La variation de la valeur moyenne de l'énergie potentielle s'exprime à partir de la dérivée fonctionnelle

$$\frac{\delta \langle V \rangle}{\delta x(t)} = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{\delta V(x(t'))}{\delta x(t)} dt' = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{dV(x(t'))}{dx(t')} \delta(t' - t) dt' = \frac{1}{\tau} \left. \frac{dV}{dx(t')} \right|_{t'=t} = -\frac{1}{\tau} F(x(t)) \quad (1.6)$$

car la force F est reliée à V par $F = -\frac{dV}{dx}$. De même, l'énergie cinétique moyenne varie selon

$$\begin{aligned} \frac{\delta \langle T \rangle}{\delta x(t)} &= \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{\delta T(\dot{x}(t'))}{\delta x(t)} dt' = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{dT(\dot{x}(t'))}{dx(t')} \delta'(t' - t) dt' = -\frac{1}{\tau} \int_0^\tau \delta(t' - t) \frac{d}{dt'} \left(\frac{dT(\dot{x}(t'))}{d\dot{x}(t')} \right) dt' \\ &= -\frac{1}{\tau} \left. \frac{d}{dt'} \left(\frac{dT(\dot{x}(t'))}{d\dot{x}(t')} \right) \right|_{t'=t} = -\frac{1}{\tau} m \left. \frac{d^2x}{dt'^2} \right|_{t'=t} = -\frac{1}{\tau} m \frac{d^2x}{dt^2}(t) \end{aligned} \quad (1.7)$$

car pour une particule de masse m , en mécanique newtonienne, $T = \frac{1}{2}m \left(\frac{dx}{dt} \right)^2$.

Le long de la trajectoire classique, le principe fondamental de la dynamique est vérifié. Alors, les variations autour de la trajectoire classique sont reliées par

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = F \Leftrightarrow \frac{\delta \langle T \rangle}{\delta x(t)} = \frac{\delta \langle V \rangle}{\delta x(t)} \Leftrightarrow \frac{\delta}{\delta x(t)} (\langle T \rangle - \langle V \rangle) = 0, \quad (1.8)$$

c'est-à-dire que la différence entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle du système étudié est stationnaire le long de la trajectoire classique. Cette différence est le lagrangien L ,

$$L = T - V. \quad (1.9)$$

L'intégrale au cours du temps du lagrangien est appelée action et est définie comme

$$S = \int_0^\tau dt L. \quad (1.10)$$

Compte-tenu de l'équation (1.8), l'action vérifie pour la trajectoire classique

$$\frac{\delta S}{\delta x(t)} = 0, \quad (1.11)$$

ce qui est connu sous le nom de principe de moindre action.

2.1.2 Cas de la mécanique quantique

En mécanique quantique, la probabilité $P(B, \tau|A, 0)$ d'observer la particule en B à $t = \tau$ sachant qu'elle était en A à $t = 0$ s'exprime à partir de l'opérateur \hat{U} d'évolution temporelle,

$$P(B, \tau|A, 0) = |\langle B | \hat{U}(\tau, 0) | A \rangle|^2. \quad (1.12)$$

Or, lors du calcul de l'amplitude $\langle B | \hat{U}(\tau, 0) | A \rangle$, chacune des trajectoires possibles apporte une contribution avec un facteur de phase s'exprimant

$$\exp(iS/\hbar) \quad (1.13)$$

avec S l'action de la trajectoire et \hbar la constante de Planck réduite. Il est ainsi pertinent de déterminer les variations de S lorsque la trajectoire de la particule est modifiée.

Ces variations s'expriment

$$\frac{\delta S}{\delta x(t)} = \int_0^\tau dt' \left[\frac{\delta L}{\delta x(t')} \delta(t' - t) + \frac{\delta L}{\delta \dot{x}(t')} \delta'(t' - t) \right] = \frac{\delta L}{\delta x(t)} - \frac{d}{dt} \frac{\delta L}{\delta \dot{x}(t)}. \quad (1.14)$$

Cette quantité est nulle autour de la trajectoire classique d'après le principe de moindre action (1.11). La phase est alors stationnaire, ce qui permet aux trajectoires quantiques proches de la trajectoire classique de contribuer plus fortement à l'amplitude. Le principe de moindre action peut se ré-exprimer avec le lagrangien L selon

$$\frac{\delta L}{\delta x(t)} - \frac{d}{dt} \frac{\delta L}{\delta \dot{x}(t)} = 0. \quad (1.15)$$

Cette équation est l'équation d'Euler-Lagrange et permet d'obtenir toutes les équations du mouvement du système, c'est-à-dire de décrire son évolution au cours du temps. Connaître le lagrangien permet donc de décrire l'évolution des particules.

2.1.3 Lagrangien, champs et symétries

Le raisonnement précédent peut se généraliser à un espace à une dimension temporelle et trois dimensions spatiales. À partir du lagrangien, il est possible de définir la densité lagrangienne \mathcal{L} telle que

$$L = \int d^3x \mathcal{L}, \quad S = \int d^4x \mathcal{L} \quad (1.16)$$

où x désigne la coordonnée dans l'espace-temps de Minkowski, c'est-à-dire l'espace-temps à quatre dimensions. Si la densité lagrangienne dépend d'un champ $\phi(x)$ et de ses dérivées $\partial_\mu \phi(x)$, avec ∂_μ la dérivée partielle par rapport à la coordonnée μ dans l'espace-temps de Minkowski, alors

$$S = \int d^4x \mathcal{L}(\phi(x), \partial_\mu \phi(x)) \quad (1.17)$$

et du principe de moindre action résultent les équations d'Euler-Lagrange pour \mathcal{L} , une pour chaque valeur possible de μ ,

$$\frac{\delta S}{\delta \phi} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} - \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} = 0. \quad (1.18)$$

Il s'agit à présent de déterminer la densité lagrangienne \mathcal{L} , communément nommée lagrangien du modèle standard.

Un champ quantique peut subir une transformation de jauge locale. Une telle transformation doit laisser la physique inchangée, ainsi le lagrangien du modèle standard est construit pour être invariant sous les transformations de jauge locales du groupe de symétrie

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y, \quad (1.19)$$

De cette construction résultent les interactions fondamentales, discutées ci-après.

2.2 Interaction électromagnétique

Le lagrangien libre d'un fermion, c'est-à-dire le lagrangien décrivant le comportement d'un fermion seul, s'exprime

$$\mathcal{L}_{\text{fermion libre}} = \bar{\psi} (\mathbf{i}\not{d} - m) \psi = \bar{\psi} (\mathbf{i}\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi = \mathbf{i}\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\bar{\psi} \psi \quad (1.20)$$

où la notation « slash » pour un objet k signifie $\not{k} = \gamma^\mu k_\mu$, ψ le spinor de Dirac correspondant au champ fermionique, $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$ son adjoint de Dirac, ψ^\dagger étant l'adjoint de ψ , γ^μ les matrices de Dirac, définies dans l'annexe B et m la masse de la particule considérée. Le terme $\gamma^\mu \partial_\mu$, par convention de sommation d'Einstein exposée dans l'annexe B, correspond à une somme sur les différentes valeur de μ .

Le lagrangien $\mathcal{L}_{\text{fermion libre}}$ est invariant sous une transformation globale du groupe $U(1)_{em}$, c'est-à-dire lorsque la transformation suivante est appliquée au spinor ψ

$$\psi \rightarrow e^{iQ\alpha} \psi, \quad \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi} e^{-iQ\alpha} \quad (1.21)$$

où $\alpha \in \mathbb{R}$ et Q est l'opérateur de charge électrique. En effet, sous une telle transformation,

$$\bar{\psi} \psi \rightarrow \bar{\psi} e^{-iQ\alpha} e^{iQ\alpha} \psi = \bar{\psi} \psi \quad (1.22)$$

et

$$i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi \rightarrow i\bar{\psi} e^{-iQ\alpha} \gamma^\mu \partial_\mu (e^{iQ\alpha} \psi) = i\bar{\psi} e^{-iQ\alpha} e^{iQ\alpha} \gamma^\mu \partial_\mu (\psi) + i\bar{\psi} e^{-iQ\alpha} \cancel{\gamma^\mu \partial_\mu} (e^{iQ\alpha}) \psi = i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi \quad (1.23)$$

car α ne dépend pas de l'espace-temps pour une transformation globale.

En revanche, pour une transformation locale,

$$i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi \rightarrow i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi + ie^{-iQ\alpha} \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu (e^{iQ\alpha}) \psi = i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - \bar{\psi} \gamma^\mu Q \partial_\mu \alpha \psi \quad (1.24)$$

ce qui fait apparaître un terme supplémentaire, $\bar{\psi} \gamma^\mu Q \partial_\mu \alpha \psi$, provenant de la transformation du terme $i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi$ de $\mathcal{L}_{\text{fermion libre}}$ qui brise ainsi l'invariance de jauge du lagrangien. Afin de rendre le lagrangien invariant sous les transformations locales du groupe $U(1)_{em}$, il est possible de remplacer la dérivée usuelle ∂_μ par la dérivée covariante D_μ , telle que

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ieQA_\mu \quad (1.25)$$

où e est la charge électrique élémentaire et A_μ un champ de jauge nouvellement introduit, dont la transformation de jauge permet de supprimer le terme supplémentaire qui brise l'invariance de jauge du lagrangien. En effet, le champ A_μ se transforme tel que

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha. \quad (1.26)$$

Ainsi, en réécrivant le lagrangien du fermion de l'équation (1.20) avec la dérivée covariante,

$$\mathcal{L}'_{\text{fermion libre}} = i\bar{\psi} \gamma^\mu D_\mu \psi - m\bar{\psi} \psi = i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\bar{\psi} \psi + \bar{\psi} \gamma^\mu e Q A_\mu \psi = \mathcal{L}_{\text{fermion libre}} + \bar{\psi} \gamma^\mu e Q A_\mu \psi, \quad (1.27)$$

le dernier terme se transforme en

$$\bar{\psi} \gamma^\mu e Q A_\mu \psi \rightarrow \bar{\psi} e^{-iQ\alpha} \gamma^\mu e Q \left(A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha \right) e^{iQ\alpha} \psi = \bar{\psi} \gamma^\mu e Q A_\mu \psi + \bar{\psi} \gamma^\mu Q \partial_\mu \alpha \psi \quad (1.28)$$

et le dernier terme obtenu compense exactement celui brisant l'invariance de jauge dans l'équation (1.24).

Le nouveau terme introduit par l'utilisation de la dérivée covariante, $\bar{\psi} \gamma^\mu e Q A_\mu \psi$, correspond à l'interaction entre un fermion et le champ de jauge A_μ , dont l'intensité est directement proportionnelle à la charge électrique du fermion. Toutefois, le champ A_μ ne représente pas encore le photon en l'état, il faut permettre au photon de se propager librement. Pour cela, un terme cinétique invariant de jauge dans le lagrangien doit être introduit, ce qui peut se faire avec

$$\mathcal{L}_{\text{photon libre}} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (1.29)$$

avec $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. Un terme de masse pour le champ A_μ devrait s'écrire sous la forme $\frac{1}{2}m^2 A^\mu A_\mu$, ce qui n'est pas invariant de jauge. Par conséquent, le champ A_μ est de masse nulle.

Le lagrangien complet pour l'interaction électromagnétique, aussi nommé QED (électrodynamique quantique, *Quantum Electro-Dynamics*), s'exprime alors

$$\mathcal{L}_{QED} = \underbrace{\bar{\psi} (iD - m) \psi}_{\text{fermions}} - \underbrace{\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}}_{\text{photons}} = \underbrace{\bar{\psi} (iD - m) \psi}_{\mathcal{L}_{\text{fermion libre}}} + \underbrace{\bar{\psi} \gamma^\mu e Q A_\mu \psi}_{\text{interaction}} - \underbrace{\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}}_{\mathcal{L}_{\text{photon libre}}}. \quad (1.30)$$

Le terme d'interaction dans ce lagrangien permet de « connecter » les fermions aux photons dans les diagrammes de Feynman, dont le principe est décrit dans l'annexe C. La « connexion » ainsi obtenue est nommée « vertex ». La structure du terme d'interaction, $\bar{\psi} \gamma^\mu e Q A_\mu \psi$, impose ainsi la présence au vertex d'un photon (A_μ), d'un fermion entrant ou d'un antifermion sortant (ψ) et d'un fermion sortant ou d'un antifermion entrant ($\bar{\psi}$). Ces possibilités donnent les diagrammes de la figure 1.3.

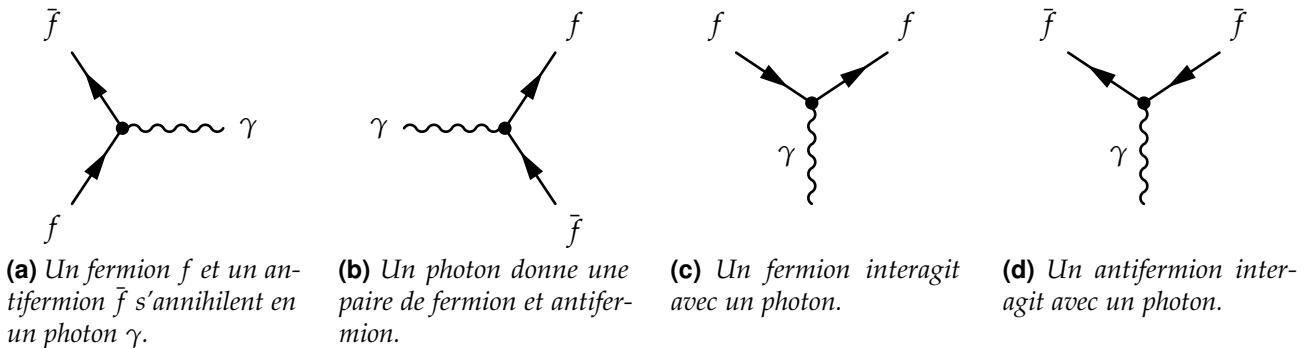


Figure 1.3 – Diagrammes de Feynman possibles à partir du terme $\bar{\psi} \gamma^\mu e Q A_\mu \psi$ du lagrangien \mathcal{L}_{QED} .

Maintenir l'invariance de jauge locale à l'aide de la dérivée covariante fait émerger l'interaction électromagnétique dans le cas de l'invariance de jauge sous $U(1)_{em}$. Dans les sections suivantes, un raisonnement similaire est appliqué afin d'obtenir les interactions électrofaible et forte.

2.3 Interaction électrofaible

Le modèle standard décrit les interactions électromagnétique et faible comme deux facettes d'une seule et même interaction qui les unifie, l'interaction électrofaible, notée « EW » pour *electroweak*. Celle-ci a été développée à partir des travaux de GLASHOW [1], SALAM & WARD [2] et WEINBERG [3], récompensés par le prix Nobel de physique en 1979.

Une des raisons de l'unification de ces deux forces provient du calcul de la section efficace de production de paire $W^+ W^-$. Le lien entre la section efficace d'un processus physique et le nombre d'événements de ce processus est introduit dans le chapitre 2. La section efficace ne peut pas être infinie, ce ne saurait correspondre à la réalité physique. Or, sans considérer chacun des diagrammes de la figure 1.4 pour ce calcul, la section efficace de production de paire $W^+ W^-$ est infinie. La prise en compte des interactions électromagnétique, figure 1.4a, et faible, figures 1.4b et 1.4c, pousse à les unifier.

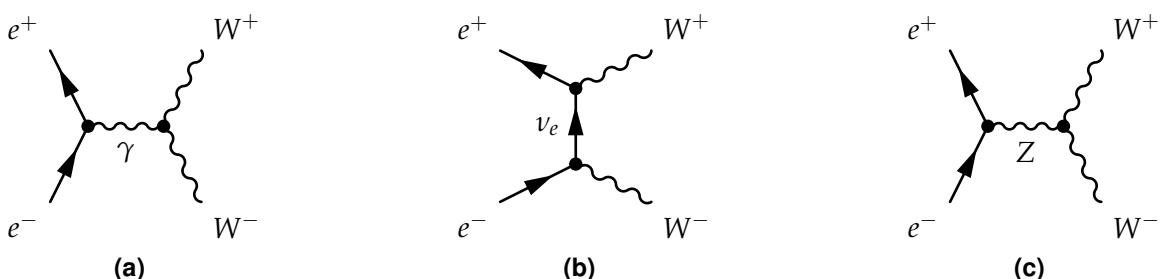


Figure 1.4 – Diagrammes de Feynman de production de paire $W^+ W^-$ à l'arbre.

L'interaction électromagnétique repose sur l'invariance de jauge sous les transformations locales du groupe $U(1)_{em}$. Dans le cas de l'interaction électrofaible, ce groupe de symétrie est $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

Dans un premier temps, seul le cas de $SU(2)_L$ avec les leptons est traité et permet de soulever toute la richesse de ce groupe par rapport à $U(1)$. Ensuite, $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est abordé, toujours avec les leptons. Puis, les traitements des quarks sont présentés, donnant alors une description de l'interaction électrofaible.

2.3.1 Symétrie $SU(2)_L$ et chiralité

Une des propriétés les plus importantes de l'interaction faible est de violer la symétrie de parité, notée P . La symétrie P consiste à remplacer une des trois coordonnées spatiales par son opposé, comme le fait un miroir. La violation de P par l'interaction faible, observée expérimentalement avec les désintégrations β [4], peut être expliquée en considérant que les couplages aux bosons W ne se font qu'avec certains états de chiralité.

La chiralité est une propriété des particules. Pour un fermion décrit par un spinor ψ , elle peut être droite (*right*) ou gauche (*left*). La composante de chiralité gauche ψ_L s'obtient à l'aide du projecteur chiral γ^5 selon

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\psi, \quad (1.31)$$

celle de chiralité gauche ψ_R selon

$$\psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)\psi. \quad (1.32)$$

Pour les antiparticules décrites par $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$,

$$\overline{\psi_L} = (\psi_L)^\dagger \gamma^0 = \left(\frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\psi\right)^\dagger \gamma^0 = \psi^\dagger \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\gamma^0 = \psi^\dagger \gamma^0 \frac{1}{2}(1 + \gamma^5) = \bar{\psi}_R, \quad (1.33)$$

et de même, $\overline{\psi_R} = \bar{\psi}_L$.

Les expériences montrent que les bosons W ne sont couplés qu'aux fermions de chiralité gauche et aux antifermions de chiralité droite, ce qui correspond à introduire un facteur $\gamma^\mu(1 - \gamma^5)$ aux termes de couplage correspondants dans le lagrangien. Dans la notation $SU(2)_L$, *L* signifie ainsi *left*. Les couplages étant différents selon l'état de parité, la symétrie P est violée. Les couplages du boson Z ne sont pas purement en $(1 - \gamma^5)$, il est donc quand même couplé aux fermions de chiralité droite et aux antifermions de chiralité gauche. Ce comportement du Z peut être expliqué dans le cadre de la force électrofaible, la force faible à elle seule ne permet pas d'en rendre compte.

La violation de P par l'interaction faible a également pour conséquence la violation de C , la symétrie de charge. En effet, C change une particule de chiralité gauche en une antiparticule de même chiralité, dont les couplages aux bosons de l'interaction faible ne sont pas les mêmes. En revanche, la symétrie CP change une particule de chiralité gauche en une antiparticule de chiralité droite, ce qui semble être conservé par l'interaction faible. L'étude des désintégrations des kaons a toutefois montré que l'interaction faible viole également la symétrie CP [5], ce qui a pu être expliqué théoriquement en postulant l'existence d'une troisième génération de quarks [6] observée depuis.

L'introduction de la symétrie $SU(2)_L$ amène un nouveau nombre quantique, l'*« isospin faible »*, noté I . Il se comporte mathématiquement comme le spin des particules, d'où son nom. Les fermions de chiralité gauche sont rassemblés en doublets d'isospin faible $I = \frac{1}{2}$, les fermions de chiralité droite en singlets d'isospin faible $I = 0$. Ces derniers sont ainsi invariants sous les transformations de $SU(2)_L$, ce qui se traduit physiquement par une insensibilité à l'interaction faible.

Les fermions peuvent être de chiralité droite ou gauche. Dans le cadre actuel du modèle standard, les neutrinos existent toutefois uniquement avec une chiralité gauche. Il n'y a à ce jour aucune raison pour les neutrinos de chiralité droite de ne pas exister. Cependant, ils n'interagissent pas, par construction, avec la matière dans le cadre du modèle standard. Ainsi, il est possible de les retirer du modèle tout en conservant une description cohérente du comportement des particules. Cela mène aux représentations du tableau 1.1.

I	Quarks gauches	Quarks droits	Leptons gauches	Leptons droits
$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L$	-	$\begin{pmatrix} \nu_i \\ \ell_i \end{pmatrix}_L$	-
0	-	$u_{i,R}, d_{i,R}$	-	$\ell_{i,R}$

Tableau 1.1 – Représentation des fermions selon leur chiralité et leur isospin faible. L’indice $i \in \{1, 2, 3\}$ correspond à la génération des particules. Ainsi, les symboles u_i, d_i, ℓ_i et ν_i correspondent, respectivement, aux quarks d’isospin faible haut (u, c, t), d’isospin faible bas (d, s, b), aux leptons chargés (e, μ, τ) et aux neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ).

2.3.2 Symétrie $SU(2)$ et interactions entre bosons

Afin d’alléger les notations, le cas plus général d’un groupe de symétrie $SU(2)$ est traité. Pour étendre les résultats à $SU(2)_L$, il suffit de se souvenir que les couplages ont uniquement lieu entre fermions de chiralité gauche et antifermions de chiralité droite. La méthode reste la même que pour l’électromagnétisme. Sous une transformation de $SU(2)$, les spineurs se transforment selon

$$\psi \rightarrow e^{\frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)}\psi, \quad \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}e^{-\frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)} \quad (1.34)$$

où $\boldsymbol{\alpha} \in \mathbb{R}^3$ et $\boldsymbol{\tau}$ est un vecteur dont les composantes τ_i sont les générateurs de $SU(2)$. Ces générateurs sont des matrices 2×2 s’identifiant aux matrices de Pauli σ_i définies dans l’annexe B. Toutefois, ces générateurs agissent dans le cas de $SU(2)_L$ sur les doublets d’isospin faible alors que les matrices de Pauli agissent sur le spin d’un fermion. Afin d’éviter les confusions, la notation $\boldsymbol{\tau}$ est utilisée. L’équation (1.34) est l’analogue directe de l’équation (1.22).

Afin de simplifier les calculs qui suivent, seules les transformations infinitésimales sont considérées. En effet, $SU(2)$ est un groupe non abélien. Cela signifie que deux transformations successives a et b de ce groupe ne donnent pas le même résultat selon que soient appliquées a puis b ou b puis a , c’est-à-dire $ab - ba \neq 0$. Les transformations précédentes sous leurs formes infinitésimales, c’est-à-dire au premier ordre en $\boldsymbol{\alpha}$, s’expriment

$$\psi \rightarrow \left(1 + \frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)\right)\psi, \quad \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}\left(1 - \frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)\right). \quad (1.35)$$

Les termes du lagrangien du fermion libre, introduit dans l’équation (1.20), se transforment alors comme

$$-m\bar{\psi}\psi \rightarrow -m\bar{\psi}\left(1 - \frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)\right)\left(1 + \frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)\right)\psi = -m\bar{\psi}\psi + \mathcal{O}(\alpha^2) \quad (1.36)$$

et

$$\begin{aligned} i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi &\rightarrow i\bar{\psi}\left(1 - \frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)\right)\gamma^\mu\partial_\mu\left(\left(1 + \frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)\right)\psi\right) \\ &= i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - \bar{\psi}\frac{1}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \gamma^\mu\partial_\mu\boldsymbol{\alpha}(x)\psi + \mathcal{O}(\alpha^2), \end{aligned} \quad (1.37)$$

ce qui fait apparaître, sur le même principe qu’avec l’interaction électromagnétique, un terme supplémentaire brisant l’invariance de jauge du lagrangien. Une nouvelle dérivée covariante peut être définie afin de rétablir l’invariance de jauge,

$$D_\mu = \partial_\mu - \frac{i}{2}g_I\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu(x), \quad (1.38)$$

où l’on introduit g_I la constante de couplage d’isospin faible, ainsi que trois champs de jauge vectoriels $\mathbf{W}_\mu^i(x)$, $i \in \{1, 2, 3\}$ se transformant tels que

$$\mathbf{W}_\mu \rightarrow \mathbf{W}_\mu + \frac{1}{g_I}\partial_\mu\boldsymbol{\alpha} - (\boldsymbol{\alpha} \wedge \mathbf{W}_\mu). \quad (1.39)$$

Dans ce cas, le lagrangien du fermion libre se réécrit sous la forme

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'_{\text{fermion libre}} &= i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi + \bar{\psi}\gamma^\mu\frac{1}{2}g_I\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \\ &= \mathcal{L}_{\text{fermion libre}} + \bar{\psi}\gamma^\mu\frac{1}{2}g_I\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu\psi. \end{aligned} \quad (1.40)$$

Ainsi, le terme supplémentaire du lagrangien se transforme tel que

$$\begin{aligned} \bar{\psi} \gamma^\mu \frac{1}{2} g_I \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu \psi &\rightarrow \bar{\psi} \left(1 - \frac{i}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x) \right) \gamma^\mu \frac{g_I}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \left(\mathbf{W}_\mu + \frac{1}{g_I} \partial_\mu \boldsymbol{\alpha} - (\boldsymbol{\alpha} \wedge \mathbf{W}_\mu) \right) \left(1 + \frac{i}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x) \right) \psi \\ &= \bar{\psi} \gamma^\mu \frac{g_I}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu \psi - \bar{\psi} \frac{i}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x) \gamma^\mu \frac{g_I}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu \psi + \bar{\psi} \gamma^\mu \frac{g_I}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu \frac{i}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x) \psi \\ &\quad + \bar{\psi} \gamma^\mu \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \partial_\mu \boldsymbol{\alpha} \psi - \bar{\psi} \gamma^\mu \frac{g_I}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot (\boldsymbol{\alpha} \wedge \mathbf{W}_\mu) \psi + \mathcal{O}(\alpha^2). \end{aligned} \quad (1.41)$$

Or,

$$(\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{a})(\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{b}) = (\boldsymbol{a} \cdot \boldsymbol{b}) + i \boldsymbol{\tau} \cdot (\boldsymbol{a} \wedge \boldsymbol{b}) \Leftrightarrow \boldsymbol{\tau} \cdot (\boldsymbol{a} \wedge \boldsymbol{b}) = i[(\boldsymbol{a} \cdot \boldsymbol{b}) - (\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{a})(\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{b})]. \quad (1.42)$$

Ainsi,

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\tau} \cdot (\boldsymbol{\alpha} \wedge \mathbf{W}_\mu) &= \frac{1}{2} [\boldsymbol{\tau} \cdot (\boldsymbol{\alpha} \wedge \mathbf{W}_\mu) - \boldsymbol{\tau} \cdot (\mathbf{W}_\mu \wedge \boldsymbol{\alpha})] \\ &= \frac{i}{2} [[(\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{W}_\mu) - (\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha})(\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu)] - [(\mathbf{W}_\mu \cdot \boldsymbol{\alpha}) - (\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu)(\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha})]] \\ &= \frac{i}{2} [(\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu)(\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}) - (\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha})(\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu)]. \end{aligned} \quad (1.43)$$

En combinant les équations (1.41) et (1.43), il vient

$$\bar{\psi} \gamma^\mu \frac{1}{2} g_I \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu \psi \rightarrow \bar{\psi} \gamma^\mu \frac{g_I}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu \psi + \bar{\psi} \gamma^\mu \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \partial_\mu \boldsymbol{\alpha} \psi + \mathcal{O}(\alpha^2), \quad (1.44)$$

où le dernier terme obtenu compense exactement le terme brisant l'invariance de jauge dans l'équation (1.37).

À ce stade, l'analogie avec l'électromagnétisme pousse à introduire $\mathbf{W}_{\mu\nu}$ l'analogue à $F_{\mu\nu}$ tel que $\mathbf{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathbf{W}_\nu - \partial_\nu \mathbf{W}_\mu$. Or, les invariances de jauge imposées mènent à utiliser une définition légèrement différente,

$$\mathbf{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathbf{W}_\nu - \partial_\nu \mathbf{W}_\mu + g_I (\mathbf{W}_\mu \wedge \mathbf{W}_\nu). \quad (1.45)$$

Le lagrangien pour $SU(2)$ s'écrit alors

$$\mathcal{L}_{SU(2)} = \bar{\psi} (iD - m) \psi - \frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu}. \quad (1.46)$$

Une différence notable et importante vis-à-vis de \mathcal{L}_{QCD} est la non linéarité de $\mathbf{W}_{\mu\nu}$ par rapport à \mathbf{W}_μ et \mathbf{W}_ν . Cette composante non linéaire ouvre la porte aux interactions directes entre les champs W_μ^i , c'est-à-dire entre les bosons, ce qui était impossible avec QED. De nouveaux types de vertex, comme celui de la figure 1.5, sont donc possibles dans une théorie de jauge avec une symétrie locale $SU(2)$.

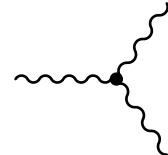


Figure 1.5 – Diagramme de Feynman correspondant à l'interaction entre trois bosons.

2.3.3 Symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ et unification électrofaible

Dans la notation $U(1)_Y$, Y est l'« hypercharge », reliée à Q la charge électrique et à I_3 la projection de l'isospin faible par la relation de Gell-Mann–Nishijima,

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}, \quad (1.47)$$

dont les résultats pour les différents leptons sont présentés dans le tableau 1.2.

Les raisonnements réalisés précédemment peuvent ici être mis à profit. En effet, le cas de $U(1)_{em}$ est traité dans la section 2.2. Il est possible d'obtenir directement les mêmes résultats pour $U(1)_Y$ en procédant à l'analogie $U(1)_{em} \leftrightarrow U(1)_Y$, avec

$$A_\mu \leftrightarrow B_\mu, \quad F_{\mu\nu} \leftrightarrow F_{\mu\nu}^{(B)}, \quad e \leftrightarrow g_Y, \quad Q \leftrightarrow \frac{1}{2} Y. \quad (1.48)$$

De plus, sachant que $SU(2)_L$ couple les fermions de chiralité gauche et les antifermions de chiralité droite, les résultats pour $SU(2)$ sont directement utilisables en ajoutant les projections décrites par les équations (1.31) et (1.32).

La dérivée covariante pour $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est ainsi

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_I I \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu - \frac{i}{2} g_Y Y B_\mu, \quad (1.49)$$

pouvant agir sur un doublet d'isospin faible, noté L , ou un singlet d'isospin faible, noté R , selon

$$D_\mu L = \left[\partial_\mu - \frac{i}{2} g_I \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu + \frac{i}{2} g_Y B_\mu \right] L, \quad (1.50)$$

$$D_\mu R = [\partial_\mu + ig_Y B_\mu] R, \quad (1.51)$$

compte-tenu des différentes valeurs de Y et I données dans le tableau 1.2.

Le lagrangien invariant sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$ de l'interaction électrofaible s'écrit alors

$$\mathcal{L}_{EW} = i\bar{\psi} D^\mu \psi - \frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^{(B)} \cdot F^{(B)\mu\nu}. \quad (1.52)$$

Attention toutefois, les champs B_μ et W_μ^i ne correspondent pas, respectivement, au photon et aux bosons W^\pm et Z . Ces quatre bosons sont en fait des combinaisons de ces quatre champs, ce qui est décrit dans la section 2.4.2.

2.3.4 Interaction électrofaible pour les quarks

Le lagrangien électrofaible ainsi construit pour les leptons pourrait facilement être réutilisé dans le cas des quarks, ψ étant un champ décrivant un fermion. Cependant, le lagrangien de l'équation (1.52) ne couple entre eux que des fermions de même génération. Or, il a été observé expérimentalement que l'interaction faible peut également coupler des quarks de générations différentes.

Un mécanisme rendant possible de tels couplages a été introduit par Cabibbo, Kobayashi et Masakawa [6-8]. Le principe est de faire, pour les quarks, la distinction entre les états propres de masse, c'est-à-dire ceux que l'on observe, et les états propres de l'interaction faible. Ces deux ensembles d'états propres diffèrent ainsi pour les quarks d'isospin faible bas et sont reliés entre eux par la matrice CKM \mathcal{M}_{CKM} , matrice 3×3 unitaire complexe,

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad (1.53)$$

où d' , s' et b' sont les états propres de l'interaction faible et d , s et b ceux de masse. L'élément de matrice V_{ij} ou son conjugué V_{ij}^* est ainsi un facteur appliqué au vertex pour le calcul de la section efficace des processus impliquant des quarks et l'interaction faible. Ces coefficients ne sont pas prédits par le modèle standard et sont donc mesurés expérimentalement. Les valeurs de leurs modules sont les suivantes [9]

$$|\mathcal{M}_{CKM}| = \begin{pmatrix} 0,973\,70 \pm 0,000\,14 & 0,2245 \pm 0,0008 & 0,003\,82 \pm 0,000\,24 \\ 0,221 \pm 0,004 & 0,987 \pm 0,011 & 0,0410 \pm 0,0014 \\ 0,0080 \pm 0,0003 & 0,0388 \pm 0,0011 & 1,013 \pm 0,030 \end{pmatrix}. \quad (1.54)$$

Cette matrice a une structure très prononcée, presque diagonale. Le couplage entre les quarks de générations différentes est faible, ce qui se traduit expérimentalement par des durées de vie de certains hadrons contenant des quarks de deuxième et troisième génération suffisamment longs pour qu'ils se propagent sur quelques millimètres, voire quelques mètres.

Le modèle ainsi construit décrit l'interaction électrofaible pour tous les fermions. Cependant, il n'y a aucun terme de masse dans le lagrangien de l'équation (1.52). En effet, un terme de masse pour les fermions serait de la forme

$$-m\bar{\psi}\psi = -m(\bar{\psi}_R + \bar{\psi}_L)(\psi_R + \psi_L) = -m(\bar{\psi}_R\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_L\psi_L) = -m(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R). \quad (1.55)$$

Champ	ν_e	e_L	e_R
Y	-1	-1	-2
I	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0
I_3	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0
Q	0	-1	-1

Tableau 1.2 – Valeurs des hypercharges, isospins faibles et charges électriques pour les leptons.

Or, ce terme n'est pas invariant sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Pour les champs W_μ^i et B_μ , des termes de masse violeraient également la symétrie de jauge. Dès lors, il semble difficile pour un tel lagrangien de décrire les forces électromagnétique et faible.

En réalité, ce lagrangien décrit l'interaction « électrofaible ». Les interactions électromagnétique et faible résultent d'un mécanisme de brisure spontanée de symétrie, qui se trouve dans ce cas être le mécanisme de Higgs. La section suivante montre comment l'introduction du champ de Higgs amène cette brisure de symétrie et comment sont obtenus des fermions massifs, le photon et les bosons W^\pm et Z .

2.4 Mécanisme de Higgs et brisure spontanée de symétrie

2.4.1 Champ de Higgs et brisure de symétrie

Soit un champ complexe, scalaire, massif, le champ de Higgs [10-15], noté ϕ . Il comporte quatre composantes et s'écrit sous la forme d'un doublet d'isospin faible,

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_3 + i\phi_4 \\ \phi_1 + i\phi_2 \end{pmatrix}. \quad (1.56)$$

Le champ de Higgs a pour hypercharge $Y = +1$ et pour isospin faible $I = \frac{1}{2}$. Il se transforme ainsi, respectivement sous $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$, selon

$$\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} e^{i\frac{\beta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\beta}{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \rightarrow e^{\frac{i}{2}\tau \cdot \alpha} \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.57)$$

La dérivée covariante définie par l'équation (1.49) agit donc sur le champ de Higgs selon

$$D_\mu \phi = \left[\partial_\mu - \frac{i}{2} g_I \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu - \frac{i}{2} g_Y B_\mu \right] \phi, \quad (1.58)$$

et ce dernier apporte les termes \mathcal{L}_h au lagrangien du modèle standard, où

$$\mathcal{L}_h = (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi) \quad (1.59)$$

avec

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad \lambda > 0. \quad (1.60)$$

Il est possible de déterminer le comportement de ce champ autour du minimum du potentiel V , c'est-à-dire autour de sa position d'équilibre. Soit v tel que $v^2 = \phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2$. Alors, à la position d'équilibre,

$$\begin{cases} \frac{\partial V}{\partial \phi} \Big|_{\text{éq}} = 0 \\ \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} \Big|_{\text{éq}} \geqslant 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \left(2\mu^2 + 4\lambda \frac{v^2}{2} \right) \frac{v}{\sqrt{2}} = 0 \\ 2\mu^2 + 12\lambda \frac{v^2}{2} \geqslant 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \mu^2 \geqslant 0 \Rightarrow v = 0 \\ \mu^2 < 0 \Rightarrow v^2 = \frac{-\mu^2}{\lambda} \end{cases}. \quad (1.61)$$

Ainsi, dans le cas où $\mu^2 < 0$, le potentiel possède une infinité de minimums, situés sur un cercle de rayon $\frac{|v|}{\sqrt{2}}$, comme cela est visible sur la figure 1.6. La forme de ce potentiel n'est pas sans rappeler celle d'un sombrero.

Le condensat de ce champ dans le vide correspond à la position de ce minimum de ce potentiel,

$$\langle \phi \rangle_0 = \frac{v}{\sqrt{2}} \neq 0, \quad (1.62)$$

ce qui implique le phénomène de brisure spontanée de symétrie.

Le minimum de potentiel pour V est dégénéré, c'est-à-dire qu'il y a une infinité de points correspondant au minimum de V . Il est possible de briser la symétrie avec n'importe lequel de ces points. Les observables physiques s'obtiennent alors en réalisant un développement limité autour du point choisi. Le choix le plus simple est nommé « jauge unitaire ». Dans ce cas,

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (1.63)$$

où h correspond à un nouveau champ de Higgs, cette fois-ci physiquement réel.

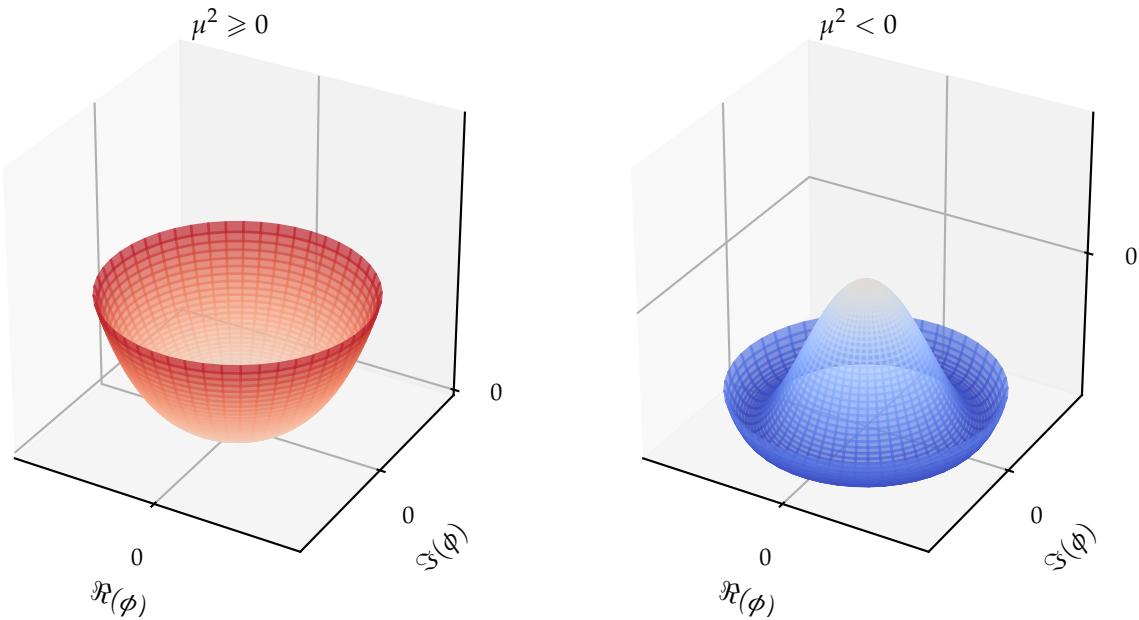


Figure 1.6 – Forme du potentiel du Higgs V selon le signe de μ^2 .

2.4.2 Masses des bosons

Lorsque l'expression (1.63) de ϕ est injectée dans \mathcal{L}_h , le terme cinétique devient

$$\begin{aligned} (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) = & \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h \\ & + \frac{(v+h)^2}{8} g_I^2 (W_\mu^1 + i W_\mu^2) (W^{\mu 1} - i W^{\mu 2}) \\ & + \frac{(v+h)^2}{8} (g_I W_\mu^3 - g_Y B_\mu) (g_I W^{\mu 3} - g_Y B^\mu) + \mathcal{O}(h^2). \end{aligned} \quad (1.64)$$

Il est possible de développer cette expression et d'identifier les termes quadratiques qui correspondent à des termes de masse pour les bosons physiques, tout en obtenant les combinaisons des champs leurs correspondant. Trois bosons massifs sont obtenus, W^+ , W^- et Z ,

$$\text{bosons } W^\pm : \quad W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2), \quad m_W = \frac{1}{2} v g_I, \quad (1.65)$$

$$\text{boson } Z : \quad Z_\mu = \frac{g_I W_\mu^3 - g_Y B_\mu}{\sqrt{g_I^2 + g_Y^2}}, \quad m_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g_I^2 + g_Y^2}. \quad (1.66)$$

Or, il existe quatre champs quantiques, W_μ^i ($i \in \{1, 2, 3\}$) et B_μ . Un quatrième boson peut donc être défini. Il correspond au photon γ , sans masse,

$$\text{photon } \gamma : \quad A_\mu = \frac{g_Y W_\mu^3 + g_I B_\mu}{\sqrt{g_I^2 + g_Y^2}}, \quad m_A = 0. \quad (1.67)$$

Cette combinaison est fixée par la construction d'une matrice unitaire $\mathcal{M}_{\gamma Z}$ reliant les champs A_μ et Z_μ à B_μ et W_μ^3 ,

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \mathcal{M}_{\gamma Z} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix}, \quad \mathcal{M}_{\gamma Z} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \quad (1.68)$$

avec θ_W l'angle de mélange faible [16], tel que

$$\cos \theta_W = \frac{g_I}{\sqrt{g_I^2 + g_Y^2}}, \quad \sin \theta_W = \frac{g_Y}{\sqrt{g_I^2 + g_Y^2}}. \quad (1.69)$$

Alors, les champs A_μ et Z_μ s'expriment

$$\text{photon } \gamma : \quad A_\mu = B_\mu \cos \theta_W + W_\mu^3 \sin \theta_W, \quad m_A = 0, \quad (1.70)$$

$$\text{boson } Z : \quad Z_\mu = W_\mu^3 \cos \theta_W - B_\mu \sin \theta_W, \quad m_Z = \frac{m_W}{\cos \theta_W}. \quad (1.71)$$

Pour le boson de Higgs lui-même, le terme de masse provient de $V(\phi)$ et donne $m_h = \sqrt{-2\mu^2}$.

Les masses des bosons W^\pm , γ et Z ainsi prédites [3] sont expérimentalement confirmées [9, 17-21]. Cependant, la masse du boson de Higgs dépendant de μ , paramètre libre de ce modèle, seule une détermination expérimentale permet de l'obtenir. En 2012, les collaborations ATLAS et CMS ont observé un boson [22-24], confirmé comme étant ce boson de Higgs [25, 26]. Sa masse est déterminée à $125,10 \pm 0,14$ GeV [9, 27, 28]. Les désintégrations de h en WW [29], ZZ [30, 31] et $\gamma\gamma$ [32] ont été observées, confirmant les couplages attendus à ces particules.

2.4.3 Masses des fermions

Le champ de Higgs peut également interagir avec les fermions. Une telle interaction, entre un champ scalaire et un champ de Dirac, est une interaction de Yukawa et permet d'introduire des termes de masse invariants de jauge pour ces fermions.

Avant la brisure de symétrie, les termes de Yukawa pour un champ ψ dont la composante d'isospin faible bas correspond à une particule de masse m s'expriment

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\frac{m\sqrt{2}}{v}\bar{\psi}\phi\psi = -\frac{m\sqrt{2}}{v}(\bar{\psi}_L\phi\psi_R + \bar{\psi}_R\phi^\dagger\psi_L), \quad (1.72)$$

donnant, après la brisure spontanée de symétrie précédemment décrite, les termes de masse pour les fermions d'isospin faible bas ainsi que le terme d'interaction entre le fermion et le boson de Higgs h ,

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -m\bar{\psi}\psi + \frac{m}{v}\bar{\psi}h\psi. \quad (1.73)$$

En particulier, l'intensité du couplage entre le fermion et le boson de Higgs est proportionnelle à la masse m du fermion.

La brisure de symétrie dans le cas de la jauge unitaire (1.63) laisse la composante d'isospin faible haut du champ de Higgs nulle. Ce formalisme permet donc d'obtenir les termes de masse pour les leptons chargés. Les neutrinos étant considérés dans le lagrangien du modèle standard comme des particules de masses nulles, l'ensemble des leptons est donc traité à ce stade.

Dans le cas des quarks en revanche, il faut obtenir des termes de masse pour les quarks d'isospin faible haut. Pour cela, il est possible d'introduire le conjugué de charge du champ de Higgs,

$$\phi^C = i\sigma_2\phi^* = \begin{pmatrix} \phi^* \\ -\phi^- \end{pmatrix} \quad (1.74)$$

dont l'expression devient après brisure de symétrie dans le cas de la jauge unitaire

$$\phi^C = \frac{-1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + h(x) \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (1.75)$$

Cette fois, la composante d'isospin faible haut du champ de Higgs n'est pas nulle et permet d'obtenir des termes de masse pour les quarks d'isospin faible haut.

Ainsi, les termes de Yukawa pour les fermions s'expriment

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = y\bar{\psi}\phi\psi + \text{h.c.} = \sum_{i=1}^3 y_i^\ell \bar{\ell}_i \phi \ell_i + \sum_{i=1}^3 y_i^d \bar{d}_i \phi d_i + \sum_{i=1}^3 y_i^u \bar{u}_i \phi^C u_i, \quad y_i^x = -\frac{\sqrt{2}}{v} m_i^x \quad (1.76)$$

où « h.c. » signifie conjugué hermitien, i correspond à la génération des fermions, ℓ_i , d_i et u_i aux champs listés dans le tableau 1.1 et m_i^x à la masse du fermion de type x et de génération i .

Les désintégrations de h en $b\bar{b}$ [33, 34] et $\tau\tau$ [35, 36] ont été observées, conformément aux couplages attendus. Un excès à 3σ est de plus obtenu sur la désintégration en $\mu\mu$ [37], ce qui est insuffisant pour déclarer une observation mais donne une preuve du couplage aux muons. Enfin, le cas du quark t est particulier. Cette particule est trop massive pour que h se désintègre en $t\bar{t}$, toutefois la production de h en association avec une paire de quarks t a été observée [38] et ces résultats sont en accord avec les prédictions du modèle standard.

2.5 Interaction forte

2.5.1 La couleur

L'interaction forte est la troisième force fondamentale décrite par le modèle standard. L'analogie de la charge électrique pour l'interaction électromagnétique est, dans le cas de l'interaction forte, la « couleur », concept né de l'observation des baryons Δ^{++} , Δ^- [39-41] et Ω^- [42]. Dans le modèle des quarks, ces baryons sont composés comme

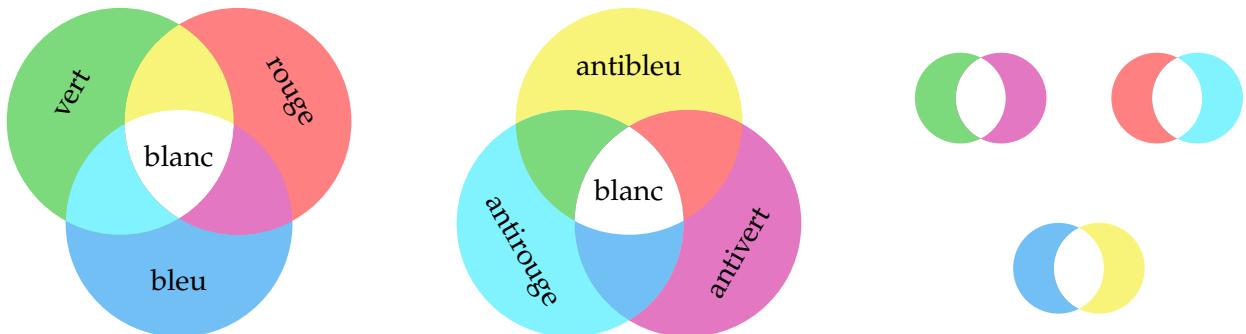
$$\Delta^{++} = (uuu), \quad \Delta^- = (ddd), \quad \Omega^- = (sss). \quad (1.77)$$

Or, ces baryons sont de spin $\frac{3}{2}$. Les quarks possédant un spin $\frac{1}{2}$, il faudrait alors que pour chacun de ces baryons, les trois quarks les composant aient leurs nombres quantiques égaux, ce qui va à l'encontre du principe de Pauli.

Il est possible de décrire ces baryons sans violer le principe d'exclusion de Pauli en introduisant un nouveau nombre quantique, la couleur. Les quarks portent ainsi une charge de couleur, pouvant prendre trois valeurs orthogonales, nommées par convention rouge, verte et bleue. Les antiquarks portent une anticoloreur. Chacun des trois quarks des baryons porte alors une couleur différente, c'est-à-dire

$$\Delta^{++} = (\text{rouge}, \text{vert}, \text{bleu}), \quad \Delta^- = (\text{antibleu}, \text{antirouge}, \text{antiverte}), \quad \Omega^- = (\text{blanc}). \quad (1.78)$$

Les baryons ainsi formés portent une charge de couleur globale nulle, ils sont « blancs », comme cela est visible sur la figure 1.7a. Dans le cas des antibaryons formés de trois antiquarks, sur la figure 1.7b, c'est l'association des trois anticolores qui permet d'obtenir un baryon blanc. Il est également possible de former une particule composite blanche par association d'un quark avec un antiquark portant l'anticolore correspondante. Les trois combinaisons possibles sont illustrées sur la figure 1.7c. Il s'agit alors de mésons.



(a) Un baryon est constitué de trois quarks, un de chaque couleur.

(b) Un antibaryon est constitué de trois antiquarks, un de chaque anticoloreur.

(c) Un méson est constitué d'un quark et d'un antiquark de l'anticolore correspondante.

Figure 1.7 – Combinaisons des couleurs des quarks dans les hadrons. La couleur globale est toujours blanche, c'est-à-dire que la charge de couleur globale est nulle.

Les quarks et antiquarks se regroupent ainsi en particules composites, les hadrons (baryons et mésons), dont la neutralité de couleur est confirmée expérimentalement. Ce phénomène est connu sous le nom de « confinement de couleur » et est abordé dans la section 2.5.3.

2.5.2 Symétrie $SU(3)_C$

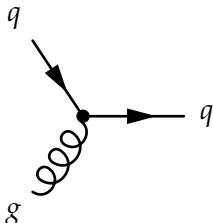
Afin de décrire l'interaction forte dans le même formalisme que les autres interactions fondamentales, il faut un groupe de symétrie. Étant donné qu'il existe trois dimensions de couleur (rouge, verte, bleue), la théorie quantique des champs associée à l'interaction forte se base sur le groupe $SU(3)_C$, où C signifie « couleur ».

Tout comme $SU(2)$, $SU(3)$ est un groupe non abélien. Il est possible de reprendre exactement les mêmes calculs que ceux de la section 2.3.2, en procédant aux changements

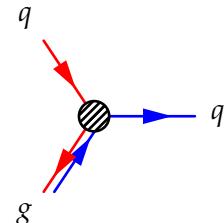
$$\tau \in \mathcal{M}_2(\mathbb{C})^3 \leftrightarrow \lambda \in \mathcal{M}_3(\mathbb{C})^8, \quad \alpha \in \mathbb{R}^3 \leftrightarrow \theta \in \mathbb{R}^8, \quad g_I \leftrightarrow \alpha_s, \quad W_\mu \leftrightarrow G_\mu, \quad W_{\mu\nu} \leftrightarrow G_{\mu\nu} \quad (1.79)$$

où λ est un vecteur à huit composantes, chacune étant une matrice de Gell-Mann, définies dans l'annexe B, G_μ décrit donc huit gluons, bosons vecteurs de l'interaction forte et α_s est la constante de couplage de l'interaction forte.

Les gluons portent une couleur et une anticolleur. Lors de chaque interaction, la charge de couleur est conservée, ainsi un quark rouge interagissant avec un gluon bleu-antirouge devient un quark bleu. Le flux de couleur ainsi conservé dans cet exemple est représenté sur la figure 1.8.

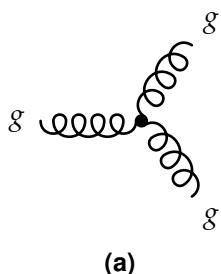


(a) Diagramme de Feynman de l'interaction.

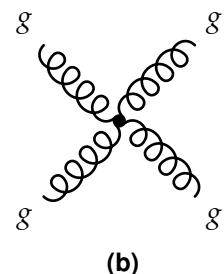


(b) Représentation du flux de couleur conservé.

Figure 1.8 – Interaction entre un quark rouge et un gluon bleu-antirouge, donnant un quark bleu.



(a)



(b)

Figure 1.9 – Diagrammes de Feynman correspondant à l'interaction entre trois et quatre gluons.

Le terme non linéaire $G_\mu \wedge G_\nu$ dans l'expression de $G_{\mu\nu}$, obtenue à partir de l'analogie (1.79) appliquée à l'équation (1.45), est lourd de conséquences. Il permet le couplage entre trois et quatre gluons, comme cela est illustré sur la figure 1.9, et donne à l'interaction forte toute sa singularité. En effet, ce terme est responsable du confinement de couleur et de l'initiation de la gerbe partonique qui donne naissance aux jets, discutés dans la section 2.6. Ce phénomène n'est pas présent dans le cas de l'interaction faible à cause de la brisure spontanée de symétrie donnant des bosons W et Z massifs.

2.5.3 Confinement de couleur et liberté asymptotique

Le confinement de couleur force les quarks, particules colorées, à s'associer en formant des particules composites, les hadrons, états liés de charge globale de couleur nulle. Ce phénomène empirique peut s'expliquer par la variation en fonction de l'échelle d'énergie de la constante de couplage de l'interaction forte α_s , représentée sur la figure 1.10.

Aux basses énergie, α_s diverge. Ainsi, séparer et isoler des particules colorées mène à une énergie potentielle de couleur suffisamment grande pour créer des paires quark-antiquark. Lorsqu'un quark est issu d'une collision en physique des particules, ce processus se réalise et produit un ensemble collimé de particules, un jet.

De plus, à cause de la valeur élevée de α_s aux basses énergies, il n'est pas possible de réaliser des calculs perturbatifs usuels en théorie quantique des champs. D'autres techniques sont toutefois utilisées, comme la méthode de QCD sur réseau. Son principe est de discréteriser l'espace-temps en un réseau de points. Bien que cette méthode requiert d'importantes capacités de calcul et beaucoup de temps, elle permet d'obtenir avec succès les masses des hadrons comme cela se voit sur la figure 1.11 pour les hadrons légers.

Les valeurs de α_s à deux échelles d'énergie k et μ sont reliées par la relation

$$\alpha_s(k) = \frac{\alpha_s(\mu)}{1 + \frac{11n_c - 2n_f}{12\pi} \alpha_s(\mu) \ln\left(\frac{k^2}{\mu^2}\right)} \quad (1.80)$$

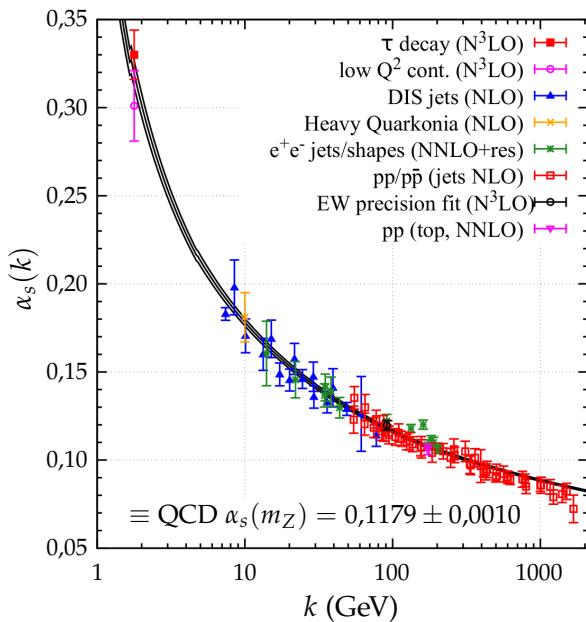


Figure 1.10 – Mesures de α_s en fonction de l'échelle d'énergie k (points) et prédiction théorique (courbe) [9]. Le degré des calculs perturbatifs de QCD utilisés pour extraire α_s est indiqué entre parenthèses (NLO : next-to-leading order, c'est-à-dire jusqu'à l'ordre suivant le premier degré non nul ; NNLO : un ordre de plus que NLO ; etc.).

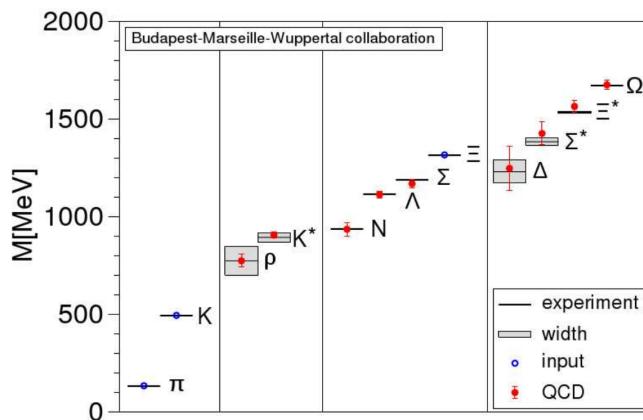


Figure 1.11 – Spectre de masse des hadrons légers [43]. Les lignes horizontales ainsi que les zones grisées sont les valeurs expérimentales et les largeurs de désintégration. Les résultats obtenus en utilisant des calculs de QCD sur réseau sont représentés par des cercles, avec les erreurs associées. Seules les masses des hadrons π , K et Ξ ne présentent pas de barres d'erreurs, celles-ci sont utilisées fixer les paramètres libres du modèle.

avec n_c le nombre de couleurs et n_f le nombre de saveurs de quarks, c'est-à-dire $n_c = 3$ et $n_f = 6$ [44]. Cette relation peut ainsi se réécrire, en prenant $\mu = \Lambda_{\text{QCD}}$ l'échelle d'énergie à laquelle α_s diverge,

$$\alpha_s(k) = \frac{6\pi}{21 \ln\left(\frac{k}{\Lambda_{\text{QCD}}}\right)}, \quad \Lambda_{\text{QCD}} = 218 \pm 24 \text{ MeV}. \quad (1.81)$$

Il ressort que α_s décroît lorsque l'échelle d'énergie augmente. Cette diminution de α_s aux hautes énergies est la « liberté asymptotique » [45, 46], régime dans lequel les particules colorées ne sont plus confinées et peuvent se propager comme des particules libres. Au LHC, les énergies de collision permettent d'atteindre ce régime.

2.6 Formation des jets

Lorsqu'un parton (quark ou gluon) est issu d'une collision de particules, il possède une haute énergie et émet alors, par interaction forte, d'autres partons. La « gerbe partonique », sujet de la prochaine section, est ainsi créée. Par conservation, l'énergie portée individuellement par chaque parton

de cette gerbe diminue au fur et à mesure des nouvelles émissions de partons et par conséquent, α_s augmente. Tant que l'échelle d'énergie est suffisamment grande pour que $\alpha_s \ll 1$, ce qui correspond à des énergies supérieures à la centaine de MeV, il est possible de réaliser des calculs perturbatifs. En deçà d'une centaine de MeV, ce n'est plus possible. Des modèles paramétriques sont alors utilisés pour caractériser le phénomène d'« hadronisation ».

2.6.1 Gerbe partonique

Chaque parton issu d'une collision au LHC se trouve dans un premier temps dans le régime de liberté asymptotique. Ainsi, pour un événement $Z \rightarrow q\bar{q}$ comme celui de la figure 1.12a avec deux quarks dans l'état final, il est possible d'obtenir par émission d'un gluon un état $q\bar{q}g$ comme ceux illustrés sur les figures 1.12b et 1.12c, par exemple.

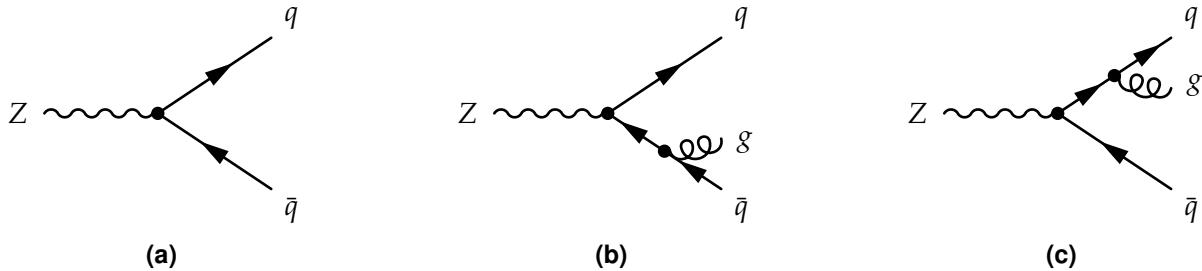


Figure 1.12 – Un boson Z se désintègre en paire quark-antiquark. Dans les cas des figures 1.12b et 1.12c, un gluon supplémentaire est émis.

Il est légitime de se demander quelle est la probabilité d'obtenir un état $q\bar{q}g$ à partir d'un état $q\bar{q}$. Des calculs de section efficace permettent d'obtenir [44], pour un état initial contenant X partons dont i qui émet j , donnant un état final à $X + 1$ partons,

$$d\sigma_{X+j} \simeq \sigma_X \sum_{i \in \{X\}} \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{d\theta^2}{\theta^2} dz P_{ij}(z) \quad (1.82)$$

où θ est l'angle entre j et i . La grandeur $P_{ij}(z)$ est la probabilité que j émis par i emporte une fraction z de l'énergie initiale de i , qui s'exprime en fonction de la nature de i et j (quark ou gluon) selon

$$P_{qq}(z) = C_F \frac{1+z^2}{1-z}, \quad P_{qg}(z) = C_F \frac{1+(1-z)^2}{z}, \quad (1.83)$$

$$P_{gg}(z) = C_A \frac{z^4 + 1 + (1-z)^4}{z(1-z)}, \quad P_{gq}(z) = T_R(z^2 + (1-z)^2), \quad (1.84)$$

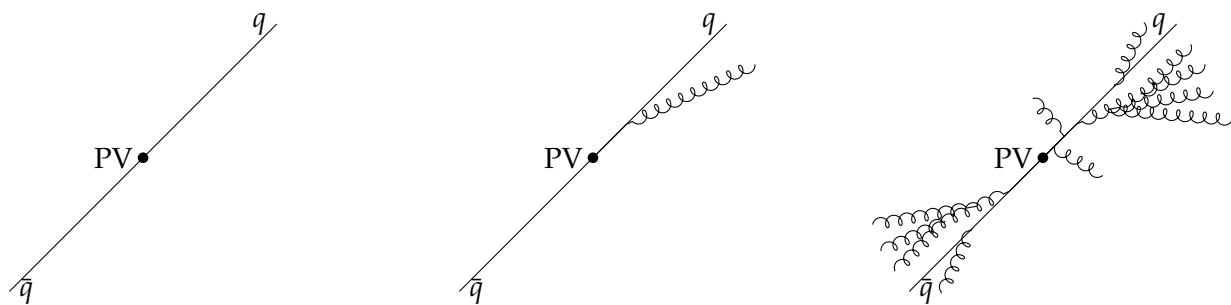
et $P_{g\bar{q}}(z) = P_{gq}(z)$, avec $C_F = \frac{4}{3}$, $C_A = 3$ et $T_R = \frac{1}{2}$. La probabilité d'émettre un parton supplémentaire diverge dans deux cas :

- le parton émis a une énergie faible devant celle du parton émetteur, c'est la limite infrarouge ;
- l'angle entre le parton émis et le parton émetteur est petit, c'est la limite colinéaire.

Les nouveaux partons ainsi émis et les partons initiaux continuent chacun ces processus jusqu'à ce que le phénomène de confinement de couleur réapparaîsse. Pour chaque parton directement issu de la collision ayant lieu au vertex primaire (PV), une gerbe partonique est formée, c'est-à-dire un ensemble collimé de partons, comme illustré sur la figure 1.13. Ce sont ces particules qui vont participer au phénomène d'hadronisation dû au confinement de couleur.

2.6.2 Hadronisation

Lorsque des partons en émettent d'autres, la conservation de l'énergie implique que chaque particule possède individuellement une énergie de plus en plus petite. Or α_s augmente lorsque l'échelle d'énergie diminue et en-deçà de quelques centaines de MeV, α_s diverge. Le phénomène de confinement de couleur réapparaît et la gerbe partonique subit alors un phénomène d'hadronisation. Un flux collimé de hadrons est obtenu. Certains d'entre eux peuvent comporter des quarks de deuxième



(a) Deux quarks sont initialement produits, ce qui correspond au diagramme de la figure 1.12a.

(b) Un des quarks peut émettre un gluon, ce qui correspond au diagramme de la figure 1.12c.

(c) Le processus est réitéré, donnant un ensemble de particules colorées.

Figure 1.13 – Formation de deux gerbes partoniques à partir d'une paire de quarks formée au vertex primaire (PV).

ou troisième génération. Ces hadrons sont alors instables et peuvent être amenés à se désintégrer. Dans ce cas, leurs produits de désintégration sont observés dans le détecteur.

Le phénomène d'hadronisation ayant lieu lorsque $\alpha_s \gtrsim 1$, il n'est pas possible de réaliser des calculs perturbatifs. Afin de décrire ce phénomène, il faut avoir recours à des modèles paramétriques comme le modèle d'agglomération hadronique [47] ou le modèle des cordes de Lund [48].

Agglomération hadronique Ce modèle [47] repose sur l'hypothèse de conservation des nombres quantiques ainsi que de l'énergie-impulsion entre les partons issus de la gerbe partonique et les hadrons obtenus après hadronisation.

Dans un premier temps, les gluons de la gerbe partonique se désintègrent en paires $q\bar{q}$. Les partons, uniquement des quarks à ce stade donc, se rassemblent dans un second temps en aggrégats de charge de couleur nulle, c'est le « pré-confinement ». Deux cas de figure se présentent alors pour chaque aggrégat :

- si la masse de l'aggrégat est proche de celle d'un hadron, il produit ce hadron ;
- sinon, il se désintègre en agrégats plus petits et forme plusieurs hadrons.

Ce processus est illustré sur la figure 1.14.

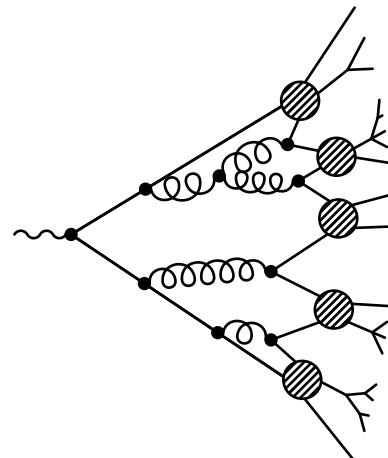


Figure 1.14 – Schématisation de l'hadronisation dans le cadre du modèle d'agglomération hadronique.

Cordes de Lund Dans le modèle des cordes de Lund [48], les quarks sont reliés en paires $q\bar{q}$ par des « cordes » de couleur, de tension $\kappa \simeq 1 \text{ GeV} \cdot \text{fm}^{-1}$, comme sur la figure 1.15b. Les gluons sont décrits comme des noeuds des cordes de couleur.

Lorsque deux charges colorées s'éloignent, l'énergie potentielle augmente. Une fois que l'énergie potentielle est suffisamment grande, une nouvelle paire $q'\bar{q}'$ est créée (fig. 1.15c) avec une probabilité proportionnelle à $\exp(-\frac{\pi}{\kappa} m_{q'})$. La probabilité d'obtenir des quarks lourds par ce processus est donc très faible. Le partage de l'énergie entre les paires de quarks est régi par une fonction de partition dont les paramètres sont estimés expérimentalement.

2.6.3 Parton initial et caractéristiques du jet

Un jet présente certaines caractéristiques suivant le type de parton à son origine. Le parton n'est pas visible expérimentalement, mais les caractéristiques du jet obtenu permettent d'en estimer la

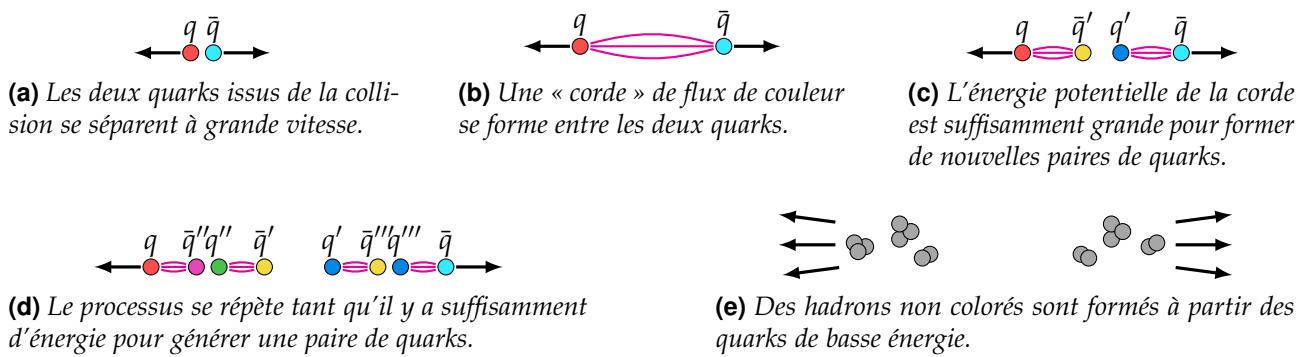


Figure 1.15 – Processus de formation de deux jets dans le cadre du modèle des cordes de Lund.

saveur, comme exposé au chapitre 2.

Le quark t possède une durée de vie trop courte pour participer à l'hadronisation. Il se désintègre par interaction faible en un autre quark, généralement un quark b , et un boson W . Le nouveau quark issu de cette désintégration forme alors un jet.

Les autres quarks (d, u, s, c et b) participent à l'hadronisation. Ils se retrouvent donc confinés au sein des hadrons qui en résultent. Ceux-ci sont éventuellement instables.

Le quark b forme un hadron instable qui donne d'autres hadrons lors de la désintégration du quark b en quark c ou u par interaction faible. Dans 70 % des cas, cette désintégration se fait avec émission d'une nouvelle paire de quarks $q\bar{q}$ selon

$$b \rightarrow c q_d \bar{q}_d, \quad \bar{b} \rightarrow \bar{c} q_u \bar{q}_u, \quad b \rightarrow u q_d \bar{q}_d, \quad \bar{b} \rightarrow \bar{u} q_u \bar{q}_u, \quad (1.85)$$

où q_d et q_u désignent respectivement des quarks d'isospin faible bas et haut. Le nombre de constituants du jet, ainsi que le nombre de traces provenant d'un vertex secondaire (SV), est alors plus important. Dans 30 % des cas, la désintégration du quark b se fait avec émission d'une paire de leptons, l'un étant électriquement chargé et l'autre correspondant au neutrino associé, c'est-à-dire

$$b \rightarrow c \ell^- \bar{\nu}_\ell, \quad \bar{b} \rightarrow \bar{c} \ell^+ \nu_\ell, \quad b \rightarrow u \ell^- \bar{\nu}_\ell, \quad \bar{b} \rightarrow \bar{u} \ell^+ \nu_\ell. \quad (1.86)$$

Un lepton chargé au sein d'un jet donne une signature caractéristique de la présence d'un quark b lors des collisions proton-proton du LHC.

Les désintégrations (1.85) font intervenir les modules des coefficients V_{cb} ou V_{ub} de la matrice CKM, introduite dans la section 2.3.4, dont les valeurs sont faibles ; elles sont donc fortement supprimées. Les hadrons contenant un quark b ont ainsi une durée de vie de l'ordre de la picoseconde [49, 50] et peuvent voyager sur une distance de l'ordre du millimètre. Les traces des particules chargées issues de cette nouvelle désintégration proviennent donc d'un vertex secondaire (SV), différent du vertex primaire (PV). Ces traces sont « déplacées ». Pour chacune d'entre elles, il est possible de déterminer le paramètre d'impact (IP) au vertex primaire, dont la valeur est typiquement plus grande que pour des traces provenant du vertex primaire, comme cela est illustré sur la figure 1.16.

Le quark c possède une phénoménologie similaire au quark b . Cependant, la désintégration du quark c en quark s selon

$$c \rightarrow s q_u \bar{q}_u, \quad \bar{c} \rightarrow \bar{s} q_d \bar{q}_d, \quad c \rightarrow s \ell^+ \nu_\ell, \quad \bar{c} \rightarrow \bar{s} \ell^- \bar{\nu}_\ell, \quad (1.87)$$

fait intervenir le module du coefficient V_{cs} de la matrice CKM, proche de 1. Les hadrons contenant un quark c ont ainsi une durée de vie inférieure à la picoseconde [50] et il est donc plus difficile d'identifier les jets issus de quarks c que ceux issus de quarks b .

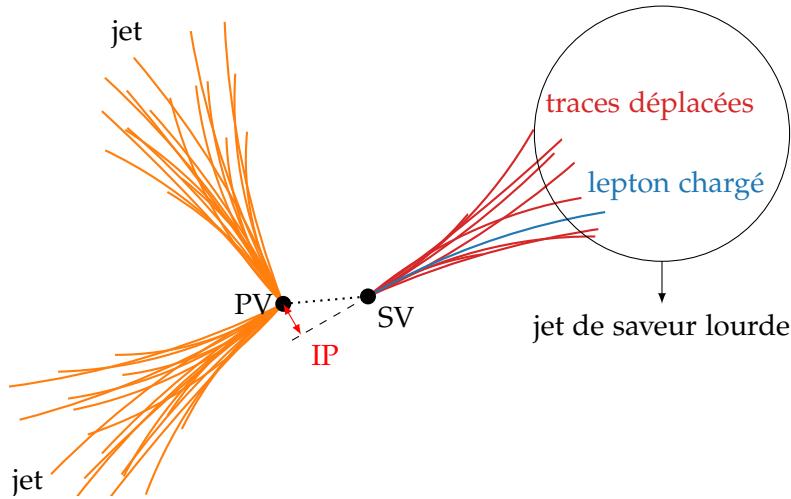


Figure 1.16 – Trois jets, dont un de saveur lourde. Les particules composant ce jet proviennent d'un vertex secondaire (SV), différent du vertex primaire (PV) où a lieu la collision entre les protons et la formation du hadron lourd à l'origine du SV. Le paramètre d'impact (IP) est également indiqué. Réalisé à l'aide de CMSTransverseTikZ [51].

Les quarks d , u et s forment des hadrons :

- très instables, par exemple les π^0 , dont seuls les produits de désintégration sont observés ;
- faiblement instables, tels que les K^+ et les K^0 , qui se propagent généralement jusque dans les parties sensibles du détecteur et peuvent donc être observés directement ;
- stables, par exemple les protons, qui sont directement observés dans le détecteur.

Dans tous les cas, des traces de particules chargées proviennent du PV, lieu de formation du quark initial. Certains hadrons neutres tels que les Λ^0 ou les K^0 peuvent se désintégrer en particules chargées au sein du trajectographe, mais le nombre de traces déplacées reste limité. Le phénomène décrit précédemment pour les quarks b et c n'est donc pas observable. Les jets issus de ces trois types de quarks, les plus légers, sont ainsi regroupés sous la dénomination de « jets légers ».

Les gluons portent une charge de couleur plus importante que les quarks. Les quarks portent en effet une couleur, les antiquarks une anticoloreur et les gluons portent une couleur et une anticoloreur. Les jets initiés par des gluons comportent typiquement plus de particules électriquement chargées et sont moins collimés que les jets légers [52].

3 Succès et limites du modèle standard

3.1 Succès

Le modèle standard a été conçu il y a plus de 50 ans et a évolué avec les nouvelles observations expérimentales. Ses succès sont nombreux, notamment de par son pouvoir prédictif. L'existence de bosons massifs W et Z est ainsi prédite dès la fin des années 60 [3] et leur observation est confirmée expérimentalement en 1983 [17-21]. De même, le quark top postulé en 1973 [6] est observé 22 ans plus tard [53, 54]. Dernier tour de force en date, le boson de Higgs, prédict en 1964 [10-13], est découvert en 2012 [22, 23].

Le lagrangien du modèle standard s'écrit à ce jour sous la forme

$$\mathcal{L}_{SM} = \underbrace{-\frac{1}{4}\mathcal{F}_{\mu\nu}\mathcal{F}^{\mu\nu}}_{\text{bosons vecteurs}} + \underbrace{i\bar{\psi}\not{D}\psi}_{\text{fermions et interactions}} + \underbrace{(D^\mu\phi)^\dagger(D_\mu\phi) - V(\phi)}_{\text{boson de Higgs et interactions avec les autres bosons}} + \underbrace{(y\bar{\psi}\phi\psi + \text{h.c.})}_{\substack{\text{termes de Yukawa} \\ (\text{interactions fermions-Higgs})}} \quad (1.88)$$

où « h.c. » signifie conjugué hermitien. Dans cette forme simplifiée sont compris de nombreux termes,

car

$$\mathcal{F}_{\mu\nu}\mathcal{F}^{\mu\nu} = \mathbf{G}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{G}^{\mu\nu} + \mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} + F_{\mu\nu}^{(B)}F^{(B)\mu\nu}, \quad (1.89)$$

$$\not{D} = \gamma^\mu D_\mu = \gamma^\mu \left[\partial_\mu - i g_I I \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu - i g_Y \frac{Y}{2} B_\mu - i \alpha_s \frac{C}{2} \boldsymbol{\lambda} \cdot \mathbf{G}_\mu \right], \quad (1.90)$$

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2. \quad (1.91)$$

Le modèle standard ainsi construit permet d'expliquer la plupart des phénomènes observés avec une grande précision. Cependant, il comporte certaines lacunes discutées dans la section suivante.

3.2 Limites

Certaines observations présentées de manière non exhaustive ci-après laissent à penser que le modèle standard est une théorie effective à basse énergie et qu'il existe une autre plus fondamentale permettant de les expliquer.

Nombre de générations Le modèle standard ne permet pas de prédire le nombre de générations, aujourd'hui égal à trois. Ainsi, il est tout à fait possible qu'il existe une quatrième génération de fermions (quarks t' et b' , leptons τ' et ν_{τ}'). Seule contrainte connue à ce jour, les mesures sur la largeur du Z impliquent que seulement trois générations peuvent présenter des neutrinos de masse inférieure à $\frac{1}{2}m_Z$ [55]. Il faudrait ainsi nécessairement $\nu_{\tau}' > \frac{1}{2}m_Z$. Mesurer avec précision les paramètres de la matrice CKM permet de tester la présence d'une génération supplémentaire de fermions, cette matrice devant être unitaire.

Masse des neutrinos Dans le lagrangien du modèle standard (1.88), il n'existe pas de terme de masse pour les neutrinos. Or, des oscillations entre saveurs de neutrinos ont été observées [56, 57]. Celles-ci impliquent d'une part que les neutrinos possèdent en réalité une masse, et d'autre part que les états propres de l'interaction faible ne sont pas les états propres de masse des neutrinos.

Les états propres de l'interaction faible des neutrinos peuvent être reliés à leurs états propres de masse à l'aide de la matrice PMNS [58], pour Pontecorvo, Maki, Nakagawa et Sakata, analogue à la matrice CKM introduite dans la section 2.3.4. Dans ce cas,

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{\mu 2} & U_{\tau 3} \\ U_{e1} & U_{\mu 2} & U_{\tau 3} \\ U_{e1} & U_{\mu 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}, \quad (1.92)$$

où ν_e , ν_μ et ν_τ sont les états propres de l'interaction faible et ν_1 , ν_2 et ν_3 ceux de masse. La masse des neutrinos peut être obtenue par deux extensions différentes du modèle standard.

La première consiste à introduire directement des neutrinos de chiralité droite. Des telles particules, par construction, n'interagissent ni par interaction forte (pas de charge de couleur), ni par interaction électromagnétique (pas de charge électrique), ni par interaction faible (particules de chiralité droite). Plusieurs hypothèses, comme le mécanisme de Seesaw [59-63], sont avancées afin de décrire de tels neutrinos stériles. Il n'existe à ce jour aucun résultat expérimental permettant de conclure sur la validité de ces hypothèses.

La seconde revient à considérer que les neutrinos sont des particules de Majorana, c'est-à-dire qu'ils sont leurs propres antiparticules [64, 65]. Dans ce cas, les antineutrinos sont des neutrinos. Des neutrinos de chiralité droite sont ainsi naturellement introduits, rendant possible le terme de masse dans le lagrangien. Cependant, des neutrinos de Majorana peuvent violer la conservation du nombre de leptons lors de certains processus physiques. En particulier, la double désintégration β sans neutrinos [66, 67] est alors possible, mais ce phénomène n'a pas été observé.

Ajustement fin Les couplages du boson de Higgs aux particules rendent possible l'existence des diagrammes de la figure 1.17. Le calcul de la masse du boson de Higgs doit les prendre en compte.

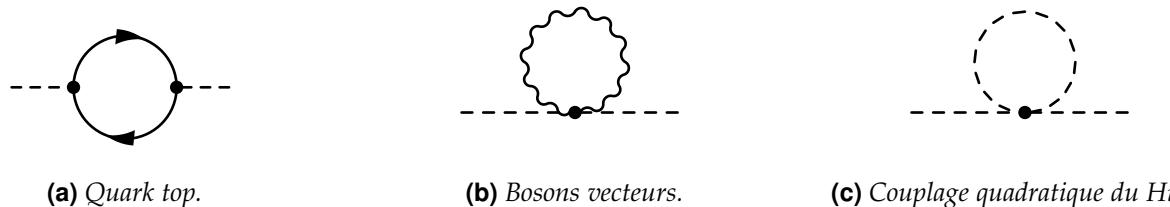


Figure 1.17 – Diagrammes de Feynman des contributions aux corrections radiatives à la masse du boson de Higgs.

Dans ce cas, la masse effective du boson de Higgs m_h s'exprime à partir de la masse « nue » m_{h0} à laquelle sont apportées des corrections [68] :

$$\text{du top, figure 1.17a} \quad -\frac{3}{8\pi^2} y_t^2 \Lambda^2 \quad \sim -(2 \text{ TeV})^2 \quad (1.93)$$

$$\text{des bosons vecteurs, figure 1.17b} \quad +\frac{1}{16\pi^2} g^2 \Lambda^2 \quad \sim +(0,7 \text{ TeV})^2 \quad (1.94)$$

$$\text{du Higgs, figure 1.17c} \quad +\frac{1}{16\pi^2} \lambda^2 \Lambda^2 \quad \sim +(0,5 \text{ TeV})^2 \quad (1.95)$$

où y_t^2 est la constante de couplage de Yukawa du quark top défini équation (1.76), g la constante de couplage de l'interaction associée au boson vecteur considéré, λ le paramètre du terme quadratique du potentiel de Higgs (1.60) et Λ l'échelle d'énergie de la « nouvelle physique », c'est-à-dire l'échelle d'énergie où le modèle standard n'est plus valable.

La masse du boson de Higgs s'exprime alors

$$m_h^2 = m_{h0}^2 - \frac{3}{8\pi^2} y_t^2 \Lambda^2 + \frac{1}{16\pi^2} g^2 \Lambda^2 + \frac{1}{16\pi^2} \lambda^2 \Lambda^2 + \dots \quad (1.96)$$

Le boson de Higgs a été observé avec une masse de $125,10 \pm 0,14$ GeV. Or, les corrections précédentes sont de l'ordre du TeV. De plus, si d'autres particules plus massives existent, les corrections supplémentaires sont une à une encore plus importantes mais doivent toujours donner une masse de 125 GeV. Les paramètres dont toutes ces corrections dépendent doivent alors être ajustés au moins jusqu'à la 32^e décimale, ce qui semble peu naturel. Une théorie qui ne nécessite pas un tel ajustement est préférable.

Nombre de paramètres libres Le modèle standard tel que décrit dans la section 2 comporte 19 paramètres libres, listés dans le tableau 1.3. Une théorie en comportant moins propose plus de prédictions, sur la masse des particules par exemple, ce qui permet de réaliser plus de comparaisons aux données expérimentales. Parmi ces 19 paramètres libres, 15 (les masses des 6 quarks et des 3 leptons chargés, la masse du Higgs, son condensat dans le vide et les quatre paramètres de la matrice CKM) sont reliés au boson de Higgs. C'est pourquoi l'étude du boson de Higgs est un enjeu majeur en physique des particules.

L'introduction de neutrinos massifs, précédemment évoquée, apporte trois nouveaux paramètres libres, les masses des trois neutrinos. De plus, la matrice PMNS permettant de décrire leurs oscillations demande quatre paramètres libres, analogues aux quatre paramètres reliés à la matrice CKM dans le tableau 1.3. Il y a donc potentiellement 26 paramètres libres pour un modèle standard incluant les neutrinos massifs.

Gravitation Le modèle standard ne propose aucune description de la gravitation. La relativité générale permet de décrire la gravitation à l'échelle macroscopique avec succès, mais cette théorie n'est pas applicable avec la mécanique quantique. En l'état actuel, l'ajout de la gravitation au modèle standard introduit des infinis qui le rendent non renormalisable. Le modèle standard est donc valide uniquement pour des échelles où la gravitation est négligeable face aux autres interactions (électromagnétique, faible et forte). C'est le cas dans les expériences de physique des particules ; aucune d'entre elles n'a observé d'effet gravitationnel dans ses résultats. Toutefois, le modèle standard ne peut pas être une théorie décrivant complètement l'Univers sans prendre en compte la gravitation.

Grandeur	Symbol	Valeur
Mass du quark up	m_u	$2,16^{+0,49}_{-0,26}$ MeV
Mass du quark down	m_d	$4,67^{+0,48}_{-0,17}$ MeV
Mass du quark strange	m_s	93^{+11}_{-5} MeV
Mass du quark charm	m_c	$1,27^{+0,02}_{-0,035}$ GeV
Mass du quark bottom	m_b	$4,18^{+0,03}_{-0,02}$ GeV
Mass du quark top	m_t	$172,76 \pm 0,30$ GeV
Mass de l'électron	m_e	$0,510\,998\,946\,1 \pm 0,000\,000\,003\,1$ MeV
Mass du muon	m_μ	$105,658\,374\,5 \pm 0,000\,002\,4$ MeV
Mass du tau	m_τ	$1776,86 \pm 0,12$ MeV
Angle de mélange CKM I-II	θ_{12}	$13,091 \pm 0,028$ °
Angle de mélange CKM II-III	θ_{23}	$2,323^{+0,048}_{-0,035}$ °
Angle de mélange CKM I-III	θ_{13}	$0,2068^{+0,0063}_{-0,0052}$ °
Phase de violation CP CKM	δ_{CKM}	$68,53^{+2,58}_{-2,46}$ °
Phase de violation CP forte	θ_{QCD}	$< 10^{-10}$
Constante de couplage $U(1)_Y$	g_Y	$0,349\,70 \pm 0,000\,19$
Constante de couplage $SU(2)_L$	g_I	$0,652\,95 \pm 0,000\,12$
Constante de couplage $SU(3)_C$	α_s	$0,1179 \pm 0,0010$
Condensat du champ de Higgs	v	$246 \pm 6 \times 10^{-5}$ GeV
Mass du boson de Higgs	m_h	$125,10 \pm 0,14$ GeV

Tableau 1.3 – Valeurs expérimentales des 19 paramètres libres du modèle standard [9].

Matière noire et énergie noire La matière noire est, par hypothèse, de la matière interagissant gravitationnellement mais pas électromagnétiquement. Son existence est postulée suite à l'observation des galaxies, dont les courbes de vitesses de rotation ne peuvent être expliquées à ce jour avec la relativité générale et la matière ordinaire seulement. Des effets de lentille gravitationnelle vont également en ce sens [69]. Le modèle standard ne propose aucun candidat pour la matière noire. D'autres observations cosmologiques montrent que l'expansion de l'Univers s'accélère. Cette accélération implique l'existence d'une énergie, l'énergie noire, inexpliquée par le modèle standard. Les mesures cosmologiques [70] indiquent que l'Univers est ainsi composé de 68 % d'énergie noire et 27 % de matière noire. Le modèle standard ne décrit donc que 5 % du contenu de l'Univers.

Asymétrie matière-antimatière Pour chaque particule de matière, il existe une antiparticule, dont les nombres quantiques sont opposés. Or, l'Univers est composé presque exclusivement de matière. La force électrofaible propose un mécanisme violant la symétrie CP pouvant mener à une asymétrie entre matière et antimatière, lié à la phase complexe de la matrice CKM, δ_{CKM} . Cependant, cet effet est trop faible pour expliquer à lui seul l'asymétrie effectivement observée.

4 Au-delà du modèle standard

Le modèle standard souffre ainsi de lacunes malgré ses prédictions précises. Des modèles sont développés afin de les combler, ils sont dits « au-delà » du modèle standard (BSM, *Beyond Standard Model*). Un de ces modèles BSM est la supersymétrie (SUSY). La section 4.1 présente la SUSY et motive l'introduction d'un second doublet de Higgs. La SUSY est en effet un cas particulier de modèle à deux doublets de Higgs (2HDM, *2 Higgs Doublets Model*). Les 2HDM sont abordés dans la section 4.2. Puis, le modèle le plus simple de SUSY, l'extension supersymétrique minimale du modèle standard (MSSM, *Minimal Supersymmetric extension of Standard Model*), est présenté section 4.3.

4.1 La supersymétrie

La supersymétrie (SUSY) [71-73] introduit une nouvelle symétrie entre fermions et bosons. Ces deux types de particules ne sont plus indépendants, ce sont des saveurs, ou manifestations, d'un champ quantique plus complexe. Du fait de cette symétrie, à chaque particule du modèle standard correspond une nouvelle particule ou « superpartenaire ». Les fermions du modèle standard ont des superpartenaires de spin entier, c'est-à-dire des bosons, les « sfermions ». Les bosons du modèle standard ont des superpartenaires de spin demi-entier, c'est-à-dire des fermions, les « bosinos ». Une particule et son superpartenaire ont les mêmes nombres quantiques à l'exception de leurs spins.

De nouvelles interactions sont possibles, dans lesquelles les nombres baryonique B et leptonique L ne sont pas conservés et $B - L$ non plus. Le proton est alors instable, ce qui n'est pas observé expérimentalement. Une nouvelle symétrie est ainsi introduite afin de restaurer la conservation de $B - L$, la parité R . L'opérateur de parité R est défini comme

$$P_R = (-1)^{3(B-L)-2s} \quad (1.97)$$

où s correspond au spin de la particule. La parité R est égale à 1 pour les particules du modèle standard, -1 pour leurs superpartenaires. La conservation de cette nouvelle parité permet non seulement de garder le proton stable, mais rend également stable la particule supersymétrique de plus basse masse, notée LSP (*Lightest Supersymmetric Particle*).

La SUSY permet résoudre de nombreuses lacunes du modèle standard. Elle permet par exemple d'unifier trois forces fondamentales (électromagnétique, faible et forte). Dans la section 2.3, l'unification des forces électromagnétique et faible est déjà réalisée. Toutefois, la force électrofaible et la force forte ne semblent pas s'unifier à haute énergie. Or, les interactions avec les superpartenaires introduits par la SUSY modifient le comportement des constantes de couplage des trois forces fondamentales de manière à les unifier à haute énergie. La SUSY propose également un candidat pour la matière noire dans le cas où la LSP est de charge électrique nulle, il peut être un neutralino ou un sneutrino. De plus, la SUSY permet de résoudre le problème de l'ajustement fin. La divergence quadratique de la masse du Higgs est naturellement supprimée par les diagrammes à boucles des superpartenaires dont les contributions ont des signes opposés à celles des particules, les fermions ayant des contributions positives et les bosons des contributions négatives [74].

Toutefois, il est impossible de mettre en place la SUSY sans un second doublet de Higgs. Dans le modèle standard, la masse des quarks d'isospin faible haut est obtenue dans la section 2.4.3 à l'aide du conjugué de charge du doublet de Higgs. Cependant, le potentiel supersymétrique contenant les termes de Yukawa, nécessaires à l'obtention des masses des fermions, n'autorise pas l'utilisation de ce conjugué afin de donner une masse aux quarks d'isospin faible haut [68]. Un second doublet de Higgs, couplé aux fermions d'isospin faible haut, doit nécessairement être introduit [68, 74]. La SUSY est donc un cas particulier de modèle à deux doublets de Higgs.

4.2 Modèles à deux doublets de Higgs

Dans les modèles à deux doublets de Higgs (2HDM), le doublet de Higgs du modèle standard ϕ défini par (1.56) est remplacé par deux doublets ϕ_1 et ϕ_2 et le potentiel de Higgs (1.60) par le potentiel scalaire le plus général possible brisant spontanément $SU(2)_L \times U(1)_Y$ [74, 75],

$$\begin{aligned} V(\phi_1, \phi_2) = & \lambda_1 \left(\phi_1^\dagger \phi_1 - \frac{1}{2} v_1^2 \right)^2 + \lambda_2 \left(\phi_2^\dagger \phi_2 - \frac{1}{2} v_2^2 \right)^2 \\ & + \lambda_3 \left[\left(\phi_1^\dagger \phi_1 - \frac{1}{2} v_1^2 \right) + \left(\phi_2^\dagger \phi_2 - \frac{1}{2} v_2^2 \right) \right]^2 + \lambda_4 \left[(\phi_1^\dagger \phi_1)(\phi_2^\dagger \phi_2) - (\phi_1^\dagger \phi_2)(\phi_2^\dagger \phi_1) \right] \\ & + \lambda_5 \left[\Re(\phi_1^\dagger \phi_2) - \frac{1}{2} v_1 v_2 \cos \xi \right]^2 + \lambda_6 \left[\Im(\phi_1^\dagger \phi_2) - \frac{1}{2} v_1 v_2 \sin \xi \right]^2 \\ & + \lambda_7 \left[\Re(\phi_1^\dagger \phi_2) - \frac{1}{2} v_1 v_2 \cos \xi \right] \left[\Im(\phi_1^\dagger \phi_2) - \frac{1}{2} v_1 v_2 \sin \xi \right], \end{aligned} \quad (1.98)$$

où λ_i , $i \in \{1, \dots, 7\}$ et ξ sont des paramètres du modèle à valeurs réelles. Dans le cas de la SUSY, $\lambda_5 = \lambda_6$. Le dernier terme de (1.98) peut être éliminé en redéfinissant les phases des champs scalaires.

Dans le cas $\sin \xi \neq 0$, le secteur de Higgs du modèle viole la symétrie CP , ce cas est abordé dans la section 4.4. Le minimum du potentiel ainsi construit est tel que

$$\langle \phi_1 \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \phi_2 \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\xi} \end{pmatrix}. \quad (1.99)$$

Il est possible de définir, à ce stade, une variable importante dans la suite, le rapport des condensats des doublets de Higgs dans le vide,

$$\tan \beta = \frac{\langle \phi_2 \rangle_0}{\langle \phi_1 \rangle_0} = \frac{v_2}{v_1} \quad (1.100)$$

avec $0 \leq \beta \leq \pi/2$. Il est aussi possible de définir

$$v^2 = v_1^2 + v_2^2. \quad (1.101)$$

De ce formalisme découle l'existence de cinq bosons de Higgs massifs,

$$\text{deux Higgs chargés : } H^\pm = -\phi_1^\pm \sin \beta + \phi_2^\pm \cos \beta, \quad m_{H^\pm}^2 = \frac{1}{2} \lambda_4 v^2, \quad (1.102)$$

$$\text{un Higgs pseudo-scalaire : } A = \sqrt{2} (-\Im(\phi_1^0) \sin \beta + \Im(\phi_2^0) \cos \beta), \quad m_A^2 = \frac{1}{2} \lambda_6 v^2, \quad (1.103)$$

ainsi que deux bosons de Higgs scalaires neutres dont les champs quantiques sont mélangés par la matrice

$$\mathcal{M} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 4v_1^2(\lambda_1 + \lambda_3) + v_2^2\lambda_5 & (4\lambda_3 + \lambda_5)v_1v_2 \\ (4\lambda_3 + \lambda_5)v_1v_2 & 4v_2^2(\lambda_2 + \lambda_3) + v_1^2\lambda_5 \end{pmatrix}. \quad (1.104)$$

Ces deux bosons de Higgs sont

$$h = \sqrt{2} \left(-\Re(\phi_1^0 - v_1/\sqrt{2}) \sin \alpha + \Re(\phi_2^0 - v_2/\sqrt{2}) \cos \alpha \right), \quad (1.105)$$

$$H = \sqrt{2} \left(\Re(\phi_1^0 - v_1/\sqrt{2}) \cos \alpha + \Re(\phi_2^0 - v_2/\sqrt{2}) \sin \alpha \right), \quad (1.106)$$

où l'angle de mélange α s'obtient par

$$\sin 2\alpha = \frac{2\mathcal{M}_{12}}{\sqrt{(\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22})^2 + 4\mathcal{M}_{12}^2}}, \quad \cos 2\alpha = \frac{\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22}}{\sqrt{(\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22})^2 + 4\mathcal{M}_{12}^2}} \quad (1.107)$$

avec $-\pi/2 \leq \alpha \leq 0$ et dont les masses à l'ordre le plus bas s'expriment, avec $m_h \leq m_H$,

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left(\mathcal{M}_{11} + \mathcal{M}_{22} \mp \sqrt{(\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22})^2 + 4\mathcal{M}_{12}^2} \right). \quad (1.108)$$

Enfin, v est fixée par la masse du W ,

$$m_W = \frac{1}{2} v g_I. \quad (1.109)$$

Le 2HDM ainsi construit possède 6 paramètres libres :

- m_h, m_H, m_A, m_{H^\pm} les masses des bosons de Higgs;
- $\tan \beta$ le rapport des condensats des doublets de Higgs dans le vide;
- α l'angle de mélange des Higgs.

Ce modèle peut être affiné par les observations expérimentales. Par exemple, le changement de saveur par courant neutre (FCNC, *Flavor-Changing Neutral Currents*), n'est pas observé expérimentalement. Afin d'être compatible avec ce fait expérimental [74],

- soit les masses des bosons de Higgs sont élevées, de l'ordre du TeV, supprimant ainsi suffisamment le FCNC pour rester dans les limites observées;
- soit tous les fermions portant une même charge électrique ne sont couplés qu'à un seul doublet de Higgs au plus.

La masse du boson de Higgs du modèle standard n'étant pas de l'ordre du TeV, la seconde option est choisie.

Dans les modèles de type I, les fermions ne sont pas couplés à ϕ_1 , mais le sont à ϕ_2 . Dans le cas des modèles de type II, les fermions d'isospin faible bas sont couplés à ϕ_1 et ceux d'isospin faible haut à ϕ_2 . Les intensités des couplages des fermions et des bosons avec h , H et A ainsi obtenues, par rapport à celles avec le boson de Higgs du modèle standard, sont présentées dans le tableau 1.4.

Les modèles à deux doublets de Higgs sont donc une extension du modèle standard ajoutant une nouvelle physique, en particulier l'existence de nouveaux bosons de Higgs. Ils doivent nécessairement être introduits dans les modèles supersymétriques pour que ceux-ci respectent les observations expérimentales.

4.3 L'extension supersymétrique minimale du modèle standard

L'extension supersymétrique minimale du modèle standard ou MSSM [76, 77] est le modèle le plus simple permettant d'introduire la SUSY tout en étant compatible avec les observations expérimentales à ce jour. Dans le MSSM, les deux doublets de Higgs s'expriment en fonction de ϕ_1 et ϕ_2 introduits dans la section 4.2 comme [74]

$$H_d = \begin{pmatrix} \phi_1^{0*} \\ -\phi_1^- \end{pmatrix}, \quad H_u = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix}. \quad (1.110)$$

L'expression du potentiel de Higgs général des 2HDM (1.98) devient

$$\begin{aligned} V(H_d, H_u) = & \mu_d^2 H_d^\dagger H_d + \mu_u^2 H_u^\dagger H_u - \mu^2 (H_d \wedge H_u + \text{h.c.}) \\ & + \frac{g_I^2 + g_Y^2}{8} (H_d^\dagger H_d - H_u^\dagger H_u)^2 + \frac{g_I^2}{2} (H_d^\dagger H_u)^2 \end{aligned} \quad (1.111)$$

en posant [68, 74, 75]

$$\lambda_2 = \lambda_1, \quad (1.112a)$$

$$\lambda_3 = \frac{1}{8}(g_I^2 + g_Y^2) - \lambda_1, \quad (1.112b)$$

$$\lambda_4 = 2\lambda_1 - \frac{1}{2}g_Y^2, \quad (1.112c)$$

$$\lambda_5 = \lambda_6 = 2\lambda_1 - \frac{1}{2}(g_I^2 + g_Y^2), \quad (1.112d)$$

$$\mu_d^2 = \mu^2 \tan \beta - \frac{1}{2}m_Z^2 \cos(2\beta), \quad (1.112e)$$

$$\mu_u^2 = \mu^2 \cot \beta + \frac{1}{2}m_Z^2 \cos(2\beta), \quad (1.112f)$$

$$\mu^2 = -\frac{1}{2}v_1 v_2 (g_I^2 + g_Y^2 - 4\lambda_1). \quad (1.112g)$$

Afin d'assurer la stabilité du vide, le potentiel ne doit pas pouvoir être infiniment bas, ce qui implique $\mu_u^2 + \mu_d^2 > 2\mu^2$ si $|\phi_1^0| = |\phi_2^0|$. La brisure spontanée de symétrie donnant leurs masses aux bosons de l'interaction faible est présente si $\mu^4 > \mu_u^2 \mu_d^2$. Alors, les condensats dans le vide des deux doublets de Higgs sont

$$\langle H_d \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle H_u \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}. \quad (1.113)$$

Les masses des bosons de Higgs s'expriment alors à l'ordre le plus bas

$$m_A^2 = \mu^2 (\tan \beta + \cot \beta) = \frac{2\mu^2}{\sin 2\beta}, \quad (1.114)$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + m_W^2, \quad (1.115)$$

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left(m_A^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta} \right), \quad (1.116)$$

et l'angle de mélange des Higgs scalaires neutres vérifie

$$\cos 2\alpha = -\frac{m_A^2 - m_Z^2}{m_H^2 - m_h^2} \cos 2\beta, \quad \sin 2\alpha = -\frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_H^2 - m_h^2} \sin 2\beta. \quad (1.117)$$

Couplage avec	h	H	A
Bosons vecteurs	$\sin(\beta - \alpha)$	$\cos(\beta - \alpha)$	0
Fermions hauts	$\frac{\cos \alpha}{\sin \beta}$	$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$	$\cot \beta$
Fermions bas	$\frac{-\sin \alpha}{\cos \beta}$	$\frac{\cos \alpha}{\cos \beta}$	$\tan \beta$

Tableau 1.4 – Couplages des bosons de Higgs neutres des modèles de type II par rapport aux couplages du boson de Higgs du modèle standard [74].

Les modèles à deux doublets de Higgs sont donc une extension du modèle standard ajoutant une nouvelle physique, en particulier l'existence de nouveaux bosons de Higgs. Ils doivent nécessairement être introduits dans les modèles supersymétriques pour que ceux-ci respectent les observations expérimentales.

4.3 L'extension supersymétrique minimale du modèle standard

L'extension supersymétrique minimale du modèle standard ou MSSM [76, 77] est le modèle le plus simple permettant d'introduire la SUSY tout en étant compatible avec les observations expérimentales à ce jour. Dans le MSSM, les deux doublets de Higgs s'expriment en fonction de ϕ_1 et ϕ_2 introduits dans la section 4.2 comme [74]

$$H_d = \begin{pmatrix} \phi_1^{0*} \\ -\phi_1^- \end{pmatrix}, \quad H_u = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix}. \quad (1.110)$$

L'expression du potentiel de Higgs général des 2HDM (1.98) devient

$$\begin{aligned} V(H_d, H_u) = & \mu_d^2 H_d^\dagger H_d + \mu_u^2 H_u^\dagger H_u - \mu^2 (H_d \wedge H_u + \text{h.c.}) \\ & + \frac{g_I^2 + g_Y^2}{8} (H_d^\dagger H_d - H_u^\dagger H_u)^2 + \frac{g_I^2}{2} (H_d^\dagger H_u)^2 \end{aligned} \quad (1.111)$$

en posant [68, 74, 75]

$$\lambda_2 = \lambda_1, \quad (1.112a)$$

$$\lambda_3 = \frac{1}{8}(g_I^2 + g_Y^2) - \lambda_1, \quad (1.112b)$$

$$\lambda_4 = 2\lambda_1 - \frac{1}{2}g_Y^2, \quad (1.112c)$$

$$\lambda_5 = \lambda_6 = 2\lambda_1 - \frac{1}{2}(g_I^2 + g_Y^2), \quad (1.112d)$$

$$\mu_d^2 = \mu^2 \tan \beta - \frac{1}{2}m_Z^2 \cos(2\beta), \quad (1.112e)$$

$$\mu_u^2 = \mu^2 \cot \beta + \frac{1}{2}m_Z^2 \cos(2\beta), \quad (1.112f)$$

$$\mu^2 = -\frac{1}{2}v_1 v_2 (g_I^2 + g_Y^2 - 4\lambda_1). \quad (1.112g)$$

Afin d'assurer la stabilité du vide, le potentiel ne doit pas pouvoir être infiniment bas, ce qui implique $\mu_u^2 + \mu_d^2 > 2\mu^2$ si $|\phi_1^0| = |\phi_2^0|$. La brisure spontanée de symétrie donnant leurs masses aux bosons de l'interaction faible est présente si $\mu^4 > \mu_u^2 \mu_d^2$. Alors, les condensats dans le vide des deux doublets de Higgs sont

$$\langle H_d \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle H_u \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}. \quad (1.113)$$

Les masses des bosons de Higgs s'expriment alors à l'ordre le plus bas

$$m_A^2 = \mu^2 (\tan \beta + \cot \beta) = \frac{2\mu^2}{\sin 2\beta}, \quad (1.114)$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + m_W^2, \quad (1.115)$$

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left(m_A^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta} \right), \quad (1.116)$$

et l'angle de mélange des Higgs scalaires neutres vérifie

$$\cos 2\alpha = -\frac{m_A^2 - m_Z^2}{m_H^2 - m_h^2} \cos 2\beta, \quad \sin 2\alpha = -\frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_H^2 - m_h^2} \sin 2\beta. \quad (1.117)$$

Enfin, la masse du W vérifie toujours (1.109) et celle du Z peut être exprimée en fonction des paramètres du MSSM. Ainsi,

$$m_W = \frac{1}{2} v g_I \Leftrightarrow m_W^2 = \frac{1}{4} v^2 g_I^2, \quad m_Z^2 = \frac{\mu_d^2 - \mu_u^2 \tan^2 \beta}{\tan^2 \beta - 1}. \quad (1.118)$$

À l'ordre le plus bas, les masses des bosons de Higgs dépendent donc seulement de deux paramètres libres, m_A et $\tan \beta$ défini par (1.100). Il est à noter que l'équation (1.116) implique l'existence d'un boson de Higgs neutre de masse inférieure à $m_Z = 91,19 \text{ GeV}$. Toutefois, ceci n'est vrai qu'à l'ordre le plus bas. La prise en compte des corrections radiatives change les expressions de ces masses, en particulier celles dues au quark top et à son superpartenaire le stop. La masse du boson de Higgs léger est ainsi modifiée selon [68]

$$m_h^2 \rightarrow m_h^2 + \delta m_h^2 \simeq m_Z^2 + \frac{3m_t^4}{2\pi^2 v^2} \left[\ln \frac{m_S^2}{m_t^2} + \frac{X_t^2}{m_S^2} \left(1 - \frac{X_t^2}{12m_S^2} \right) \right] \quad (1.119)$$

où

$$X_t = A_t - \mu \cot \beta \quad (1.120)$$

est le paramètre de mélange du stop, avec A_t sa constante de couplage aux Higgs, et

$$m_S = \sqrt{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}. \quad (1.121)$$

est l'échelle d'énergie de la SUSY, définie comme la moyenne géométrique des masses des stops. Il existe en effet deux états propres de masse pour ces particules, \tilde{t}_1 et \tilde{t}_2 , mélanges des stops de chiralité droite et gauche. La présence de nombreux paramètres libres du MSSM mène à proposer des scénarios dans lesquels les paramètres intervenant dans les corrections d'ordres supérieurs sont fixés [78, 79]. Il ne reste alors que deux paramètres libres, m_A et $\tan \beta$. Les valeurs des masses corrigées de h , H et H^\pm sont tracées sur la figure 1.18 en fonction de m_A pour $\tan \beta = 3$ et 30 dans le cas de mélange maximal du stop avec $m_{\tilde{t}} = 2 \text{ TeV}$ et les autres paramètres de la SUSY fixés à 1 TeV [68]. Ainsi, pour $m_A \lesssim 125 \text{ GeV}$, H joue le rôle du modèle standard et il existe un Higgs léger. Pour $m_A \gtrsim 125 \text{ GeV}$, h joue le rôle du modèle standard et les bosons de Higgs supplémentaires sont de masses plus élevées. Dans ce cas, $m_H \simeq m_A$.

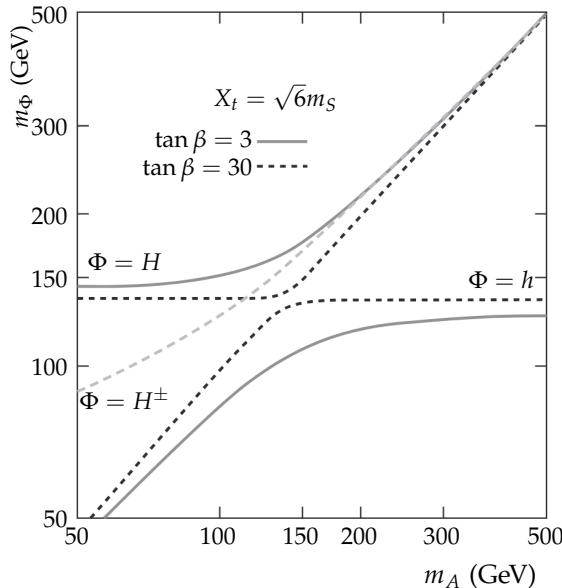


Figure 1.18 – Masses des bosons de Higgs du MSSM en fonction de m_A pour $\tan \beta = 3$ et 30 dans le cas de mélange maximal du stop avec $m_{\tilde{t}} = 2 \text{ TeV}$ et les autres paramètres de la SUSY fixés à 1 TeV [68].

Les particules du MSSM et leurs superpartenaires sont résumés dans le tableau 1.5. Un test expérimental est possible par la recherche d'un signal correspondant aux bosons de Higgs supplémentaires, ce qui fait l'objet de cette thèse. L'étude de la phénoménologie de ces bosons de Higgs, présentée ci-après, permet de déterminer les conditions favorables à la recherche d'un tel signal.

Particules				Superpartenaires			
Type	Spin	Particules	Symboles	Type	Spin	Particules	Symboles
Fermions	$\frac{1}{2}$	quarks leptons	q ℓ	Sfermions	0	squarks sleptons	\tilde{q} $\tilde{\ell}$
Bosons	1	gluon bosons W^\pm photon boson Z	g W^+, W^- γ Z		Bosinos	gluino winos photino zino	\tilde{g} \tilde{W}^+, \tilde{W}^- $\tilde{\gamma}$ \tilde{Z}
	0	Higgs	h, H, A, H^\pm			Higgsinos	$\tilde{h}, \tilde{H}, \tilde{A}, \tilde{H}^\pm$

Tableau 1.5 – Particules et leurs superpartenaires. La présence de plusieurs bosons de Higgs est justifiée par la nécessité d'un second doublet de Higgs. Ce formalisme est décrit dans la section 4.2.

4.4 Violation de CP avec les bosons de Higgs

L'asymétrie matière-antimatière ne peut être expliquée par la seule violation de CP de l'interaction faible. Or, une violation de CP dans les couplages de Yukawa est possible lorsque le paramètre ξ de l'équation (1.98) vérifie $\sin \xi \neq 0$.

Les termes de Yukawa s'écrivent en général, pour un boson de Higgs Φ ,

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\frac{m\sqrt{2}}{v} (\cos(\varphi)\bar{\psi}\Phi\psi + \sin(\varphi)\bar{\psi}i\gamma^5\Phi\psi) \quad (1.122)$$

avec φ l'angle de mélange CP de Φ . Lorsque $\varphi = 0$, Φ est CP -pair, c'est-à-dire scalaire avec un nombre quantique $J^{CP} = 0^{++}$. Pour $\varphi = \frac{\pi}{2}$, Φ est CP -impair, c'est-à-dire pseudo-scalaire avec un nombre quantique $J^{CP} = 0^{+-}$. Pour toutes les autres valeurs de φ , l'état est mixte et permet une violation de CP .

Dans le MSSM sans violation de CP , les états propres de masse des bosons de Higgs neutres sont également des états propres de CP . Ainsi h et H sont CP -pairs et A est CP -impair. Avec violation de CP , les états propres de masse sont des états mixtes de CP . Afin de les distinguer de h , H et A , ils sont notés, par masse croissante, H_1 , H_2 et H_3 .

Les sections qui suivent traitent du cas sans violation de CP . Le cas avec violation correspond, dans le cadre de ma thèse, au passage $\{ h, H, A \} \rightarrow \{ H_1, H_2, H_3 \}$.

5 Phénoménologie des bosons de Higgs du MSSM

Pour concevoir une analyse de physique des particules à même de tester le MSSM, il faut dans un premier temps déterminer la manifestation de ce modèle à observer. Comme cela a été développé dans la section précédente, le MSSM implique l'existence de quatre bosons de Higgs supplémentaires dont deux neutres, H et A . S'ils existent, un signal leur correspondant doit pouvoir être observé.

Au premier ordre, les masses des bosons de Higgs s'expriment en fonction de deux paramètres uniquement, m_A et $\tan \beta$. Les couplages des trois bosons de Higgs neutres du MSSM aux autres particules, par rapport aux couplages du boson de Higgs du modèle standard, sont présentés dans le tableau 1.4 en fonction de α et β . Or, ces deux paramètres sont reliés par les équations (1.117), donnant

$$\tan 2\alpha = \frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_A^2 - m_Z^2} \tan 2\beta. \quad (1.123)$$

Les observations expérimentales semblent favoriser $m_A \gg m_Z$ [25, 26, 80, 81]. Dans ce cas, H et A sont de masses similaires et h prend le rôle du boson de Higgs du modèle standard observé expérimentalement en 2012 [22-24]. Cette situation correspond à la limite découpée, dans laquelle

$$\lim_{m_A \gg m_Z} \tan 2\alpha = \tan 2\beta \quad (1.124)$$

d'après (1.123). Alors, dans cette limite, $\alpha \sim \beta$ ou $\alpha \sim \beta \pm \frac{\pi}{2}$. Or, $\beta \geq 0$ et $\alpha \leq 0$ et $\tan \beta$ est contraint par [82]

$$1 < \tan \beta \lesssim \frac{m_t}{m_b} \simeq 42. \quad (1.125)$$

Il ne reste donc plus que la possibilité $\alpha \sim \beta - \frac{\pi}{2}$. Les couplages du tableau 1.4 deviennent alors ceux du tableau 1.6.

Couplage avec	h	H	A
Bosons vecteurs	~ 1	~ 0	0
Fermions hauts	~ 1	$\sim -\cot \beta$	$\cot \beta$
Fermions bas	~ 1	$\sim \tan \beta$	$\tan \beta$

Tableau 1.6 – Couplages des bosons de Higgs neutres dans la limite découpée du MSSM par rapport aux couplages du boson de Higgs du modèle standard.

Les couplages ainsi obtenus dans le tableau 1.6 présentent trois caractéristiques d'intérêt :

- h se comporte comme le boson de Higgs du modèle standard, ce qui le rend tout à fait cohérent avec les observations actuelles ;
- H et A présentent peu voire aucun couplage aux bosons vecteurs, par exemple la désintégration $A \rightarrow ZZ$ est impossible mais $A \rightarrow Zh$ est possible ;
- H et A sont couplés de manières similaires aux fermions.

Lorsque $\tan \beta$ augmente, les couplages de H et A aux fermions d'isospin faible bas sont augmentés et ceux aux fermions d'isospin faible haut supprimés. La production de H et A , tout comme leurs désintégrations, s'en trouvent donc intrinsèquement liées à la présence de fermions d'isospin faible bas.

5.1 Production de bosons de Higgs

La production de bosons de Higgs au LHC peut être réalisée selon plusieurs modes dont un calcul précis des sections efficaces a pu être réalisé dans le cadre du modèle standard [83-86]. Ces sections efficaces sont représentées en fonction de l'énergie de collision dans le centre de masse sur la figure 1.19. Les processus correspondants à ces différents modes sont présentés dans la section 5.1.1 ci-après. Puis, la production des bosons de Higgs du MSSM est discutée dans la section 5.1.2.

5.1.1 Dans le cadre du modèle standard

Le mode de production principal du boson de Higgs du modèle standard h au LHC est la fusion de gluon. Près de 85 % des bosons de Higgs produits ainsi. Ce mode est noté ggh et est représenté figure 1.20a. L'interaction entre gluons et Higgs est réalisée par une boucle de quarks. Or, comme cela est vu dans la section 2.4.3 le couplage du Higgs aux fermions est proportionnel à leur masse. Le quark top est donc dominant dans cette boucle.

Le second mode de production de Higgs le plus important au LHC est la fusion de boson vecteur, noté VBF (*Vector Boson Fusion*) et représenté sur les figures 1.20b et 1.20c. Deux quarks produisent chacun un boson vecteur (W^+ et W^- ou deux Z). Ces deux bosons fusionnent en un boson de Higgs. Bien que la section efficace du VBF soit dix fois plus faible que celle du ggh , les deux quarks de l'état final donnent deux jets très caractéristiques, dont le processus de formation à partir des quarks est abordé dans la section 2.6. Le calcul de la section efficace de ce processus inclu les corrections QCD (chromodynamique quantique, *Quantum ChromoDynamics*), abordée dans la section 2.5, au NNLO et les corrections électrofaibles au NLO [86, 87]. Les notations NLO, NNLO, N^3LO , etc. signifient *next-to-leading order*, c'est-à-dire jusqu'à l'ordre suivant le premier degré non nul; *next-to-next-to-leading order*, un ordre de plus que NLO; etc.

La production d'un boson de Higgs peut également se faire en association avec un boson vecteur, c'est le mode VH. Une paire quark-antiquark produit un boson vecteur de haute énergie (W sur la

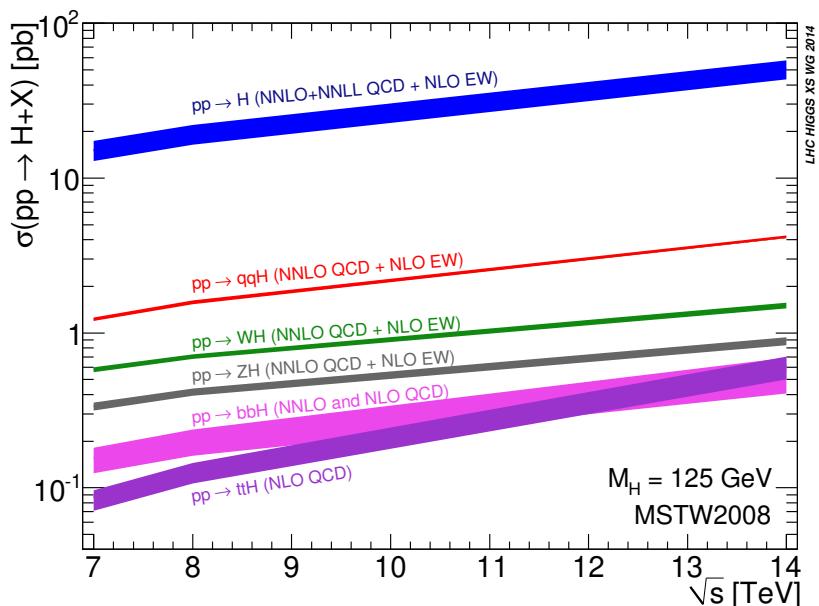


Figure 1.19 – Sections efficaces des modes de production du boson de Higgs du modèle standard [83-86].

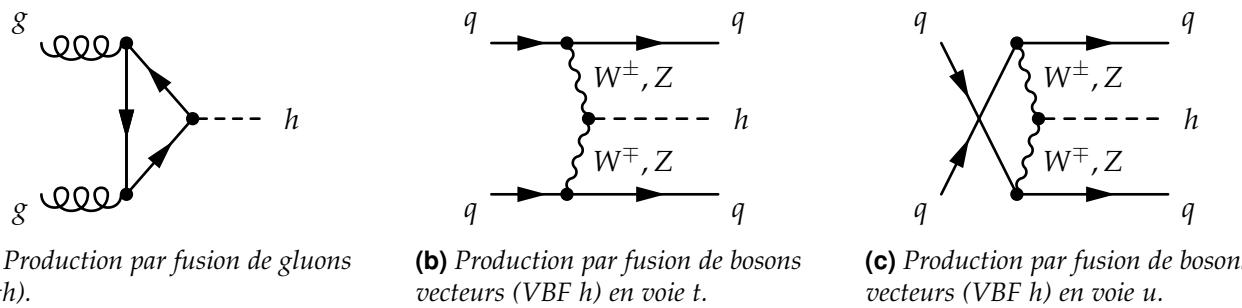


Figure 1.20 – Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du modèle standard par fusion de gluons (ggh) et fusion de bosons vecteurs (VBF).

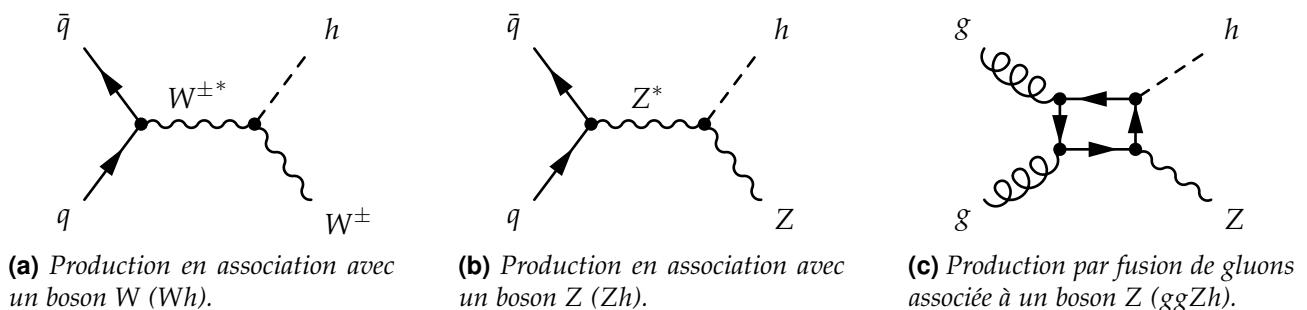


Figure 1.21 – Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du modèle standard en association avec un boson vecteur (VH).



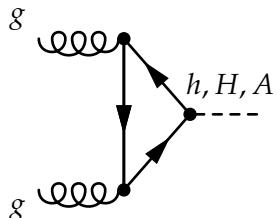
Figure 1.22 – Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du modèle standard en association avec un quark top ($t\bar{t}h$).

figure 1.21a ou Z sur la figure 1.21b). Ce boson émet alors un Higgs, d'où la dénomination « Higgsstrahlung » parfois utilisée pour le mode VH. Les sections efficaces de ces processus sont calculées en prenant en compte les corrections QCD NNLO et les corrections électrofaibles au NLO [86]. Une fusion de gluons peut également amener à la production d'un Higgs en association avec un Z, c'est le cas du processus de la figure 1.21c.

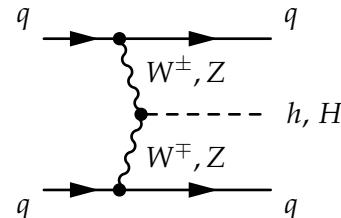
Enfin, il est possible de produire un Higgs en association avec des fermions lourds, en particulier des quarks top ($t\bar{t}h$) ou bottom ($b\bar{b}h$). Dans ces cas, des jets sont également formés. Le mode $t\bar{t}h$ est illustré sur la figure 1.22. Ces processus contribuent peu à la production de bosons de Higgs au LHC dans le cadre du modèle standard. Cependant, la phénoménologie du MSSM peut rendre les modes de production en association avec des quarks b significatifs voire dominants.

5.1.2 Dans le cadre du MSSM

Dans la limite découplée du MSSM, compte-tenu des couplages des bosons de Higgs h , H et A du tableau 1.6, les processus présentés dans la section précédente sont modifiés. Ainsi, la fusion de gluons de la figure 1.20a permet, dans le MSSM, de produire h , H et A . Il s'agit toujours du mode dominant tant que $\tan\beta$ ne prend pas de valeur élevée. Dans le cas de la production de h et H , la boucle peut également contenir des contributions des squarks stop et sbottom [88]. Le mode VBF, dont les processus sont présentés sur les figures 1.20b et 1.20c, permet de produire h et H , mais pas A . Les corrections aux ordres supérieurs de ces diagrammes dues à la QCD supersymétrique sont faibles et celles dues à la force électrofaible supersymétrique de l'ordre du pourcent [83]. Ces nouveaux processus sont représentés sur la figure 1.23.



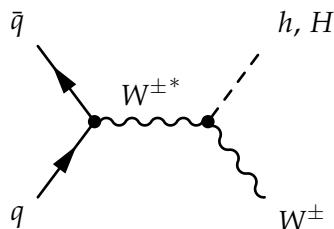
(a) Production par fusion de gluons.



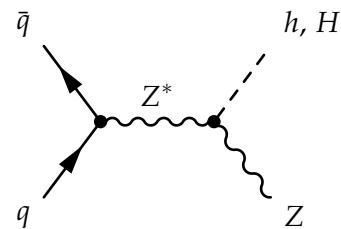
(b) Production par fusion de bosons vecteurs en voie t .

Figure 1.23 – Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du MSSM par fusion de gluons (ggH) et fusion de bosons vecteurs (VBF).

Dans le mode VH, le Higgs émis peut également être un H . Les processus de la figure 1.21 sont ainsi modifiés en ceux de la figure 1.24. Les corrections aux ordres supérieurs de ces diagrammes dues à la QCD supersymétrique sont faibles et celles dues à la force électrofaible supersymétrique ne sont pas connues [83].



(a) Production en association avec un boson W .



(b) Production en association avec un boson Z .

Figure 1.24 – Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du MSSM en association avec un boson.

Pour de grandes valeurs de $\tan\beta$, la production de Higgs lourds en association avec des quarks b est un mode dominant. Plusieurs processus participent à ce mode. Sur les figures 1.25a et 1.25b se trouvent les processus analogues à ceux du mode $t\bar{t}h$ du modèle standard présentés figures 1.22a et 1.22b. Des processus comme ceux des figures 1.25c et 1.25d sont également envisageables si le quark b est considéré comme présent au sein du proton, c'est le « schéma à cinq saveurs » ou 5fs

(5-flavor scheme). Les sections efficaces des processus du mode $b\bar{b}h$ sont calculées au NLO dans le 4fs et au NNLO pour le 5fs.

Les processus des figures 1.25a et 1.25b présentent deux jets de quarks b associés à la production d'un boson de Higgs, celui de la figure 1.25d un jet de quark b . L'identification de ces jets est donc un enjeu dans les analyses testant les cas de hautes valeurs de $\tan \beta$.

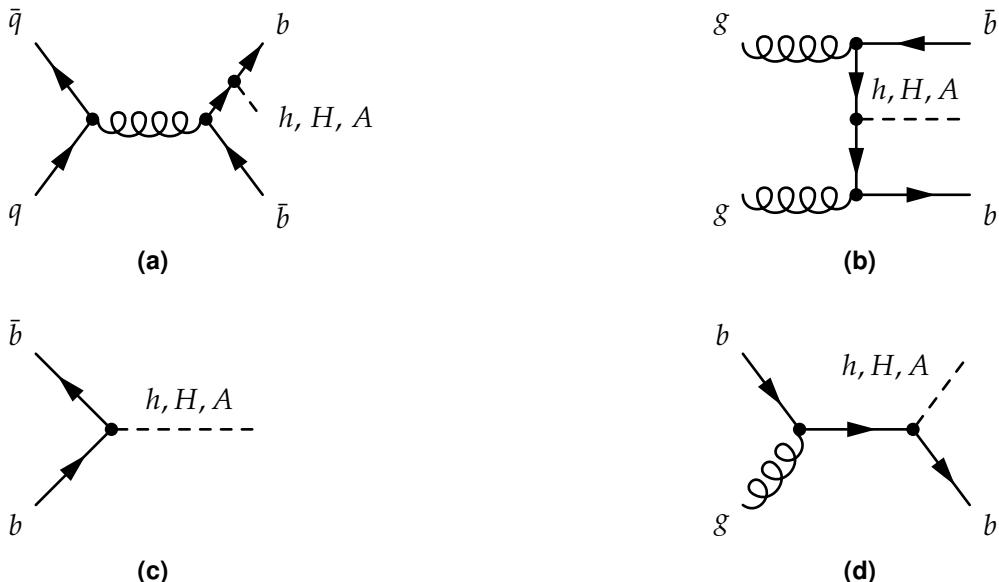


Figure 1.25 – Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du MSSM en association avec un quark b .

5.2 Désintégration de bosons de Higgs

Les bosons de Higgs ont une durée de vie très courte, de l'ordre de 10^{-22} s pour le boson de Higgs du modèle standard par exemple [9]. Il est donc impossible d'observer directement la présence d'un boson de Higgs, comme cela peut se faire avec d'autres particules plus stables comme les kaons, les muons, les électrons ou les protons par exemple. Pour étudier ces bosons, il faut donc observer leurs produits de désintégration.

La désintégration des bosons de Higgs peut se faire sous différentes formes ayant différents rapports de branchement ou \mathcal{BR} (Branching Ratio), c'est-à-dire différentes probabilités de survenir. La topologie des événements correspondants est également fortement affectée par les produits de désintégration des bosons de Higgs.

Dans la limite découpée du MSSM, les couplages des bosons de Higgs supplémentaires H et A aux bosons vecteurs sont supprimés et ceux aux fermions sont proportionnels :

- aux masses de ces derniers ;
- à $1/\tan \beta = \cot \beta$ pour ceux d'isospin faible haut ;
- à $\tan \beta$ pour ceux d'isospin faible bas.

Les rapports de branchement qui en découlent sont représentés sur la figure 1.26 pour les trois bosons de Higgs neutres du MSSM et pour $\tan \beta = 5$ et 30 . Pour des masses de H et A suffisamment grandes pour leur permettre de se désintégrer en paire de quarks top, malgré la masse élevée de ce dernier, la suppression des couplages aux fermions d'isospin faible haut par $\tan \beta$ laisse le quark b et le lepton τ avec les rapports de branchement les plus élevés à haut $\tan \beta$. Les rapports de branchement du boson de Higgs h correspondant au boson de Higgs du modèle standard sont peu affectés par $\tan \beta$.

La valeur de $\tan \beta$ est un paramètre libre du MSSM pouvant être grand. À haut $\tan \beta$ le quark b et le lepton τ proposent les rapports de branchement les plus grands à H et A . Pour des valeurs modérées voire basses de $\tan \beta$, le quark top peut éventuellement proposer un rapport de branchement plus grand, mais seulement pour $m_A \gtrsim 350$ GeV. Les désintégrations en $b\bar{b}$ et en $\tau^+\tau^-$ sont donc les plus prometteuses pour la recherche de bosons de Higgs supplémentaires de haute masse.

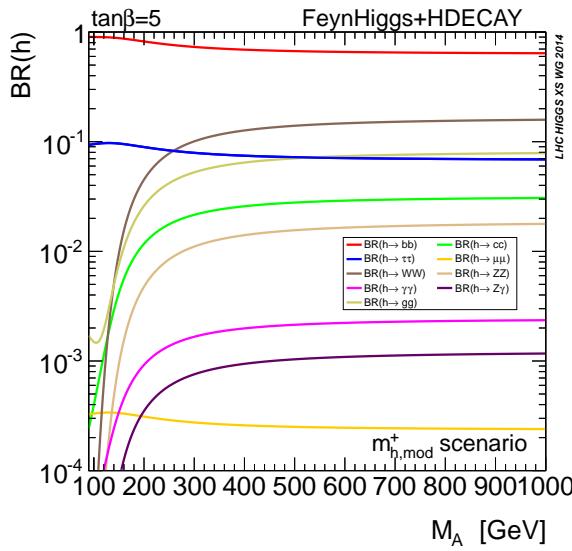
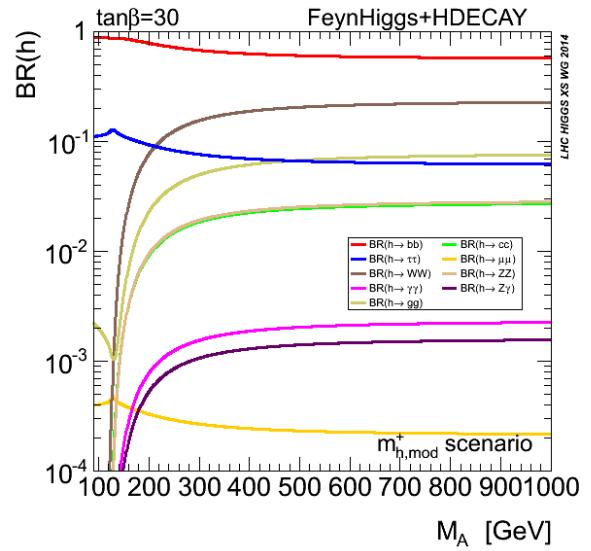
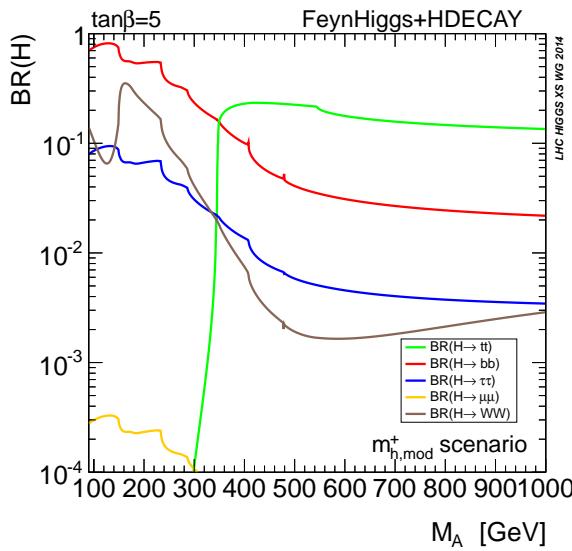
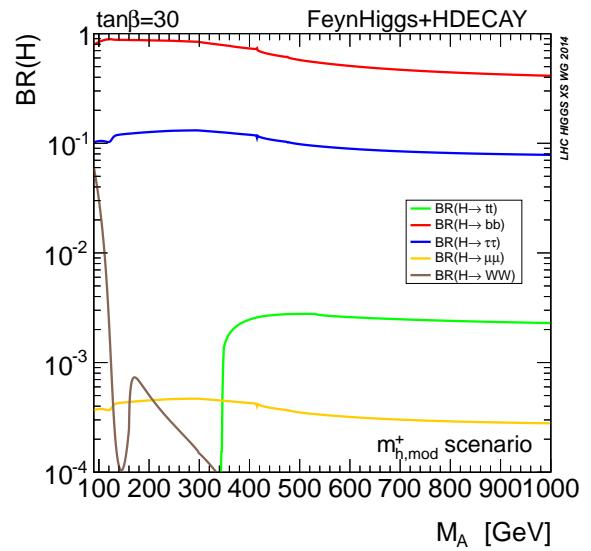
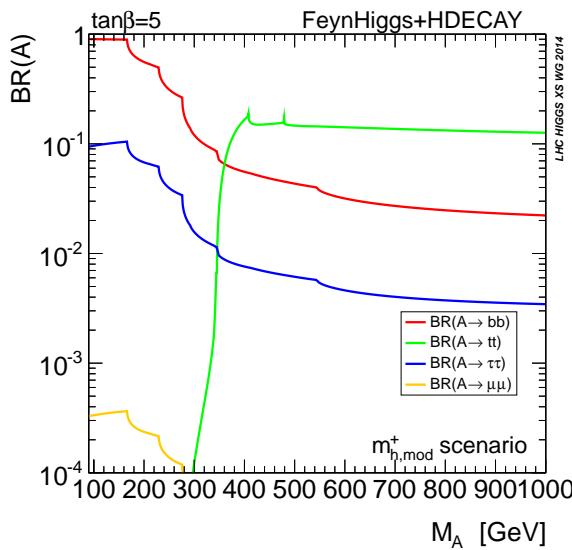
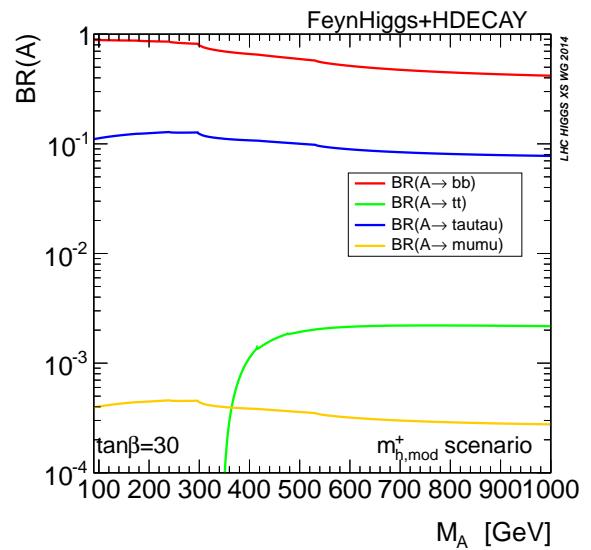
(a) Rapports de branchement à $\tan \beta = 5$ pour h .(b) Rapports de branchement à $\tan \beta = 30$ pour h .(c) Rapports de branchement à $\tan \beta = 5$ pour H .(d) Rapports de branchement à $\tan \beta = 30$ pour H .(e) Rapports de branchement à $\tan \beta = 5$ pour A .(f) Rapports de branchement à $\tan \beta = 30$ pour A .

Figure 1.26 – Rapports de branchement des bosons de Higgs du MSSM en fonction de m_A pour $\tan \beta = 5$ et 30 [84, 85]. L’effet de $\tan \beta$ sur les couplages de H et A aux fermions est bien visible avec l’augmentation des rapports de branchement au bottom (en rouge) et au tau (en bleu) et la diminution du rapport de branchement au top (en vert).

Bien que le canal de désintégration $h, H, A \rightarrow b\bar{b}$ possède un rapport de branchemen 5 à 10 fois supérieur à celui du canal $h, H, A \rightarrow \tau^+\tau^-$, il est sujet à de nombreuses sources de bruit de fond au LHC où les collisions ont lieu entre protons. C'est pour cette raison que cette thèse s'intéresse à la recherche de bosons de Higgs supplémentaires de haute masse se désintégrant en paire de τ , dont l'accessibilité expérimentale est meilleure. La présence de deux leptons τ de haute énergie dans l'état final est en effet une signature bien plus claire que la présence de quarks b . Le diagramme de Feynman correspondant à cette désintégration est présenté sur la figure 1.27. Toutefois, les τ ne sont pas des particules stables et se désintègrent avant d'entrer dans les parties sensibles du détecteur. Seuls leurs produits de désintégration sont observés.

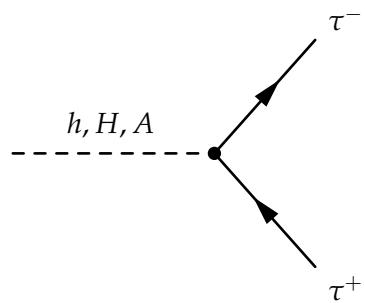


Figure 1.27 – Diagramme de Feynman d'une désintégration $h, H, A \rightarrow \tau^+\tau^-$.

5.3 Désintégration des leptons τ

La durée de vie du lepton τ est de 290 fs, ce qui est trop court pour qu'ils puissent se propager jusqu'au parties sensibles du détecteur. Le τ n'est donc pas directement observé, seuls ses produits de désintégration le peuvent.

Les leptons τ se désintègrent par interaction faible selon $\tau^- \rightarrow W^- \nu_\tau$ [9]. Le boson W , virtuel, se désintègre immédiatement :

- leptoniquement selon $W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$ dans 17,82 % des cas ;
- leptoniquement selon $W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ dans 17,39 % des cas ;
- hadroniquement selon $W^- \rightarrow q\bar{q}'$ dans 64,79 % des cas.

Dans ce dernier cas, l'hadronisation présentée dans la section 2.6 a lieu et les deux quarks donnent un ensemble constitué de quelques hadrons, en général trois ou moins, et éventuellement des particules neutres comme des π^0 , ces derniers se désintégrant presque toujours en deux photons. L'ensemble des particules issues de la désintégration du W forme ainsi un petit jet. Il s'agit d'un « tau hadronique », noté τ_h dans la suite.

Les diagrammes de Feynman correspondant aux désintégrations leptonique et hadronique du τ sont représentés figures 1.28a et 1.28b. Le tableau 1.7a résume plus en détails les rapports de branchemen des différents modes de désintégration du τ .



(a) Désintégration leptonique d'un τ^- . Le lepton ℓ peut être un électron ou un muon.

(b) Désintégration hadronique d'un τ^- .

Figure 1.28 – Diagrammes de Feynman de désintégration d'un τ^- .

La désintégration d'un τ peut donc se faire selon trois modes différents, $\tau \rightarrow \tau_h \nu_\tau$, $\tau \rightarrow \mu \nu_\mu \nu_\tau$ et $\tau \rightarrow e \nu_e \nu_\tau$. Dans tous les cas, les neutrinos sont invisibles pour le détecteur. Les deux leptons τ issus de la désintégration du boson de Higgs se désintègrent indépendamment l'un de l'autre. Il existe donc six canaux différents pour les événements dans lesquels un boson de Higgs se désintègre en paire de τ , listés avec leurs rapports de branchemen dans le tableau 1.7b.

6 Conclusion

Les constituants fondamentaux de la matière usuelle sont les fermions de la première génération, c'est-à-dire les quarks u et d pouvant former les protons (uud) et les neutrons (udd), l'électron et le

Mode de désintégration	$\mathcal{BR} (\%)$
$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \bar{\nu}_\tau$	17,82
$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_\tau$	17,39
$\tau^- \rightarrow h^- \bar{\nu}_\tau$	11,51
$\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \bar{\nu}_\tau$	25,93
$\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \pi^0 \bar{\nu}_\tau$	9,48
$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \bar{\nu}_\tau$	9,80
$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \pi^0 \bar{\nu}_\tau$	4,76
Autres modes hadroniques	3,31
$\tau^- \rightarrow \tau_h^- \bar{\nu}_\tau$	<u>64,79</u>

(a) Rapports de branchements des différents modes de désintégration du τ [9].

Canal	$\mathcal{BR} (\%)$
$\tau_h \tau_h$	41,98
$\mu \tau_h$	22,53
$e \tau_h$	23,09
$\mu \mu$	3,02
ee	3,18
$e \mu$	6,20

(b) Rapports de branchements des six canaux des événements $h \rightarrow \tau \tau$.

Tableau 1.7 – Rapports de branchements des différents modes de désintégration du τ [9] et des différents canaux des événements $h \rightarrow \tau \tau$.

neutrino électronique. Cependant, la liste des particules élémentaires est bien plus longue. Il existe ainsi trois générations de fermions, portant leur nombre à douze. Chacun de ces fermions est accompagné d'un antifermion correspondant.

Aux fermions s'ajoutent les bosons. Les bosons de jauge sont les vecteurs des forces fondamentales, il s'agit du photon, des bosons W^+ , W^- et Z et des gluons. Le boson de Higgs, quant à lui, est scalaire.

Le modèle standard, reposant sur la théorie quantique des champs, permet de décrire le comportement de ces particules. L'invariance de jauge locale sous les transformations du groupe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ fait émerger naturellement les forces électrofaible et forte. Le mécanisme de brisure spontanée de symétrie introduit le champ de Higgs et donne une masse aux particules.

Ce modèle a permis de prédire l'existence de particules comme les bosons W et Z , le quark top ou encore le boson de Higgs de nombreuses années avant leurs observations. Malgré ces prouesses et les décennies de prédictions correctement vérifiées, la communauté scientifique sait que le modèle standard n'est qu'une étape vers une théorie plus complète. En effet, il ne permet pas d'expliquer certains faits expérimentaux comme la présence de la matière noire. D'autres phénomènes, comme l'ajustement fin, laissent à croire qu'il s'agit d'une théorie effective à basse énergie.

De nombreuses extensions au modèle standard sont alors proposées. Par exemple, la supersymétrie introduit les « sparticules », partenaires des particules. Dans sa version la plus simple, l'extension supersymétrique minimale du modèle standard ou MSSM, il n'y a pas un mais cinq bosons de Higgs, ainsi que leurs partenaires. La recherche d'un signal associé à ces bosons de Higgs supplémentaires est un test expérimental du MSSM.

Dans le cas où ces bosons de Higgs supplémentaires sont de haute masse, le canal de désintégration en paire de leptons τ est le plus prometteur. Les leptons τ se désintègrent eux-mêmes en électron, muon ou tau hadronique. Il existe donc six états finaux différents.

Grâce à la collaboration CMS (*Compact Muon Solenoid*) et au détecteur du même nom installé au LHC (*Large Hadron Collider*) de l'organisation européenne pour la recherche nucléaire ou CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire), les conditions expérimentales sont réunies pour procéder à la recherche de bosons de Higgs supplémentaires de haute masse se désintégrant en paire de leptons τ . Le chapitre 2 présente ce dispositif expérimental.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Sommaire

1	Introduction	41
2	Le CERN	42
2.1	Les origines du CERN	42
2.2	Réalisations du CERN	42
2.3	Les accélérateurs du CERN	43
3	Le LHC : <i>Large Hadron Collider</i>	43
3.1	Exploitation du LHC	43
3.2	Accélération de protons	45
3.3	Collisions de protons	45
3.4	Luminosité, nombre d'événements et statistiques	47
3.5	L'empilement	49
3.6	Les expériences du LHC	49
4	L'expérience CMS : <i>Compact Muon Solenoïd</i>	50
4.1	Vue d'ensemble et système de coordonnées	50
4.2	Le solénoïde	51
4.3	Le trajectographe	53
4.4	Le calorimètre électromagnétique ou ECAL	54
4.5	Le calorimètre hadronique ou HCAL	57
4.6	Les chambres à muons	58
4.7	Prise de données à CMS	60
5	Reconstruction des événements	61
5.1	Éléments d'identification du <i>Particle Flow</i>	62
5.2	Identification et reconstruction des particules	64
5.3	Reconstruction des jets	69
5.4	Énergie transverse manquante	71
5.5	Taus hadroniques	74
6	Simulation d'événements	76
6.1	Génération d'événements	76
6.2	Simulation du détecteur	76
6.3	Corrections apportées aux simulations	77
7	Conclusion	81

1 Introduction

L'étude des particules élémentaires présentées au chapitre 1 nécessite des conditions expérimentales particulières. En effet, hormis le photon et les fermions de la première génération, la plupart d'entre elles ont une durée de vie inférieure à la nanoseconde. Il faut donc dans un premier temps les créer. Dans certains cas, les conditions naturelles le permettent. Par exemple, les rayons cosmiques issus du Soleil produisent de nombreuses particules lors de leur interaction avec l'atmosphère. Leur

étude a ainsi permis la découverte des muons [89]. Toutefois, les particules les plus massives nécessitent des gammes d'énergies bien plus élevées afin d'être produites et certains processus du modèle standard ont une faible section efficace, c'est-à-dire une faible probabilité de survenir. La caractérisation des particules de l'Univers ne peut donc se faire uniquement par des observations de processus naturels.

Le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC, *Large Hadron Collider*) [90-92] de l'organisation européenne pour la recherche nucléaire ou CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) [93] permet de réaliser des collisions entre particules. Cet environnement expérimental, contrôlé, permet d'atteindre des échelles d'énergies suffisantes pour produire des particules de haute masse et ce en très grand nombre. Ces conditions sont nécessaires afin de d'observer et de caractériser certaines particules élémentaires comme le boson de Higgs [22-26].

Le CERN, présenté dans la section 2, possède plusieurs collisionneurs de particules dont le plus grand et le plus puissant à ce jour, le LHC, est introduit dans la section 3. La section 4 présente le détecteur CMS, installé au LHC, dont les données expérimentales sont utilisées dans cette thèse. Les particules ne sont pas observées en tant que telles dans le détecteur, seuls des signaux de leur passage sont récoltés. La reconstruction des particules physiques à partir de ces signaux est décrite dans la section 5. La compréhension et la validation des phénomènes fondamentaux liés au modèle théorique étudié nécessite quand à lui la comparaison des données récoltées expérimentalement avec des données simulées, ce qui est abordé dans la section 6.

2 Le CERN

2.1 Les origines du CERN

L'acronyme « CERN » signifie Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire. Sa création est motivée par l'état de la recherche scientifique en Europe après la Seconde Guerre Mondiale [93]. Des scientifiques comme Raoul DAUTRY, Pierre AUGER ou Niels BOHR envisagent la création d'un laboratoire européen de physique atomique, considérée comme fondamentale à cette époque, n'ayant aucun but militaire. Leur objectif est de stopper la fuite des cerveaux vers l'Amérique, d'unifier l'Europe et de lui donner les moyens d'avoir une infrastructure de recherche de calibre mondial.

Le 9 décembre 1949, Louis DE BROGLIE propose officiellement la création d'un laboratoire européen. C'est en décembre 1951, lors d'une conférence de l'Unesco à Paris, qu'est adoptée une résolution pour la mise en place d'un Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire ayant pour objectif de créer une convention pour un laboratoire européen sous 18 mois. Le site de Meyrin, au Nord-Ouest de Genève, est choisi en octobre 1952 pour sa position centrale vis-à-vis des pays européens et la neutralité militaire suisse. Les travaux commencent dès le printemps 1954.

Lors de la sixième session du Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, la convention établissant l'organisation européenne pour la recherche nucléaire est adoptée par les douze pays membres fondateurs : l'Allemagne (ex-RFA), la Belgique, le Danemark, la France, la Grèce, l'Italie, la Norvège, les Pays-Bas, le Royaume-Uni, la Suède, la Suisse et l'ex-Yougoslavie. La ratification est terminée le 29 septembre 1954. Le Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire est alors dissous, mais l'acronyme CERN est resté attaché à l'organisation européenne pour la recherche nucléaire.

2.2 Réalisations du CERN

Le CERN a permis de réaliser de nombreuses découvertes en physique fondamentale, comme celle des courants neutres (1973) [94-96], des bosons W et Z (1983, Nobel 1984) [17-21] et dernièrement du boson de Higgs (2012, Nobel 2013) [22, 23].

En plus de ces découvertes scientifiques majeures, le CERN apporte également des innovations technologiques importantes comme les techniques de hadronthérapie pour le traitement des tumeurs cancéreuses, le Web [97] ou encore les écrans tactiles dont le développement dans les années 70 au CERN a permis de réduire le nombre de boutons dans la salle de contrôle du Supersynchrotron à Protons [98].

2.3 Les accélérateurs du CERN

Le premier accélérateur de particules du CERN est le synchrocyclotron, mis en service en 1957 à une énergie de 600 MeV.

À la fin des années 50, le Synchrotron à Protons (PS) permet d'accélérer des protons et d'atteindre une énergie de 28 GeV, ce qui en fait l'accélérateur le plus puissant à l'époque. Avec l'arrivée de nouveaux anneaux au CERN, le PS sert également de pré-accélérateur.

En 1976, le Supersynchrotron à Protons (SPS) est mis en service. Son tunnel circulaire de 7 km de circonférence permet de faire collisionner deux faisceaux de particules circulant en sens inverse avec une énergie dans le centre de masse allant jusqu'à 450 GeV pour des protons. Le SPS a permis entre autres d'étudier la structure interne du proton et de découvrir les bosons W [17-19] et Z [20, 21].

Une nouvelle étape est franchie à la fin des années 80 avec la mise en service du Grand Collisionneur Électron-Positron (LEP, *Large Electron-Positron collider*), dans un tunnel sous-terrain de 27 km de circonférence. Aujourd'hui remplacé par le LHC, il reste le plus grand collisionneur de leptons au monde. Quatre grandes expériences étaient installées sur le LEP, ALEPH (*Apparatus for LEP PHysics at CERN*) [99], DELPHI (*DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification*) [100], L3 [101] et OPAL (*Omni-Purpose Apparatus at LEP*) [102], dont les emplacements sont visibles sur la figure 2.1 avec ceux des grandes expériences du LHC. Le LEP a permis de réaliser des mesures de précision sur les bosons W et Z précédemment découverts avec le SPS. Il a été mis en arrêt en 2000 afin de construire le LHC, sujet de la section suivante.

De nombreuses autres installations expérimentales sont présentes au CERN dont le complexe d'accélérateurs s'étend sur près de 10 km. Sur la figure 2.2 se trouve une carte de ce complexe avec les différentes structures encore en fonctionnement à ce jour.

3 Le LHC : *Large Hadron Collider*

Le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC, *Large Hadron Collider*) [90-92] est le plus grand et le plus puissant accélérateur de particules au monde. Son tracé ainsi que ceux du *Booster*, du PS et du SPS sont illustrés sur la figure 2.1. Le LHC est installé dans le même tunnel que le LEP, il s'agit donc d'un accélérateur circulaire de 27 km de circonférence, situé entre 50 et 100 m de profondeur sous la frontière franco-suisse. Le LHC permet de réaliser des collisions proton-proton, proton-ion lourd et ion lourd-ion lourd. Dans tous les cas, deux faisceaux de particules sont accélérés en sens inverses. Seules les collisions de protons sont considérées dans cette thèse.

3.1 Exploitation du LHC

Le fonctionnement du LHC peut être divisé en plusieurs périodes ou *runs*. Chaque *run* présente différentes caractéristiques, en particulier l'énergie dans le centre de masse des collisions. Le tableau 2.1 résume les différents *runs* du LHC, passés et à venir. Chaque *run* est lui-même divisé par année civile, des arrêts techniques ayant lieu en période hivernale. Enfin, une année civile est subdivisée en plusieurs périodes entre lesquelles les conditions expérimentales comme la nature des particules entrant en collision peuvent varier.

Run	Période	Énergie dans le centre de masse	Luminosité proton-proton
I	2011-2012	7 à 8 TeV	30 fb^{-1}
II	2016-2018	13 TeV	160 fb^{-1}
III	2022-2024	13 à 14 TeV	350 fb^{-1} ?
IV	2027-2030	14 TeV	$\left. \right\} 3000 \text{ fb}^{-1}$?
V	2032-2034	14 TeV	

Tableau 2.1 – Runs du LHC avec les énergies dans le centre de masse et les luminosités correspondantes des collisions de protons [104]. La luminosité est présentée dans la section 3.4.

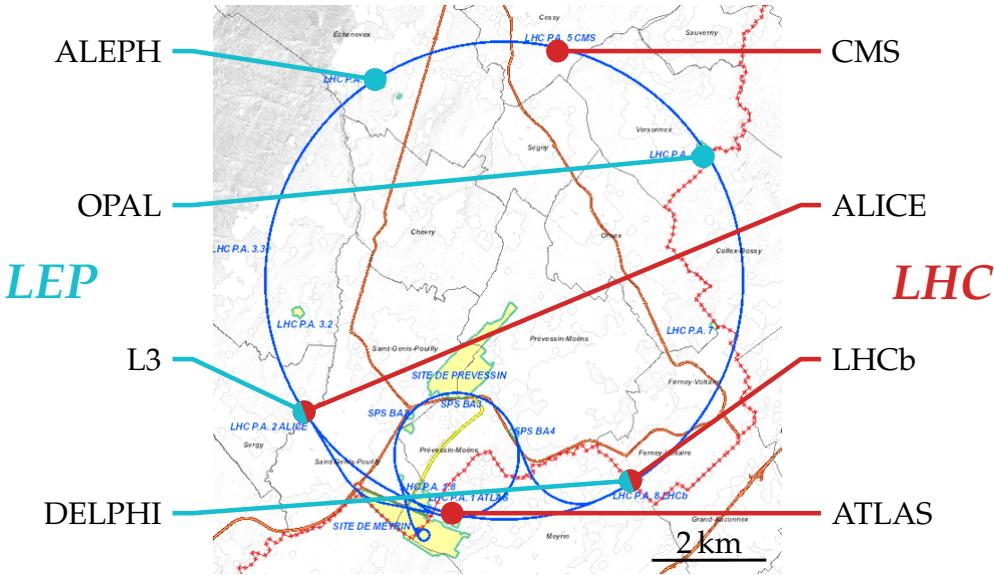


Figure 2.1 – Emplacements des grandes expériences du LEP (1989-2000) et du LHC (depuis 2008) [103]. Les tracés des booster, PS et SPS sont également visibles.

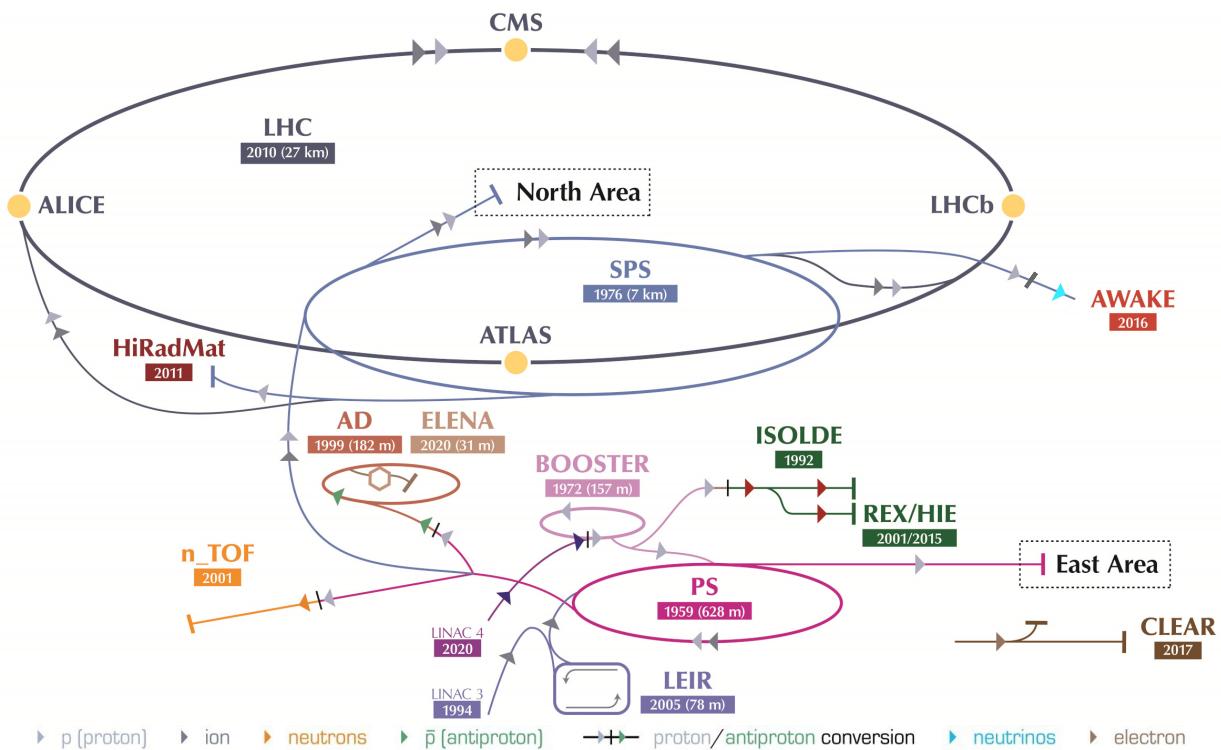


Figure 2.2 – Complexe des accélérateurs du CERN [93]. De nombreuses expériences y sont installées : AD, Décélérateur d'Antiprotons ; AWAKE, Advanced WAKEfield Experiment ; BOOSTER, Booster du Synchrotron à Protons ; CLEAR, CERN Linear Electron Accelerator for Research ; ELENA, Extra Low Energy Antiproton ; HiRadMat, High-Radiation to Materials ; ISOLDE, Isotope mass Separator On-Line ; LEIR, Anneau d'Ions de Basse Énergie ; LHC, Grand Collisionneur de Hadrons ; LINAC 3, Accélérateur Linéaire 3 ; LINAC 4, Accélérateur Linéaire 4, remplace le LINAC 2 ; n_TOF, Neutrons Time Of Flight ; PS, Synchrotron à Protons ; REX/HIE, Radioactive EXperiment/High Intensity and Energy ; SPS, Supersynchrotron à Protons ; ALICE, A Large Ion Collider Experiment ; ATLAS, A Toroidal LHC ApparatuS ; CMS, Compact Muon Solenoid ; LHCb, Large Hadron Collider beauty.

3.2 Accélération de protons

Les protons sont obtenus par ionisation de dihydrogène, directement issu d'une bouteille. Ils sont alors progressivement accélérés à travers différentes installations du CERN, illustrées sur la figure 2.2, menant les protons à des niveaux d'énergie de plus en plus hauts avant de pouvoir être injectés dans le LHC [92] :

- l'accélérateur linéaire 2 (LINAC 2), remplacé pour le Run III du LHC par le LINAC 4, permet d'accélérer les protons à une énergie de 50 MeV ;
 - le *Booster*, premier élément circulaire, amène les protons à 1,4 GeV ;
 - le PS permet d'atteindre 25 GeV ;
 - le SPS, dernier élément avant le LHC, accélère les protons jusqu'à 450 GeV.

Le LHC accélère alors les protons jusqu'à 6,5 TeV lors du Run II et ira jusqu'à 7 TeV lors du Run III, permettant de réaliser des collisions avec une énergie dans le centre de masse, \sqrt{s} , de 13 et 14 TeV, respectivement.

Les particules sont accélérées grâce à 16 cavités radiofréquences, 8 par faisceau. Ces cavités créent un champ électrique oscillant. Cette technique présente l'avantage d'accélérer les particules différemment selon leurs positions respectives, ce qui permet de les conserver en plusieurs paquets dont l'intérêt est développé dans la section suivante.

Afin de maintenir les particules dans le tube circulaire du LHC, leur trajectoire est courbée, c'est-à-dire qu'une accélération orthogonale au faisceau est appliquée. Cette courbure s'obtient grâce à un champ magnétique de 8,33 T généré par 1232 aimants dipolaires supraconducteurs répartis tout au long des 27 km du LHC et refroidis à l'hélium superfluide à 1,8 K.

3.3 Collisions de protons

3.3.1 Structure du proton

Les protons ne sont pas des particules élémentaires, ils possèdent une sous-structure. En tant que baryons, les protons sont des hadrons composés en moyenne de trois quarks dits « de valence », deux *up* et un *down*. Cependant, ces quarks échangent des gluons virtuels par l'intermédiaire de l'interaction forte. Ces gluons peuvent se matérialiser en paires $q\bar{q}$, comme illustré sur la figure 2.3. Au sein des protons, d'autres partons (quarks et gluons) que les trois quarks *u*, *u* et *d* de valence peuvent donc être présents. Ces particules additionnelles forment la « mer » dans laquelle se trouvent des gluons, des antiquarks et des quarks, y compris de sauteurs lourdes.

Chacun des constituants du proton porte une fraction x de son énergie totale. La probabilité pour qu'un parton i du proton porte une fraction x_i de l'énergie peut être décrite à l'aide des fonctions de distribution partoniques (PDF, *Parton Distribution Functions*). Ces fonctions sont obtenues par ajustement des données expérimentales [105, 106] et sont représentées sur la figure 2.4. Les partons de la mer portent individuellement une faible fraction de l'énergie. Un quark de valence porte statistiquement 10 à 20 % de l'énergie du proton. L'ensemble des quarks de valence porte ainsi 30 à 60 % seulement de l'énergie totale du proton. Dans le cas du proton, les quarks de valence u portent environ deux fois plus d'énergie que les quarks de valence d , ce qui est cohérent avec la structure moyenne (uud) du proton.

Lorsque deux protons entrent en collision, se sont en fait leurs constituants respectifs qui interagissent. Or, le constituant du premier proton n'a aucune raison de porter une fraction d'énergie x identique à celle que porte celui du second. Ainsi, bien que les impulsions des deux protons soient opposées, c'est-à-dire que le référentiel du centre de masse coïncide avec le référentiel du détecteur,

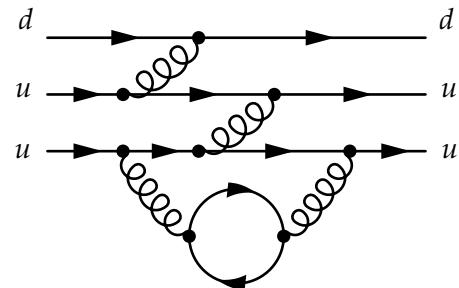


Figure 2.3 – Diagramme de Feynman de la propagation d'un proton avec apparition d'une paire $q\bar{q}$.

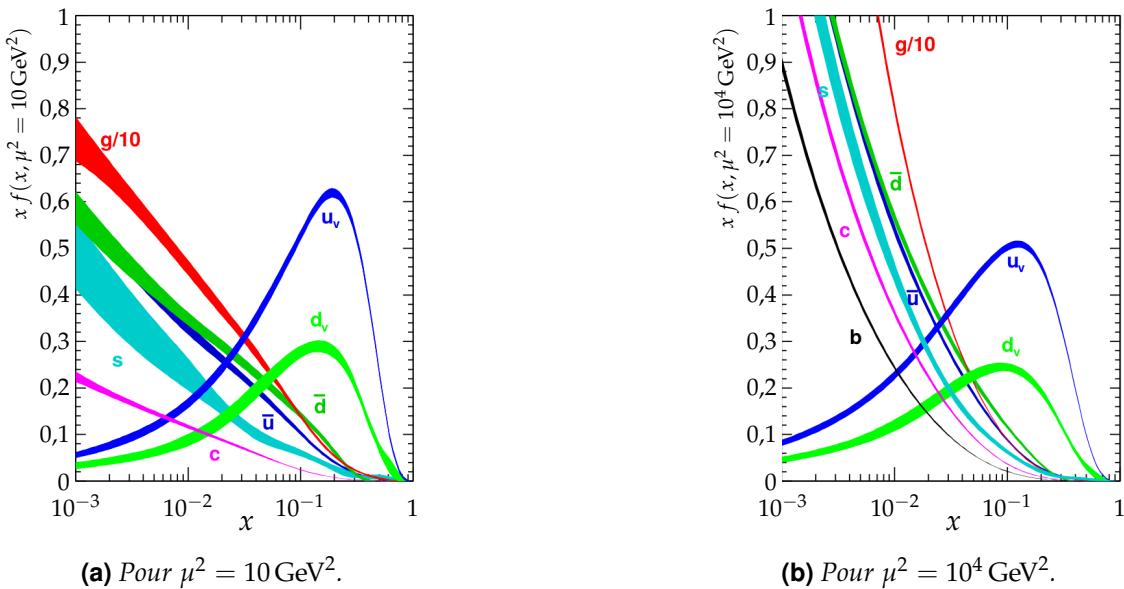


Figure 2.4 – Fonctions de distribution partoniques (PDF, Parton Distribution Functions) à différentes échelles d'énergie μ obtenues au NNLO NNPDF3.0 [107] avec $\alpha_s(m_Z^2) = 0,118$ [9]. Les bandes tracées correspondent aux PDF f , avec incertitude, multipliées la fraction d'impulsion x , où f peut être les quarks u et d de valence (u_v, d_v) ou les gluons (g), quarks et antiquarks de la mer ($\bar{u}, \bar{d}, s \simeq \bar{s}, c = \bar{c}, b = \bar{b}$).

cela n'est pas vrai pour les partons impliqués dans la collision. Seule l'impulsion totale dans le plan transverse aux faisceaux est donc nulle et l'impulsion selon l'axe des faisceaux est inconnue. De plus, l'énergie dans le centre de masse des protons n'est pas totalement utilisée. Une collision de partons à 13 TeV est ainsi peu probable au LHC mais il est ainsi possible de balayer une large gamme d'énergies effectives de collision, ce qui est favorable aux recherches de nouvelles particules. Enfin, les constituants des protons n'interagissent pas tous forcément lors de la collision. Des fragments résiduels continuent ainsi leur trajet le long du tube de faisceau et sont inaccessibles pour des détecteurs comme CMS.

3.3.2 Faisceaux et paquets de protons

La dimension spatiale des protons, de l'ordre du femtomètre (10^{-15} m), ne permet pas de les faire entrer en collision un à un de manière efficace. Au LHC, deux faisceaux de protons sont ainsi accélérés, chacun dans un sens. Les protons y sont regroupés par paquets espacés temporellement de 25 ns lors du Run II.

La formation et le maintien de ces paquets est rendue possible par l'utilisation des cavités radiofréquence. Elles produisent un champ électrique dont la norme est plus importante au niveau des queues des paquets qu'à leurs têtes. Alors, les protons « en queue de peloton » sont plus accélérés que les protons en tête et les rattrapent.

Chacun des faisceaux du LHC est formé de 2808 paquets. Avant les premières collisions, un paquet comporte $1,15 \times 10^{11}$ protons. Les paquets font environ 30 cm de long. Lorsqu'ils circulent dans le LHC, leur diamètre est de l'ordre du millimètre mais au niveau des points de collisions, un ensemble de champs magnétiques réduit ce diamètre à $16 \mu\text{m}$.

Le passage des $1,15 \times 10^{11}$ protons d'un paquet d'un faisceau du LHC à travers la surface de $16 \mu\text{m}$ de diamètre, combiné au passage d'un paquet de l'autre faisceau, permet d'obtenir des collisions entre protons. Au cours de celles-ci, les constituants des protons interagissent et créent de nouvelles particules par conservation de l'énergie. Les faisceaux du LHC sont stables une dizaine d'heures, pendant lesquelles des collisions surviennent 40 millions de fois par seconde. La luminosité, introduite dans la section 3.4 ci-après, permet de rendre compte de la quantité de collisions réalisées.

3.4 Luminosité, nombre d'événements et statistiques

La quantité d'événements dN_i issus d'un processus physique i de section efficace σ_i pendant une durée dt s'exprime

$$dN_i = \mathcal{L}_{\text{inst}} \sigma_i dt \quad (2.1)$$

où $\mathcal{L}_{\text{inst}}$ est la luminosité instantanée du dispositif expérimental, exprimée par unité de surface et de temps. La luminosité instantanée au LHC peut s'exprimer en fonction des propriétés des faisceaux selon

$$\mathcal{L}_{\text{inst}} = \frac{\gamma \nu n_p N_p^2}{4\pi \epsilon_n \beta^*} = \frac{\nu n_p N_p^2}{4\pi \ell_x \ell_y} \quad (2.2)$$

où γ est le boost de Lorentz des paquets de protons, ν la fréquence de révolution des paquets dans l'anneau du LHC, n_p le nombre de paquets, N_p le nombre de protons par paquet, ϵ_n l'émittance transverse, qui permet de mesurer le parallélisme des faisceaux, β^* la fonction d'amplitude mesurant la distance entre le point de croisement des faisceaux et le lieu où un faisceau est deux fois plus large et ℓ_x et ℓ_y les dimensions transverses du faisceau au point d'interaction. La luminosité instantanée est donc favorisée par une faible largeur du faisceau au niveau des points d'interactions.

La luminosité intégrée ou « totale », \mathcal{L} , s'obtient par intégration temporelle de $\mathcal{L}_{\text{inst}}$. Elle s'exprime donc par unité de surface vu l'équation (2.1). Le nombre d'événements N_i produits durant une période donnée par un processus physique i de section efficace σ_i est donc

$$N_i = \mathcal{L} \sigma_i. \quad (2.3)$$

Certaines expériences de physique des particules se ramènent donc à des expériences de comptage dans lesquelles les données sont traitées statistiquement. Dans le cas des recherches de nouvelles particules, l'écart entre les observations effectives d'une part et attendues dans l'hypothèse où aucun phénomène nouveau n'est présent d'autre part est quantifié en termes de nombre de déviations standard. En l'absence de nouvelle physique, un écart serait dû à des fluctuations statistiques. Il est alors peu probable d'obtenir une grande déviation. Il est ainsi considéré qu'un phénomène, par exemple une nouvelle particule, est observé à partir de cinq déviations standard (5σ) ou plus, ce qui correspond à une probabilité de réaliser cette observation uniquement à cause de fluctuations d'une sur deux millions.

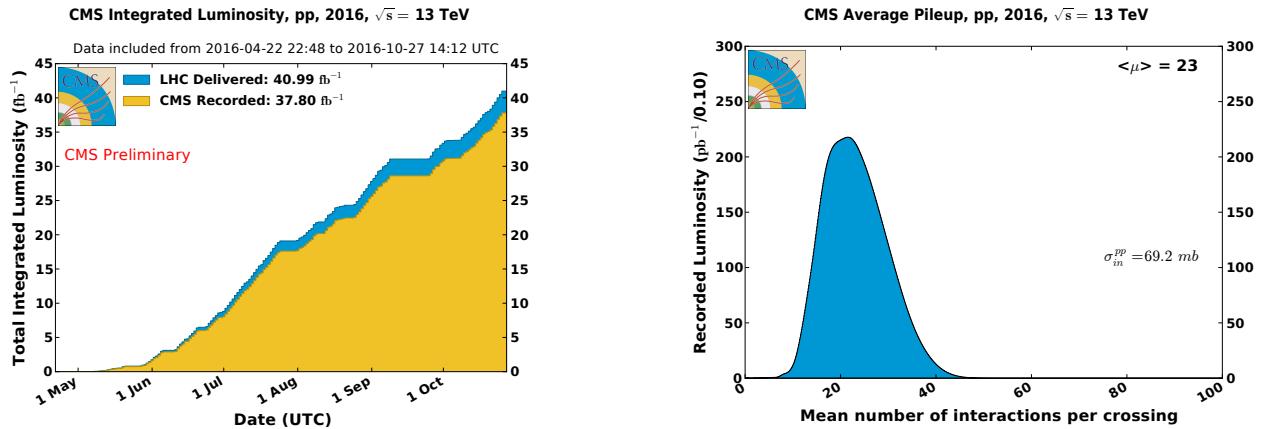
Les incertitudes jouent un rôle majeur dans la quantification du nombre de déviations standard observées. Il est important de bien les déterminer et de les minimiser autant que possible. L'incertitude systématique peut être limitée en concevant des expériences les plus précises possibles. L'incertitude statistique relative peut être diminuée en augmentant le nombre d'événements correspondant au phénomène étudié. Les conditions favorables aux découvertes sont donc celles dans lesquelles la luminosité ou la section efficace du processus étudié sont importants. En l'absence d'un écart significatif entre prédictions et observations, il est possible de proposer des limites sur les valeurs des sections efficaces des processus en jeu, limites au-delà desquelles l'écart aurait été observé.

Les figures 2.5a, 2.6a et 2.7a présentent les luminosités totales délivrées par le LHC et enregistrées par le détecteur CMS en fonction du temps lors du Run II. Les luminosités y sont exprimées en inverse femtobarn. Le barn ($1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$) est une unité qui permet d'obtenir des valeurs numériques pour la luminosité plus abordables qu'avec les unités usuelles du système international. En effet pour le Run II du LHC, la luminosité totale des collisions de protons est de

$$160 \text{ fb}^{-1} = 160 \times 10^{15} \text{ b}^{-1} = 160 \times 10^{43} \text{ m}^{-2}, \quad (2.4)$$

son expression en m^{-2} n'est donc pas pratique à cause du facteur 10^{43} .

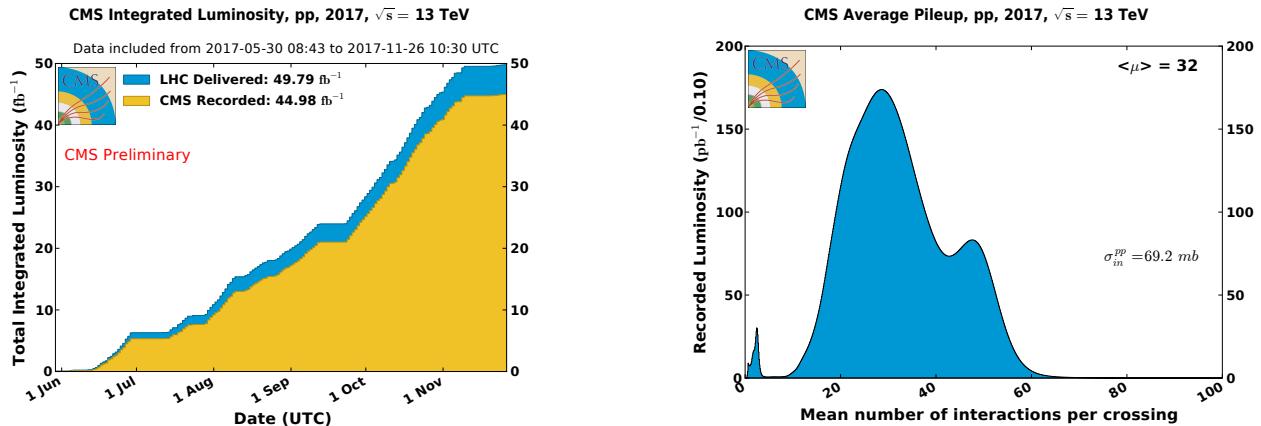
Pendant le Run II, les bonnes performances du détecteur CMS lui ont permis d'enregistrer 92,39 % de la luminosité délivrée par le LHC (92,22 % en 2016, 90,34 % en 2017 et 93,83 % en 2018) [108-110]. Les projets de développements futurs du LHC s'orientent dans un premier temps vers une augmentation de la luminosité, il s'agit du « HL-LHC » (LHC Haute Luminosité). Les performances actuelles du détecteur devront être encore améliorées d'ici-là et la collaboration y travaille d'ores et déjà.



(a) Luminosité totale délivrée par le LHC et enregistrée par le détecteur CMS en fonction du temps en 2016.

(b) Distribution du nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux en 2016.

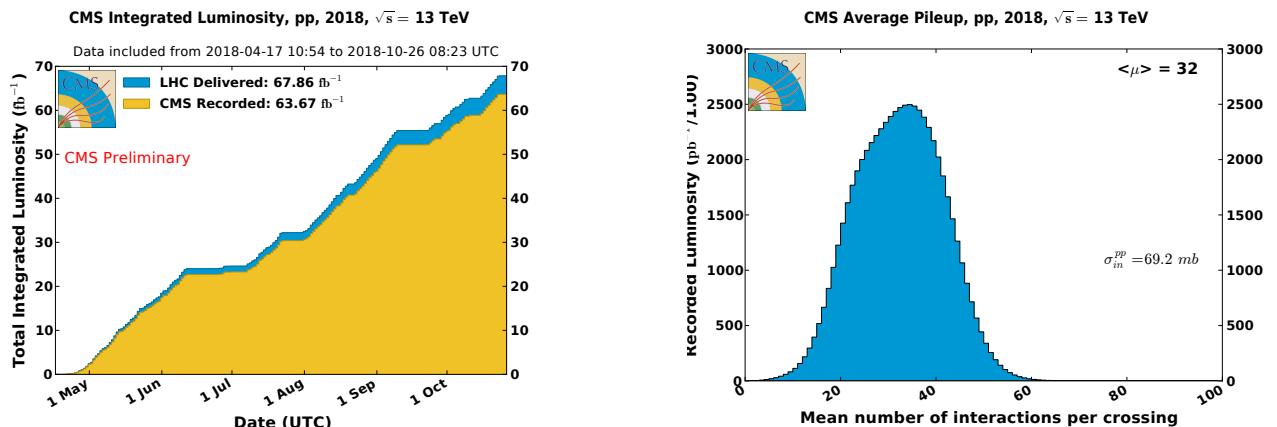
Figure 2.5 – Luminosité totale et empilement en 2016 [108, 111].



(a) Luminosité totale délivrée par le LHC et enregistrée par le détecteur CMS en fonction du temps en 2017.

(b) Distribution du nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux en 2017.

Figure 2.6 – Luminosité totale et empilement en 2017 [109, 111].



(a) Luminosité totale délivrée par le LHC et enregistrée par le détecteur CMS en fonction du temps en 2018.

(b) Distribution du nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux en 2018.

Figure 2.7 – Luminosité totale et empilement en 2018 [110, 111].

3.5 L'empilement

L'empilement (PU, *Pile-Up*) est le phénomène de superposition des signaux issus de différents processus physiques. Il existe deux types d'empilement, synchrone et asynchrone.

3.5.1 L'empilement synchrone

Plusieurs collisions de protons peuvent avoir lieu lors d'un même croisement de paquet de protons ou « événement ». Le nombre d'interactions d'empilement synchrone moyen dépend des conditions du LHC. Les figures 2.5b, 2.6b et 2.7b présentent ces distributions pour les trois années du Run II.

À chaque collision correspond un vertex, lieu effectif de la rencontre entre les deux protons. Pour chacun des vertex de l'événement, la somme des impulsions transverses (p_T) au carré des traces de particules chargées détectées en provenance de ce vertex est calculée. Le vertex principal est choisi comme étant le vertex présentant la plus grande valeur de cette somme. Les autres sont considérés comme des vertex d'empilement et sont en général peu intéressants dans les analyses expérimentales.

Toutefois, les particules provenant des vertex d'empilement laissent elles aussi des signaux dans le détecteur, en plus des signaux d'intérêts. Par conséquent, elles viennent perturber la mesure des phénomènes se produisant au vertex principal.

3.5.2 L'empilement asynchrone

L'empilement asynchrone est dû au temps de réponse des composants du détecteur. Des croisements de paquets ont en effet lieu toutes les 25 ns au LHC. Or, le détecteur peut présenter ponctuellement un temps de réponse supérieur, selon les signaux qu'il doit traiter. Les signaux de sortie du détecteur pour un événement donné peuvent donc être superposés avec ceux de l'événement suivant, ou précédent selon le point de vue.

3.6 Les expériences du LHC

Il existe sept expériences au LHC. Parmi elles, quatre sont de « grandes expériences » et se situent chacune à un des points d'interactions de l'anneau afin d'étudier les collisions qui y sont produites.

ALICE [112], *A Large Ion Collider Experiment*, est une expérience conçue pour étudier le déconfinement des quarks et des gluons à l'aide de collisions d'ions lourds. Elle est installée au point 2, indiqué en figure 2.1.

ATLAS [113], *A Toroidal LHC ApparatuS*, est une expérience généraliste avec un éventail d'études très large, allant des mesures de précision des paramètres du modèle standard à la recherche de nouvelle physique. Ce détecteur se trouve au point 1 du LHC.

CMS [114], *Compact Muon Solenoid*, est également une expérience généraliste dont les objectifs sont similaires à ceux d'ATLAS. Les détecteurs d'ATLAS et de CMS étant conçus différemment, ces deux expériences peuvent valider leurs résultats de manière indépendante. Le détecteur CMS est installé au point 5 du LHC, à l'exact opposé d'ATLAS.

LHCb [115], *Large Hadron Collider beauty*, se concentre sur l'étude de la violation de la symétrie CP dans le secteur du quark b . Cette expérience réalise également des mesures de précision de certains paramètres du modèle standard. L'expérience LHCb se situe au point 8.

Les trois autres expériences du LHC sont LHCf, TOTEM et MoEDAL. L'expérience LHCf (*Large Hadron Collider forward*) [116], installée à 140 m de part et d'autre du détecteur ATLAS, observe les particules issues des collisions et presque alignées avec le faisceau du LHC afin de simuler des rayons cosmiques. La plus « longue » des expériences du CERN, TOTEM (*Total, elastic and diffractive cross-section measurement*) [117], est quant à elle installée sur un demi kilomètre autour de CMS et étudie les protons grâce aux particules alignées avec le faisceau. Enfin, MoEDAL (*Monopole and Exotics Detector At the LHC*) [118] cherche à détecter l'existence de monopoles magnétiques et de particules ionisantes massives prédites par certains modèles au-delà du modèle standard grâce à des détecteurs installés près de LHCb.

4 L'expérience CMS : *Compact Muon Solenoid*

4.1 Vue d'ensemble et système de coordonnées

Le détecteur CMS est installé dans la caverne du point d'interaction numéro 5 du LHC, visible sur la figure 2.1 au Nord de l'installation, dans la commune de Cessy, en France. Il a été pensé avec pour but premier l'étude de la brisure de symétrie électrofaible et la recherche du boson de Higgs [119]. Pour cela, la conception du détecteur repose sur :

- un système de détection des muons de haute performance ;
- le meilleur calorimètre électromagnétique possible compatible avec le point précédent ;
- un système de trajectographie central entièrement basé sur des détecteurs au silicium ;
- un calorimètre hadronique avec une résolution suffisante et une bonne herméticité.

Son design généraliste permet de nombreuses autres analyses de physique, comme des mesures de précision, la recherche d'une nouvelle physique ou encore les collisions d'ions lourds.

La figure 2.8 présente une vue ouverte du détecteur CMS. Il possède une forme cylindrique de 28,7 m de long et 15 m de diamètre pour un poids total de 14 000 tonnes. Il est structuré en couches concentriques, chacune ayant un rôle spécifique détaillé dans les sections qui suivent. À partir du centre du détecteur, lieu des collisions, se trouvent dans l'ordre le trajectographe [121], le calorimètre électronique [122], le calorimètre hadronique [123], le solénoïde [124] donnant son « S » à CMS et les chambres à muons [125] donnant son « M » à CMS, encastrées dans la culasse d'acier. Des calorimètres « vers l'avant » se trouvent aux extrémités du détecteur, le long de l'axe du faisceau. Le détecteur propose ainsi une couverture d'un angle solide de presque 4π sr, c'est-à-dire de presque toutes les directions, ce qui est capital afin de reconstruire les collisions.

Le détecteur peut de plus être divisé en trois grandes parties de par sa forme cylindrique. La première, centrale, est le « tonneau », dans laquelle les sous-parties ont une géométrie cylindrique. Les parties sensibles du détecteur y sont orientées vers l'axe du faisceau. Aux deux extrémités du

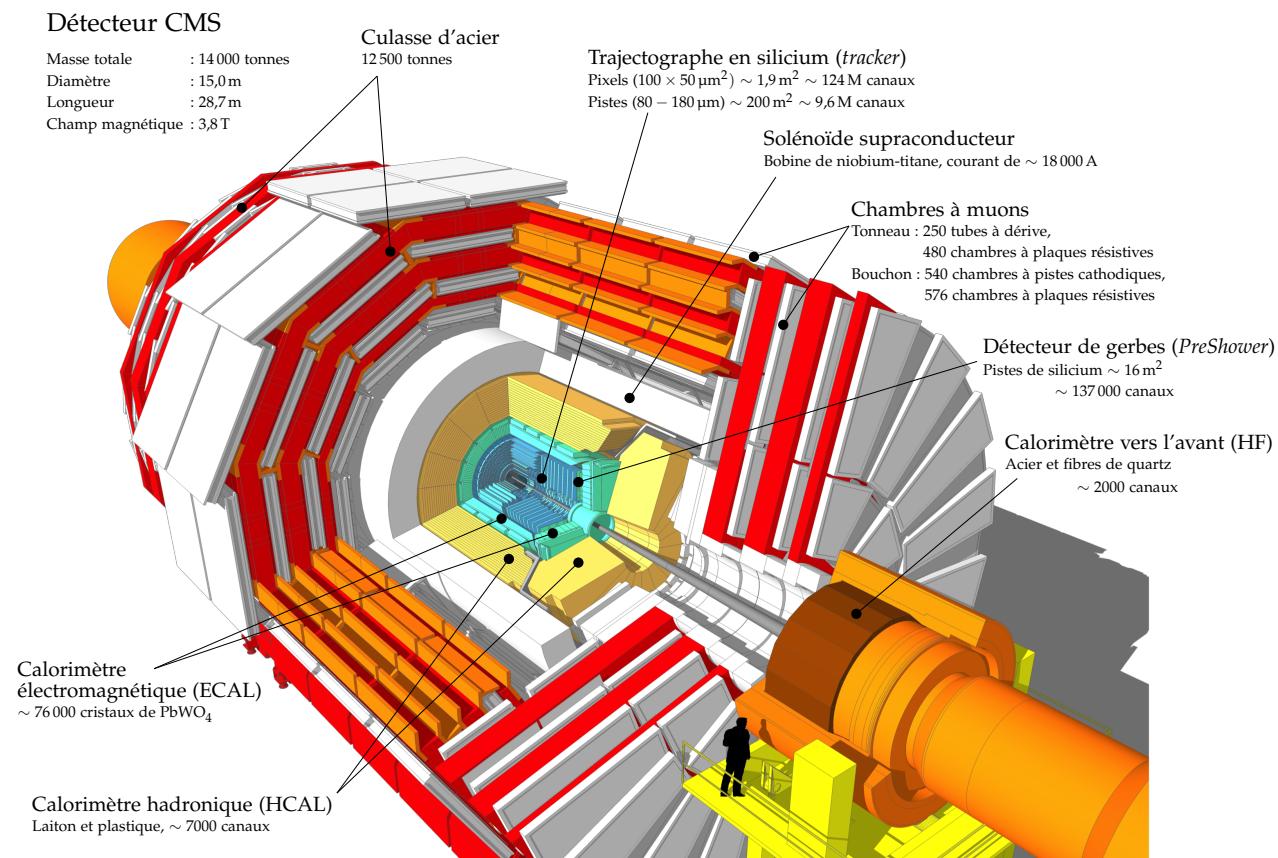


Figure 2.8 – Vue ouverte du détecteur CMS [120].

détecteur se trouvent les « bouchons », dont l'orientation des parties sensibles du détecteur se fait dans le plan transverse au faisceau. Ces différentes orientations sont bien visibles sur la figure 2.8.

L'acronyme CMS signifie *Compact Muon Solenoid*, c'est-à-dire Solénoïde Compact à Muons. La structure du détecteur, conçue à partir de celle du solénoïde, mène en effet à un design compact pour le système à muons (chambres à muons et culasse d'acier), d'où le qualificatif [119].

La géométrie cylindrique du détecteur pousse à définir un système de coordonnées également cylindriques en complément d'un repère cartésien. Le schéma de la figure 2.9 illustre la définition de ces systèmes de coordonnées. L'origine O des repères est le centre du détecteur où les protons entrent en collision. Le vecteur de base \vec{e}_x pointe vers le centre du LHC, \vec{e}_y vers le haut ($\vec{g} \cdot \vec{e}_y < 0$) et \vec{e}_z est colinéaire au tube de faisceau. Le trièdre $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ est direct. Le plan (Oxy) est nommé « plan transverse », il est orthogonal aux faisceaux. Le système de coordonnées cylindriques est défini par la distance à l'origine et deux angles $\theta \in [0, \pi]$ et $\phi \in [-\pi, \pi]$. L'angle entre le vecteur \vec{a} à caractériser et \vec{e}_z est θ . L'angle entre \vec{a} et \vec{e}_x dans le plan transverse est ϕ .

L'angle θ n'est généralement pas utilisé directement et est remplacé par la « pseudo-rapidité » η définie comme

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

La pseudo-rapidité est ainsi égale à zéro dans le plan transverse. L'usage de cette variable est motivé par la densité de production de particules qui est constante suivant η et non selon θ . De plus, dans la limite « ultra-relativiste » c'est-à-dire $|\vec{p}| \gg m$, condition remplie au LHC, la pseudo-rapidité tend vers la rapidité y (à ne pas confondre avec la coordonnée y) des particules,

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_z c}{E - p_z c}\right). \quad (2.6)$$

Or la rapidité est un invariant de Lorentz, ainsi au LHC η est en très bonne approximation un invariant de Lorentz, contrairement à θ . La figure 2.10 présente un quadrant du détecteur CMS sur lequel figurent quelques valeurs de pseudo-rapidité et les directions correspondantes dans le plan (Oyz) .

Du fait de la structure des protons discutée dans la section 3.3, lors de la collision, l'impulsion totale selon l'axe des faisceaux est inconnue. Seule l'impulsion totale dans le plan transverse, c'est-à-dire le plan (Oxy) , est nulle. C'est pourquoi des variables relatives au plan transverse sont définies, en particulier l'impulsion transverse \vec{p}_T , sa norme p_T et l' $«$ énergie transverse $»$ E_T ,

$$\vec{p}_T = p_x \vec{e}_x + p_y \vec{e}_y, \quad p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}, \quad E_T = E \sin \theta = \frac{E}{\cosh \eta}. \quad (2.7)$$

4.2 Le solénoïde

Le solénoïde supraconducteur est une des parties les plus importantes du détecteur. Il aide à caractériser les particules électriquement chargées issues des collisions. En effet, un champ magnétique courbe les trajectoires des particules électriquement chargées. Pour une particule d'impulsion \vec{p} , de charge q et de vitesse \vec{v} soumise à un champ magnétique \vec{B} ,

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q\vec{v} \wedge \vec{B}. \quad (2.8)$$

Il s'agit de la composante magnétique de la force de Lorentz. Avec un champ magnétique dirigé « vers le haut », une particule chargée positivement est ainsi déviée vers la droite et une particule chargée négativement vers la gauche.

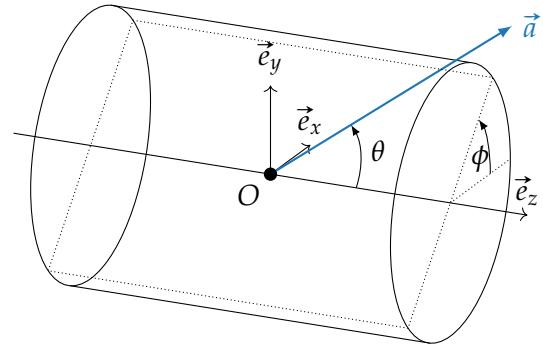


Figure 2.9 – Système de coordonnées.

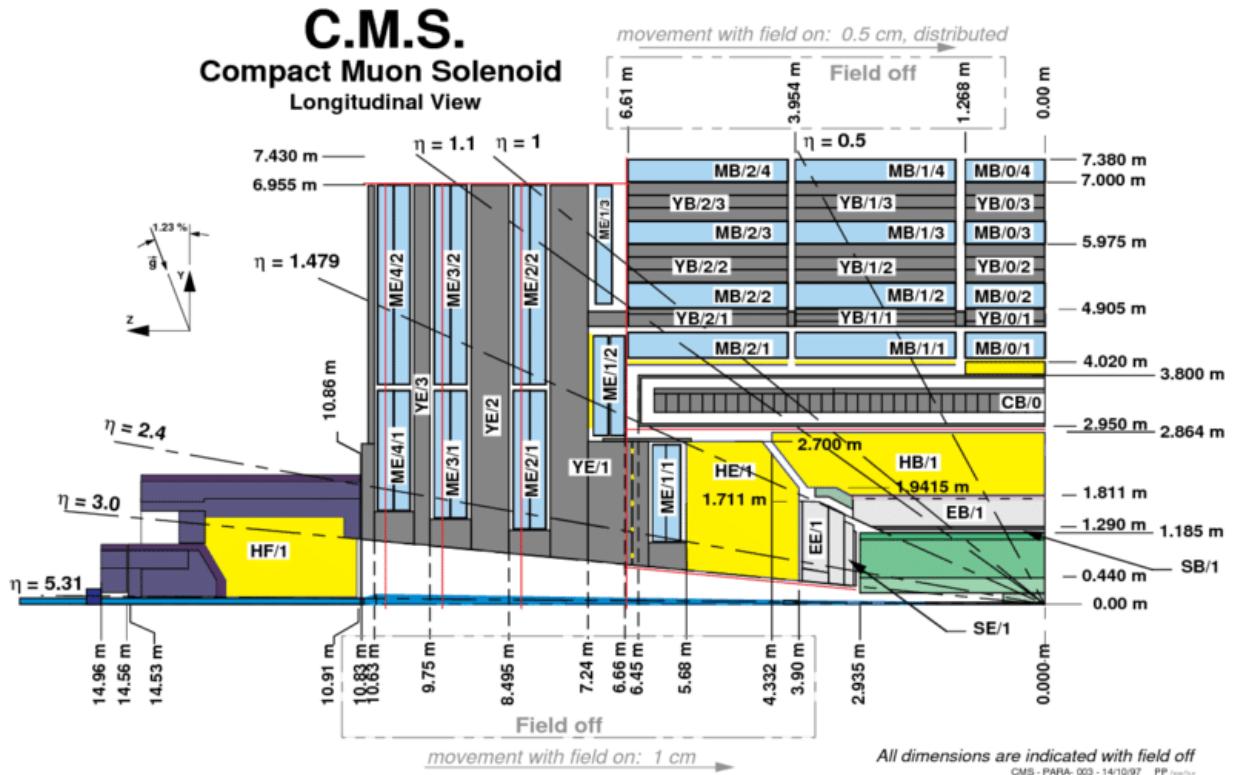


Figure 2.10 – Vue longitudinale d'un quadrant du détecteur CMS [126]. Les directions correspondant à quelques valeurs de pseudo-rapidité sont illustrées et des mesures de distances par rapport au centre du détecteur, lieu des collisions, sont indiquées. Le sol de la caverne présente une倾inlaison de 1,23 % par rapport à la direction de la gravité locale \vec{g} , ce que montre le schéma à gauche.

Le rayon de courbure r de la trajectoire de la particule est

$$r = \frac{p_T}{|q|B} \quad (2.9)$$

avec p_T l'impulsion dans le plan transverse au champ magnétique. Dans le cas du détecteur CMS, le champ magnétique est aligné avec l'axe du faisceau, il s'agit donc également de l'impulsion transverse définie dans la section 4.1. Les particules chargées se propagent ainsi selon une trajectoire hélicoïdale autour de l'axe du faisceau et les particules neutres en ligne droite.

Afin d'assurer de bonnes performances sur l'identification des particules, en particulier sur la détermination du signe de la charge des muons (permettant de savoir s'il s'agit d'un muon ou d'un antimuon) et de leur impulsion jusqu'à l'ordre du TeV, la collaboration CMS a choisi d'utiliser un solénoïde supraconducteur [114, 124, 127, 128] dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau 2.2. Le rapport rayon sur longueur du cylindre défini par le solénoïde permet ainsi une identification efficace des muons de pseudo-rapidité inférieure à 2,4 [124].

À l'extérieur du solénoïde, une culasse d'acier, visible en rouge sur la figure 2.8, permet de contenir le retour du champ magnétique. La culasse d'acier est composée de plusieurs couches séparées par les chambres à muons. Elle présente ainsi une épaisseur cumulée d'environ 1,5 m. Le champ magnétique, au lieu d'être presque nul hors du solénoïde, atteint ainsi 1 à 2 T dans la culasse d'acier, selon l'endroit considéré. Les trajectoires des muons sont alors courbées dans un sens dans le volume interne du solénoïde, puis dans l'autre sens hors du solénoïde. La carte du champ magnétique obtenu est représentée sur la figure 2.11.

Champ	3,8 T
Diamètre interne	5,9 m
Longueur	12,9 m
Nombre de tours	2168
Courant	19,5 kA
Énergie stockée	2,7 GJ

Tableau 2.2 – Caractéristiques du solénoïde supraconducteur de CMS [127].

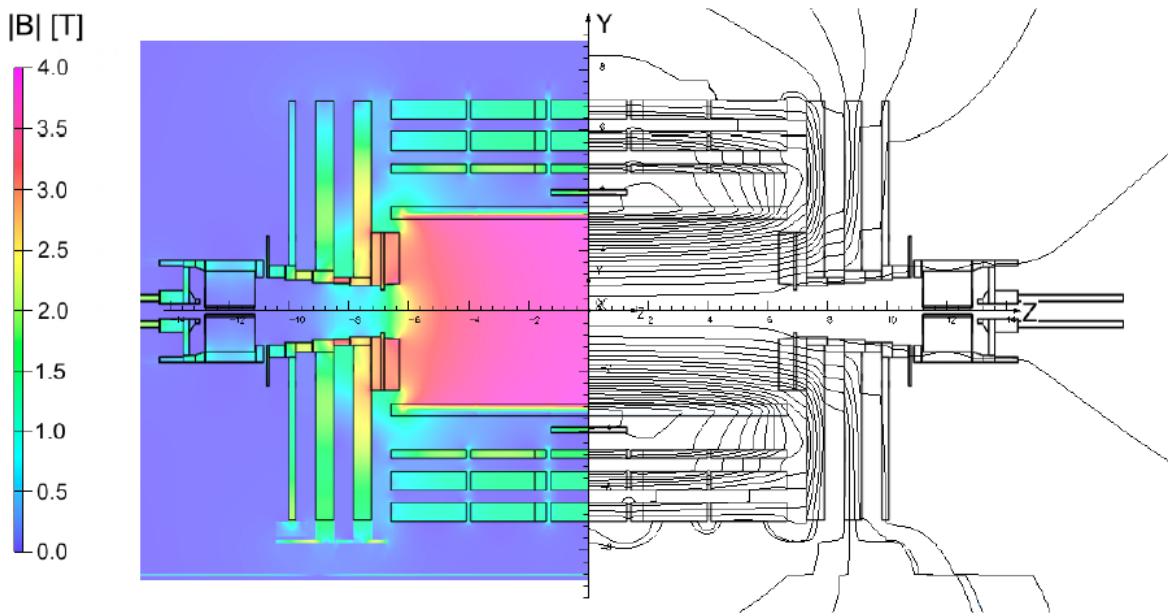


Figure 2.11 – Valeurs de la norme du champ magnétique (à gauche) et lignes de champ (à droite) prédictes dans la section longitudinale du détecteur CMS avec une valeur du champ au centre de 3,8 T [129]. Chaque ligne de champ correspond à un flux magnétique de 6 Wb.

4.3 Le trajectographe

Le trajectographe couvre la partie centrale du détecteur, son acceptation correspondant à la région $|\eta| < 2,5$. Les particules chargées laissent des signaux de leur passage dans les différents modules du trajectographe en les traversant. Il est ainsi essentiel à la reconstruction des vertex des événements du LHC. Les particules chargées se trouvant hors de son acceptation mais visibles dans d'autres sous-détecteurs sont reconstruites comme des particules neutres.

Deux types de modules composent le trajectographe de CMS [114, 121, 130-132]. Dans sa partie interne, c'est-à-dire la plus centrale en rayon, des modules à pixels de silicium sont utilisés. Au début du Run II du LHC, le tonneau du trajectographe interne était composé de trois couches de pixels à 4,4, 7,3 et 10,2 cm de rayon [114] et les bouchons de deux disques de pixels. Le trajectographe interne est visible en rouge sur la figure 2.12. Les pixels ont une surface de $100 \times 150 \mu\text{m}^2$. La résolution spatiale de cette partie du trajectographe est de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ [114] et permet d'obtenir une bonne reconstruction des vertex. En mars 2017, cette partie du trajectographe a été remplacée [130, 133]. Elle comporte à présent quatre couches de pixels dans la partie tonneau à 2,9, 6,8, 10,9 et 16,0 cm de rayon. Dans les bouchons, les disques ont également été repensés afin d'obtenir quatre points de passage pour les traces telles que $|\eta| < 2,5$. Une comparaison des trajectographes à pixels utilisés en 2016 (Phase-0) et à partir de 2017 (Phase-1) est illustrée sur la figure 2.13. Cette modification du détecteur permet d'améliorer la reconstruction des vertex ainsi que l'efficacité de l'identification de jets issus de quarks b .

De 20 à 116 cm de rayon se trouve le trajectographe à piste, lui-même composé de trois sous-parties. La première de ces sous-parties comporte un tonneau (TIB, *Tracker Inner Barrel*) de quatre couches et trois disques (TID, *Tracker Inner Disks*) vers l'avant. Les pistes dans ces couches sont parallèles au faisceau dans le TIB et axiales dans les TID. Elles permettent d'obtenir une résolution de $23 \mu\text{m}$ et $35 \mu\text{m}$ respectivement [114]. Le TIB et les TID sont entourés par le tonneau du trajectographe externe (TOB, *Tracker Outer Barrel*) de six couches. Le TOB a une résolution de $53 \mu\text{m}$ pour ses quatre premières couches et de $35 \mu\text{m}$ ensuite [114]. Enfin, les bouchons du trajectographe externe (TEC, *Tracker EndCaps*) se situent aux extrémités du dispositif.

Les trajectoires des particules chargées sont alors reconstruites par un ajustement aux différents points de passage dans le trajectographe. À partir de ces trajectoires, il est possible de déterminer le signe de la charge électrique et l'impulsion transverse des particules à l'aide de l'équation (2.9). Les

résolutions obtenues sur les impulsions transverses des muons et des particules chargées à l'aide du trajectographe sont présentées sur la figure 2.14.

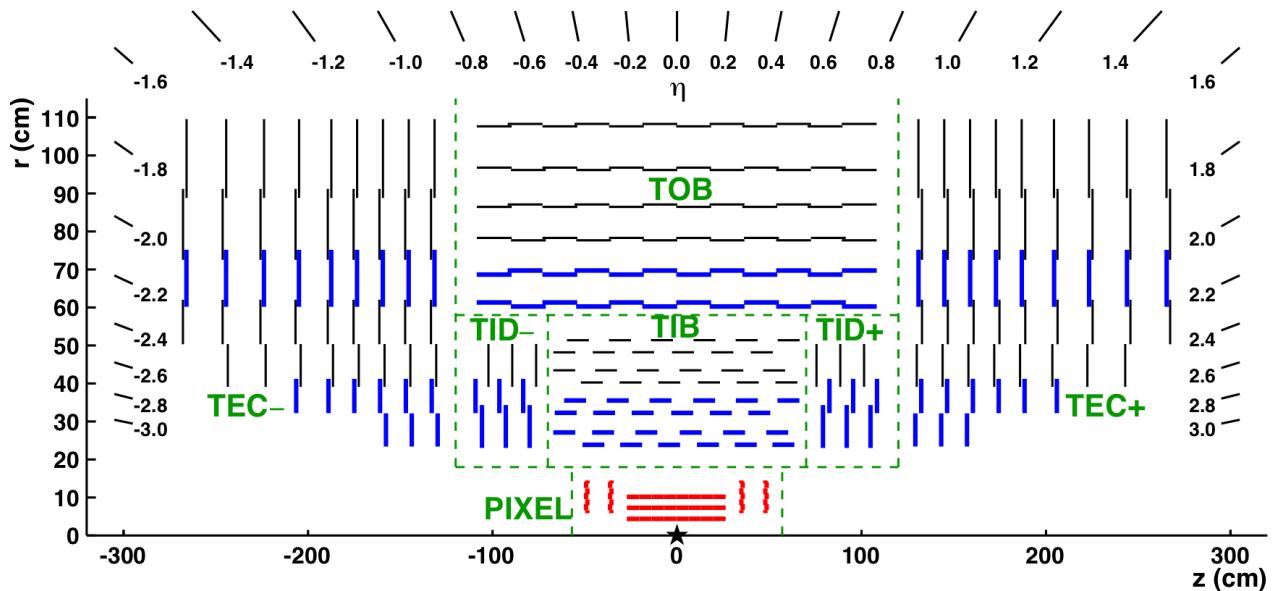


Figure 2.12 – Schéma détaillé du trajectographe du détecteur CMS dans le plan (Orz) [131, 132]. Le trajectographe est symétrique par rapport à l'axe (Oz), axe du faisceau. Le centre du trajectographe, correspondant approximativement au lieu des collisions, est indiqué par une étoile. Les différentes sous-parties du trajectographe sont délimitées par les pointillés verts. Les modules à piste donnant des signaux en deux dimensions sont indiqués en lignes noires fines et ceux donnant des signaux en trois dimensions en lignes bleues épaisses. Ces derniers sont en fait constitués de deux modules à piste dos à dos dont l'un est tourné de 90° . Les modules à pixels, en rouge, permettent également d'obtenir des signaux à trois dimensions. Les légers décalages des modules leur permettent d'éviter tout angle mort dans la zone d'acceptation du détecteur.

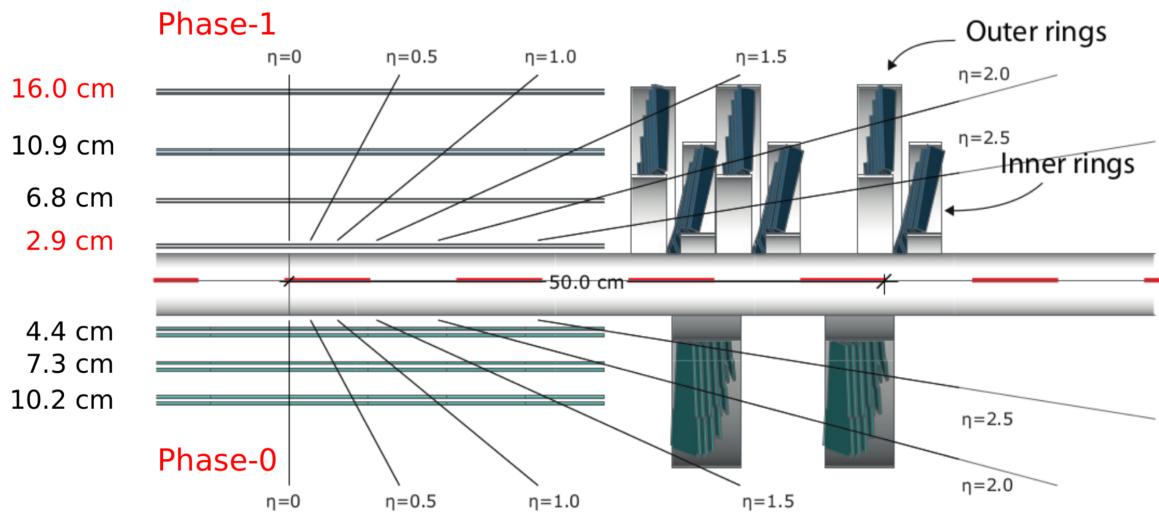


Figure 2.13 – Comparaison des trajectographes à pixels utilisés en 2016 (Phase-0, en bas) et à partir de 2017 (Phase-1, en haut) [130, 133].

4.4 Le calorimètre électromagnétique ou ECAL

Le calorimètre électromagnétique (ECAL) [114, 122, 134-136] permet de mesurer l'énergie des électrons et des photons par un processus destructif. Le ECAL est composé d'environ 76 000 cristaux d'oxyde de tungstate de plomb ($PbWO_4$) dans lesquels les électrons et les photons explosent en une gerbe électromagnétique. Celle-ci donne naissance dans les cristaux à une impulsion lumineuse dont l'intensité permet d'obtenir l'énergie de la particule initiale.

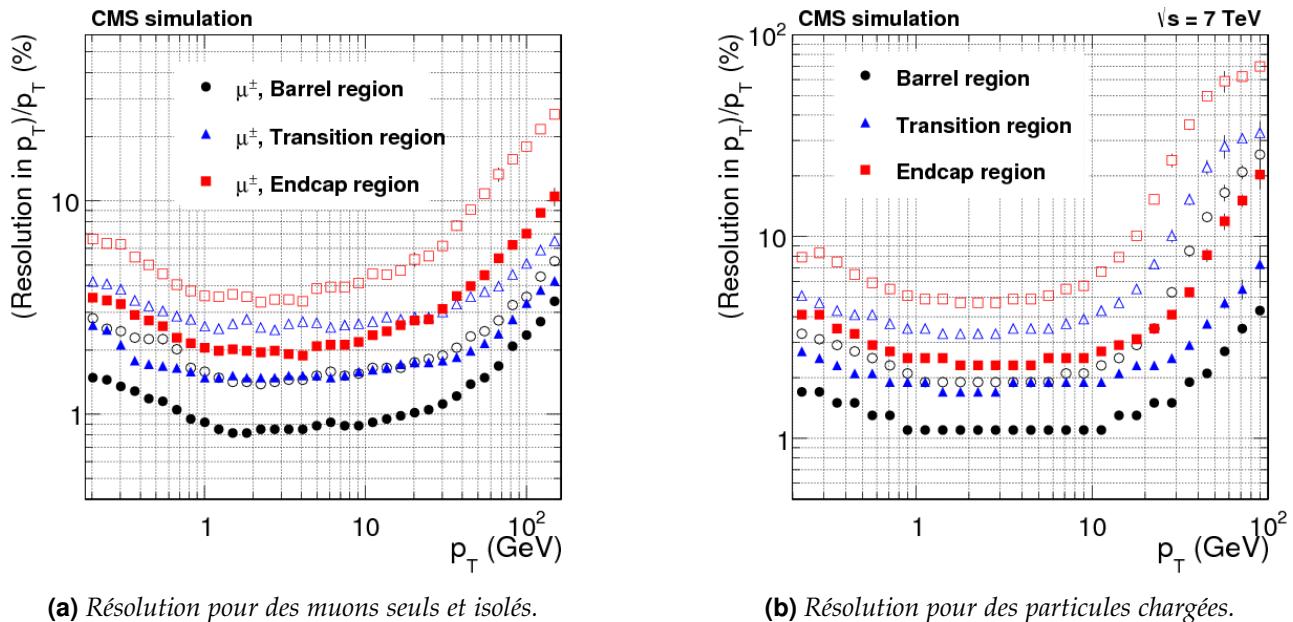


Figure 2.14 – Résolution en p_T , en fonction de p_T , du trajectographe pour différentes particules [131]. Les symboles pleins correspondent à la demi-largeur à 68 % de la distribution, les symboles creux à 90 %.

Le ECAL se divise en trois sous-parties, schématisées sur la figure 2.15. Le tonneau du ECAL (EB) couvre la région $|\eta| < 1,479$. La face frontale des cristaux du EB se trouvent à 1,29 m du faisceau. Les bouchons du ECAL (EE) couvrent la région $1,479 < |\eta| < 3,0$ et se trouvent à 315,4 cm du point de collision le long de l'axe du faisceau.

Devant les EE se trouvent les détecteurs de gerbes (*PreShower*). Leur rôle est d'identifier les pions neutres dans la région $1,653 < |\eta| < 2,6$. Ces particules se propagent sur des distances moyennes de 26 nm puis se désintègrent dans 99 % des cas en deux photons [9]. Ce sont donc ces deux photons que

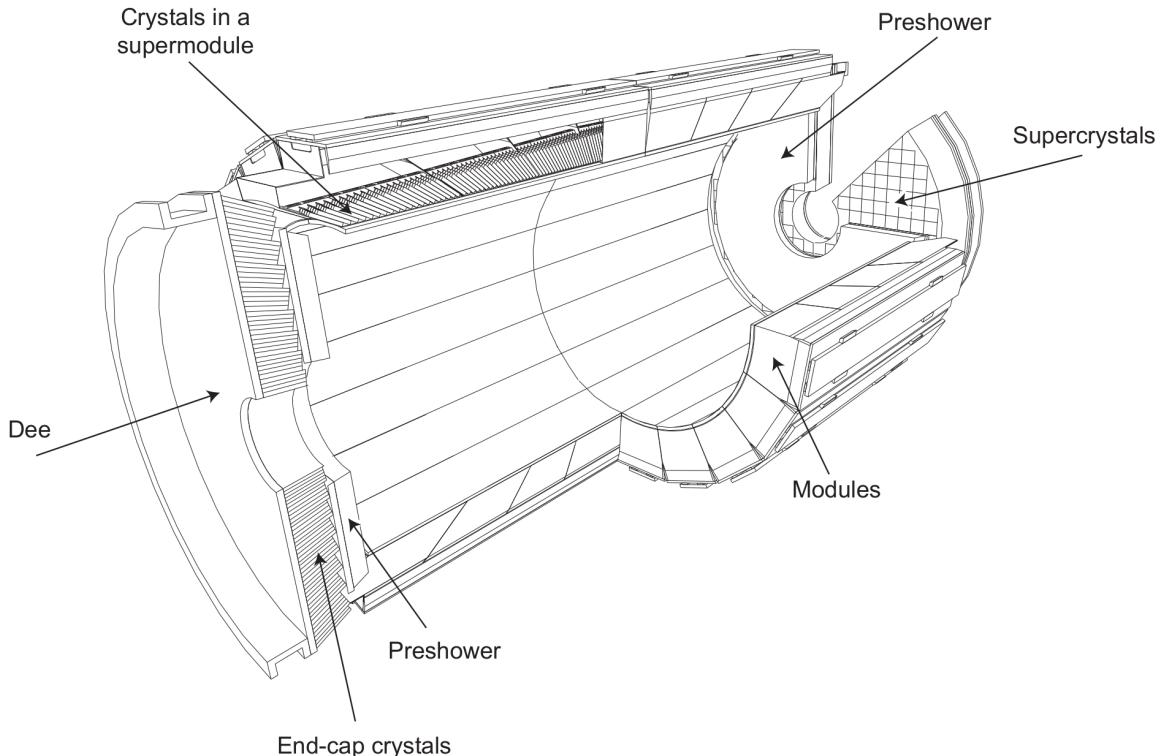


Figure 2.15 – Schéma du calorimètre électronique de CMS [114, 134] montrant le positionnement des cristaux, modules et supermodules dans le tonneau, des supercristaux et du détecteur de gerbes dans les bouchons.

le *PreShower* doit identifier. Ce dernier aide à discriminer les électrons vis-à-vis des particules ionisantes ainsi qu'à la détermination des positions des photons et électrons. Il est composé d'une couche de plomb initiant la gerbe électromagnétique suivie d'un détecteur à pistes de silicium mesurant les dépôts d'énergie.

L'oxyde de tungstate de plomb est très dense, $8,29 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, et transparent. Ce matériau possède également une faible longueur d'interaction, $X_0 = 0,89 \text{ cm}$, ainsi qu'un rayon de Molière de $2,19 \text{ cm}$. Le ECAL présente une réponse rapide, une bonne granularité et une résistance suffisante aux radiations. Près de 80 % du signal lumineux émis dans les cristaux du ECAL par les électrons et photons se trouve en effet dans une fenêtre temporelle de 25 ns, la durée entre deux événements successifs au LHC [114]. Dans le cas des hadrons, la traversée des cristaux du ECAL correspond approximativement à une longueur d'interaction. Près des deux tiers des hadrons initient donc une gerbe hadronique dans le ECAL, c'est-à-dire avant d'arriver dans le calorimètre hadronique.

Pour les électrons et les photons, la longueur des cristaux, 23 cm dans le tonneau et 22 dans les bouchons, correspond respectivement à 25,8 et 24,7 longueurs d'interaction, permettant de d'absorber 98 % de leur énergie jusqu'à 1 TeV. Ces particules ne se propagent donc pas, en bonne approximation, dans les parties suivantes du détecteur.

La réponse des cristaux du ECAL est contrôlée régulièrement par l'injection de signaux lumineux issus de lasers [135]. La figure 2.16 présente l'évolution de la réponse des cristaux du ECAL depuis le début de l'exploitation du LHC. La réponse se dégrade au cours du temps car les cristaux, bien que peu sensibles aux radiations, se trouvent dans un environnement à très fortes radiations. Une perte de la transparence des cristaux est ainsi inévitable, diminuant leur réponse. Des corrections sont alors appliquées afin d'assurer une stabilité temporelle de la réponse du ECAL. De plus, la réponse des cristaux présente une forte dépendance thermique, de l'ordre de $2\%/\text{ }^{\circ}\text{C}$. Un système de refroidissement assure une stabilité de la température des cristaux à $\pm 0,5 \text{ }^{\circ}\text{C}$.

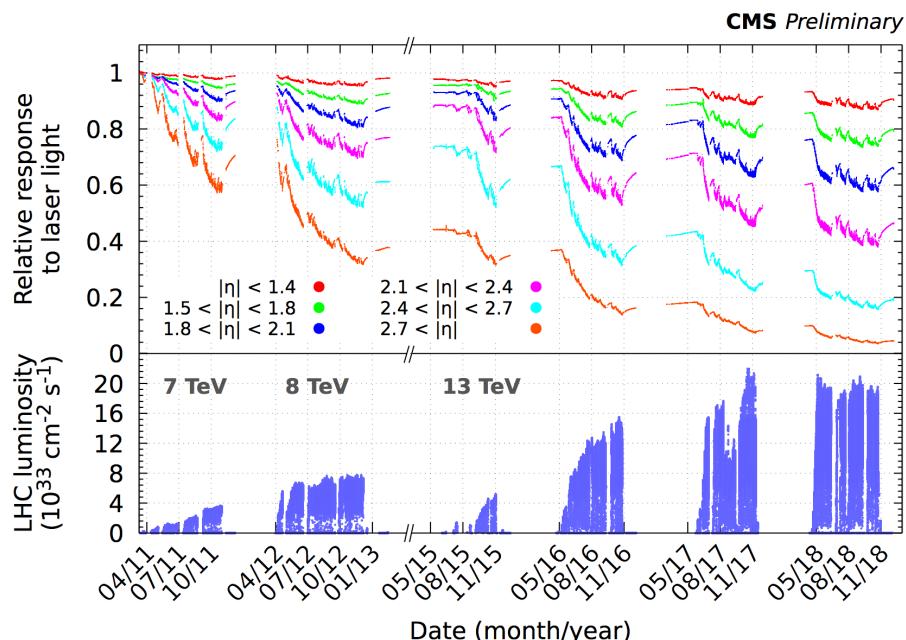


Figure 2.16 – Évolution temporelle de la réponse du ECAL [135] (haut) et luminosité instantanée du LHC (bas).

La résolution σ du ECAL est paramétrée selon

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{S}{\sqrt{E}} \oplus \frac{N}{E} \oplus C \quad (2.10)$$

où \oplus désigne une somme quadratique, S est un terme stochastique prenant en compte la largeur latérale de la gerbe électronique, N le terme de bruit des composants électroniques et C une constante rendant compte des erreurs de calibration. Des tests en faisceau réalisés en 2006 [114] ont permis de mesurer $S = 0,028 \text{ GeV}^{1/2}$, $N = 0,12 \text{ GeV}$ et $C = 3,0 \times 10^{-3}$. La figure 2.17 présente la résolution relative du ECAL sur l'énergie des électrons lors du Run II.

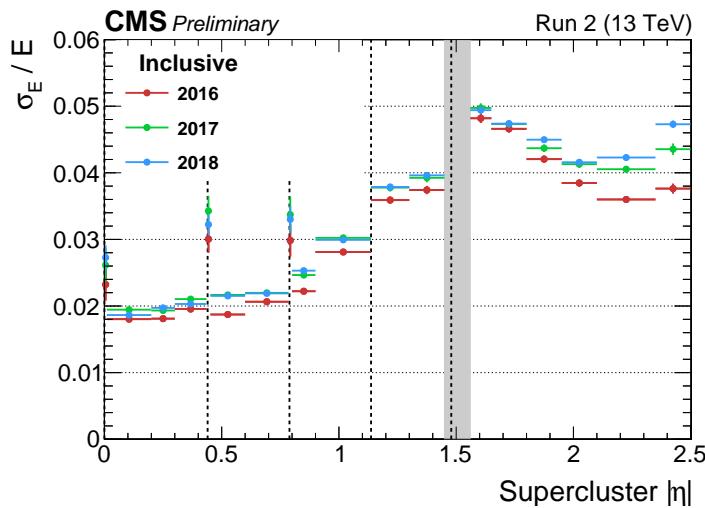


Figure 2.17 – Résolution relative de l'énergie des électrons dans le ECAL lors du Run II en fonction de η [136]. La résolution est obtenue à partir d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$.

4.5 Le calorimètre hadronique ou HCAL

Le calorimètre hadronique (HCAL) [114, 123, 137] permet de mesurer l'énergie des hadrons par un processus destructif. Le HCAL étant situé à l'intérieur du solénoïde de CMS, les particules y déposant leur énergie ne sont donc pas perturbées par une traversée du solénoïde. La figure 2.18 représente l'agencement du HCAL.

Tout comme le ECAL, il comporte un tonneau (HB) couvrant la région $|\eta| < 1,3$ et deux bouchons (HE) couvrant $1,3 < |\eta| < 3$. Le HCAL est composé de couches alternées d'absorbeurs et de scintillateurs. L'absorbeur, du laiton, permet d'initier la gerbe hadronique. Le scintillateur est fait en plastique. Des fibres optiques permettent de recueillir la lumière émise par les gerbes hadroniques. La mesure de ce signal lumineux donne une mesure de l'énergie des hadrons.

Cependant, le nombre de longueurs d'interaction combinées des ECAL et HCAL dans le tonneau, de l'ordre de dix, est insuffisant pour contenir toutes les gerbes hadroniques [114]. Le HB est ainsi complété par un calorimètre hadronique externe (HO) installé sur la face interne de la culasse, c'est-

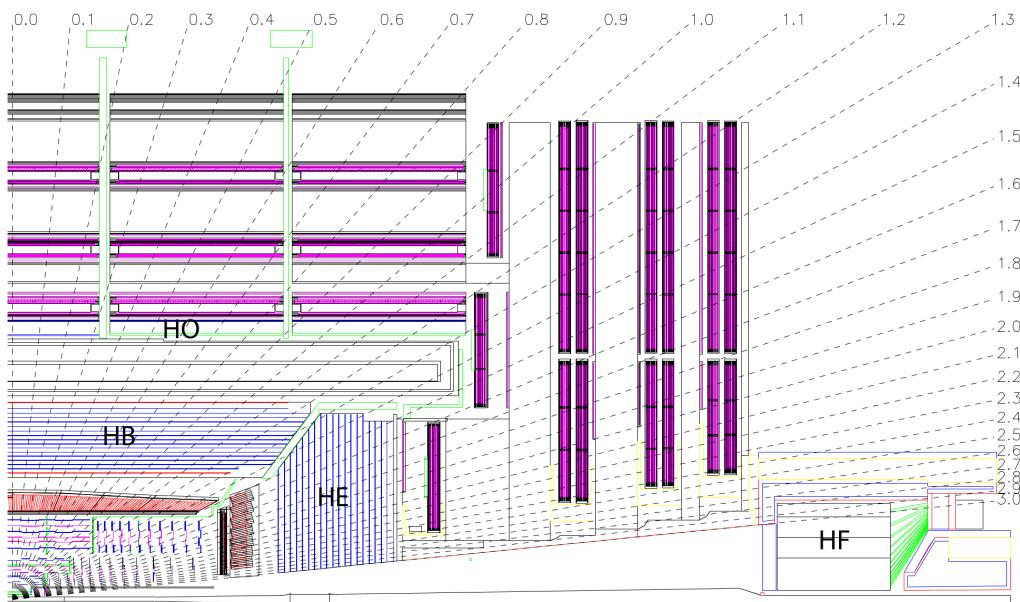


Figure 2.18 – Schéma d'un quadrant du détecteur CMS [114] montrant la localisation des calorimètres hadroniques du tonneau (HB), externe (HO), du bouchon (HE) et vers l'avant (HF). Certaines valeurs de η et les directions associées sont indiquées.

à-dire de l'autre côté du solénoïde et avant les chambres à muons.

Enfin, une couverture plus large en η est assurée par le calorimètre hadronique vers l'avant (HF) couvrant $2,9 < |\eta| < 5,2$. Les deux HF, un à chaque extrémité de CMS, sont des détecteurs cylindriques ayant des absorbeurs en acier dans lesquels passent des fibres optiques de quartz. Les particules incidentes émettent de la lumière Cherenkov lors de leur passage, cette lumière est alors recueillie par les fibres optiques.

La réponse relative du HCAL, c'est-à-dire l'énergie reconstruite dans le HCAL par rapport à l'énergie effective du dépôt a été estimée par simulation et est représentée en fonction de l'énergie simulée du dépôt sur la figure 2.19. Elle ne dévie pas de plus de 5 % au-delà de 10 GeV [138] une fois que l'empilement asynchrone, défini dans la section 3.5, est retiré [138, 139]. Comme dans le cas du ECAL, la réponse du HCAL évolue au cours du temps [140] et doit être contrôlée. La résolution σ obtenue sur l'énergie des hadrons, par combinaison avec les signaux du ECAL, a été déterminée à l'aide d'un faisceau test de pions comme étant

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{1,1}{\sqrt{E}} + 0,09 \quad (2.11)$$

où E est l'énergie mesurée en GeV.

4.6 Les chambres à muons

La détection des muons est un enjeu important pour la discrimination entre les signatures de processus physiques d'intérêt et le bruit de fond au LHC [114]. La mesure la plus précise possible des muons ainsi qu'une large couverture angulaire pour leur détection se trouve au cœur de la conception du détecteur CMS, comme l'indique le « M » de l'acronyme.

Les chambres à muons [114, 125, 141, 142], destinées à la mesure de ces particules, sont encastrées dans la culasse de retour du champ magnétique, c'est-à-dire dans la partie la plus externe du détecteur. Cette dernière, décrite dans la section 4.2, permet d'obtenir, à l'aide du solénoïde, un champ magnétique de 1 à 2 T dans cette zone [129], donnant une bonne résolution sur l'impulsion des muons. Les autres types de particules ayant été absorbées dans les couches précédentes, seuls les muons atteignent cette partie du détecteur. La figure 2.20 schématisse la structure des chambres à muons dans un quadrant du détecteur.

Dans le tonneau (MB), cinq roues le long de l'axe du faisceau (numérotées de -2 à 2) couvrent la région $|\eta| < 1,2$. Une roue est composée de douze segments réalisant un tour complet en ϕ . Chacun d'entre eux comporte quatre stations ou couches successives de chambres à muons. Les conditions expérimentales permettent d'y utiliser des chambres à tubes à dérive (DT, *Drift Tubes*). Les trois premières stations contiennent douze chambres à muons. Deux groupes de quatre chambres mesurent la position du muon dans le plan transverse et sont séparées autant que possible afin d'obtenir la meilleure résolution angulaire. Les quatre autres donnent cette position le long de l'axe du faisceau. La quatrième station ne comporte pas de mesure selon cet axe.

Les bouchons (ME) sont soumis à une quantité plus importante de muons. Au lieu de tubes à dérive, la technologie utilisée est celle des chambres à pistes cathodiques (CSC, *Cathode Strip Chambers*). Les CSC présentent un temps de réponse plus court, une segmentation fine ainsi qu'une bonne résistance aux radiations. Elles couvrent la région $0,9 < |\eta| < 2,4$. Quatre stations de CSC successives

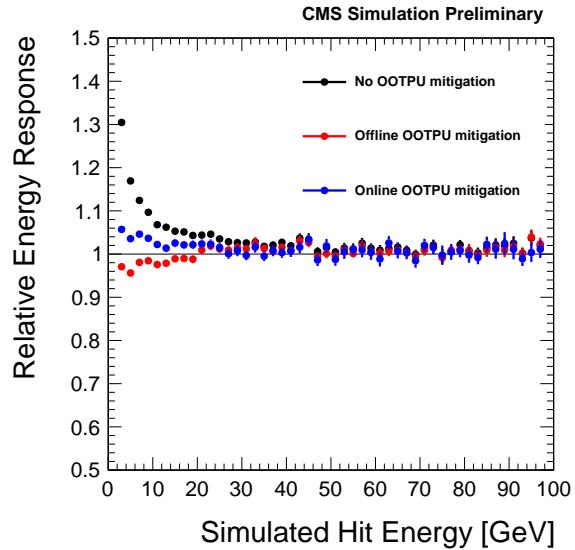


Figure 2.19 – Réponse relative du calorimètre hadronique de CMS [138] en fonction de l'énergie simulée du dépôt, estimée par simulation. En noir, sans correction de l'empilement asynchrone (OOTPU). En bleu, avec des corrections en ligne, c'est-à-dire un ajustement des amplitudes et temps d'arrivée des signaux en prenant en compte jusqu'à trois signaux avant et après le signal d'intérêt. En rouge, avec l'ensemble des corrections.

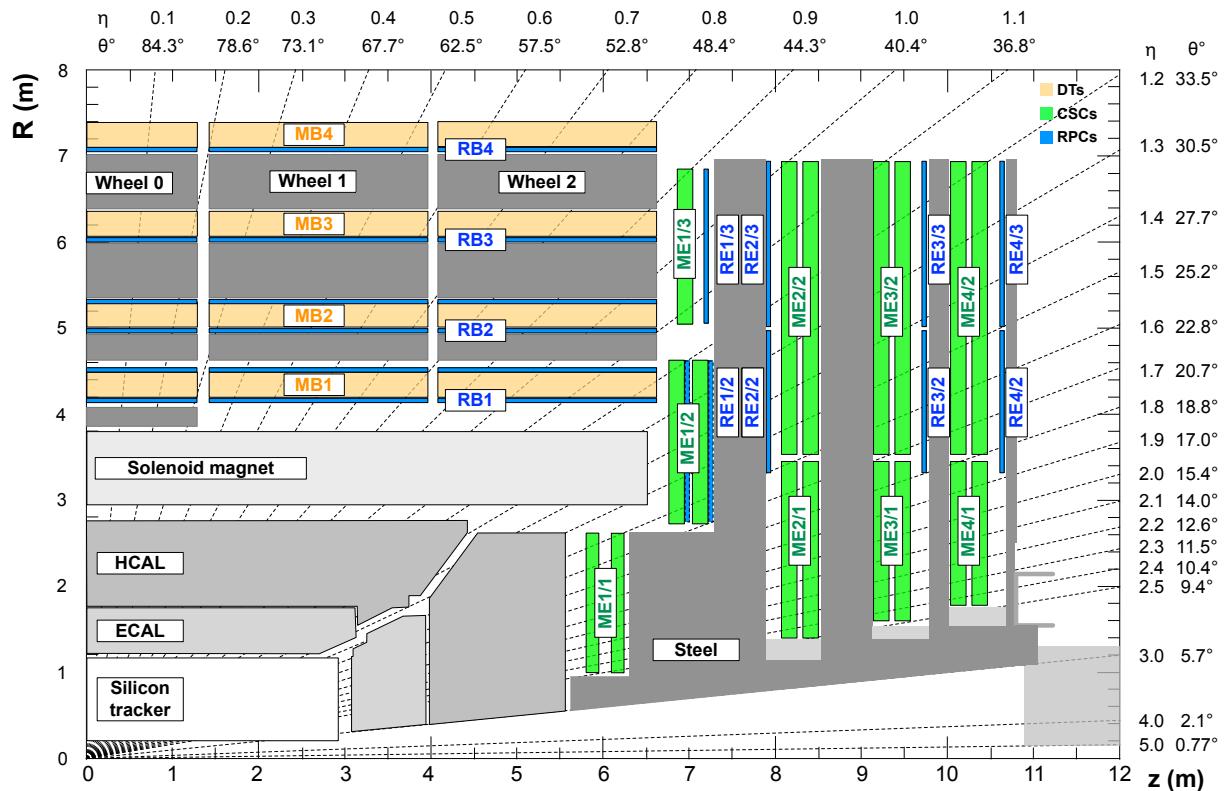


Figure 2.20 – Schéma d'un quadrant du détecteur CMS [142] montrant la localisation des chambres à muons et leur nature : tubes à dérive (DT, en jaune), chambres à pistes cathodiques (CSC, en vert) et chambres à plaques résistives (RPC, en bleu). Certaines valeurs de η et les directions associées sont indiquées.

sont installées dans les bouchons et sont orientées radialement par rapport au faisceau, donnant une mesure de précision dans le plan transverse de la position des muons.

Outre l'identification et la mesure des muons, les chambres à muons sont également utilisées afin de déclencher l'enregistrement des données. Les modalités du rejet ou de l'enregistrement d'un événement sont discutées plus en détails dans la section 4.7. Un système de déclenchement complémentaire aux DT et CSC est ajouté, il s'agit du RB dans le tonneau et du RE dans les bouchons. Il est composé de chambres à plaques résistives (RPC, Resistive Plate Chambers) fournissant des signaux indépendants des DT et CSC, rapides (moins de 25 ns) et proposant une bascule en fonction de l'impulsion transverse bien définie. La bascule est la densité de probabilité de donner un signal ou non. Il est en général favorable d'en avoir une à une valeur fixée afin de limiter le domaine de réponse aléatoire. La figure 2.21 montre la distribution de la masse invariante des systèmes de deux muons sélectionnés par ce système de déclenchement. Ces résultats montrent la capacité du détecteur CMS à identifier les muons, se déclencher vis-à-vis de leur présence, de reconstruire leurs propriétés cinématiques et d'identifier ainsi sans ambiguïté les particules dont la désintégration donne ces muons sur une large gamme d'énergie [142]. La caractérisation complète des muons, abordée dans la section 5.2, utilise conjointement les informations du trajectographe et des chambres à muons.

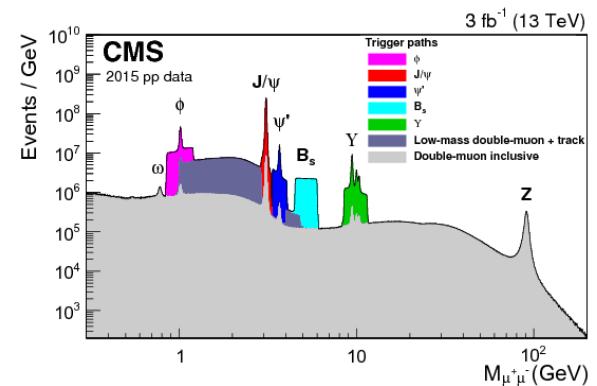


Figure 2.21 – Distribution de la masse invariante du système de deux muons obtenue à partir du système de déclenchement des chambres à muons [142]. Les données ont été récoltées en 2015 à l'aide d'un déclenchement global (gris) ainsi que plusieurs déclenchements spécifiques (en couleur). Les résonances de diverses particules apparaissent distinctement.

4.7 Prise de données à CMS

Pour un événement, le détecteur CMS décrit dans les sections précédentes produit une quantité de données de l'ordre de 1 Mo. Si cette grandeur peut paraître raisonnable, il faut la mettre en relation avec la fréquence des événements. Des collisions ont lieu toutes les 25 ns au LHC, soit à une fréquence de 40 MHz. Le détecteur CMS produit alors un flux de données de $40 \text{ To} \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui est bien trop important, tant pour l'électronique d'acquisition que pour la reconstruction des événements, abordée section 5, et pour la quantité de données à stocker elle-même. Afin d'en réduire le débit, la collaboration CMS s'appuie sur un système de déclenchement (*trigger*) [114, 143-146] dont le rôle est de supprimer les événements présentant peu d'intérêt physique.

Le système de déclenchement de CMS comporte deux niveaux, le niveau « L1 » (*Level-1*) et le niveau « HLT » (*High Level Trigger*). Le L1 est constitué d'un système électronique programmable utilisant les signaux issus des chambres à muons et des calorimètres pour estimer l'intérêt d'un événement, par exemple par la présence de muons ou d'activité calorimétrique. Il doit analyser chacun des événements. Ceux ne présentant pas de muons ni d'activité calorimétrique suffisante sont directement rejettés. En revanche, jusqu'à 3,2 μs sont nécessaires au traitement des événements les plus complexes [114]. Un système de mise en attente est donc utilisé. Le L1 permet ainsi de réduire la fréquence des événements à analyser de 40 MHz à 100 kHz, limite imposée par l'électronique de lecture complète du détecteur [145]. La structure du L1 est illustrée sur la figure 2.22.

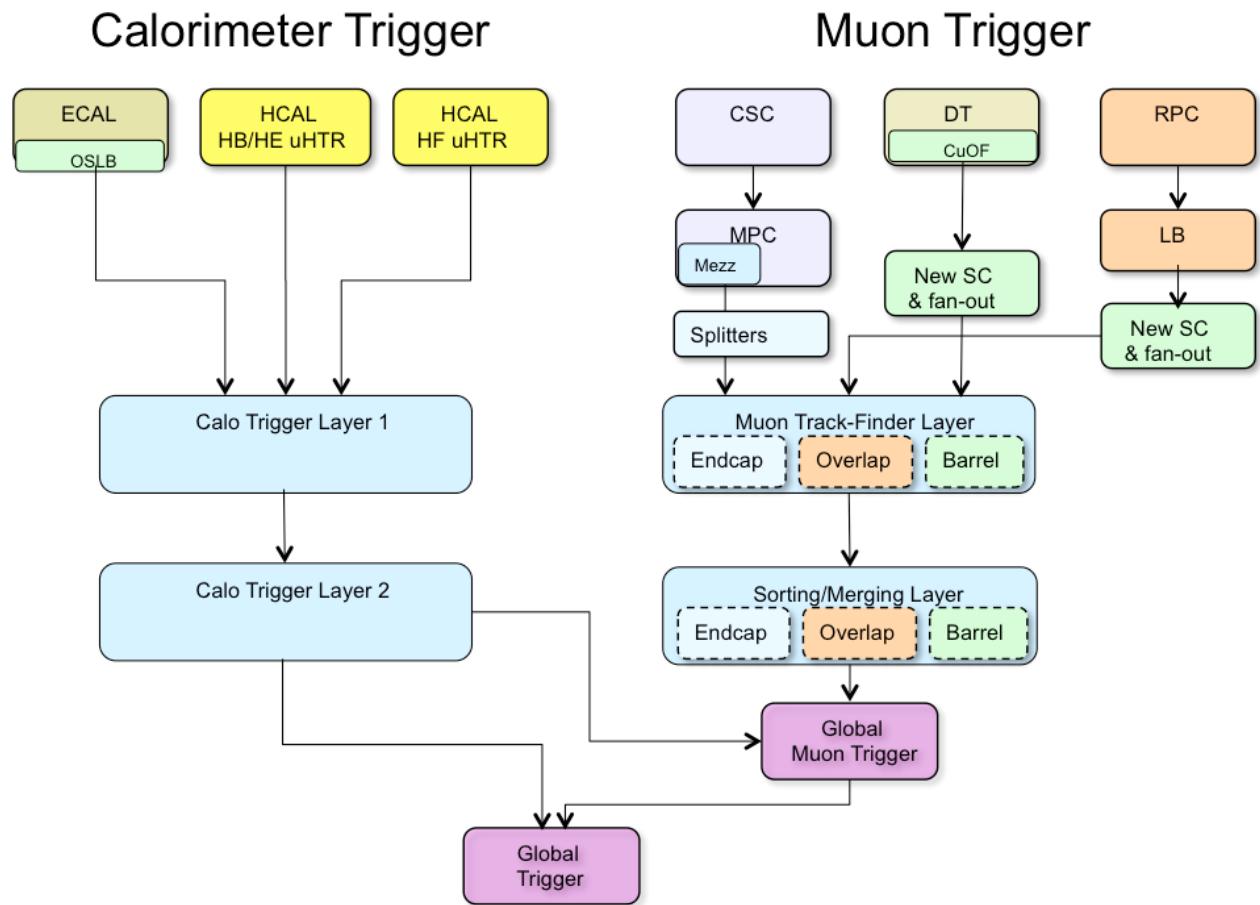


Figure 2.22 – Architecture du système de déclenchement L1 [146].

Le second niveau de déclenchement, le HLT, a accès à l'ensemble des signaux issus du détecteur. Une reconstruction simple des événements est réalisée sur une ferme de calcul et permet d'identifier les photons, muons, électrons, jets et taus hadroniques de l'événement. Des calculs plus complexes, similaires à ceux utilisés dans les analyses finales, sont alors réalisés [114]. Il est possible de concevoir de nombreuses conditions de sélection sur les particules présentes, leur énergie, etc. Il existe ainsi de nombreux chemins de déclenchement (*HLT paths*). La reconstruction simple des événements et leur

sélection se fait en un temps maximal de 50 ms. La fréquence moyenne des événements conservés est ainsi abaissée à 100 Hz [114, 145], fréquence raisonnable pour enregistrer les données.

5 Reconstruction des événements

L'analyse des événements à partir des signaux bruts issus du détecteur n'est pas aisée, qu'il s'agisse de données réelles ou simulées. Une interprétation de ces signaux en termes de particules physiques donne un point de départ beaucoup plus accessible. Pour y parvenir, un algorithme de reconstruction est utilisé. Son rôle est de déterminer quelles particules sont issues de la collision étant donnés les signaux dans le détecteur. Cette reconstruction est réalisée de manière identique dans les données réelles et simulées.

Les signaux caractéristiques des différents types de particules dans le plan transverse du détecteur CMS sont illustrées sur la figure 2.23. Il s'agit de la conséquence directe de la description du détecteur de la section 4. La plupart des particules laissent des signaux dans plusieurs sous-détecteurs. Pour une particule donnée, ces signaux doivent donc présenter une corrélation.

La reconstruction des événements se fait ainsi en combinant les informations issues des différents sous-détecteurs. Un algorithme spécialement développé afin d'optimiser cette combinaison, l'algorithme de reconstruction du flux de particules (PF, *Particle Flow*) [147, 148], a pour rôle de réaliser cette reconstruction. Dans un premier temps, l'algorithme de PF reconstruit les éléments d'identification des particules à partir des signaux de chaque sous-détecteur. Dans un second temps, ces éléments d'identification sont combinés afin de reconstruire les particules de l'événement. Des objets physiques plus complexes, dits de « haut niveau », sont également définis à partir de ces particules individuelles. Il s'agit des jets, de l'énergie transverse manquante et des taus hadroniques.

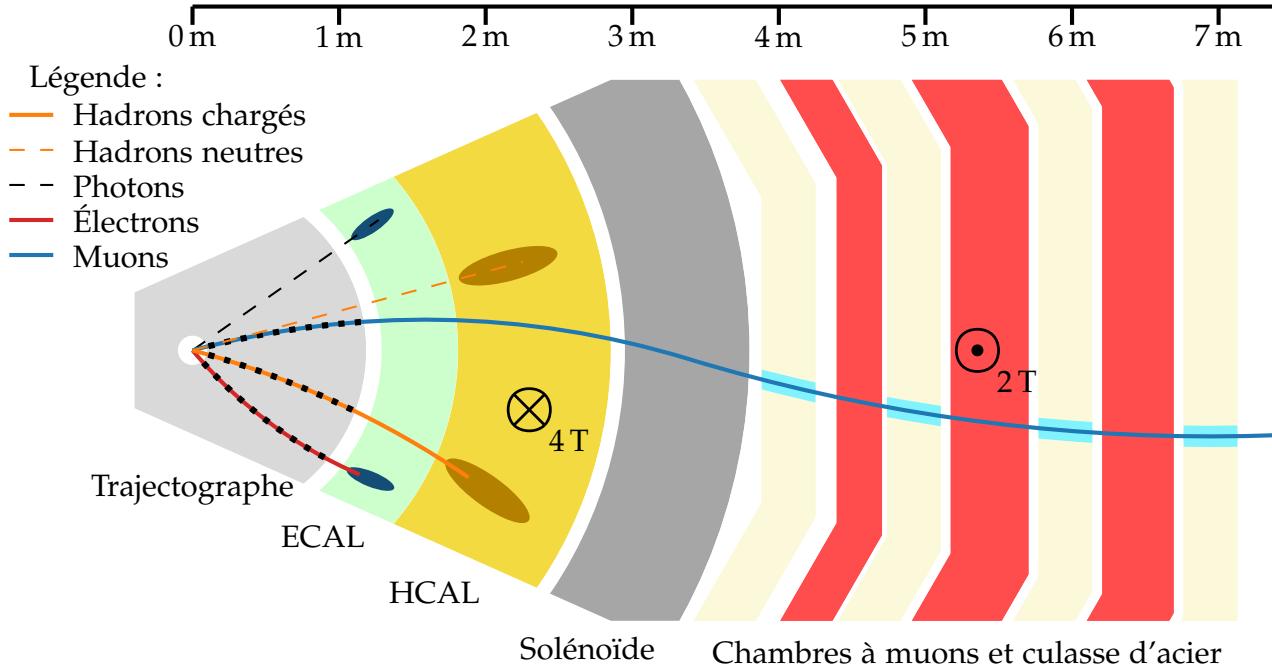


Figure 2.23 – Coupe transversale schématique du détecteur CMS et signaux caractéristiques laissés par les particules. Les hadrons forment un dépôt dans le HCAL. Les hadrons chargés présentent de plus une trace dans le trajectographe dont l'extrapolation doit passer par ce dépôt. De même, les photons et électrons forment un dépôt dans le ECAL et les électrons présentent une trace dans le trajectographe dont l'extrapolation doit passer par ce dépôt. Enfin, les muons se propagent à travers tout le détecteur et laissent une trace dans les chambres à muons dont l'extrapolation doit correspondre à une trace du trajectographe. Dans toute la suite de ce manuscrit, les schémas des événements dans le détecteur utilisent la même présentation, en particulier pour les couleurs des sous-détecteurs et des particules. Réalisé à l'aide de CMSTransverseTikZ [51].

5.1 Éléments d'identification du *Particle Flow*

5.1.1 Traces des particules chargées et vertex

Traces des particules chargées Les particules chargées laissent des traces de leur passage dans le trajectographe et, dans le cas des muons, dans les chambres à muons. Le trajectographe, présenté section 4.3, ne donne pas de traces continues mais des points de passage de ces particules.

Les traces des particules sont alors reconstruites à l'aide d'une méthode itérative [147, 149]. Un détecteur de traces par combinaison basé sur un filtre de Kalman (KF) [150] reconstruit les traces selon la procédure suivante :

1. Une trajectoire initiale est générée à partir d'un ajustement à quelques points de passages. Cette trajectoire doit être compatible avec celle d'une particule chargée.
2. L'ensemble des points de passage devant correspondre à cette trajectoire est déterminé. Ces points sont obtenus en extrapolant la trajectoire à travers le trajectographe. À chaque ajout d'un point de passage, l'ajustement de la trajectoire à l'ensemble des points lui étant associés est mis à jour.
3. Une fois que l'ensemble des points pouvant être associés à la trajectoire ont été trouvés, un ajustement final est réalisé. Il permet de déterminer l'ajustement optimal de la trajectoire aux points de passage. Les propriétés de la particule chargée (origine, impulsion transverse, direction) sont ainsi déterminées. La trace est acceptée ou rejetée selon des critères portant sur les paramètres de l'ajustement final. Les points de passage associés à une trace acceptée sont retirés de la liste des points à traiter.

Cette procédure est alors répétée en utilisant des critères de plus en plus précis afin d'augmenter l'efficacité de la reconstruction des traces. Le taux de mauvaise reconstruction est quant à lui réduit en appliquant des critères de qualité sur les traces reconstruites.

Cas des électrons La reconstruction des électrons de haute énergie et isolés vis-à-vis des autres particules est naturellement basée sur les données du ECAL [151]. La position et la valeur du dépôt d'énergie sont utilisés afin de déterminer les points de passage attendus dans le trajectographe pour l'électron (ou le positron). Cependant, à cause de l'épaisseur du trajectographe, les électrons émettent avant de parvenir au ECAL une fraction de leur énergie par *bremssstrahlung*, c'est-à-dire sous forme de photons. Les performances de reconstruction des électrons dépendent ainsi fortement de la capacité à identifier ces photons et mesurer leurs énergies. Les dépôts d'énergie dans le ECAL (*clusters*) dus à l'électron et aux photons potentiellement issus du *bremssstrahlung* sont regroupés en un *supercluster*. Le *supercluster* est construit à partir des dépôts du ECAL se situant dans une fenêtre plus large en ϕ qu'en η afin de prendre en compte la courbure de la trajectoire de l'électron due au champ magnétique.

Dans le cas des électrons contenus dans les jets, en revanche, un biais apparaît à cause des autres particules du jet situées à proximité de l'électron. Cet effet mène à un fort taux de mauvaise reconstruction. L'identification des électrons à partir du ECAL est ainsi limitée aux cas d'électrons isolés des autres particules. Afin de reconstruire les électrons exclus par cette limitation, une approche basée sur les données du trajectographe a été développée [147]. Dès qu'une trace reconstruite selon la procédure exposée précédemment vérifie $p_T > 2 \text{ GeV}$, elle est considérée comme candidat électron.

Lorsque l'électron émet peu d'énergie par *bremssstrahlung*, l'ajustement de la trace correspondante est de bonne qualité à travers l'ensemble du trajectographe. De plus, l'extrapolation de cette trace jusqu'à la surface du ECAL permet de lui faire correspondre un dépôt d'énergie. L'énergie contenue dans le dépôt doit alors être compatible avec celle déterminée à partir de la trace.

Plus l'électron émet de l'énergie par *bremssstrahlung*, moins l'ajustement de la trace correspondante est de qualité, car cet ajustement ne prend pas en compte la perte d'énergie au cours de la propagation de l'électron. Les traces correspondant à cette situation sont sélectionnées à partir du nombre de points de passage associés et du χ^2 de l'ajustement. Elles sont réajustées à partir d'un filtre de somme de gaussiennes (GSF, *Gaussian Sum Filter*) [152] utilisant cinq paramètres, plus adapté que le KF pour ces électrons [147]. Un critère d'identification basé sur un arbre de décision (BDT, *Boosted Decision Tree*) est appliqué sur cet ajustement, il est détaillé dans la section 5.2.

Cas des muons Les muons laissent des signaux de leur passage dans le trajectographe et dans les chambres à muons. Trois types de muons peuvent être définis :

- les muons seuls (*standalone muons*), reconstruits uniquement à partir des signaux des chambres à muons;
- les muons globaux (*global muons*), obtenus par la correspondance d'une trace dans le trajectographe avec l'extrapolation de la trace d'un muon seul;
- les muons du trajectographe (*tracker muons*) sont les traces du trajectographe d'impulsion transverse supérieure à $0,5 \text{ GeV}$ dont l'extrapolation passe par une des chambres à muons ayant détecté le passage d'une particule.

Lorsque des hadrons chargés arrivent au HCAL, ils se désintègrent en une gerbe hadronique. Si des éléments de cette gerbe parviennent à traverser le HCAL (*punch-through*), ils donnent un signal dans les chambres à muons. Des critères d'identification sont alors appliqués aux traces afin de réduire la quantité de muons reconstruits à partir de hadrons. Ils sont abordés dans la section 5.2.

Interactions avec le matériau du trajectographe Des interactions entre les particules issues des collisions et le matériau du trajectographe peuvent mener à une déviation (*kink*) [153, 154] voire à la production de vertex secondaires [132, 147], comme illustré sur la figure 2.24. Un algorithme a été développé [155] afin d'identifier les traces de particules ayant interagis avec le matériau du trajectographe.

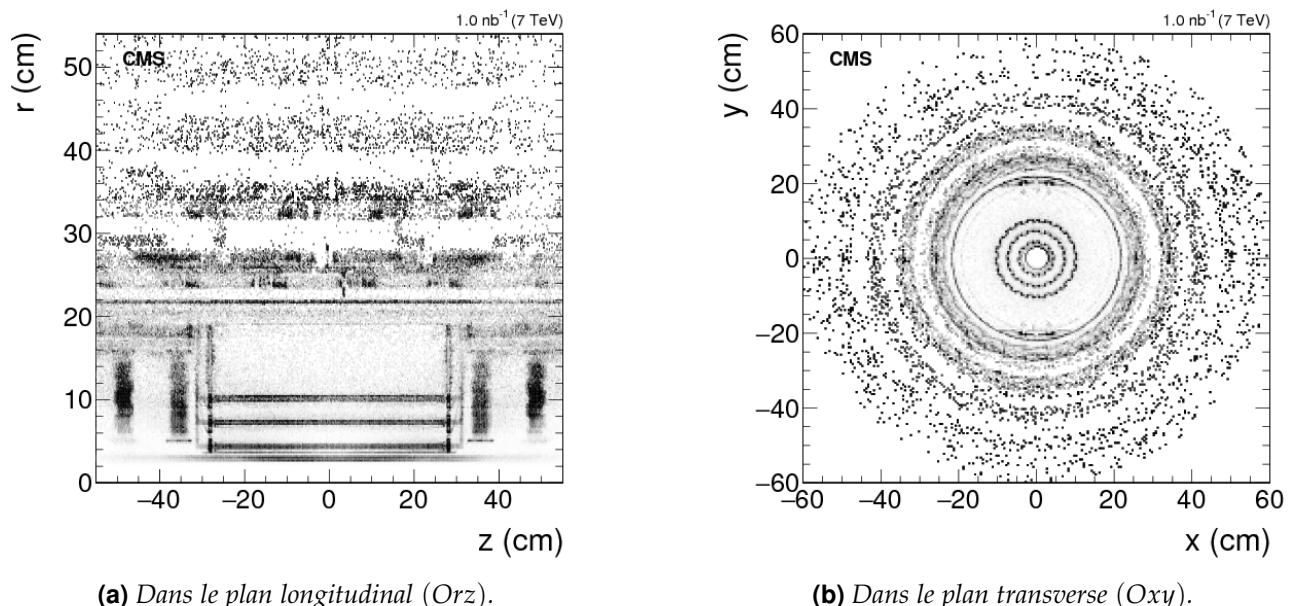


Figure 2.24 – Carte des points d'interactions entre particules des événements et matière composant le détecteur [132, 147] à partir de données prises en 2011 à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$.

Vertex La combinaison des traces permet de reconstruire les vertex d'interactions de l'événement. Plusieurs vertex sont présents du fait de l'empilement. Le vertex principal est choisi comme étant le vertex dont la somme des impulsions transverses au carré des traces en provenance est la plus élevée, les autres sont considérés comme des vertex de l'empilement. L'efficacité de reconstruction du vertex principal est ainsi de l'ordre de 100 %, celle des vertex de l'empilement de 70 % [156].

5.1.2 Dépôts dans les calorimètres

Agglomération L'énergie d'une particule unique se répartit dans plusieurs cellules des calorimètres. Les dépôts dans chacunes des cellules sont alors regroupés de proche en proche en agglomérats (*clusters*) [147].

La construction de ces agglomérats commence par l'identification des cellules des calorimètres mesurant une énergie supérieure à un seuil donné, défini pour chaque sous-partie des calorimètres.

Les seuils sont fixés à partir d'une optimisation sur des simulations de photons, π^0 , K^0 et jets. Les cellules adjacentes sont ajoutées à l'agglomérat. Puis, toute cellule avec au moins un coin en commun avec une cellule déjà dans l'agglomérat et mesurant une énergie supérieure à deux fois le niveau moyen du bruit est ajoutée à l'agglomérat.

Calibration Les photons et les hadrons neutres sont reconstruits à l'aide de leurs dépôts dans les calorimètres. Des dépôts isolés vis-à-vis des traces de particules chargées sont une signature claire des particules neutres. Cependant, un dépôt de particule neutre situé au même endroit qu'un dépôt de particule chargée ne peut être détecté que comme étant un excès d'énergie pour la particule chargée par rapport à l'énergie déterminée à l'aide du trajectographe. Une bonne calibration de la réponse des calorimètres aux photons et aux hadrons est donc cruciale pour la bonne reconstruction des particules neutres. Cette calibration a été réalisé dans un premier temps avant les premières collisions à l'aide de faisceaux de test. Une fois les collisions commencées, les données issues des celles-ci sont exploitées afin de calibrer plus finement les calorimètres.

5.2 Identification et reconstruction des particules

Une seule particule donne généralement lieu à plusieurs éléments d'identification du PF dans différents sous-détecteurs. La reconstruction des particules se fait alors par association de ces éléments. L'association des éléments dus à une particule est limitée par [147] :

- la granularité des sous-détecteurs ;
- le nombre de particules par unité d'angle solide ;
- la quantité de matière traversée par les particules en amont des calorimètres ou, le cas échéant, des chambres à muons, pouvant dévier la particule [153, 154].

Un algorithme teste les associations possibles d'éléments de reconstruction provenant de différents sous-détecteurs. Afin de limiter les temps de calcul, seules les associations d'éléments les plus proches entre eux selon un arbre de recherche multidimensionnel [157] sont considérées. Des conditions supplémentaires sont requises afin d'associer deux éléments et sont détaillées dans les sections suivantes. La distance définie par l'arbre de recherche multidimensionnel permet de quantifier la qualité de cette association. Une association d'élément constitue un « bloc » du PF, dont chacun des éléments est relié aux autres, directement par une association ou indirectement par un élément associé commun. Les blocs servent de base à la reconstruction des objets physiques, dont l'identification en tant que particule d'un type donné dépend de critères spécifiques. Ces différents types de particules sont détaillés dans les sections qui suivent.

5.2.1 Muons

Isolation des muons L'isolation permet de quantifier la présence d'activité autour de l'objet physique considéré comme un muon. Elle est définie à partir des autres particules reconstruites situées dans un cône de rayon

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < R_\mu = 0,4 \quad (2.12)$$

autour de la direction du muon au niveau du vertex primaire principal, avec $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ les distances angulaires des particules au muon dans les directions η et ϕ , selon

$$I^\mu = \sum_{\text{ch,PV}} p_T^{\text{ch}} + \max \left(0, \sum_{h^0} E_T^{h^0} + \sum_{\gamma} E_T^{\gamma} - \Delta\beta \sum_{\text{ch,PU}} p_T^{\text{ch}} \right) \Big|_{\Delta R < R_\mu} \quad (2.13)$$

où $\sum_{\text{ch,PV}} p_T^{\text{ch}}$ est la somme scalaire des impulsions transverses des particules chargées provenant du vertex primaire principal à l'exception de ce muon, $\sum_{h^0} E_T^{h^0}$ est la somme des énergies dans le plan transverse de tous les hadrons neutres, $\sum_{\gamma} E_T^{\gamma}$ est la somme des énergies dans le plan transverse de tous les photons, $\sum_{\text{ch,PU}} p_T^{\text{ch}}$ est la somme scalaire des impulsions transverses des particules chargées provenant de l'empilement et $\Delta\beta$ est une estimation du rapport entre particules neutres et particules chargées créées lors des collisions de protons. Le second terme de l'équation (2.13) permet ainsi d'estimer la contribution des particules neutres à l'isolation. La variable d'isolation ainsi

construite est basse pour des particules isolées, haute pour des particules non isolées. Il est possible de définir l'isolation relative comme étant le rapport entre l'isolation et l'impulsion transverse de la particule,

$$I_{\text{rel}}^i = \frac{1}{p_T^i} I^i. \quad (2.14)$$

Lorsqu'un objet physique est considéré à tort comme étant un muon, la valeur de I^{μ} est plus élevée. C'est le cas par exemple pour un hadron chargé présentant un *punch-through*, dont le dépôt dans le HCAL augmente I^{μ} . De plus, des muons peuvent être produits lors de la désintégration de quarks de saveur lourde. Ces désintégrations sont accompagnées de jets, comme exposé dans le chapitre 1. Ces muons font alors partie du jet et ne sont pas issus de la collision initiale. La présence du jet mène également à de plus hautes valeurs de I^{μ} . L'isolation permet donc de rejeter des muons mal identifiés ou issus de jets.

Critères d'identification des muons Il est possible de définir un critère de qualité sur l'objet reconstruit devant correspondre à un muon à partir des propriétés des éléments d'identification du PF. Il s'agit du *muonID* [142, 158]. Le χ^2 de l'ajustement de la trajectoire ainsi que la fraction des signaux du trajectographe valides associés au muon sont des métriques utilisées pour le *muonID*. Des plus, un algorithme (*kink finder*) sépare la trajectoire du muon et détermine un χ^2 afin de vérifier si cette trajectoire reconstruite peut en réalité provenir de deux traces réelles distinctes. Ce dernier cas de figure peut survenir suite à une déviation du muon par le matériel constituant le détecteur, par exemple.

Pour des critères d'identification stricts, il est possible d'utiliser le nombre de points de passage (*hits*) dans les chambres à muons utilisés pour l'ajustement global de la trajectoire du muon, $N_{\text{hits}}^{\text{MD}}$. Le nombre de stations de chambres à muons associées à la trajectoire, N_{MS} , est aussi exploité. Les informations issues du trajectographe sont également utilisées. Il s'agit du nombre de *hits* dans la partie à pixels, $N_{\text{hits}}^{\text{pixel}}$, et du nombre total de *hits* dans le trajectographe, $N_{\text{hits}}^{\text{tracker}}$.

Trois niveaux d'exigence ou points de fonctionnement (WP, *Working Point*) sont définis, de plus en plus exigeants. En particulier, le *Medium muonID* est utilisé dans l'analyse présentée chapitre 4, comme le recommande le POG (*Physics Object Group*, groupe responsable d'un objet physique) Muons [158].

Loose muonID (exigence lâche)

- le muon est issu du PF;
- le muon est reconstruit comme muon global ou du trajectographe.

Medium muonID (exigence moyenne)

- le muon passe le *loose muonID*;
- au moins 80 % des signaux du trajectographe associés au muon sont valides.
- s'il s'agit d'un muon global :
 - l'ajustement de la trajectoire vérifie $\chi^2 / N_{\text{dof}} < 3$, avec N_{dof} le nombre de degrés de liberté de l'ajustement,
 - l'accord entre le muon seul et le muon du trajectographe issus des mêmes éléments de reconstruction que le muon global vérifie $\chi^2 < 12$,
 - la compatibilité avec une déviation du muon due au matériel du détecteur (*kink finder*) vérifie $\chi^2 < 20$,
 - la compatibilité du segment est supérieure à 0,303;
- s'il s'agit d'un muon du trajectographe :
 - la compatibilité du segment est supérieure à 0,451.

Tight muonID (exigence stricte)

- le muon est issu du PF;
- le muon est reconstruit comme muon global;
- l'ajustement de la trajectoire vérifie $\chi^2 / N_{\text{dof}} < 10$;
- les chambres à muon vérifient $N_{\text{hits}}^{\text{MD}} > 0$ et $N_{\text{MS}} > 1$;

- le trajectographe vérifie $N_{\text{hits}}^{\text{pixel}} > 0$ et $N_{\text{hits}}^{\text{tracker}} > 5$;
- les paramètres d'impact du muon vis-à-vis du vertex primaire principal vérifient $d_{xy} < 2 \text{ mm}$ et $d_z < 5 \text{ mm}$.

Reconstruction des muons Les muons sont reconstruits à partir des éléments d'identifications que sont les muons globaux, seuls et du trajectographe définis dans la section 5.1.1.

Tout d'abord, les muons globaux isolés, c'est-à-dire sans autre activité dans le voisinage de la trajectoire correspondante, sont sélectionnés [147]. Les traces additionnelles et les dépôts d'énergie dans les calorimètres se situant dans un cône de rayon ΔR inférieur à 0,3 dans le plan (η, ϕ) sont également associés au muon global. Il est requis que l'isolation relative du muon global soit inférieure à 0,1. Ce critère est suffisant pour rejeter les hadrons dont la gerbe de désintégration traverse le HCAL. Ensuite, les muons globaux non isolés sont sélectionnés à l'aide du critère d'identification strict (*Tight muonID*).

Les muons non identifiés à ce stade peuvent l'être en utilisant les muons seuls et les muons du trajectographe. Les muons seuls présentant un grand nombre de signaux dans les chambres à muons, au moins 23 dans les DT (pour un maximum possible de 32) ou 15 dans les CSC (pour un maximum possible de 24), et dont l'ajustement de la trace à ces signaux est de bonne qualité sont ainsi retenus. Les muons du trajectographe sont également retenus s'ils contiennent au moins 13 points de passage dans le trajectographe et que les agglomérats dans les calorimètres sont compatibles avec la traduction de la trace correspondante en tant que muon.

La résolution sur l'impulsion transverse des muons reconstruits est de 1 % dans le tonneau et 3 % dans les bouchons pour les muons d'impulsion transverse inférieure à 100 GeV et inférieure à 7 % dans le tonneau jusqu'à $p_T = 1 \text{ TeV}$ [142]. L'efficacité de reconstruction est de 95 % et le taux d'identification de hadrons en tant que muons inférieur à 1 %. Les éléments d'identification du PF utilisés pour reconstruire les muons sont retirés dans la suite du processus de reconstruction de l'événement.

5.2.2 Électrons et photons isolés

Isolation des électrons L'isolation des électrons est définie de manière similaire à celle des muons. Elle est quantifiée à partir des particules situées dans un cône de rayon

$$\Delta R < R_e = 0,3 \quad (2.15)$$

autour de la direction de l'électron au niveau du vertex primaire principal, selon

$$I^e = \sum_{\text{ch,PV}} p_T^{\text{ch}} + \max \left(0, \sum_{h^0} E_T^{h^0} + \sum_{\gamma} E_T^{\gamma} - \rho \times \mathcal{E}_A \right) \Big|_{\Delta R < R_e} \quad (2.16)$$

où $\sum_{\text{ch,PV}} p_T^{\text{ch}}$ est la somme scalaire des impulsions transverses des particules chargées provenant du vertex primaire principal à l'exception de cet électron, $\sum_{h^0} E_T^{h^0}$ est la somme des énergies dans le plan transverse de tous les hadrons neutres, $\sum_{\gamma} E_T^{\gamma}$ est la somme des énergies dans le plan transverse de tous les photons, ρ est la densité d'énergie issue de l'empilement dans l'événement et \mathcal{E}_A est l'aire effective, c'est-à-dire la fraction de l'espace (η, ϕ) correspondant à la zone d'isolation à corriger pour l'empilement. Les valeurs des aires effectives utilisées sont présentées dans le tableau 2.3.

Région	\mathcal{E}_A
$ \eta \leqslant 1,0$	0,1440
$1,0 < \eta \leqslant 1,479$	0,1562
$1,479 < \eta \leqslant 2,0$	0,1032
$2,0 < \eta \leqslant 2,2$	0,0859
$2,2 < \eta \leqslant 2,3$	0,1116
$2,3 < \eta \leqslant 2,4$	0,1321
$ \eta > 2,4$	0,1654

Tableau 2.3 – Valeurs de l'aire effective \mathcal{E}_A utilisée pour corriger la contribution de l'empilement aux isolations des électrons vis-à-vis des autres particules.

Critères d'identification des électrons Deux critères d'identification des électrons existent. Le premier est issu d'une analyse multivariée (MVA, *MultiVariate Analysis*), le second est obtenu à partir de coupures (*cuts*) sur certaines variables.

Electron ID MVA Ce critère est basé sur un arbre de décision (BDT, *Bosst Decision Tree*) [159].

Le BDT est entraîné à l'aide de XGBOOST [160] sur des événements Drell-Yan (Z/γ^*) + jets simulés à l'aide de MADGRAPH [161]. Les variables prises en compte sont :

- l'impulsion transverse de l'électron p_T^e ;
- la pseudo-rapidité du *supercluster*;
- la densité d'énergie issue de l'empilement dans l'événement ρ ;
- les étalements en η et en ϕ du dépôt d'énergie dans le ECAL, $\sigma_{i\eta i\eta}$ et $\sigma_{i\phi i\phi}$ où $i\eta$ et $i\phi$ correspondent au nombre entier désignant le cristal du calorimètre;
- la circularité du dépôt d'énergie, $1 - E_{1\times 5}/E_{5\times 5}$, où $E_{1\times 5}$ et $E_{5\times 5}$ correspondent respectivement aux énergies dans une région de 1×5 et 5×5 cristaux centrée sur le cristal contenant le plus d'énergie dans le *supercluster*;
- $R_9 = \frac{E_{3\times 3}}{E_{SC}}$, où $E_{3\times 3}$ correspond à l'énergie dans une région de 3×3 cristaux centrée sur le cristal contenant le plus d'énergie dans le *supercluster* et E_{SC} est l'énergie contenue dans le *supercluster*;
- H/E_{SC} où H est l'énergie hadronique située dans un cône de $\Delta R < 0,15$ autour de l'électron;
- $E_{SC}^{\text{PS}}/E_{SC}^{\text{raw}}$ le rapport de l'énergie du *supercluster* située dans le *PreShower* sur son énergie totale non corrigée;
- la largeur du *supercluster*, $\Delta\eta_{SC}$ et $\Delta\phi_{SC}$;
- le χ^2 de l'ajustement de la trajectoire;
- le nombre de *hits* valides utilisés pour l'ajustement de la trajectoire;
- le χ^2 de l'ajustement de la trajectoire GSF (*GSFtrack*);
- le nombre de *hits* utilisés pour l'ajustement de la trajectoire GSF, N^{GSF} ;
- le nombre attendu de *hits* manquants, $N_{\text{lost}}^{\text{GSF}}$;
- la fraction d'énergie perdue par *bremsstrahlung*, $f_{\text{brem}} = 1 - p_{\text{out}}/p_{\text{in}}$, avec p_{in} et p_{out} les impulsions de l'électron obtenue d'après la courbe de sa trajectoire près du vertex primaire et près de la surface du ECAL respectivement;
- E_{SC}/p_{in} ;
- $E_{\text{PF}}/p_{\text{in}}$, où E_{PF} est l'énergie du *supercluster* le plus proche du point d'entrée de l'électron dans le ECAL;
- les écarts $\Delta\eta_{\text{in}}$ et $\Delta\phi_{\text{in}}$ entre le *supercluster* et la direction de la trace associée à l'électron au niveau du vertex primaire;
- l'écart $\Delta\eta_{\text{out}}$ entre le *supercluster* et la direction de la trace associée à l'électron au niveau de la surface du ECAL;
- $1/E_e - 1/p_e$ où E_e est l'énergie de l'électron et p_e son impulsion;
- la probabilité que l'électron soit issu d'une conversion $\gamma \rightarrow e^+e^-$;

Le point de fonctionnement à 90 % d'efficacité est défini à partir d'une valeur minimale de sortie du BDT. Cette valeur dépend de p_T^e et η^e ainsi que de l'année de prise de données.

Cut-based ID Ce critère d'identification consiste en une liste de coupures (*cut*) sur certaines variables. Les valeurs de ces coupures dépendent du point de fonctionnement. Dans l'analyse présentée chapitre 4, seul le point de fonctionnement « *veto* » est utilisé, les coupures associées sont listées dans le tableau 2.4. Les variables utilisées sont définies précédemment, à l'exception de :

- $|\Delta\eta_{\text{in}}^{\text{seed}}|$ l'écart en η entre le point d'entrée de l'électron dans le ECAL et la position du *supercluster* identifié par l'algorithme de PF;
- $I_{\text{rel}}^{\Delta\beta}$ l'isolation relative de l'électron obtenue de façon analogue à celle des muons (2.14), à l'exception de la taille du cône valant ici $R_e = 0,3$.

Isolation des photons L'isolation des photons est définie vis-à-vis des hadrons chargés, des hadrons neutres et des autres photons selon le même principe que l'isolation des électrons équation (2.16), certains termes étant nuls suivant l'isolation déterminée. Les aires effectives correspondantes sont données dans le tableau 2.5.

Critères d'identification des photons À l'instar du *cut-based ID*, la collaboration CMS propose des critères d'identification des photons (lâche, moyen et strict) à partir de coupures sur diverses propriétés

Variable	$ \eta^e < 1,479$	$ \eta^e \geq 1,479$
$\sigma_{inj\eta}$	< 0,0126	< 0,0457
$ \Delta\eta_{in}^{\text{seed}} $	< 0,00463	< 0,00814
$ \Delta\phi_{in} $	< 0,148	< 0,19
H/E_{SC}	$< 0,05 + \frac{1,16}{E_{SC}[\text{GeV}]} + 0,0324 \frac{\rho}{E_{SC}}$	$< 0,05 + \frac{2,54}{E_{SC}[\text{GeV}]} + 0,183 \frac{\rho}{E_{SC}}$
$I_{\text{rel}}^{\Delta\beta}$	$< 0,198 + \frac{0,506}{p_{T^e}[\text{GeV}]}$	$< 0,203 + \frac{0,96}{p_{T^e}[\text{GeV}]}$
$ 1/E_{SC} - 1/p_{in} $	$< 0,209 \text{ GeV}^{-1}$	$< 0,132 \text{ GeV}^{-1}$
$N_{\text{lost}}^{\text{GSF}}$	≤ 2	≤ 3
veto de conversion	passé	passé

Tableau 2.4 – Coupures du cut-based veto ID pour les deux régions en η du supercluster possibles. Les variables sont détaillées dans le texte.

Région	Hadrons chargés	Hadrons neutres	Photons
$ \eta \leq 1,0$	0,0112	0,0668	0,1113
$1,0 < \eta \leq 1,479$	0,0108	0,1054	0,0953
$1,479 < \eta \leq 2,0$	0,0106	0,0786	0,0619
$2,0 < \eta \leq 2,2$	0,01002	0,0233	0,0837
$2,2 < \eta \leq 2,3$	0,0098	0,0078	0,1070
$2,3 < \eta \leq 2,4$	0,0089	0,0028	0,1212
$ \eta > 2,4$	0,0087	0,0137	0,1466

Tableau 2.5 – Valeurs des aires effectives \mathcal{E}_A utilisées pour corriger la contribution de l’empilement aux isolations des photons vis-à-vis des autres particules.

tés du « candidat » photon. Les variables exploitées sont :

- H/E_{SC} où H est l’énergie hadronique située dans un cône de $\Delta R < 0,15$ autour du photon et E_{SC} l’énergie contenue dans le *supercluster* ;
- $\sigma_{inj\eta}$ l’étalage en η du dépôt d’énergie dans le ECAL ;
- I_{rel}^{CH} l’isolation relative vis-à-vis des hadrons chargés ;
- I_{rel}^{NH} l’isolation relative vis-à-vis des hadrons neutres ;
- $I_{\text{rel}}^{\gamma\gamma}$ l’isolation relative vis-à-vis des photons.

Les coupures correspondant aux différents critères d’identification des photons ainsi que leurs efficacités d’identification et de réjection sont résumées dans le tableau 2.6.

Critère	Lâche		Moyen		Strict	
	Région	Tonneau	Bouchon	Tonneau	Bouchon	Tonneau
Efficacité	90,08 %	90,65 %	80,29 %	80,08 %	70,24 %	70,13 %
Réjection	86,25 %	76,72 %	89,36 %	81,85 %	90,97 %	84,55 %
H/E_{SC}	0,04596	0,0590	0,02197	0,0326	0,02148	0,0321
$\sigma_{inj\eta}$	0,0106	0,0272	0,01015	0,0272	0,00996	0,0271
I_{rel}^{CH}	1,694	2,089	1,141	1,051	0,65	0,517
I_{rel}^{NH}	24,032	19,722	1,189	2,718	0,317	2,716
	+0,01512 p_T	+0,011 p_T	+0,01512 p_T	+0,0117 p_T	+0,01512 p_T	+0,0117 p_T
	+2,259 $p_T^2/10^5$	+2,3 $p_T^2/10^5$	+2,259 $p_T^2/10^5$	+2,3 $p_T^2/10^5$	+2,259 $p_T^2/10^5$	+2,3 $p_T^2/10^5$
$I_{\text{rel}}^{\gamma\gamma}$	2,876	4,162	2,08	3,867	2,044	3,032
	+0,004017 p_T	+0,0037 p_T	+0,004017 p_T	+0,0037 p_T	+0,004017 p_T	+0,0037 p_T

Tableau 2.6 – Valeurs maximales des observables considérées pour l’identification des photons selon le critère utilisé et la région du détecteur dans laquelle se trouve le candidat photon (tonneau pour $|\eta| < 1,479$, bouchon sinon).

Reconstruction des électrons et des photons L'identification des électrons et des photons isolés se base sur les éléments d'identification du PF du trajectographe et du ECAL. Lors de leur traversée du trajectographe, les électrons émettent des photons par *bremssstrahlung*. De plus, les photons se convertissent en paires e^+e^- , ces électrons étant également sujets au *bremssstrahlung*, etc. Pour cette raison, électrons et photons isolés sont traités de manières similaires pour leur reconstruction.

Un candidat électron est défini lorsqu'une trace du trajectographe, extrapolée jusqu'au ECAL, est associée à un dépôt d'énergie, si ce dépôt n'est pas lui-même relié à trois autres traces ou plus. Les candidats photons isolés correspondent aux dépôts du ECAL avec une énergie transverse supérieure à 10 GeV n'étant pas associés à une trace. Pour tous ces candidats, la somme des énergies mesurées dans les cellules du HCAL se situant dans un cône de rayon ΔR inférieur à 0,15 dans le plan (η, ϕ) ne doit pas correspondre à plus de 10 % de l'énergie du dépôt du ECAL. Les traces identifiées comme celles de conversions de photons et les dépôts du ECAL associés sont de plus rattachées au candidat initial.

Les électrons et photons isolés sont alors obtenus en soumettant aux candidats les critères d'identification définis précédemment [147]. Les éléments d'identification du PF utilisés pour les reconstruire sont retirés dans la suite du processus de reconstruction de l'événement.

5.2.3 Hadrons et photons non isolés

Une fois les muons, électrons et photons isolés identifiés et reconstruits restent les hadrons et les photons non isolés issus de la formation des jets et de l'hadronisation. Ces particules sont généralement détectées comme des hadrons chargés (π^\pm, K^\pm , protons), des hadrons neutres (K_L , neutrons), des photons non isolés (désintégrations des π^0) et plus rarement comme des muons (désintégrations de hadrons lourds).

Dans la région d'acceptation du trajectographe ($|\eta| < 2,5$), les photons non isolés et les hadrons neutres sont reconstruits respectivement à partir des dépôts d'énergie dans les ECAL et HCAL non associés à une trace. Une priorité est donnée aux photons dans la mesure où 25 % de l'énergie des jets est portée par ces particules alors que seulement 3 % de l'énergie des jets est déposée dans le ECAL par les hadrons neutres. Au-delà de l'acceptation du trajectographe, il n'est pas possible de faire la distinction entre hadrons neutres et chargés. Près de 25 % de l'énergie des jets est ainsi déposée dans le ECAL et les agglomérats du ECAL se situant dans la même région qu'un agglomérat du HCAL sont considérés comme dus à la même gerbe hadronique, c'est-à-dire au même hadron. Les autres dépôts du ECAL sont considérés comme dus à des photons.

Les hadrons chargés sont identifiés à partir des agglomérats restant dans le HCAL, associés aux traces dans le trajectographe non utilisées pour l'identification des particules précédentes. Ces traces peuvent elles-mêmes être reliées à un agglomérat résiduel du ECAL. Pour chaque bloc du PF ainsi construit, l'énergie dans les calorimètres est comparée à la somme des impulsions des traces. Un excès d'énergie d'après les calorimètres est interprété comme la présence d'une particule neutre supplémentaire. Si la valeur de cet excès est inférieure à l'énergie contenue dans le ECAL et supérieure à 500 MeV, alors cette particule neutre supplémentaire est considérée comme étant un photon dont l'énergie est égale à l'excès. Sinon, l'énergie dans le ECAL est identifiée comme un photon et si la partie de l'excès contenue dans le HCAL est supérieure à 1 GeV, un hadron neutre est également identifié. Puis, à partir de l'énergie calorimétrique restante, chaque trace du bloc du PF donne un hadron chargé.

5.3 Reconstruction des jets

La phénoménologie des jets est présentée dans le chapitre 1. Les partons, c'est-à-dire les quarks et les gluons, ne peuvent pas être directement observés dans le détecteur. Leur signature expérimentale est un jet, c'est-à-dire un flux collimé de particules stables composé de hadrons, de leptons et de photons. Afin de pouvoir étudier le processus initial dont sont issus les partons à l'origine des jets observés, il est nécessaire de reconstruire ces jets en regroupant l'ensemble des particules les constituant. Des critères d'identification en tant que jet sont imposés à ces regroupements. Les jets ainsi obtenus sont alors calibrés en énergie selon la procédure détaillée au chapitre 3.

5.3.1 Regroupement des particules

Le regroupement des particules en jets est réalisé par l'algorithme anti- k_T [162]. Il s'agit d'un algorithme de recombinaison séquentielle, dans lequel chaque particule forme initialement un pseudo-jet d'une seule particule [163].

La distance d_{ij} entre deux jets i et j est définie par

$$d_{ij} = \min \left(\frac{1}{p_{T_i}^2}, \frac{1}{p_{T_j}^2} \right) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad (2.17)$$

où

$$\Delta R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2 \quad (2.18)$$

avec η_x la pseudo-rapidité, ϕ_x l'angle azimutal et p_{T_x} l'impulsion transverse du jet x et R un paramètre libre. De manière itérative et à l'aide de la distance d_{ij} , la paire composée des deux jets les plus proches fusionne tant que la distance entre eux est en-deçà d'une valeur seuil. Les jets fusionnés donnent la liste des jets de l'événement.

Sur la figure 2.25 sont illustrées les compositions des jets reconstruits lors des trois années du Run II. Les hadrons sont les composants majoritaires des jets, avec une contribution de 30 à 60 % au contenu total provenant des hadrons chargés et de 5 à 25 % des hadrons neutres. Pour des jets de bas p_T , la fraction de particules issues de l'empilement peut être de l'ordre de 20 %. Pour $p_T > 50$ GeV, elles représentent moins de 10 % du contenu des jets. La proportion de photons augmente avec l'impulsion transverse des jets, de 25 % à bas p_T à environ 40 % pour $p_T \gtrsim 1$ TeV. Les électrons et muons représentent moins de 5 % des particules. L'écart entre données réelles et simulées n'excède généralement pas 2 %.

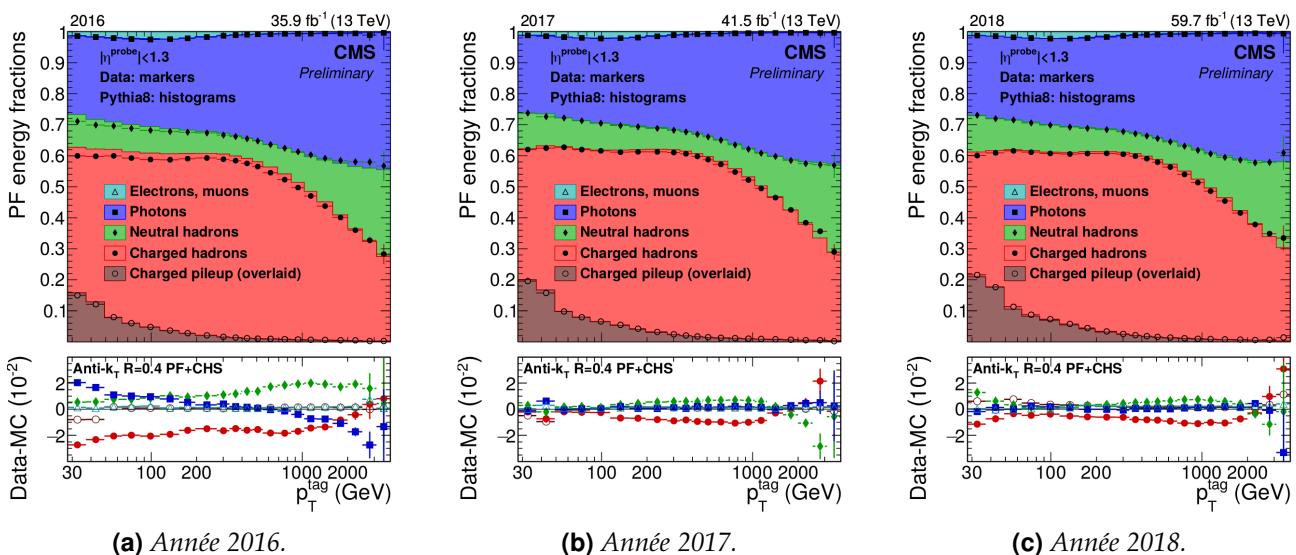


Figure 2.25 – Composition des jets reconstruits à l'aide de l'algorithme anti- k_T lors du Run II [164] en fonction de l'impulsion transverse du jet dans les données réelles (Data, histogrammes avec des points) et simulées (MC, histogrammes en couleurs). La partie Charged pileup (overlaid) en brun correspond à la fraction du jet retirée par la procédure CHS décrite dans le chapitre 3.

5.3.2 Identification des jets

Les jets obtenus par regroupement des particules sont en réalité des « candidats » jets. À l'instar des particules individuelles, des critères d'identification leurs sont appliqués afin de rejeter le bruit de fond et de s'assurer de la qualité des jets utilisés dans les analyses.

Ces critères reposent sur les caractéristiques des candidats jets tels que la fraction d'énergie provenant de leurs constituants neutres ou encore le nombre de ces constituants. Ils dépendent des années de prise de données et de la pseudo-rapidité du jet, c'est-à-dire de la région du détecteur dans laquelle il se trouve.

Les critères utilisés pour les années 2016, 2017, 2018, 2017-UL et 2018-UL, listés page 72, permettent d'obtenir une efficacité d'identification des jets supérieure à 99 % dans chacune des régions en η du détecteur. La dénomination « UL » signifie *Ultra-Legacy* et correspond à une réinterprétation des données récoltées une fois que la collaboration peut prendre plus de recul sur l'obtention de celles-ci. La réjection du bruit de fond est supérieure à 98 % pour $|\eta| \leq 3,0$ et supérieure à 36 % pour $|\eta| > 3,0$.

5.3.3 Saveur des jets

Il est impossible de connaître avec certitude le parton à l'origine d'un jet, mais ce dernier possède des propriétés caractéristiques dépendantes du parton, comme exposé dans le chapitre 1.

En utilisant ces propriétés, des algorithmes d'identification de la saveur des jets ont été mis au point par la collaboration CMS [165]. Les avancées récentes dans le domaine du *Deep Learning*, appliquées à l'identification des jets [166], ont permis l'amélioration de ces algorithmes. DEEPCSV [167] en est un exemple.

Les variables utilisées dans cet algorithme, décrites dans la référence [167], sont traitées par un réseau de neurones profond composé de quatre couches cachées de 100 nœuds connectés les uns aux autres. Le principe des réseaux de neurones est abordé plus en détails dans le chapitre 5. Ce réseau a été entraîné à l'aide des librairies KERAS [168] et TENSORFLOW [169] sur un ensemble d'événements simulés $t\bar{t}$, présentant de nombreux jets de quarks b , et multijet.

Les performances ainsi obtenues pour l'algorithme DEEPCSV sont comparées à d'autres algorithmes d'identification de la saveur des jets sur la figure 2.26. Les algorithmes CMVA2 et DEEPCSV présentent les meilleures performances en termes d'identification des jets de quark b (b -tagging). Pour le traitement des jets de quark c , l'algorithme DEEPCSV propose les meilleures performances. Dans les analyses présentées dans les chapitres 3 et 4, c'est cet algorithme qui est utilisé afin d'identifier les jets issus de quarks c ou b .

5.4 Énergie transverse manquante

Des neutrinos peuvent être produits lors des collisions. Or, ces particules se propagent sans laisser de signal dans le détecteur, elles sont donc invisibles. Toutefois, lorsque de telles particules sont produites en association avec des particules détectées, leur présence peut être déduite du déséquilibre dans l'impulsion totale des particules de l'événement [170].

Lors d'une collision de protons, dans l'état initial, la composante longitudinale de l'impulsion est inconnue et l'impulsion totale dans le plan transverse est nulle comme discuté dans la section 3.3. Par conservation, l'impulsion totale dans le plan transverse est nulle dans l'état final. Les neutrinos n'étant pas détectés, leurs impulsions transverses sont manquantes dans le bilan de l'état final. L'observable défini afin de quantifier ce manque est l'énergie transverse manquante (MET, *Missing Transverse Energy*). Bien que son nom mentionne une énergie, il s'agit bien d'une impulsion.

La MET peut être déterminée à partir de l'algorithme de PF (PF MET) ou par l'algorithme PUPPI (PUPPI MET). Il s'agit de la MET brute, à laquelle la calibration en énergie des jets détaillée au chapitre 3 doit être propagée.

MET brute issue de l'algorithme de PF La somme des impulsions transverses des particules invisibles doit compenser celle des particules reconstruites, c'est-à-dire

$$\sum_{\text{toutes les particules}} \vec{p}_T = \vec{0} \Leftrightarrow \sum_{\text{particules invisibles}} \vec{p}_T + \sum_{\text{particules reconstruites}} \vec{p}_T = \vec{0} \Leftrightarrow \sum_{\substack{\text{particules} \\ \text{invisibles}}} \vec{p}_T = - \sum_{\substack{\text{particules} \\ \text{reconstruites}}} \vec{p}_T. \quad (2.19)$$

La MET brute issue de l'algorithme de PF représente ainsi l'impulsion transverse totale des particules invisibles et est définie comme

$$\vec{E}_T^{\text{miss}}(\text{PF}) = - \sum_{i \in \{\text{particules}\}} \vec{p}_T^i, \quad (2.20)$$

où les particules sont celles reconstruites par l'algorithme de PF. Cette définition, simple, est toutefois sensible aux particules issues de l'empilement. Afin de réduire l'effet de l'empilement, l'algorithme PUPPI a été développé.

Propriété du jet à identifier	$ \eta \leq 2,4$	$2,4 < \eta \leq 2,7$	$2,7 < \eta \leq 3,0$	$3,0 < \eta $
Fraction d'énergie				
— hadronique neutre	< 0,90	< 0,90	< 0,98	
— électromagnétique neutre	< 0,90	< 0,90	> 0,01	< 0,90
— hadronique chargée	> 0			
— électromagnétique chargée	< 0,90			
— muonique	< 0,8	< 0,8		
Nombre de constituants	> 1	> 1		
— neutres			> 2	> 10
— chargés	> 0			

Tableau 2.7 – Critères d'identification des jets à CMS pour l'analyse des données de 2016.

Propriété du jet à identifier	$ \eta \leq 2,4$	$2,4 < \eta \leq 2,7$	$2,7 < \eta \leq 3,0$	$3,0 < \eta $
Fraction d'énergie				
— hadronique neutre	< 0,90	< 0,90		> 0,02
— électromagnétique neutre	< 0,90	< 0,90	< 0,99 et > 0,02	< 0,90
— hadronique chargée	> 0			
— électromagnétique chargée	< 0,8			
— muonique	< 0,8	< 0,8		
Nombre de constituants	> 1	> 1		
— neutres			> 2	> 10
— chargés	> 0			

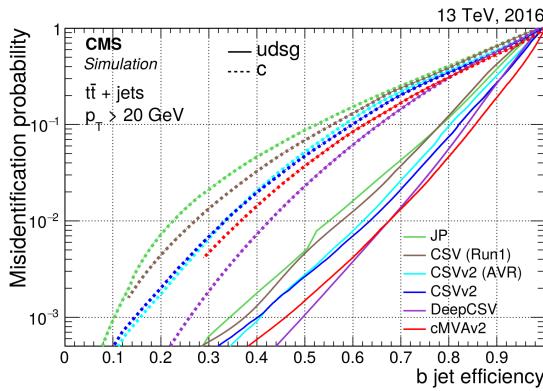
Tableau 2.8 – Critères d'identification des jets à CMS pour l'analyse des données de 2017.

Propriété du jet à identifier	$ \eta \leq 2,6$	$2,6 < \eta \leq 2,7$	$2,7 < \eta \leq 3,0$	$3,0 < \eta \leq 5,0$
Fraction d'énergie				
— hadronique neutre	< 0,90	< 0,90		> 0,2
— électromagnétique neutre	< 0,90	< 0,99	< 0,99 et > 0,02	< 0,90
— hadronique chargée	> 0			
— électromagnétique chargée	< 0,8	< 0,8		
— muonique	< 0,8	< 0,8		
Nombre de constituants	> 1			
— neutres			> 2	> 10
— chargés	> 0	> 0		

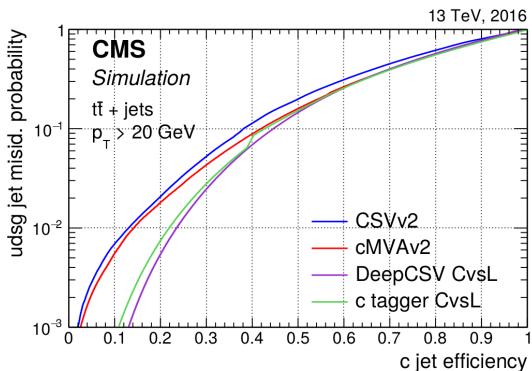
Tableau 2.9 – Critères d'identification des jets à CMS pour l'analyse des données de 2018.

Propriété du jet à identifier	$ \eta \leq 2,6$	$2,6 < \eta \leq 2,7$	$2,7 < \eta \leq 3,0$	$3,0 < \eta \leq 5,0$
Fraction d'énergie				
— hadronique neutre	< 0,90	< 0,90		> 0,2
— électromagnétique neutre	< 0,90	< 0,99	< 0,99 et > 0,01	< 0,90
— hadronique chargée	> 0			
— électromagnétique chargée	< 0,8	< 0,8		
— muonique	< 0,8	< 0,8		
Nombre de constituants	> 1			
— neutres			> 1	> 10
— chargés	> 0	> 0		

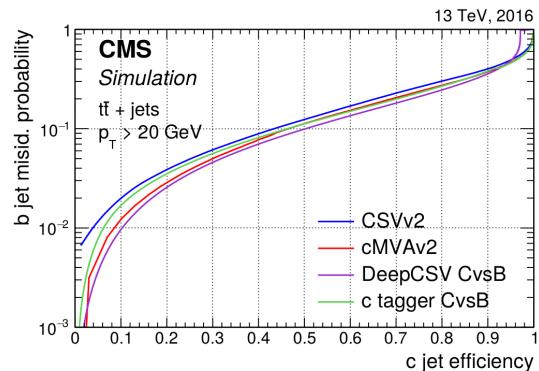
Tableau 2.10 – Critères d'identification des jets à CMS pour l'analyse des données de 2017-UL et 2018-UL.



(a) Probabilité de mauvaise identification en tant que jet de quark b de jets de gluon ou quarks légers (traits pleins) ou de jets de quark c (pointillés) en fonction de l'efficacité d'identification des jets de quark b .



(b) Probabilité de mauvaise identification en tant que jet de quark c de jets de gluon ou quarks légers en fonction de l'efficacité d'identification des jets de quark c .



(c) Probabilité de mauvaise identification en tant que jet de quark b de jets de quark c en fonction de l'efficacité d'identification des jets de quark c .

Figure 2.26 – Comparaison des performances des algorithmes d'identification de la saveur des jets [167].

MET brute issue de l'algorithme PUPPI La MET peut également être estimée par l'algorithme PUPPI (*PileUp Per Particle Identification*) [171]. La « PUPPIMET » obtenue est moins sensible à l'empilement (*pileup*) que la MET issue de l'algorithme de PF (PFMET). L'algorithme PUPPI exploite en effet des informations sur :

- l'environnement de chaque particule identifiée par l'algorithme de PF
- les propriétés de l'empilement dans l'événement ;
- les données issues du trajectographe ;

afin d'associer un poids w_i à chaque particule i , lié à la probabilité que celle-ci proviennent de l'empilement au lieu du vertex primaire principal. Ce poids varie entre 0 pour des particules issues de l'empilement et 1 pour des particules provenant du vertex primaire principal. Plus de détails dans la détermination de w_i sont disponibles dans les références [170, 171].

La MET issue de l'algorithme PUPPI est définie comme

$$\vec{E}_T^{\text{miss}}(\text{PUPPI}) = - \sum_{i \in \{\text{particules}\}} w_i \vec{p}_T^i. \quad (2.21)$$

Propagation de la calibration en énergie des jets à E_T^{miss} La calibration en énergie des jets, abordée dans le chapitre 3, doit être propagée à E_T^{miss} afin de conserver une description cohérente des événements. Il s'agit de la correction dite de « type I » [172], réalisée selon

$$\vec{E}_T^{\text{miss}}(\text{Type I}) = \vec{E}_T^{\text{miss}}(\text{brute}) - \sum_{i \in \{\text{jets}\}} (\vec{p}_{T,\text{corr}}^i - \vec{p}_{T,\text{reco}}^i) \quad (2.22)$$

où « reco » correspond aux observables avant calibration et « corr » après.

5.5 Taus hadroniques

Lors d'une désintégration hadronique d'un lepton τ , une paire de quarks est émise. Il s'ensuit donc un processus d'hadronisation, phénomène à l'origine de la formation des jets. Du lepton τ résulte alors un ensemble de hadrons, comme illustré sur la figure 2.27. Ces hadrons, en général trois ou moins, sont éventuellement accompagnés de particules neutres, principalement des π^0 . Ces derniers se désintégrant majoritairement en deux photons. L'ensemble de ces particules forme un « tau hadronique », noté τ_h , et est initialement identifié comme un jet.

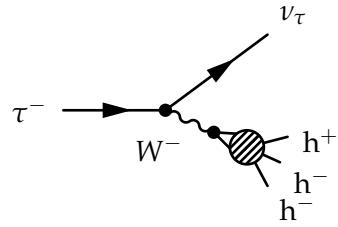


Figure 2.27 – Diagramme de Feynman de désintégration hadronique d'un τ^- .

5.5.1 Obtention de candidats

L'identification des τ_h est réalisée par l'algorithme *Hadrons Plus Strips* (HPS) [173, 174] à partir des jets reconstruits par l'algorithme de PF contenant au moins un hadron chargé et vérifiant $p_T > 14 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 2,5$. Les hadrons chargés contenus dans le jet initial tels que $p_T > 0,5 \text{ GeV}$ et de paramètre d'impact transverse $d_{xy} < 0,1 \text{ cm}$ vis-à-vis du vertex primaire principal sont utilisés pour former des candidats τ_h .

Des π^0 sont souvent présents dans les désintégrations hadroniques des τ . Or, ces derniers se désintègrent à leur tour selon $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Les photons sont eux-mêmes susceptibles de se convertir en paires e^+e^- . Afin d'estimer les π^0 présents, les photons et les électrons contenus dans le jet initial sont regroupés en bandes (*strips*). La construction d'une bande est un procédé itératif :

1. Une bande est créée à partir de l'électron ou du photon (e/γ) de plus haut p_T contenu dans le jet initial et n'ayant pas déjà été associé à une bande. La position de cette particule dans le plan (η, ϕ) , ainsi que son p_T , sont associés à la bande.
2. L'électron ou photon de plus haut p_T restant est ajouté à la bande s'il est situé à une distance par rapport à la bande dans le plan (η, ϕ) telle que

$$\Delta\eta < f(p_T^{(e/\gamma)}) + f(p_T^{\text{bande}}), \quad f(p_T) = 0,20(p_T[\text{GeV}])^{-0,66} \quad (2.23)$$

$$\Delta\phi < g(p_T^{(e/\gamma)}) + g(p_T^{\text{bande}}), \quad g(p_T) = 0,35(p_T[\text{GeV}])^{-0,71} \quad (2.24)$$

avec $p_T^{(e/\gamma)}$ l'impulsion transverse de l'électron ou du photon à ajouter à la bande et p_T^{bande} l'impulsion transverse associée à la bande avant ajout de l'électron ou du photon.

Si l'ajout se fait, la bande est mise à jour selon

$$p_T^{\text{bande}} = \sum_{e/\gamma \in \text{bande}} p_T^{(e/\gamma)}, \quad (2.25)$$

$$\eta^{\text{bande}} = \frac{1}{p_T^{\text{bande}}} \sum_{e/\gamma \in \text{bande}} p_T^{(e/\gamma)} \eta_{(e/\gamma)}, \quad (2.26)$$

$$\phi^{\text{bande}} = \frac{1}{p_T^{\text{bande}}} \sum_{e/\gamma \in \text{bande}} p_T^{(e/\gamma)} \phi_{(e/\gamma)}, \quad (2.27)$$

ce qui rend la bande dynamique lors de sa construction. Les dimensions de la bande sont limitées à $0,05 < \Delta\eta < 0,15$ et $0,05 < \Delta\phi < 0,3$.

3. L'étape précédente est répétée jusqu'à ce qu'une limite de taille de la bande soit atteinte ou qu'il ne reste plus d'électron ni de photon tels que $p_T > 0,5 \text{ GeV}$ dans la zone de la bande.
4. Les éléments associés à la bande sont retirés de la liste des électrons et photons en attente d'association à une bande.
5. Le procédé reprend à l'étape 1.

Toute bande vérifiant $p_T > 2,5 \text{ GeV}$ est considérée comme un candidat π^0 .

Des candidats τ_h compatibles avec un des modes de désintégration hadronique du τ sont ainsi formés à partir de toutes les combinaisons possibles de hadrons chargés et de candidats π^0 .

5.5.2 Modes de désintégration

Les modes de désintégration (*Decay Modes*, DM) principaux et physiquement possibles sont listés dans le tableau 2.11. Une liste exhaustive est disponible dans la référence [9]. À chaque DM correspond une valeur afin de le désigner, définie comme

$$\text{DM} = 5 \times (N_{h^\pm} - 1) + N_{\pi^0} \quad (2.28)$$

où N_{h^\pm} est le nombre de hadrons chargés et N_{π^0} le nombre de π^0 contenus dans le τ_h . Lorsqu'un des hadrons chargés n'est pas reconstruit, il est possible d'obtenir les DM 5, 6 ou 7. Ces cas de figure sont largement contaminés par le bruit de fond « QCD multijet », ils sont donc généralement rejettés dans les analyses.

Code	Mode de désintégration	$\mathcal{BR} (\%)$
0	$\tau^- \rightarrow h^- \bar{\nu}_\tau$	11,51
1	$\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \bar{\nu}_\tau$	25,93
2	$\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \pi^0 \bar{\nu}_\tau$	9,48
10	$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \bar{\nu}_\tau$	9,80
11	$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \pi^0 \bar{\nu}_\tau$	4,76

Tableau 2.11 – Modes de désintégration du τ considérés. Le mode de désintégration d'un τ^- correspondant au DM, ainsi que le rapport de branchemen $\tau^- \rightarrow \tau_h^-$ correspondant [9] sont également donnés.

Certains DM présentent des contraintes supplémentaires sur la masse du τ_h :

$$\text{DM 1 : } 0,3 \text{ GeV} < m_{\tau_h} < 1,3 \sqrt{\frac{p_T[\text{GeV}]}{100}} \text{ GeV},$$

$$\text{DM 2 : } 0,4 \text{ GeV} < m_{\tau_h} < 1,2 \sqrt{\frac{p_T[\text{GeV}]}{100}} \text{ GeV},$$

$$\text{DM 10 et 11 : } 0,8 \text{ GeV} < m_{\tau_h} < 1,5 \text{ GeV},$$

et, dans le cas du DM 10, les traces des hadrons chargés doivent provenir du même vertex dans la limite de $\Delta z < 0,4 \text{ cm}$.

5.5.3 Sélection d'un candidat

Il est possible d'obtenir plusieurs candidats τ_h au sein d'un même jet. Des critères de qualité sur les candidats leur sont alors imposés.

Par conservation, la somme des charges électriques des hadrons contenus dans le candidat τ_h doit valoir ± 1 . Ces hadrons chargés doivent de plus être contenus dans le cône dit « de signal », centré sur la direction de l'impulsion du candidat τ_h et dont la largeur est définie et contrainte selon

$$\Delta R_{\text{sig}} = \frac{3 \text{ GeV}}{p_T \tau_h}, \quad 0,05 < \Delta R_{\text{sig}} < 0,1. \quad (2.29)$$

Les centres des bandes du candidat τ_h doivent également se situer dans ce cône. S'il reste plusieurs candidats à ce stade, celui de plus haut p_T est retenu. Il reste donc au plus un τ_h par jet.

5.5.4 Mauvaises reconstruction

Un τ_h peut être reconstruit à tort à partir d'autres jets, d'électrons ou de muons. Afin de réduire la quantité de mauvais τ_h (faux τ_h), un réseau de neurones profond convolutionnel (DNN) [175] a été développé à CMS. Il s'agit de l'algorithme DEEPTAU [176] qui fournit les discriminateurs deepTau vs jet, deepTau anti-electron et deepTau anti-muon utilisés dans cette analyse.

Les efficacités d'identification de chacun des points de fonctionnement existants sont données dans le tableau 2.12. Les taux de mauvaise identification de jet, électron ou muon comme τ_h , c'est-à-dire les faux positifs, dépendent de la nature des événements sur lesquels ces discriminateurs sont appliqués et se situent entre 10^{-4} et 10^{-2} .

Discriminateur	<i>VVTight</i>	<i>VTight</i>	<i>Tight</i>	<i>Medium</i>	<i>Loose</i>	<i>VLoose</i>	<i>VVLoose</i>	<i>VVVLoose</i>
vs jet	40	50	60	70	80	90	95	98
anti-electron	60	70	80	90	95	98	99	99,5
anti-muon	-	-	99,5	99,8	99,9	99,95	-	-

Tableau 2.12 – Efficacités d’identification en % de l’algorithme DEEPtau pour chacun des points de fonctionnement disponibles [176, 177].

6 Simulation d’événements

La simulation d’événements permet de comparer les résultats expérimentaux aux prédictions théoriques. Elle se déroule en plusieurs étapes.

Premièrement, les processus physiques prédits par le modèle théorique à tester sont simulés. La nature probabiliste de ces processus mène à utiliser un générateur d’événements Monte-Carlo. Cette étape est détaillée en section 6.1. Les particules issues des collisions simulées sont alors obtenues ainsi que tout l’historique de leurs formations à partir des particules initiales entrant en collision.

Deuxièmement, la propagation de ces particules dans le détecteur, leurs interactions avec ses différents composants et les signaux qui en résultent sont également simulés. Cette simulation du détecteur est l’objet de la section 6.2. Cette méthode permet d’obtenir une estimation des signaux devant être observés avec le détecteur si le modèle testé correspond à celui décrivant effectivement l’Univers.

6.1 Génération d’événements

La description analytique de l’interaction entre les constituants des protons lors des collisions est réalisée grâce à la théorie des perturbations. À l’aide des règles de Feynman, il est possible de calculer l’« élément de matrice » permettant de décrire le passage d’un état initial à un état final. Les événements sont alors générés à un ordre perturbatif donné à l’aide de MADGRAPH [161] ou PYTHIA [178, 179] par exemple. La plupart des processus sont ainsi disponibles à l’ordre dominant (LO, *Leading Order*). Dans certains cas, les ordres supérieurs (NLO, *Next-to-Leading Order*, NNLO, *Next-to-Next-to-Leading Order*, etc.) sont également disponibles grâce à des générateurs NLO tels que POWHEG [180] et MC@NLO [181].

Le processus initial de la collision duquel sont issues de nouvelles particules est ainsi simulé. Cependant, les particules possédant une charge de couleur comme les quarks ne peuvent subsister seules à cause du confinement de couleur, abordé dans le chapitre 1. Des étapes de génération supplémentaires sont alors nécessaires afin de décrire l’évolution ultérieure de ces particules. Il s’agit de la formation de la gerbe partonique et de l’hadronisation, détaillées dans le chapitre 1. Des générateurs comme PYTHIA [178, 179] et HERWIG [182] permettent de simuler ces étapes ultérieures.

De plus, lors d’une collision de protons et plus généralement de hadrons, plusieurs interactions entre les constituants de ces derniers peuvent survenir, comme illustré sur la figure 2.28. L’interaction emportant la plus grande fraction de l’énergie des hadrons est l’« événement dur ». Les autres interactions constituent l’événement sous-jacent.

6.2 Simulation du détecteur

Une fois simulée la physique de l’événement, indépendante du détecteur utilisé, il faut modéliser la réponse du détecteur. La propagation des particules est alors simulée. Certaines d’entre elles se désintègrent dans le volume du détecteur, ce qui est également pris en compte. La modélisation du détecteur donne de plus les déviations des particules dues à la traversée de la matière le constituant [153, 154] ainsi que les interactions propres à la détection de ces particules comme les traces ou les gerbes électromagnétiques et hadroniques. Enfin, la modélisation de l’électronique et du système de déclenchement donnent une simulation de la réponse complète du détecteur.

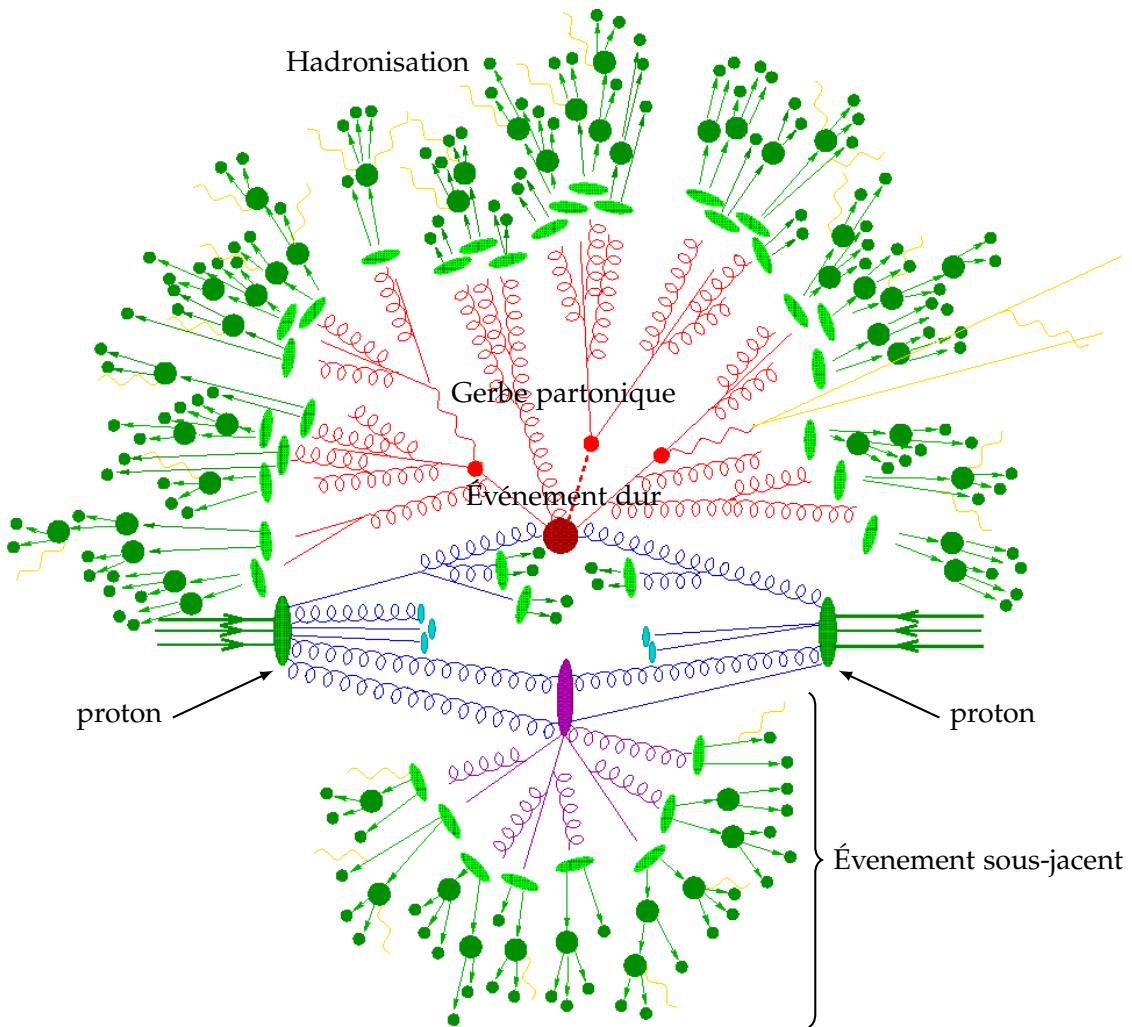


Figure 2.28 – Représentation d'une collision de protons [183]. Les interactions initiales entre les constituants des deux protons sont représentées en bleu. Celle de plus haute énergie est l'événement dur. Les particules en étant issues sont représentées en rouge. Le reste des interactions entre les constituants des protons est l'événement sous-jacent, dont sont issues les particules en violet. Les gerbes partoniques formées dans les événements dur et sous-jacent subissent la hadronisation dont sont issues les particules en vert observées dans le détecteur. Des radiations de photons, en jaune, peuvent survenir.

Cette simulation du détecteur est basée sur le logiciel GEANT4 [184-186]. La prise en compte de la totalité des éléments du détecteur (câblage interne, système de refroidissement, éléments de structure, etc.) permet d'obtenir des résultats fidèles à la réalité. Les signaux simulés ainsi obtenus sont alors traités, comme dans le cas des données réelles, par l'algorithme de *Particle Flow* permettant de reconstruire l'événement physique, puis par les algorithmes de reconstruction des objets de haut niveau, comme exposé dans la section 5.

6.3 Corrections apportées aux simulations

Des écarts résiduels entre les données simulées et la réalité qu'elles doivent décrire existent et sont mesurés par des analyses dédiées. Ces analyses fournissent alors des corrections à appliquer aux simulations. Il existe également des données hybrides, dont les événements sont construits à partir de données réelles et simulées. Il s'agit des données dites « encapsulées » (*embedded*) présentées dans le chapitre 4, pour lesquelles certaines de ces corrections peuvent être différentes de celles à appliquer aux données 100 % simulées.

6.3.1 Pondérations dues aux collisions

Pondération de l’empilement (*Pileup reweighting*) Les données simulées sont générées avec un réglage donné de luminosité instantanée, relié à la quantité d’empilement obtenu. Or, la production de ces jeux de données est souvent faite avant la mesure de ces observables dans les données réelles. Afin de corriger la différence sur le profil d’empilement obtenu, un poids est appliqué aux événements simulés afin que ce profil soit cohérent avec celui des données réelles.

Pondération du pré-déclenchement En 2016 et 2017, le niveau L1 du système de déclenchement de CMS présentait un défaut. Dans la partie à haute η du ECAL, des objets physique responsables du déclenchement du L1 étaient associés à l’événement précédent, c’est-à-dire celui avant déclenchement. Seul un événement sur trois consécutifs pouvant être enregistré, l’efficacité de la prise de données est ainsi moindre qu’attendue. Les événements avec des jets de hautes valeurs de η sont particulièrement touchés par ce phénomène. Une pondération est alors appliquée afin de corriger cet effet. Le poids correspondant dépend de la topologie de l’événement et varie généralement entre 0,95 et 1,0.

6.3.2 Reconstruction et identification des particules individuelles

Efficacité d’identification et isolation des muons et des électrons (*muon/electron ID/iso efficiency*) Des facteurs correctifs sont déterminés par le groupe $H\tau\tau$. Ils sont appliqués individuellement à chaque muon et électron utilisé dans les analyses et dépendent de l’année ainsi que de la nature des données, simulées ou encapsulées.

Efficacité du trajectographe (*tracking efficiency*) L’efficacité de la reconstruction des traces des particules n’est pas la même selon la nature des données, réelles ou simulées, comme l’ont constaté les POGs *EGamma* (électrons et photons) et *tracking* dans le cas des électrons et des muons. Des facteurs d’échelle, que ces POGs fournissent, sont appliqués afin de corriger cet effet.

Énergie des électrons (*electron energy scale*) La mesure de l’énergie des électrons dans les données simulées est corrigée selon les recommandations du POG *EGamma* [187], résumées dans le tableau 2.13.

Région du détecteur	2016	2017	2018
Tonneau ($ \eta < 1,479$)	$-0,24 \pm 0,5$	$-0,07 \pm 0,5$	$-0,33 \pm 0,5$
Bouchons ($ \eta > 1,479$)	$-0,70 \pm 1,25$	$-1,13 \pm 1,25$	$-0,56 \pm 1,25$

Tableau 2.13 – Corrections à l’énergie des électrons en % avec incertitude pour les trois années du Run II.

6.3.3 Jets

Énergie des jets (*Jet Energy Calibration*) La mesure de l’énergie des jets et la résolution sur celle-ci sont corrigées. Le chapitre 3 est dédié à ces corrections, elle y sont détaillées.

Correction de l’efficacité du *b-tagging* Le POG *BTV* fournit des facteurs correctifs *SF* à l’efficacité du *b-tagging* en fonction de la saveur du jet au niveau généré, des propriétés cinématiques du jet et du point de fonctionnement du discriminateur de *b-tagging* utilisé [167, 188]. Le taux de mauvaise identification est également corrigé.

Pour cela, une méthode de promotion-relégation (*promote-demote*) est utilisée. Une fraction des jets tagués *b*, c’est-à-dire identifiés comme issus d’un quark *b*, est relégué à l’état de jet non tagué *b* et une fraction des jets non tagués *b* est promue à l’état de jet tagué *b*. Un jet peut être promu si son facteur correctif *SF* est supérieur à 1. Sinon, il peut être relégué. La probabilité d’être promu ou

relégué s'exprime

$$P(\text{promu}) = \frac{SF - 1}{\frac{1}{\epsilon} - 1}, SF > 1, \quad P(\text{relégué}) = 1 - SF, SF < 1, \quad (2.30)$$

avec ϵ l'efficacité du *b-tagging*.

6.3.4 Taus hadroniques

Efficacité d'identification et isolation des τ_h (τ_h ID/iso scale factors) L'efficacité d'identification des τ_h n'est pas la même dans les données réelles et simulées [189]. Des facteurs correctifs sont déterminés par le *POG tau* à partir d'événements Drell-Yan dans le canal $\mu\tau_h$, c'est-à-dire lorsqu'un des leptons τ issus du Z se désintègre en muon et l'autre en τ_h . Ils sont de plus donnés séparément pour les données simulées et encapsulées. De même, la mesure de l'isolation des τ_h est ajustée dans les simulations.

Taux de mauvaise identification $\mu \rightarrow \tau_h$ ($\mu \rightarrow \tau_h$ fake rate) L'efficacité de la réjection des faux τ_h issus de muons diffère entre données réelles et simulées [189]. Un facteur d'échelle à appliquer aux simulations est fourni par le *POG tau* en fonction de la pseudo-rapidité du faux τ_h comme exposé dans le tableau 2.14. Les points de fonctionnement donnés sont ceux utilisés dans le chapitre 4.

Région du détecteur	WP	2016	2017	2018
$(0 < \eta < 0,4)$	<i>VLoose</i>	$1,25 \pm 0,08$	$1,12 \pm 0,09$	$1,00 \pm 0,08$
	<i>Tight</i>	$0,38 \pm 0,12$	$0,92 \pm 0,17$	$0,81 \pm 0,15$
$(0,4 < \eta < 0,8)$	<i>VLoose</i>	$0,96 \pm 0,15$	$0,76 \pm 0,12$	$1,08 \pm 0,14$
	<i>Tight</i>	$0,72 \pm 0,30$	$0,79 \pm 0,25$	$1,02 \pm 0,35$
$(0,8 < \eta < 1,2)$	<i>VLoose</i>	$1,29 \pm 0,11$	$0,99 \pm 0,10$	$1,04 \pm 0,10$
	<i>Tight</i>	$1,34 \pm 0,27$	$0,67 \pm 0,26$	$0,92 \pm 0,22$
$(1,2 < \eta < 1,7)$	<i>VLoose</i>	$0,92 \pm 0,20$	$0,75 \pm 0,14$	$0,95 \pm 0,16$
	<i>Tight</i>	$1,03 \pm 0,65$	$1,07 \pm 0,45$	$0,83 \pm 0,47$
$(1,7 < \eta < 2,3)$	<i>VLoose</i>	$5,01 \pm 0,38$	$4,44 \pm 0,30$	$5,58 \pm 0,40$
	<i>Tight</i>	$5,05 \pm 0,88$	$4,08 \pm 0,85$	$4,52 \pm 0,92$

Tableau 2.14 – Corrections à appliquer au taux d'identification des muons comme des τ_h en % avec incertitude pour les trois années du Run II.

Taux de mauvaise identification $e \rightarrow \tau_h$ ($e \rightarrow \tau_h$ fake rate) À l'instar des muons, un facteur d'échelle à appliquer aux simulations est fourni par le *POG tau* en fonction de la pseudo-rapidité du faux τ_h comme indiqué dans le tableau 2.15. Les points de fonctionnement donnés sont ceux utilisés dans le chapitre 4.

Région du détecteur	WP	2016	2017	2018
Tonneau ($ \eta < 1,479$)	<i>VVLoose</i>	$1,38 \pm 0,08$	$1,11 \pm 0,09$	$0,91 \pm 0,06$
	<i>Tight</i>	$1,22 \pm 0,38$	$1,22 \pm 0,32$	$1,47 \pm 0,27$
Bouchons ($ \eta > 1,479$)	<i>VVLoose</i>	$1,29 \pm 0,08$	$1,03 \pm 0,09$	$0,91 \pm 0,07$
	<i>Tight</i>	$1,47 \pm 0,32$	$0,93 \pm 0,38$	$0,66 \pm 0,20$

Tableau 2.15 – Corrections à appliquer au taux d'identification des électrons comme des τ_h en % avec incertitude pour les trois années du Run II.

Énergie des τ_h (τ_h **energy scale)** L'énergie mesurée des τ_h peut différer entre les τ_h réels et simulés, ainsi que selon le DM du τ_h [189]. Le POG tau fournit les corrections à appliquer aux τ_h simulés, elles sont données dans le tableau 2.16. Ces corrections sont obtenues à partir d'événements du canal $\mu\tau_h$, par exploitation de la masse du τ_h et de la masse visible du système $\mu\tau_h$. Elles sont dépendantes de l'année, du DM et du type de données, simulées ou encapsulées.

DM	2016	2017	2018
0	$-0,6 \pm 1,0$	$0,7 \pm 0,8$	$-1,3 \pm 1,1$
1	$-0,5 \pm 0,9$	$-0,2 \pm 0,8$	$-0,5 \pm 0,9$
10	$0,0 \pm 1,1$	$0,1 \pm 0,9$	$-1,2 \pm 0,8$
11	$0,1 \pm 1,0$	$-0,5 \pm 1,6$	$0,1 \pm 1,0$

(a) Pour les données simulées.

DM	2016	2017	2018
0	$-0,2 \pm 0,5$	$0,0 \pm 0,4$	$-0,3 \pm 0,4$
1	$-0,2 \pm 0,3$	$-1,2 \pm 0,5$	$-0,6 \pm 0,4$
10	$-1,3 \pm 0,5$	$-0,8 \pm 0,5$	$-0,7 \pm 0,3$
11	$-1,3 \pm 0,5$	$-0,8 \pm 0,5$	$-0,7 \pm 0,3$

(b) Pour les données encapsulées.

Tableau 2.16 – Corrections à appliquer à l'énergie des taus hadroniques en % avec incertitude pour les trois années du Run II.

Énergie des muons identifiés comme τ_h ($\mu \rightarrow \tau_h$ **energy scale)** À l'instar des vrais τ_h discutés dans le paragraphe précédent, l'énergie mesurée des faux τ_h issus de muons peut différer entre les données réelles et simulées. Dans ce cas, le quadrivecteur du faux τ_h est directement corrigé selon le DM du τ_h identifié. Cette correction, généralement inférieure au pourcent, est appliquée uniquement aux DMs 0 et 1 et pour des τ_h correspondant au niveau généré à un muon. La quantité de muons identifiés comme des τ_h avec un DM plus élevé, en particulier les DMs 10 et 11, est négligeable, c'est pourquoi aucune correction n'est prévu dans ce cas. Les valeurs des corrections à appliquer aux données simulées sont données dans le tableau 2.17a.

Énergie des électrons identifiés comme τ_h ($e \rightarrow \tau_h$ **energy scale)** La correction correspondante est similaire au cas des muons, mais peut être de l'ordre de 5 % selon le DM et la pseudo-rapidité. Les valeurs des corrections à appliquer aux données simulées sont données dans les tableaux 2.17b et 2.17c.

DM	2016	2017	2018
0	0,0	-0,2	-0,2
1	-0,5	-0,8	-1,0

(a) Muons.

DM	2016	2017	2018
0	0,7	0,9	1,4
1	3,4	1,2	1,9

(b) Électrons du tonneau ($|\eta| < 1,479$).

DM	2016	2017	2018
0	-0,4	-2,6	-3,1
1	5,0	1,5	-1,5

(c) Électrons des bouchons ($|\eta| > 1,479$).

Tableau 2.17 – Corrections à appliquer à l'énergie des électrons et des muons identifiés comme des taus hadroniques en % avec incertitude pour les trois années du Run II.

6.3.5 Énergie transverse manquante

Propagation des corrections à E_T^{miss} À l'instar de la calibration en énergie des jets, la correction en énergie des différentes particules et des jets doit être propagée à E_T^{miss} afin de conserver une description cohérente des événements. Cette propagation est faite selon

$$\vec{E}_T^{\text{miss}}(\text{corr.}) = \vec{E}_T^{\text{miss}}(\text{non corr.}) - \sum_{i \in \{\text{particules}\}} \left(\vec{p}_T^i(\text{corr.}) - \vec{p}_T^i(\text{non corr.}) \right) \quad (2.31)$$

où « non corr. » correspond aux observables avant correction et « corr. » après.

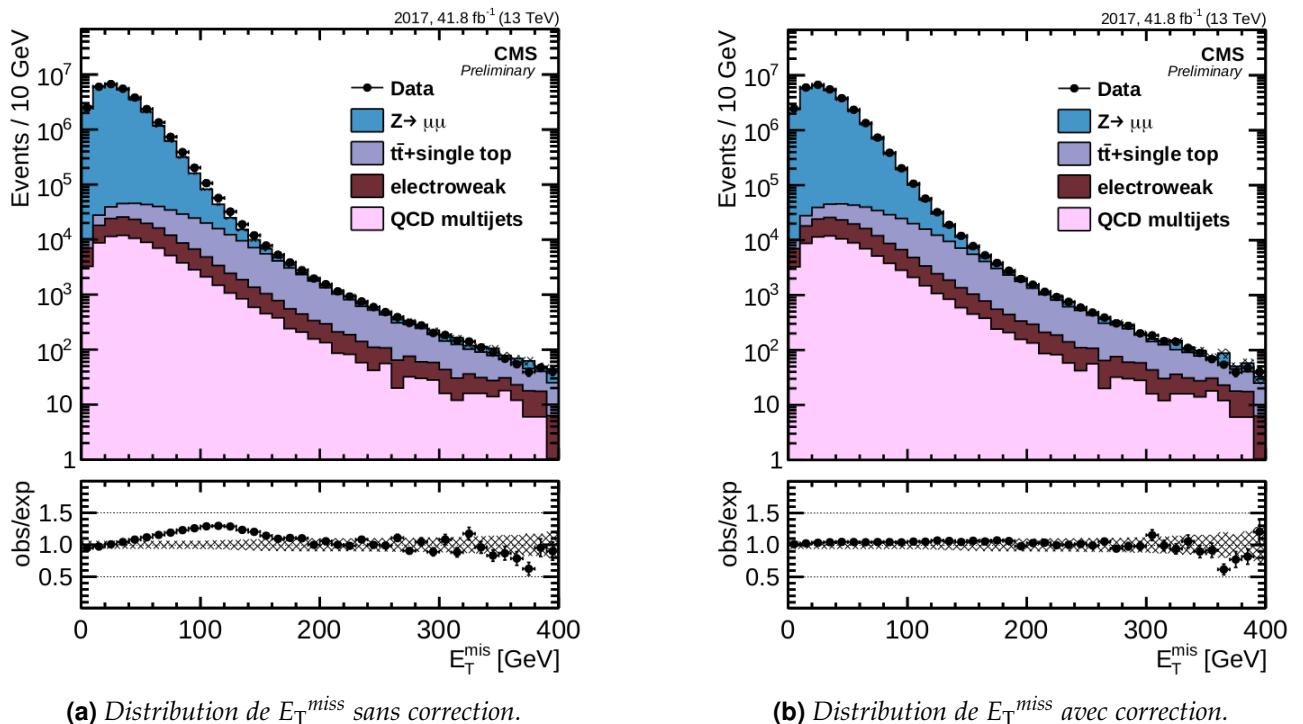
Recul de E_T^{miss} (MET recoil corrections) La modélisation de E_T^{miss} dans certains jeux de données simulées (production du boson de Higgs, Drell-Yan (boson Z) et $W + \text{jets}$) ne correspond pas aux observations dans les données réelles. Des corrections sur \vec{U} , défini comme la différence entre E_T^{miss} et la somme des impulsions des neutrinos provenant de la désintégration du boson de Higgs, Z ou W, c'est-à-dire

$$\vec{U} = \vec{E}_T^{\text{miss}} - \sum_{\nu_i \leftarrow h, Z, W} \vec{p}_T^{\nu_i}, \quad (2.32)$$

sont appliquées pour corriger cet effet.

Les composantes colinéaire U_1 et orthogonale U_2 du vecteur \vec{U} à l'impulsion du boson sont déterminées dans des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ dans lesquels il n'y a pas de neutrino provenant de la désintégration du Z, ce qui permet de mesurer précisément son impulsion. L'écart à zéro de U_1 ainsi que la résolution sur U_1 et U_2 sont déterminés dans les données réelles et simulées. Les données simulées sont alors corrigées afin de faire correspondre en moyenne ces valeurs à celles observées dans les données réelles. Ces moyennes sont déterminées sur des intervalles d'impulsion du Z ($[0, 10]$, $[10, 20]$, $[20, 30]$, $[30, 50]$ et $> 50 \text{ GeV}$) et du nombre de jets ($N_{\text{jets}} \in \{0, 1, \geq 2\}$).

L'effet de cette correction sur une sélections d'événements $Z \rightarrow \mu\mu$ en 2017 est présenté sur la figure 2.29. Les distributions observées (données réelles) et modélisées (données simulées) de E_T^{miss} y sont tracées. L'accord entre observation et modélisation, décrit par le rapport (obs/exp), est sensiblement amélioré par cette correction.



(a) Distribution de E_T^{miss} sans correction.

(b) Distribution de E_T^{miss} avec correction.

Figure 2.29 – Effet de la correction de recul de E_T^{miss} sur une sélection d'événements $Z \rightarrow \mu\mu$ en 2017 [190].

7 Conclusion

Le détecteur CMS, exploité par la collaboration du même nom, est le dispositif expérimental utilisé dans cette thèse. Il s'agit d'une des quatre grandes expériences installées au LHC, le plus grand des collisionneurs de hadrons au monde à ce jour, qui se trouve au CERN.

L'acronyme « CERN » signifie Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, mais le CERN correspond aujourd'hui à l'organisation européenne pour la recherche nucléaire. Basé au Nord-Ouest de Genève, il s'étend des deux côtés de la frontière franco-suisse et comporte de nombreuses installations expérimentales de physique nucléaire et des particules, entre autres. Des innovations majeures sont issues des recherches menées CERN, comme les écrans tactiles, le Web et la hadronthérapie.

Le LHC, le Grand Collisionneur de Hadrons, est un accélérateur circulaire de 27 km de circonférence. Il permet d'atteindre des énergies de collision dans le centre de masse de 13 TeV pour des protons et il est prévu de passer à 14 TeV dès le Run III prévu en 2022. Les expériences ALICE, ATLAS, CMS, LHCb, LHCf, TOTEM et MoEDAL y sont installées.

La composition et le fonctionnement du détecteur CMS ont été détaillées. Ce détecteur est de forme cylindrique et possède une structure en couches concentriques, chacune étant un sous-détecteur ayant un rôle précis. Tout d'abord, le trajectographe permet d'obtenir les trajectoires des particules chargées. Puis, le calorimètre électromagnétique stoppe les électrons et les photons en mesurant leurs énergies. Le calorimètre hadronique fait de même avec les hadrons. La couche suivante, le solénoïde, ne détecte pas les particules mais produit un champ magnétique de 4 T afin de courber les trajectoires des particules chargées. Enfin, la couche externe est constituée d'une culasse d'acier pour le retour du champ magnétique dans laquelle sont insérées des chambres à muons, détectant le passage de ces particules.

Les 40 millions d'événements par seconde du LHC donnent une quantité de données bien trop importante pour toutes les stocker. Un système de déclenchement à deux niveaux est utilisé afin de n'en conserver que 100 par seconde environ. Le premier niveau se base sur les signaux bruts du détecteur tandis que le second procède à une reconstruction simple de l'événement pour l'analyser plus en détails.

Un algorithme de reconstruction permet de déterminer quelles particules sont issues des collisions. Cet algorithme se base sur les signaux du détecteur et leurs corrélations, en particulier spatiales, afin d'estimer la nature et les propriétés des particules présentes lors de l'événement. Des objets physiques de haut niveau sont définis à partir des particules reconstruites. Il s'agit de l'énergie transverse manquante, des jets et des taus hadroniques.

Une simulation d'événements physiques et du détecteur lui-même permettent d'obtenir une estimation des observations attendues pour un modèle théorique donné. Cette simulation est corrigée de divers effets, mesurés par des analyses dédiées. Une de ces corrections porte sur l'énergie des jets et est détaillée dans le chapitre 3 qui présente une analyse dédiée à son obtention.

Chapitre 3

Calibration en énergie des jets

Sommaire

1	Introduction	83
2	Étapes de la calibration	84
2.1	Correction de l'empilement	85
2.2	Correction de la réponse du détecteur en p_T et en η	87
2.3	Corrections résiduelles	87
2.4	Incertitudes sur la correction en énergie des jets	90
2.5	Correction de la résolution en énergie	92
3	Phénoménologie des événements $\gamma + \text{jets}$	92
3.1	Principe des événements $\gamma + \text{jets}$ et réponse équilibrée	92
3.2	Activité additionnelle des jets et réponse MPF	94
4	Correction résiduelle absolue en p_T avec les événements $\gamma + \text{jets}$	95
4.1	Événements utilisés	95
4.2	Analyse	98
4.3	Résultats	103
5	Correction de la résolution en énergie avec les événements $\gamma + \text{jets}$	110
5.1	Définition de la résolution en énergie des jets	110
5.2	Analyse	110
5.3	Résultats	111
6	Conclusion	113

1 Introduction

Lors des collisions de protons, comme expliqué au chapitre 2, ce sont en réalité leurs constituants respectifs qui interagissent, c'est-à-dire les quarks et les gluons, regroupés sous le terme de « partons ». Il y a donc une forte probabilité pour que l'interaction forte intervienne. De plus, les particules les plus lourdes issues de ces collisions, instables, peuvent émettre des quarks en se désintégrant. De nombreux partons sont ainsi émis lors des collisions de protons au LHC. Comme exposé dans le chapitre 1, les partons issus des collisions forment des jets, objets physiques de haut niveau dont la reconstruction est introduite au chapitre 2. Ces jets sont omniprésents dans les analyses réalisées par la collaboration CMS, leur caractérisation est donc un point essentiel. Or, les jets sont des objets physiques composés de nombreuses particules. Leur calibration en énergie est ainsi nécessaire afin d'obtenir une estimation de leur énergie réelle la plus fidèle possible. Les étapes de cette calibration dans l'expérience CMS sont abordées dans la section 2. Lors de ma thèse, j'ai contribué à la détermination de cette calibration. L'étape correspondante est discutée plus en détails. Elle utilise des événements $\gamma + \text{jets}$, où un photon et au moins un jet sont présents. La section 3 en présente la phénoménologie et la section 4 aborde l'obtention de la calibration. La correction de la résolution en énergie des jets à l'aide de ces mêmes événements est présentée dans la section 5.

2 Étapes de la calibration

Les jets sont des objets physiques composites complexes qu'il est nécessaire de calibrer. La précision apportée à la mesure des jets est capitale dans de nombreuses analyses dans lesquelles il s'agit d'une source majeure d'incertitude systématique. Les avancées réalisées récemment sur la calibration des jets ont ainsi permis d'améliorer la précision sur la mesure de la section efficace inclusive de production de jets et de la masse du quark t [156].

À partir des jets reconstruits par les méthodes décrites précédemment, un procédé de correction de l'énergie des jets (JEC, *Jet Energy Correction*) est réalisé. Il permet de corriger l'échelle en énergie des jets (JES, *Jet Energy Scale*) ainsi que la résolution sur cette énergie (JER, *Jet Energy Resolution*). La collaboration CMS utilise une approche factorisée en plusieurs étapes, chacune corrigeant un effet en particulier [156]. La figure 3.1 résume ces étapes, décrites dans les sections qui suivent.

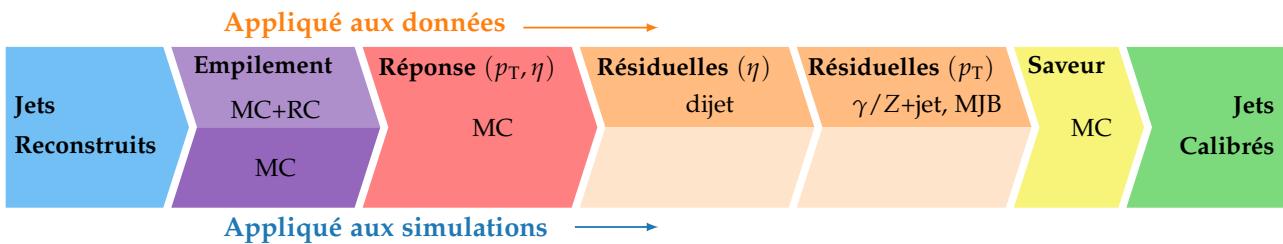


Figure 3.1 – Étapes successives de la JEC pour les données réelles (« données ») et simulées (« simulations ») [156]. Les corrections des étapes marquées « MC » sont obtenues par l'étude de simulations, celles marquées « RC » par une méthode de cône aléatoire (Random Cone) sur les données réelles. Les types d'événements utilisés dans les corrections résiduelles sont également indiqués.

Trois stades ou « niveaux » de correction sur les particules peuvent être définis :

- le niveau « particule », noté p_{T} , ou niveau « vrai », se réfère aux objets et variables après hadronisation mais avant interaction avec le détecteur. Il s'agit donc des grandeurs recherchées, uniquement accessibles dans les événements simulés ;
- le niveau « reconstruit », noté reco , correspond aux objets et variables après interaction avec le détecteur et reconstruction par l'algorithme de PF ;
- le niveau « corrigé » ou calibré, noté corr , correspond aux objets et variables corrigés, c'est-à-dire ceux du niveau reconstruit auxquels ont été appliquées les corrections.

La réponse d'un jet, variable importante dans ce chapitre, est définie comme

$$R = \frac{p_{\text{T}}}{p_{\text{T,ptcl}}} . \quad (3.1)$$

La réponse peut être définie à différents niveaux, et par définition $R_{\text{ptcl}} = 1$. Si la JEC est correcte, alors l'impulsion transverse du jet corrigé doit correspondre sensiblement à l'impulsion transverse au niveau particule, c'est-à-dire $R_{\text{corr}} \simeq 1$. Sur la figure 3.2 sont représentées les réponses de jets d'événements QCD simulés à différentes étapes de la JEC. Après avoir appliqué toutes les corrections (figure 3.2c), la réponse est sensiblement égale à 1, ce qui montre que la JEC est correcte.

Les jets au niveau particule sont reconstruits en appliquant la procédure de recombinaison à toutes les particules de durée de vie τ telle que $c\tau > 1 \text{ cm}$, à l'exception des neutrinos [156]. Les hadrons contenant des quarks lourds, c ou b , ne rentrent pas dans cette catégorie et ce sont donc leurs produits de désintégration qui sont pris en compte pour la recombinaison. Exclure les neutrinos permet de définir la réponse des jets d'une manière qui soit accessible expérimentalement et similaire entre jets légers ou de gluons et jets lourds dans lesquels des neutrinos sont produits lors des désintégrations des quarks lourds.

La JEC est déterminée pour chaque année de prise de donnée et pour différentes subdivisions de ces années. En effet, les conditions expérimentales changent au cours du temps. Ce peut être dû au vieillissement du détecteur, à une modification des caractéristiques des faisceaux de protons ou encore à une modification du détecteur lui-même. Par exemple, entre 2016 et 2017, la partie centrale du trajectographe a été remplacée par un système d'architecture différente [130, 133]. De 2017 à 2018, les

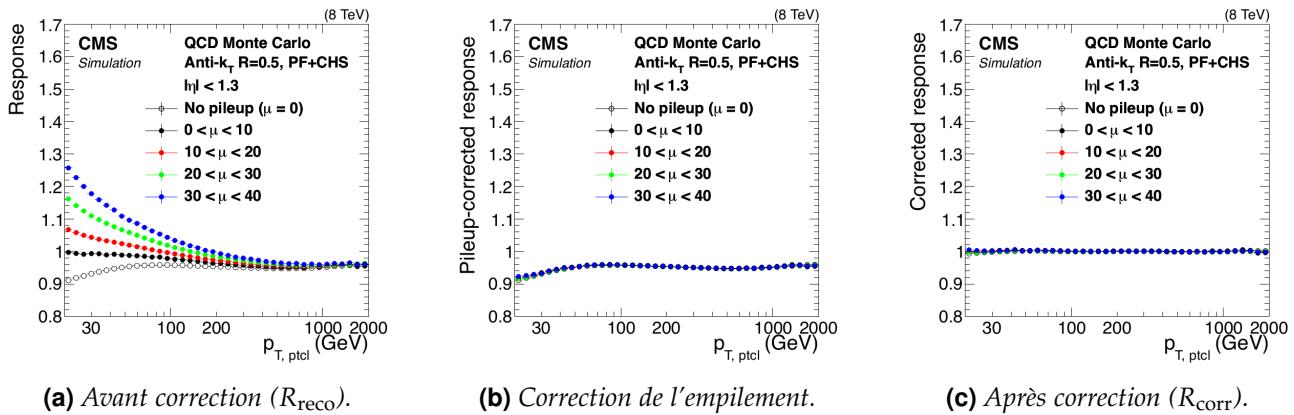


Figure 3.2 – Valeur moyenne de la réponse de jets d'événements QCD simulés en fonction de $p_{\text{T, ptcl}}$ à différentes étapes de la JEC [156] et pour différentes valeurs d'interactions d'empilement μ .

photodiodes des bouchons du HCAL ont été changées pour des photomultiplicateurs à silicium [137, 191]. La réponse en énergie des jets dépend fortement de la nature du détecteur, c'est pourquoi des évolutions importantes peuvent apparaître sur la JEC d'une année à une autre. C'est en particulier le cas pour la réponse du détecteur dont la correction, présentée dans la section 2.2, est réalisée après la correction de l'empilement abordée ci-après.

2.1 Correction de l'empilement

Des contributions additionnelles à l'énergie et à l'impulsion des jets peuvent apparaître du fait de l'empilement, décrit dans le chapitre 2. La correction de l'empilement a pour but de soustraire ces contributions et est appliquée aux données réelles et simulées. Elle permet d'améliorer la résolution en énergie des jets et d'obtenir une JES plus précise.

L'empilement asynchrone est réduit par l'analyse temporelle des signaux des calorimètres, l'empilement synchrone par la méthode de soustraction des hadrons chargés (CHS, *pile-up Charged Hadron Subtraction*) [192], décrite ci-après.

Pour chacun des vertex primaires de l'événement, la somme des carrés des impulsions transverses des traces associées au vertex est calculée. Le vertex primaire principal est choisi comme étant le vertex présentant la plus grande valeur ainsi obtenue. Les autres vertex primaires sont considérés comme des vertex d'empilement. La méthode CHS consiste à retirer de l'événement les hadrons chargés dont les traces associées proviennent de vertex d'empilement. Ces traces permettent en effet de s'assurer que ces hadrons ne sont pas issus du vertex primaire principal. La reconstruction des jets est alors réalisée à partir de l'événement nettoyé, ce qui permet d'améliorer la résolution en p_{T} des jets.

La correction C_{PU} de l'empilement résiduel, principalement dû aux hadrons neutres, aux photons, aux traces non associées à un vertex et à l'empilement asynchrone qui n'a pas pu être corrigé totalement, s'exprime en fonction de

- l'impulsion transverse du jet avant application de cette correction et après CHS, $p_{\text{T, reco}}^{\text{CHS}}$;
- la pseudo-rapidité du jet, η ;
- l'aire du jet dans le plan (η, ϕ) , A ;
- la densité en énergie dans le plan (η, ϕ) de l'événement contenant ce jet, notée ρ ;

sous la forme

$$C_{\text{PU}}(p_{\text{T, reco}}^{\text{CHS}}, \eta, A, \rho) = 1 - \frac{\langle p_{\text{T, ptcl}}^{\text{add}} \rangle}{p_{\text{T, reco}}^{\text{CHS}}} \quad (3.2)$$

où $\langle p_{\text{T, ptcl}}^{\text{add}} \rangle$ est la contribution additionnelle de l'empilement au niveau particule, estimée à l'aide de la méthode de l'aire hybride (*hybrid jet area*) à partir d'événements QCD multijet simulés avec et sans empilement, c'est-à-dire

$$\langle p_{\text{T, ptcl}}^{\text{add}} \rangle(\rho, \eta, p_{\text{T, reco}}^{\text{CHS}}) = \langle p_{\text{T, ptcl}}^{\text{avec PU}} - p_{\text{T, ptcl}}^{\text{sans PU}} \rangle, \quad (3.3)$$

avec $p_{T\text{ptcl}}^{\text{avec PU}}$ et $p_{T\text{ptcl}}^{\text{sans PU}}$ les impulsions du jet au niveau particule avec et sans empilement. La contribution additionnelle de l'empilement au niveau particule est alors paramétrée en fonction de $p_{T\text{reco}}^{\text{CHS}}$, η , A et ρ et la correction de l'empilement résiduel C_{PU} définie par (3.2) peut se réécrire

$$C_{\text{PU}}(p_{T\text{reco}}^{\text{CHS}}, \eta, A, \rho) = 1 - \frac{[\rho_0(\eta) + \rho \beta(\eta)(1 + \gamma(\eta) \log p_{T\text{reco}}^{\text{CHS}})] A}{p_{T\text{reco}}^{\text{CHS}}} \quad (3.4)$$

où $\rho_0(\eta)$, $\beta(\eta)$ et $\gamma(\eta)$ sont les paramètres de cette correction, dépendants de η .

La figure 3.3 montre $\langle p_{T\text{ptcl}}^{\text{add}} \rangle$ en fonction de l'impulsion transverse du jet au niveau particule, avant et après application de la correction de l'empilement. Les résultats de la figure 3.3b sont cohérents avec l'absence d'énergie supplémentaire due à l'empilement à $\pm 0,2 \text{ GeV}$ jusqu'à $p_{T\text{ptcl}} = 500 \text{ GeV}$ et à $\pm 0,6 \text{ GeV}$ au-delà.

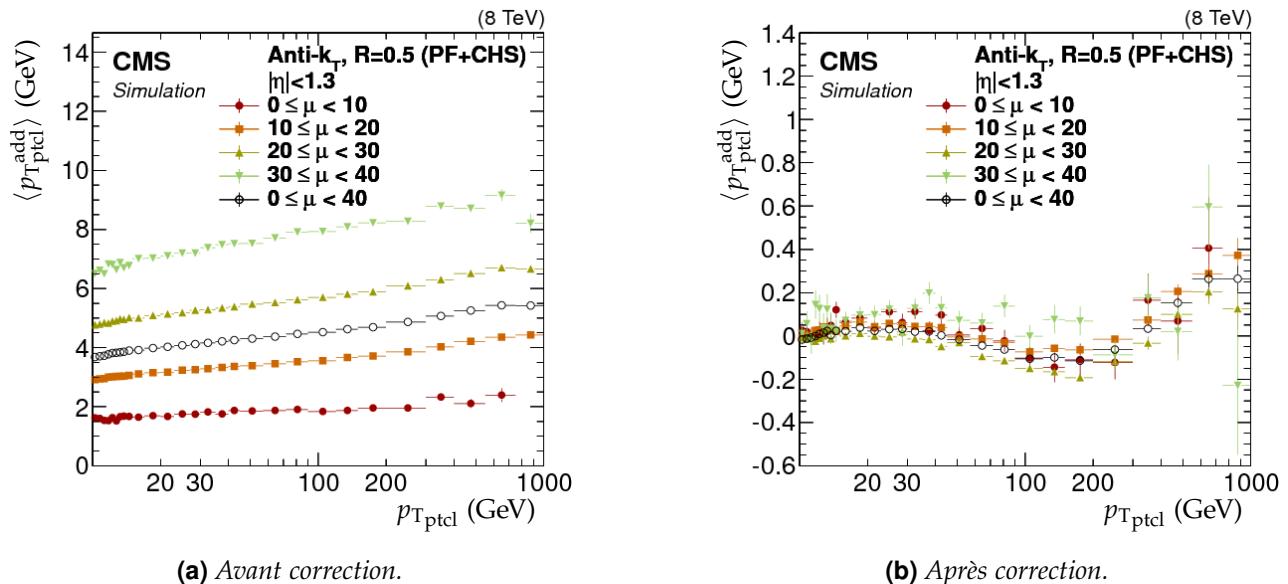


Figure 3.3 – Contribution additionnelle de l'empilement au niveau particule telle que définie dans l'équation (3.3) pour $|\eta| < 1,3$ en fonction de l'impulsion du jet au niveau particule pour différentes valeurs du nombre d'interaction d'empilement (μ) [156].

La correction ainsi décrite doit être légèrement adaptée pour pouvoir l'appliquer aux données réelles à cause des biais de simulation du détecteur. Pour cela, un ajustement en fonction de η est déterminé à l'aide de la méthode de cône aléatoire (RC, Random Cone). La méthode RC consiste à placer aléatoirement des cônes couvrant l'ensemble de l'acceptation du détecteur dans le plan (η, ϕ) . La reconstruction des jets se fait alors cône par cône, par regroupement des particules contenues dans chacun d'entre eux. L'impulsion transverse moyenne de ces jets, dans chaque événement, est une mesure de la densité d'énergie moyenne se retrouvant dans les jets [156]. L'étude est réalisée sur des événements dits de « zéro biais ». Il s'agit d'événements sélectionnés par un déclenchement aléatoire pendant que les faisceaux de protons se croisent. Le déclenchement n'étant pas dû à un dépôt d'énergie en particulier, ces événements ne comportent pas, en général, de contribution provenant d'une interaction dure, c'est-à-dire d'une collision effective entre les protons. Dans ce cas, l'impulsion transverse moyenne des jets reconstruits par la méthode RC permet d'estimer la moyenne de la contribution additionnelle de l'empilement, c'est-à-dire

$$\langle p_{T\text{add}} \rangle^{\text{RC}} = \langle p_{T\text{cône}} \rangle. \quad (3.5)$$

Il est alors possible de définir un facteur d'échelle à appliquer aux paramètres ρ_0 et β de l'équation (3.4) lorsque cette correction est appliquée aux données réelles. Ce facteur d'échelle s'exprime

$$\frac{\langle p_{T\text{add}} \rangle_{\text{données}}^{\text{RC}}(\eta, \rho_{\text{données}})}{\langle p_{T\text{add}} \rangle_{\text{simulation}}^{\text{RC}}(\eta, \rho_{\text{simulation}})}. \quad (3.6)$$

La contribution additionnelle de l'empilement est ainsi corrigée dans les simulations et les données réelles.

2.2 Correction de la réponse du détecteur en p_T et en η

La réponse du détecteur CMS à un jet n'est pas uniforme selon la valeur de p_T et η du jet. La réponse au niveau reconstruit des jets simulés R_{reco} , déterminée grâce à une simulation du détecteur CMS basée sur GEANT4 [184–186], combinée à PYTHIA 6.4 [178] avec les réglages Z2* [193], est représentée sur la figure 3.4 pour les trois années du Run II du LHC. Il apparaît, par exemple, qu'un jet de $p_T = 30 \text{ GeV}$ nécessite une correction allant de 10 % dans la région centrale $|\eta| < 0,7$ à plus de 30 % lorsque $|\eta| \simeq 3$ en 2017 et 2018.

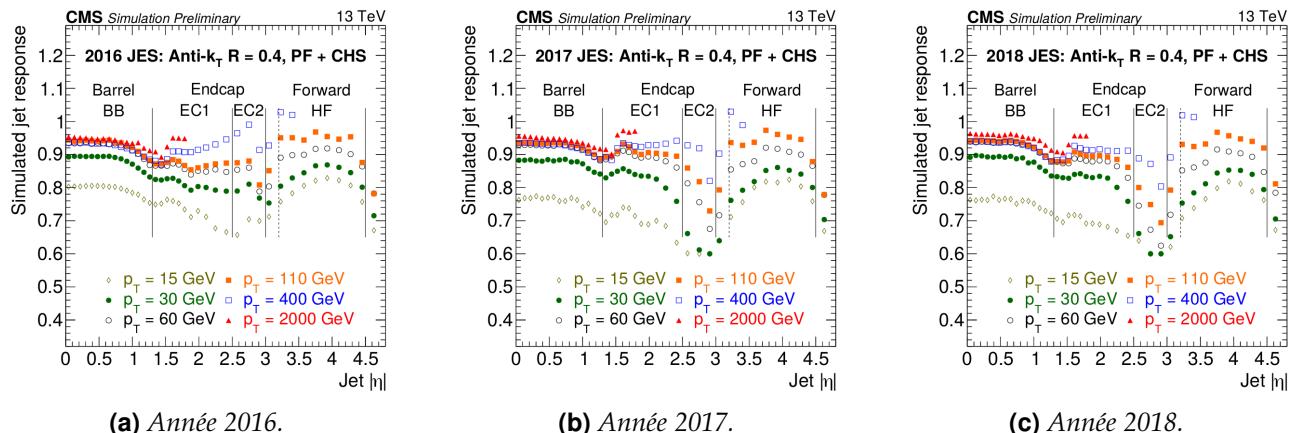


Figure 3.4 – Réponse des jets reconstruits en fonction de p_T et η lors du Run II [164]. La chute de la réponse des jets dans la région $|\eta| \simeq 3$ est due à la transition entre l'bouchon et la partie vers l'avant du détecteur. Pour $|\eta| > 4,5$, les limites d'acceptation du détecteur expliquent la chute de la réponse des jets. La dégradation au cours du temps du détecteur dans la région « EC2 » s'observe par la baisse de la réponse des jets dans cette région de 2016 à 2017.

Afin de corriger la réponse du détecteur en p_T et en η , la correction $\mathcal{C}_{\text{R}\bar{\text{e}}\text{p}}$ à appliquer s'exprime

$$\mathcal{C}_{\text{R}\bar{\text{e}}\text{p}}(p_{T_{\text{reco}}'}, \eta) = \frac{\langle p_{T_{\text{ptcl}}} \rangle}{\langle p_{T_{\text{reco}}'} \rangle} = \frac{1}{\langle R'_{\text{reco}} \rangle} \quad (3.7)$$

où $p_{T_{\text{reco}}'}$ est l'impulsion transverse du jet après correction de l'empilement. Les moyennes sont réalisées sur les jets appartenant à la même cellule d'une grille en $(p_{T_{\text{ptcl}}}, \eta)$ prédéfinie [156].

2.3 Corrections résiduelles

Les corrections décrites dans les sections précédentes permettent d'obtenir une bonne calibration en énergie des jets. Toutefois, des différences dans leurs réponses, de l'ordre du pourcent, subsistent entre données réelles et simulées. Des corrections résiduelles à appliquer aux données réelles sont ainsi déterminées afin de réduire ces écarts, définies telles que

$$\mathcal{C}_{\text{Res}} = \frac{R_{\text{simulations}}}{R_{\text{données}}} . \quad (3.8)$$

Le principe est d'estimer la réponse du jet en s'appuyant sur un objet de référence pouvant être un boson Z (événements Z + jets), un photon (événements γ + jets) ou un autre jet (événements dijet et multijet). Deux méthodes existent et sont utilisées de manière complémentaire.

La méthode équilibrée estime que l'objet de référence et le jet sont équilibrés (*balanced*) au niveau particule, c'est-à-dire d'impulsion transverse totale nulle, soit

$$\vec{p}_{T_{\text{ptcl}}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{T_{\text{ptcl}}}^{\text{jet}} = \vec{0} . \quad (3.9)$$

L'objet de référence étant fidèlement reconstruit,

$$\vec{p}_{T_{\text{reco}}}^{\text{réf}} \simeq \vec{p}_{T_{\text{ptcl}}}^{\text{réf}} = \vec{p}_T^{\text{réf}} . \quad (3.10)$$

Ainsi, l'équation (3.9) peut se réécrire à l'aide de (3.10) sous la forme

$$\vec{p}_T^{\text{réf}} + \vec{p}_{T\text{ptcl}}^{\text{jet}} = \vec{0}. \quad (3.11)$$

La réponse d'un jet définie par (3.1) permet alors de faire apparaître la réponse équilibrée du jet, notée R_{bal} (*balanced*),

$$\vec{p}_T^{\text{réf}} + \frac{1}{R_{bal}} \vec{p}_{T\text{reco}}^{\text{jet}} = \vec{0} \Rightarrow R_{bal}(p_T, \eta) = \frac{\vec{p}_{T\text{reco}}^{\text{jet}}}{\vec{p}_T^{\text{réf}}}. \quad (3.12)$$

La méthode « MPF » (*MET Projection Fraction*) prend en compte l'ensemble de l'activité hadronique de l'événement et considère l'impulsion de recul vis-à-vis de l'objet de référence, c'est-à-dire

$$\vec{p}_{T\text{ptcl}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{T\text{ptcl}}^{\text{recul}} = \vec{0}. \quad (3.13)$$

Au niveau reconstruit, l'énergie transverse manquante (MET), introduite dans le chapitre 2, doit être prise en compte dans le recul. Afin de garder une description cohérente de l'événement, les corrections précédentes apportées aux jets sont d'abord propagées à \vec{E}_T^{miss} . L'équation précédente, valable au niveau particule, s'écrit alors

$$\vec{p}_{T\text{reco}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{T\text{reco}}^{\text{recul}} = -\vec{E}_T^{\text{miss}} \quad (3.14)$$

La réponse d'un jet définie par (3.1) permet alors de faire apparaître la réponse MPF du jet, notée R_{MPF} ,

$$\vec{p}_{T\text{reco}}^{\text{réf}} + R_{MPF} \vec{p}_{T\text{ptcl}}^{\text{recul}} = -\vec{E}_T^{\text{miss}}. \quad (3.15)$$

En appliquant (3.10) et (3.13) à l'équation précédente, il est possible d'écrire

$$\vec{p}_T^{\text{réf}} - R_{MPF} \vec{p}_T^{\text{réf}} = -\vec{E}_T^{\text{miss}}. \quad (3.16)$$

Par produit scalaire avec $\vec{p}_T^{\text{réf}}$, il vient

$$|\vec{p}_T^{\text{réf}}|^2 (1 - R_{MPF}) = -\vec{p}_T^{\text{réf}} \cdot \vec{E}_T^{\text{miss}}, \quad (3.17)$$

ce qui permet de définir R_{MPF} comme

$$R_{MPF}(p_T, \eta) = 1 + \frac{\vec{p}_T^{\text{réf}} \cdot \vec{E}_T^{\text{miss}}}{|\vec{p}_T^{\text{réf}}|^2}. \quad (3.18)$$

Ces deux réponses, équilibrée et MPF, sont exploitées afin de déterminer les corrections résiduelles décrites ci-après.

2.3.1 Correction résiduelle relative en η

La première correction résiduelle s'exprime en fonction de η . Elle est obtenue à partir de la comparaison données-simulations sur une sélection d'événements dijet. Son but est de rendre indépendant de η le rapport données réelles sur simulées de la réponse des jets. Cette correction s'appuie sur la bonne reconstruction des jets dans le tonneau du détecteur. Lorsqu'un événement présente un premier jet avec $|\eta| < 1,3$, c'est-à-dire dans la région de référence du tonneau, et un second avec $|\eta| > 1,3$ et de p_T similaire, le premier sert d'objet de référence afin de calibrer le second. Pour cette raison, cette correction est qualifiée de « relative ». La correction à appliquer aux données réelles ainsi obtenue est illustrée sur la figure 3.5 dans le cas des jets d'impulsion transverse égale à 120 GeV.

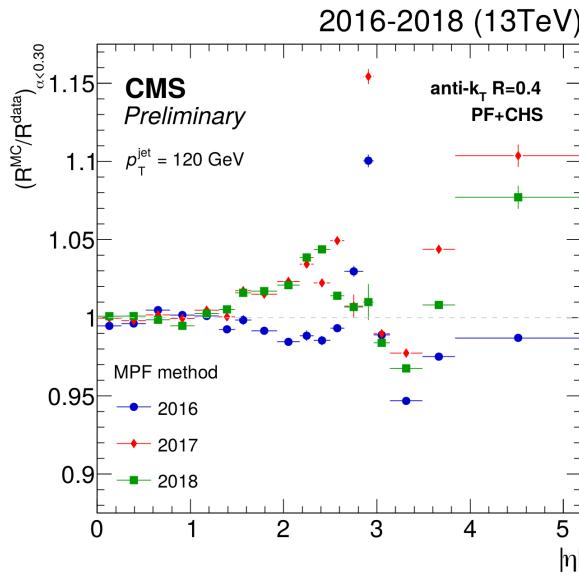


Figure 3.5 – Correction résiduelle relative en η lors du Run II [164].

2.3.2 Correction résiduelle absolue en p_T

Cette correction, fonction de p_T , a pour but de rendre indépendant de p_T le rapport données réelles sur simulées de la réponse des jets. Elle combine, à l'aide d'un ajustement global, les comparaisons données-simulations de plusieurs types d'événements afin de couvrir un large spectre de valeurs de p_T . Chaque type d'événement est en effet dominant, de par sa statistique, dans une gamme de p_T donnée :

- événements $Z + \text{jets}$: il s'agit d'événements $Z(\rightarrow \mu^+ \mu^-) + \text{jets}$ et $Z(\rightarrow e^+ e^-) + \text{jets}$, sélectionnés par la présence d'une paire de muons ou d'électrons compatibles avec la désintégration d'un Z , ils couvrent la région $p_T < 400 \text{ GeV}$;
- événements $\gamma + \text{jets}$: sélectionnés dans les données à l'aide d'un déclenchement basé sur la présence d'un photon, ils permettent de traiter la région $100 \text{ GeV} < p_T < 1000 \text{ GeV}$;
- événements multijet : ces événements contiennent au moins deux jets dans l'état final et couvrent la région $p_T > 200 \text{ GeV}$.

En 2017 et 2018, les événements multijet n'ont pas pu être exploités. La correction résiduelle absolue en p_T dans la région $p_T > 800 \text{ GeV}$ est alors contrainte par l'analyse des événements $\gamma + \text{jets}$.

Cette correction corrige l'échelle en énergie absolue des jets, d'où son qualificatif, à partir d'un objet de référence pouvant être un boson Z ($Z + \text{jets}$), un photon ($\gamma + \text{jets}$) ou un autre jet (multijet). La correction à appliquer aux données réelles ainsi obtenue est illustrée sur la figure 3.6 dans le cas des jets de pseudo-rapidité $|\eta| < 1,3$.

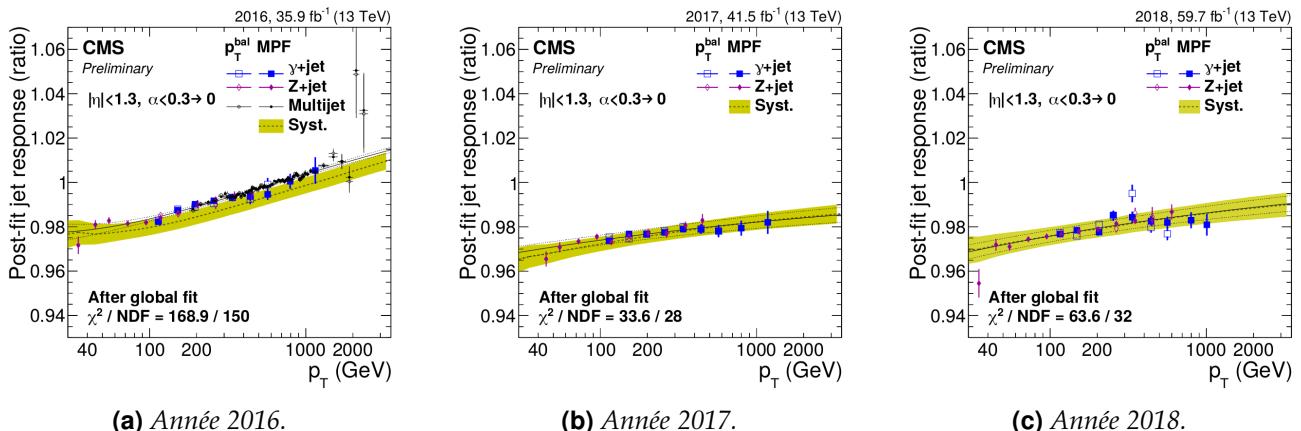


Figure 3.6 – Correction résiduelle absolue en p_T pour $|\eta| < 1,3$ lors du Run II obtenue par ajustement global sur les événements $\gamma + \text{jets}$, $Z + \text{jets}$ et multijet [164].

Durant ma thèse, j'ai été responsable de la mesure de cette correction avec les événements $\gamma + \text{jets}$ pour les années 2018, utilisés dans la figure 3.6c afin de réaliser un ajustement global avec les autres analyses, et 2017-UL. Cette responsabilité s'inscrit dans la continuité de ce savoir-faire au sein du groupe CMS de l'IP2I, la détermination de cette correction en 2016 et 2017 y ayant déjà été réalisée [194]. La phénoménologie de ces événements ainsi que leur analyse sont détaillées dans les sections 3 et 4.

2.3.3 Correction résiduelle de saveur

Les propriétés des jets dépendent de leur saveur, c'est-à-dire du parton initial, comme exposé au chapitre 1. Il existe ainsi une différence de réponse selon la saveur du jet, majoritairement due à la fragmentation en énergie et la composition du jet qui en dépendent [156]. Par exemple, les particules de bas p_T se retrouvent hors de l'acceptation du détecteur. Or, des jets initiés par des gluons présentent de nombreuses particules de bas p_T par rapport à ceux issus de quarks légers. Dans une moindre mesure, les jets lourds possèdent également plus de particules de bas p_T que les jets de quarks légers suite à la désintégration du hadron lourd. La proportion de particules neutres dans le jet est également un des paramètres affectant le plus sa réponse.

La correction résiduelle de saveur C_{Sav} à appliquer aux données réelles et simulées est obtenue à l'aide de PYTHIA 6.4 [178] avec les réglages Z2* [193] sur des événements dijet, $Z + \text{jets}$ et $\gamma + \text{jets}$ simulés et est représentée sur la figure 3.7. Elle est de moins de 2 % au-delà de 100 GeV mais peut atteindre 4 % à bas p_T . Dans les analyses de physique des particules, cette correction ne peut être appliquée qu'à condition de connaître la saveur du jet. Elle n'est donc utilisée en pratique que sur les jets issus de quarks b .

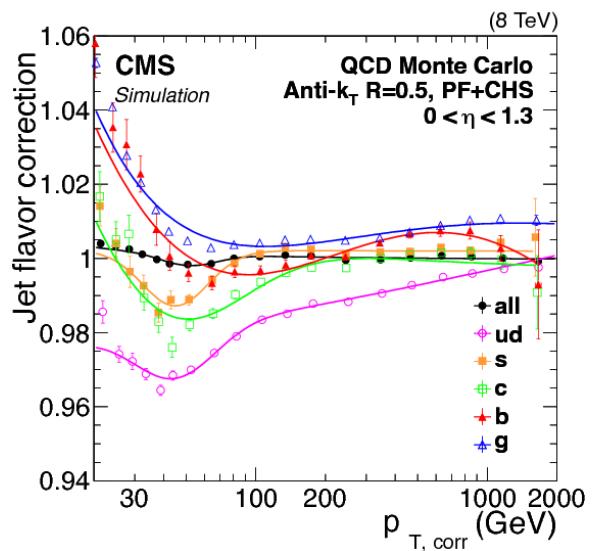


Figure 3.7 – Correction résiduelle de saveur en fonction de l'impulsion du jet à laquelle ont été appliquées les corrections décrites dans les sections précédentes, $p_{T,\text{corr}}$, pour des jets de pseudo-rapidité $|\eta| < 1,3$ [156].

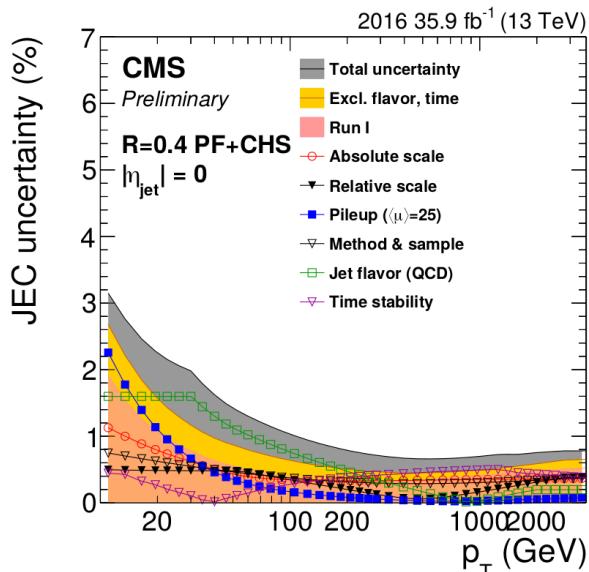
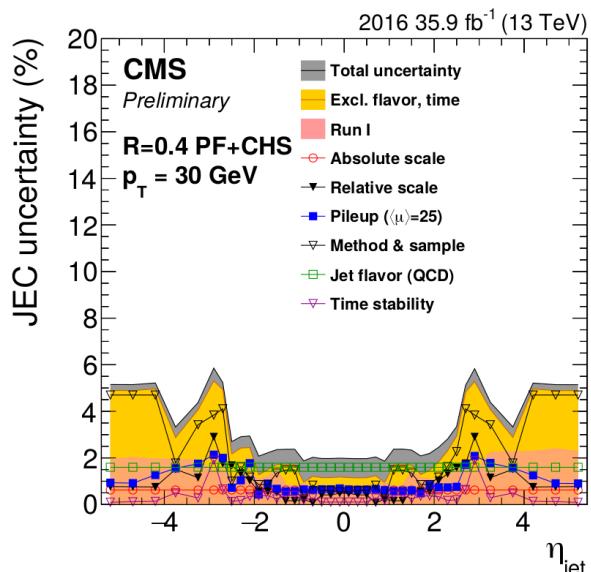
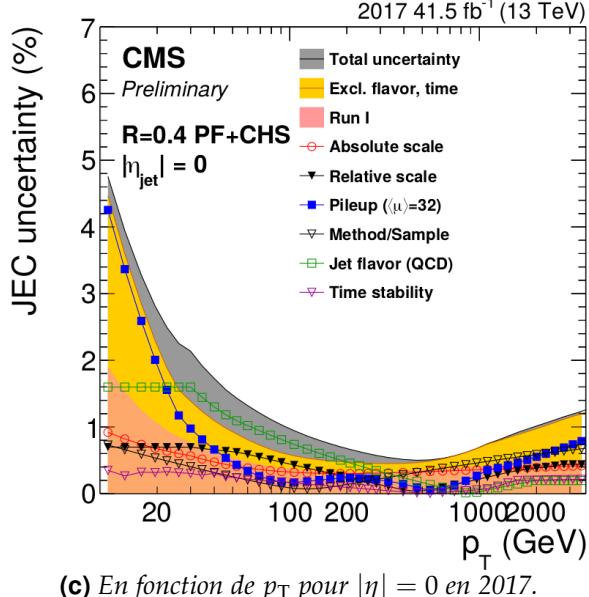
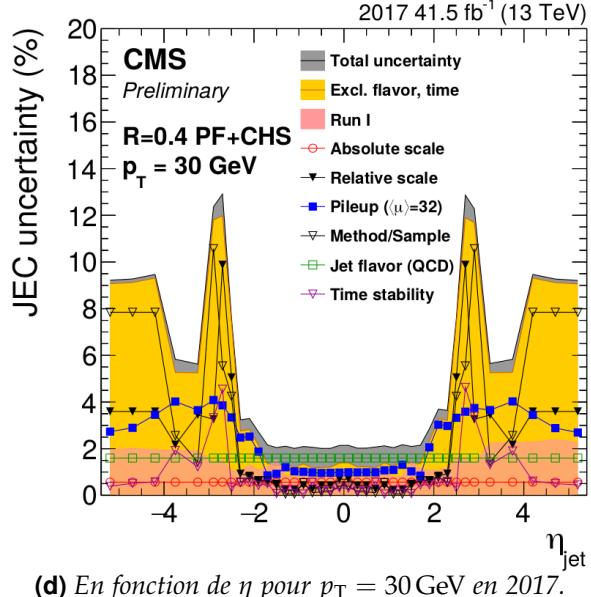
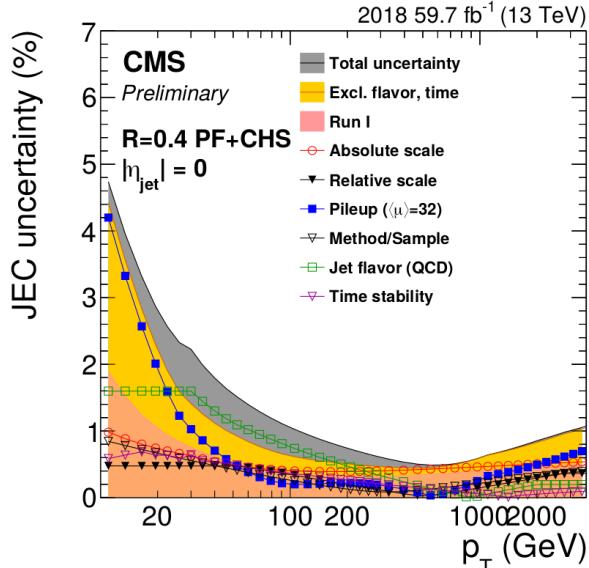
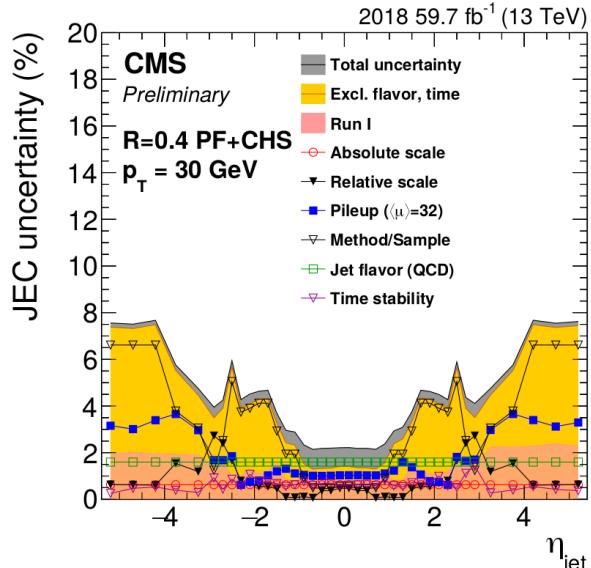
2.4 Incertitudes sur la correction en énergie des jets

Des incertitudes liées aux effets systématiques et, dans une moindre mesure, statistiques sont présentes dans chacune des étapes de la JEC. Elles sont parmi les plus importantes dans de nombreuses analyses de la collaboration CMS, leur caractérisation est donc un enjeu important. Elles sont réparties en six groupes dans le cadre de la JEC [164] :

Échelle absolue ou *Absolute scale* sur les légendes des figures 3.8a à 3.8f. Elle rend compte de l'incertitude sur l'échelle en énergie des objets de référence utilisés pour obtenir la correction résiduelle absolue en p_T décrite dans la section 2.3.2 ainsi que des effets de l'ISR (*Initial State Radiation*) et du FSR (*Final State Radiation*) abordés dans la section 3.

Échelle relative ou *Relative scale* sur les légendes des figures 3.8a à 3.8f. Cette incertitude est principalement due à la JER qui s'applique à l'objet de référence dans la correction résiduelle relative en η décrite dans la section 2.3.1 ainsi qu'aux effets de l'ISR et du FSR.

Empilement ou *Pileup* sur les légendes des figures 3.8a à 3.8f. Il s'agit de rendre compte de l'incertitude sur la détermination de la contribution additionnelle de l'empilement au niveau particule. Une incertitude de 5 % sur le rapport données réelles sur simulées de cette contribution, obtenue à l'aide de la méthode de cône aléatoire, est considérée. La différence résiduelle entre la contribution obtenue par cône aléatoire et la contribution réelle extraite des simulations est également prise en compte.

(a) En fonction de p_T pour $|\eta| = 0$ en 2016.(b) En fonction de η pour $p_T = 30 \text{ GeV}$ en 2016.(c) En fonction de p_T pour $|\eta| = 0$ en 2017.(d) En fonction de η pour $p_T = 30 \text{ GeV}$ en 2017.(e) En fonction de p_T pour $|\eta| = 0$ en 2018.(f) En fonction de η pour $p_T = 30 \text{ GeV}$ en 2018.**Figure 3.8 – Incertitudes relatives sur la JEC lors du Run II [164].**

Méthode et jeux de données ou *Method & sample* sur les légendes des figures 3.8a à 3.8f. Cette incertitude correspond aux écarts observés entre les méthodes utilisant les réponses R_{bal} et R_{MPF} d'une part et entre les analyses utilisant les événements $Z + \text{jets}$, $\gamma + \text{jets}$ et dijet d'autre part.

Saveur ou *Jet flavor* sur les légendes des figures 3.8a à 3.8f. L'incertitude sur la dépendance en saveur de la réponse des jets dans les simulations est estimée à partir de la différence entre deux générateurs, PYTHIA [178] et HERWIG [182].

Stabilité temporelle ou *Time stability* sur les légendes des figures 3.8a à 3.8f. La JEC est déterminée pour chaque période de prise de donnée chaque année. Les écarts observés entre ces périodes sont inclus dans cette source d'incertitude.

La figure 3.8 résume les valeurs de ces incertitudes pour les trois années du Run II. L'incertitude globale sur la JEC est généralement inférieure à 2 %, excepté pour les cas $p_T \leq 30 \text{ GeV}$ ou $|\eta| \geq 2$ où elle peut être de l'ordre de 10 %. Pour $|\eta| \in [2,5; 3,0]$, cette incertitude est bien plus importante en 2017 que pour les autres années. Il s'agit de la région de transition entre les bouchons du HCAL (HE) et le HCAL vers l'avant (HF), c'est-à-dire deux parties distinctes du détecteur. Or, la qualité de la modélisation de cette région du détecteur est moindre pour l'année 2017, c'est pourquoi l'incertitude y est plus importante.

2.5 Correction de la résolution en énergie

La résolution en énergie des jets, notée JER, est de l'ordre de 20 % pour des jets à $p_T = 30 \text{ GeV}$ et de 10 % à $p_T = 100 \text{ GeV}$ [156]. Cette résolution est donc bien moins bonne que celles d'autres objets physiques tels que les électrons (2 à 5 %), les muons (1 à 6 %) et les photons (environ 1 %). La JER joue ainsi un rôle important dans les analyses cherchant des résonances étroites, par exemple. Il est donc nécessaire de maîtriser cette grandeur.

La JER est définie comme la largeur de la gaussienne obtenue par un ajustement sur la distribution de R_{corr} des jets, c'est-à-dire $p_{T,\text{corr}}/p_{T,\text{ptcl}}$. Sa mesure est réalisée à l'aide d'événements $\gamma + \text{jets}$ et $Z + \text{jets}$ et les résultats obtenus lors du Run I sont présentés sur la figure 3.9a. Elle dépend de $p_{T,\text{ptcl}}$, η et μ .

La JER observée dans les simulations diffère de celle observée dans les données réelles, elle est légèrement meilleure. Afin de pouvoir réaliser des analyses comparant données réelles et simulées, il est nécessaire d'avoir une JER comparable dans ces deux catégories d'événements. La JER des simulations est ainsi détériorée par un facteur d'échelle (JER SF), déterminé à partir d'événements $\gamma + \text{jets}$ et dijet et défini en fonction de η . Les résultats obtenus lors du Run II sont présentés sur la figure 3.9b. Le principe est le même que pour les corrections résiduelles décrites dans les sections 2.3.1 et 2.3.2. Au lieu de s'intéresser à la moyenne de la distribution, c'est sa largeur qui est étudiée.

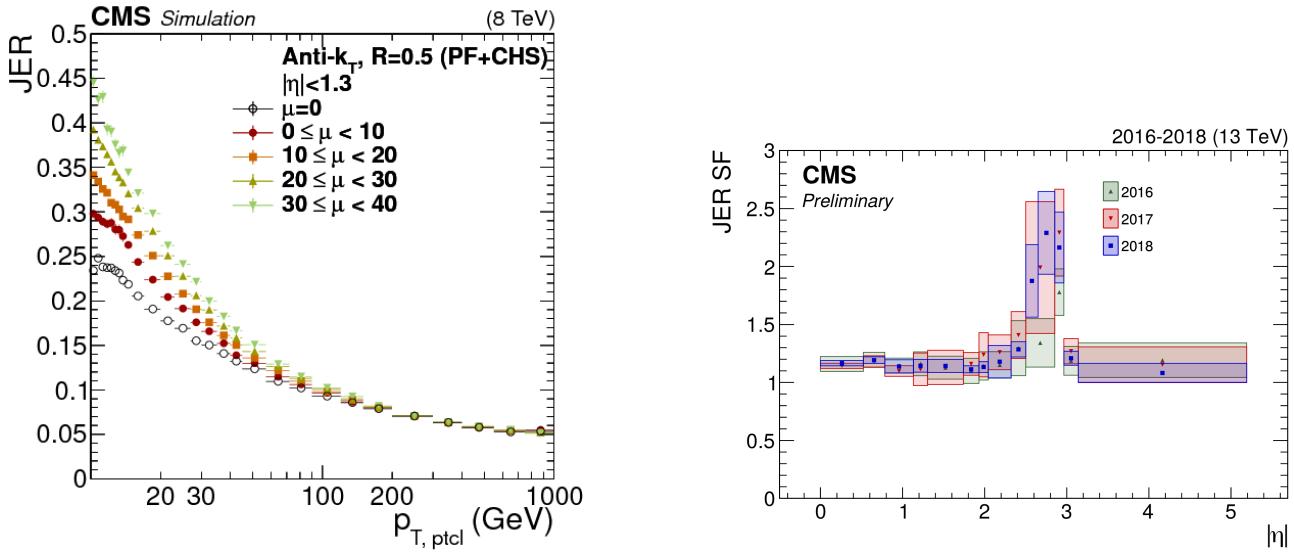
3 Phénoménologie des événements $\gamma + \text{jets}$

Les événements $\gamma + \text{jets}$ peuvent être utilisés afin d'obtenir la correction résiduelle absolue en p_T des jets, introduite dans la section 2.3.2, ainsi que la résolution en énergie des jets. Les analyses correspondantes sont abordées dans les sections 4 et 5.

3.1 Principe des événements $\gamma + \text{jets}$ et réponse équilibrée

L'état final d'un événement $\gamma + \text{jets}$ comporte d'une part un jet à calibrer et d'autre part un photon utilisé comme objet de référence. Sur la figure 3.10, la résolution sur les photons est inférieure à 4 % et de l'ordre du pourcent dans le tonneau. Dans le cas des jets, sur la figure 3.9a, la résolution minimale est de 5 %. L'utilisation de photons comme objet de référence est donc justifiée.

Des diagrammes de Feynman correspondant à des événements $\gamma + \text{jets}$ sont présentés sur la figure 3.11. Ces événements ne comportent pas de neutrino issu de l'interaction dure, il n'y a donc pas d'énergie transverse manquante due à la physique de ces événements. L'impulsion transverse étant nulle dans l'état initial, par conservation, elle est nulle dans l'état final. Le photon et le jet sont



(a) *JER en fonction de p_T dans le tonneau de CMS ($|\eta| < 1,3$) pour différentes valeurs d'interactions d'empilement μ lors du Run I [156].*

(b) *Facteurs d'échelle de la résolution en énergie des jets en fonction de η lors du Run II [164].*

Figure 3.9 – Résolution en énergie des jets dans les simulations et facteurs d'échelle à leur appliquer.

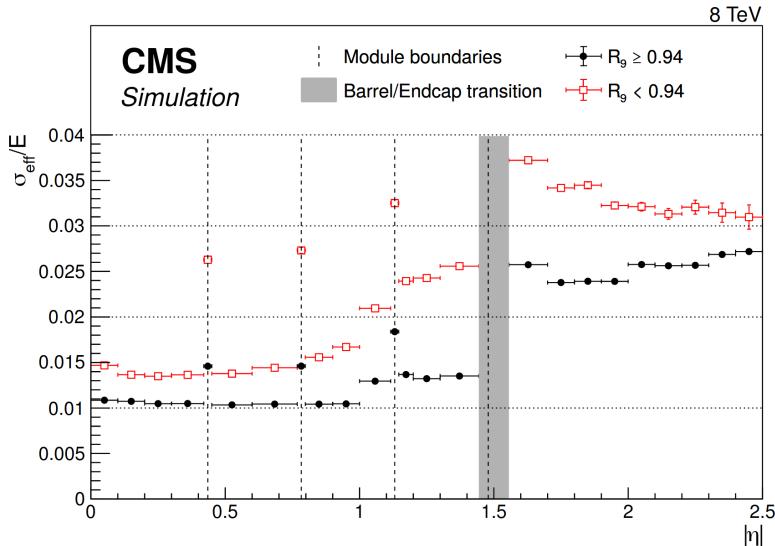


Figure 3.10 – Résolution relative en énergie des photons en fonction de η pour des événements simulés $h \rightarrow \gamma\gamma$ [195]. La variable R_9 est définie au chapitre 2.

donc équilibrés, c'est-à-dire

$$\vec{p}_{T,\text{ptcl}}^\gamma + \vec{p}_{T,\text{ptcl}}^{\text{jet}} = \vec{0} \Rightarrow p_{T,\text{ptcl}}^\gamma = p_{T,\text{ptcl}}^{\text{jet}}. \quad (3.19)$$

L'impulsion transverse du jet doit donc être égale à celle du photon, objet de référence. La bonne résolution en énergie sur les photons permet de considérer que leur impulsion transverse au niveau reconstruit est égale à leur impulsion transverse au niveau particule. Ainsi, la méthode équilibrée introduite dans la section 2.3 permet de définir

$$R_{bal} = \frac{p_{T,\text{reco}}^{\text{jet}}}{p_{T,\gamma}}, \quad (3.20)$$

qui doit valoir 1 après correction. Cette méthode est performante pour les événements à un photon et un jet dont la topologie est représentée sur la figure 3.12a.

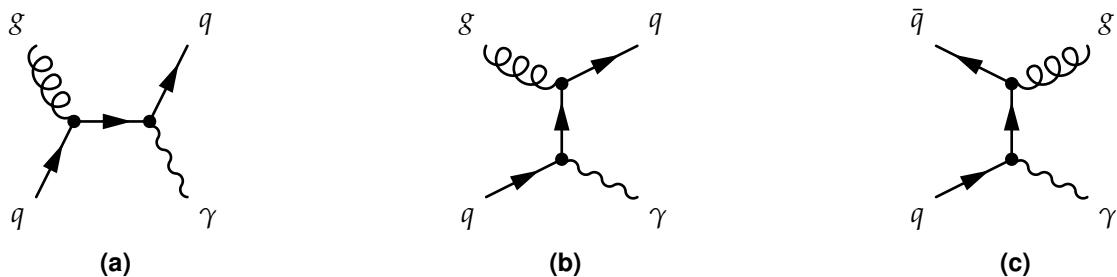
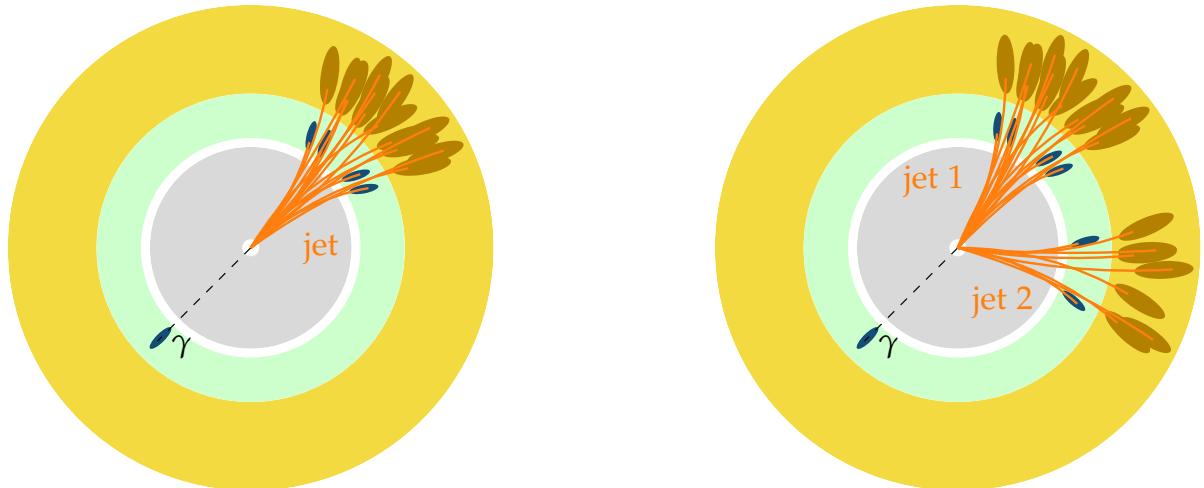


Figure 3.11 – Exemples de diagrammes de Feynman de processus physiques donnant un photon et un jet dans l'état final.



(a) Topologie typique des événements correspondant aux diagrammes de la figure 3.11.

(b) Topologie typique des événements correspondant au diagramme de la figure 3.13d.

Figure 3.12 – Topologies typiques des événements $\gamma + \text{jets}$. Réalisé à l'aide de CMSTransverseTikZ [51].

3.2 Activité additionnelle des jets et réponse MPF

Une activité additionnelle des jets peut survenir et altérer la topologie des événements $\gamma + \text{jets}$. Un photon peut être émis dans l'état initial (ISR, *Initial State Radiation*) ou dans l'état final (FSR, *Final State Radiation*), ce qui correspond aux diagrammes de Feynman des figures 3.13a et 3.13b. Un système composé d'un des photons et du jet n'est donc pas équilibré dans ce cas. Il est possible de supprimer ce biais en imposant la présence d'un seul photon dans l'événement. La section efficace de production d'événements $\gamma + \text{jets}$ à 13 TeV est importante [196], il est donc possible de sélectionner de manière stricte les événements afin d'obtenir une bonne pureté tout en conservant une statistique suffisante.

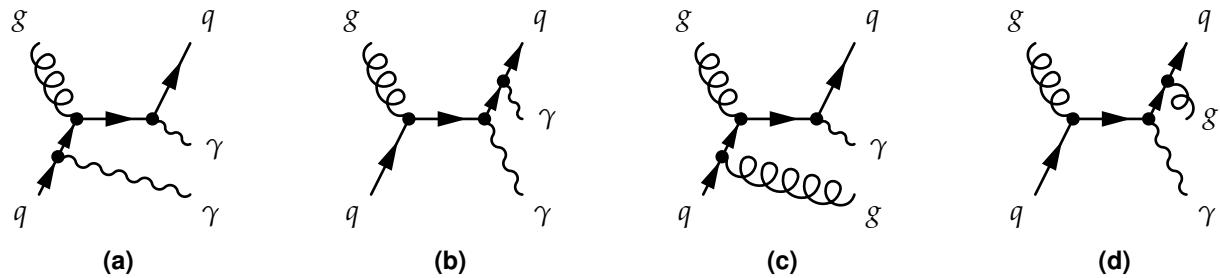


Figure 3.13 – Exemples de diagrammes de Feynman de processus correspondant à des événements avec deux photons (3.13a, 3.13b) ou deux jets (3.13c, 3.13d) dans l'état final, dus à l'ISR (3.13a, 3.13c) ou au FSR (3.13b, 3.13d).

L'ISR et le FSR peuvent aussi produire un gluon, ce qui correspond aux diagrammes de Feynman des figures 3.13c et 3.13d. Plusieurs jets sont alors présents dans l'état final et sont ordonnés par impulsion transverse décroissante. La topologie d'un tel événement est illustrée sur la figure 3.12b. Il est possible de réduire le nombre d'événements avec ISR ou FSR en imposant une condition sur

les directions du photon et du premier jet qui doivent être opposées. Toutefois, la plupart des événements présentent plusieurs jets dans la direction opposée au photon. La réponse équilibrée est alors considérée entre le photon et le premier jet, c'est-à-dire le jet d'impulsion transverse la plus grande. Ainsi,

$$R_{bal} = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 1}}{p_{T\gamma}}. \quad (3.21)$$

En complément de la réponse équilibrée, la réponse MPF, définie comme

$$R_{MPF} = 1 + \frac{\vec{p}_T^\gamma \cdot \vec{E}_T^{\text{miss}}}{|\vec{p}_T^\gamma|^2}, \quad (3.22)$$

est également analysée. Les impulsions de toutes les particules présentes étant considérées, R_{MPF} est moins sensible à l'activité additionnelle que R_{bal} . L'utilisation conjointe de R_{MPF} avec R_{bal} permet d'obtenir des résultats complémentaires. Des écarts significatifs observés entre les deux méthodes indiqueraient ainsi des effets incompris, nécessitant de plus amples investigations.

4 Correction résiduelle absolue en p_T avec les événements $\gamma + \text{jets}$

Durant ma thèse, j'étais responsable de la mesure de cette correction avec les événements $\gamma + \text{jets}$ pour les années 2018 et 2017-UL pour la collaboration CMS. Cette section présente la sélection des événements $\gamma + \text{jets}$, leur analyse et les derniers résultats obtenus pour l'année 2018.

4.1 Événements utilisés

4.1.1 Ensembles d'événements analysés

Données réelles Les jeux de données réelles utilisés pour 2018 et 2017-UL sont basés sur la présence d'un photon dans l'état final. Pour chacune de ces années, plusieurs périodes (*runs*) sont considérées, celles des collisions pp , dont la liste et les luminosités correspondantes sont présentées dans le tableau 3.1. La liste détaillée de ces jeux de données se trouve dans l'annexe D.

Run	Luminosité (fb^{-1})	
	2018	2017-UL
A	13,98	-
B	7,06	4,823
C	6,90	9,664
D	31,75	4,252
E	-	9,278
F	-	13,54
Total	59,69	41,56

Tableau 3.1 – Liste des périodes de prise de données considérées et luminosités correspondantes.

Données simulées Les simulations utilisées contiennent des événements $\gamma + \text{jets}$ de type $qg \rightarrow q\gamma$, comme ceux des figures 3.11a et 3.11b, et $qq \rightarrow g\gamma$, comme celui de la figure 3.11c. Pour l'année 2018, les événements sont générés en un seul jeu de données à l'aide de PYTHIA 8 [179] avec les réglages CP5-Flat [197] et une énergie dans le centre de masse de 13 TeV. Dans l'état final, un photon d'impulsion transverse comprise entre 15 et 6000 GeV est généré. Pour l'année 2017-UL, les événements sont générés conjointement à l'aide de PYTHIA 8 [179] avec les réglages CP5 [197] et MADGRAPH 5 [161] et une énergie dans le centre de masse de 13 TeV. Dans l'état final, la somme scalaire des impulsions transverses des jets, notée HT, appartient à un intervalle, définissant ainsi cinq jeux de données. Les sections efficaces des événements simulés ainsi obtenus sont présentées dans le tableau 3.2. La liste détaillée de ces jeux de données simulées se trouve dans l'annexe D.

Année	Caractéristique	Section efficace (pb)
2018	$p_T \gamma \in [15, 6000] \text{ GeV}$	283 000,0
2017-UL	$\text{HT} \in [40, 100] \text{ GeV}$	18 700,0
2017-UL	$\text{HT} \in [100, 200] \text{ GeV}$	8640,0
2017-UL	$\text{HT} \in [200, 400] \text{ GeV}$	2185,0
2017-UL	$\text{HT} \in [400, 600] \text{ GeV}$	259,9
2017-UL	$\text{HT} > 600 \text{ GeV}$	85,31

Tableau 3.2 – Sections efficaces des différents événements $\gamma + \text{jets simulés}$.

4.1.2 Sélection des événements

Une sélection des événements à considérer est réalisée lors de l’analyse. Les événements souhaités sont ceux contenant un photon avec un ou plusieurs jets. Un des bruits de fond principal provient d’événements multijet dans lesquels l’un des jets est identifié à tort comme un photon. Cette situation peut arriver lorsqu’une fraction importante de l’énergie de ce jet est portée par un ou plusieurs pions neutres, les π^0 . Les π^0 se propagent sur des distances moyennes de 26 nm puis se désintègrent dans 99 % des cas en deux photons [9]. Ces particules ne laissent donc aucune trace dans le trajectographe et un dépôt d’énergie dans le ECAL, tout comme les photons issus de l’interaction initiale. Un tel jet comporte ainsi une signature similaire à celle d’un photon d’un événement $\gamma + \text{jet}$ autour duquel une activité hadronique existe.

Sélection sur les photons Une sélection des photons est appliquée afin de réduire le bruit de fond. Le critère d’identification des photons retenu dans l’analyse est le critère strict, introduit dans le chapitre 2. Il est demandé que $R_9 > 0,90$, où R_9 est définie dans le chapitre 2. De plus, un veto est appliqué aux photons pouvant être reliés à une trace dans le trajectographe. Ce veto permet de limiter la contamination des photons considérés dans l’analyse par des électrons reconstruits à tort comme des photons. Seuls les photons situés dans le tonneau sont utilisés car ils présentent la meilleure résolution. Une coupure sur leur pseudo-rapidité est donc appliquée telle que $|\eta| < 1,3$, excluant également les bords du tonneau proches des bouchons.

Une étude interne a montré que l’utilisation des photons des bouchons ($|\eta| > 1,479$) permettrait de rajouter près de 30 % d’événements dans les données et de réduire ainsi les incertitudes statistiques. Les corrections résiduelles obtenues pourraient alors être plus précises. Toutefois, la résolution en énergie des photons, représentée en fonction de $|\eta|$ sur la figure 3.10 est de l’ordre de 1 % dans le tonneau contre 2,5 % dans les bouchons. Cette différence sur la résolution en énergie de l’objet de référence rend délicate la combinaison des photons du tonneau et des bouchons dans cette analyse. Des travaux sont actuellement menés dans cette direction.

Sélection sur les jets Les événements présentant un unique photon sélectionné d’après les critères précédents sont retenus. Avec ce photon doit être présent au moins un jet reconstruit à l’aide de l’algorithme anti- k_T [162] avec un paramètre $R = 0,4$ et respectant les critères définis dans le chapitre 2. Ces critères permettent de rejeter les jets issus du bruit de fond avec une efficacité de 99 %.

Les jets ainsi sélectionnés sont calibrés en énergie en suivant la procédure décrite dans la section 2 jusqu’à la correction résiduelle relative en η incluse. Ils sont alors triés par impulsions transverses décroissantes. Pour s’assurer d’un bon équilibre dans le plan transverse entre le photon et le premier jet, c’est-à-dire celui d’impulsion transverse la plus grande, seuls les événements proposant un écart angulaire $\Delta\phi$ entre le photon et ce jet supérieur à 2,8 rad sont considérés dans la suite. Le photon et le jet sont donc dos à dos dans le plan transverse. Il est de plus requis que ce jet soit d’impulsion transverse supérieure à 15 GeV.

Si un second jet d’impulsion transverse supérieure à 10 GeV et à 30 % de $p_T \gamma$ est présent, l’événement est rejeté. L’événement est également rejeté si un lepton (électron ou muon) isolé, c’est-à-dire hors des jets, est présent.

Il a été observé que des régions des calorimètres produisent des signaux menant à des reconstructions biaisées de jets. De plus, un système de lecture expérimental « SiPM » a été installé dans le bouchon du HCAL [191]. Il en résulte des calibrations qui ne sont pas optimales dans les régions correspondantes du détecteur. Afin d'éviter ces effets, tout événement est rejeté s'il comporte un jet sélectionné dans ces régions des calorimètres, résumées sur la figure 3.14.

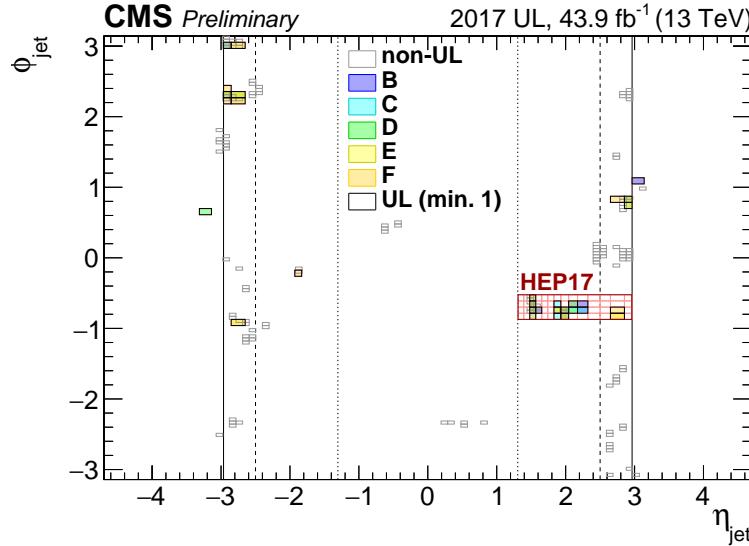


Figure 3.14 – Régions des calorimètres à exclure de l’analyse dans le plan (η, ϕ) pour les événements de 2017-UL. Certaines régions ne concernent que certaines périodes de l’année (en couleur). La région « HEP17 » correspond à l’emplacement du système de lecture expérimental « SiPM » [191].

Sélection sur le chemin de déclenchement Comme expliqué dans le chapitre 2, un événement observé par le détecteur CMS est sauvegardé si un chemin de déclenchement (HLT path) est activé. Dans cette analyse, seuls les événements dont le photon servant d’objet de référence pour la calibration des jets correspondent à celui ayant activé le chemin de déclenchement pour cet événement sont retenus. Or, plus l’impulsion transverse du photon est faible, plus le nombre d’événements pouvant être sauvegardés est importante, si bien que la chaîne d’acquisition arrive à saturation. Pour pallier à cela, il existe différents chemins de déclenchement en fonction de l’impulsion transverse du photon et pour chacun d’entre eux, seule une fraction des événements les déclenchant est effectivement sauvegardée. Cette fraction est nommée *prescale*. Un intervalle d’impulsion transverse du photon retenu est alors défini pour chaque chemin de déclenchement utilisé afin de se placer à son plateau d’efficacité. Le tableau 3.3 résume ces intervalles et *prescales*. Par exemple, un photon d’impulsion transverse 95 GeV doit avoir activé le chemin nommé HLT_Photon75_R9Id90_HE10_IsoM.

Chemin de déclenchement	p_T^γ (GeV)	Prescale 2018	Prescale 2017-UL
HLT_Photon33	[40, 60[$4,011\,54 \times 10^{-5}$	$3,434\,86 \times 10^{-4}$
HLT_Photon50_R9Id90_HE10_IsoM	[60, 85[$3,947\,37 \times 10^{-3}$	$7,404\,66 \times 10^{-3}$
HLT_Photon75_R9Id90_HE10_IsoM	[85, 105[0,015 665 6	0,031 955 2
HLT_Photon90_R9Id90_HE10_IsoM	[105, 130[0,031 290 0	0,063 632 3
HLT_Photon120_R9Id90_HE10_IsoM	[130, 175[0,125 036	0,187 872
HLT_Photon165_R9Id90_HE10_IsoM	[175, 230[0,250 031	0,682 358
HLT_Photon200	[230, $+\infty$ [1	1

Tableau 3.3 – Chemins de déclenchement, intervalles d’impulsion transverse du photon et prescales utilisés.

4.2 Analyse

Intervalles de p_T^γ L’analyse a pour but de déterminer la correction résiduelle absolue en p_T des jets, définie dans la section 2.3. Pour cela, l’écart à l’unité du rapport moyen des réponses des jets dans les données réelles et simulées est déterminé dans différents intervalles de p_T^γ , listés dans le tableau 3.4. Ils sont une subdivision des intervalles définis pour les chemins de déclenchement dans le tableau 3.3, ce qui permet de séparer le traitement des événements correspondant à différents chemins de déclenchement.

[40, 50[[50, 60[[60, 85[[85, 105[
[105, 130[[130, 175[[175, 230[[230, 300[
[300, 400[[400, 500[[500, 700[[700, 1000[
[1000, 3000]			

Tableau 3.4 – Intervalles de p_T^γ en GeV.

Intervalles de $|\eta^{\text{jet}}|$ La calibration en énergie des jets dépend fortement de la région du détecteur dans laquelle le jet laisse un signal, comme le montre la figure 3.4. Cet effet est dû aux différentes technologies utilisées ainsi qu’au vieillissement non uniforme du détecteur. Des intervalles de pseudo-rapidité du jet sont ainsi définis dans le tableau 3.5 afin de séparer le traitement de ces différentes régions.

[0; 0,783[[0,783; 1,305[[1,305; 1,93[[1,93; 2,5[
[2,5; 2,964[[2,964; 3,2[[3,2; 5,191[

Tableau 3.5 – Intervalles larges de $|\eta^{\text{jet}}|$.

Pondération par l’empilement Le profil d’empilement, c’est-à-dire la densité de probabilité du nombre d’interactions d’empilement, dépend de la période de la prise de données et du chemin de déclenchement par lequel l’événement est retenu. Ces dépendances sont illustrées sur les graphiques des figures 3.15 et 3.16. Les événements simulés sont ainsi pondérés pour faire correspondre leur profil d’empilement à celui des données réelles, en prenant en compte la double dépendance avec la période de prise de donnée et le chemin de déclenchement.

Accord données-simulations Pour comparer les distributions des observables dans les événements, les distributions des événements simulés sont normalisées à la luminosité mesurée pour le jeu de données considéré. Les comparaisons étant faites entre les données réelles et les événements simulés $\gamma + \text{jets}$, un désaccord dû à la contamination à bas p_T d’événements multijet est attendu, ces événements n’étant pas présents dans les simulations utilisées. De plus, l’utilisation d’une simulation au premier ordre perturbatif seulement influe sur le nombre de jets dans l’état final qui s’en trouve plus faible, en particulier dans les queues des distributions. Ces désaccords se constatent sur les graphiques de la figure 3.17 présentant les distributions de l’impulsion transverse du photon, l’énergie transverse manquante et les impulsions transverses du premier et du second jet. Afin de déterminer la correction résiduelle absolue en p_T des jets ainsi que la correction de leur résolution en énergie, seule la comparaison des distributions de R_{bal} et R_{MPF} est nécessaire. L’accord ainsi obtenu entre données réelles et simulées est considéré comme suffisant.

Activité additionnelle des jets supplémentaires La présence d’un jet secondaire, comme sur la figure 3.12b, crée un déséquilibre dans R_{bal} dû à la physique de l’événement et non à la JES. Il ne faut donc pas corriger cet effet. Pour cela, il faut pouvoir se ramener au cas où un seul jet est présent, comme dans l’événement de la figure 3.12a. L’activité additionnelle liée aux jets supplémentaires est

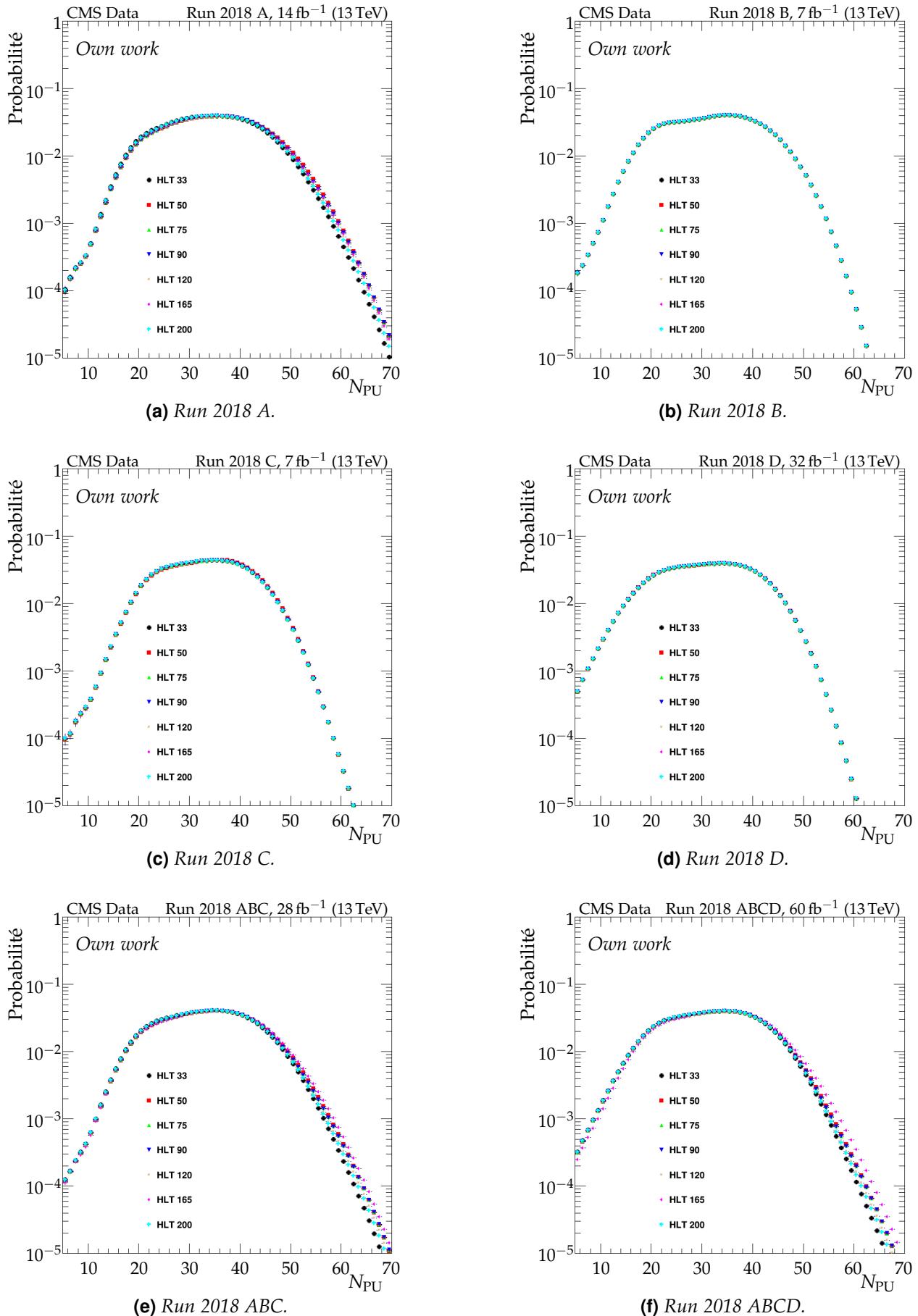
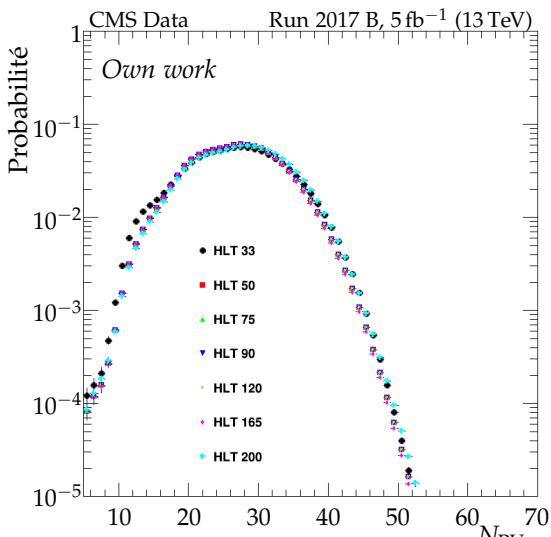
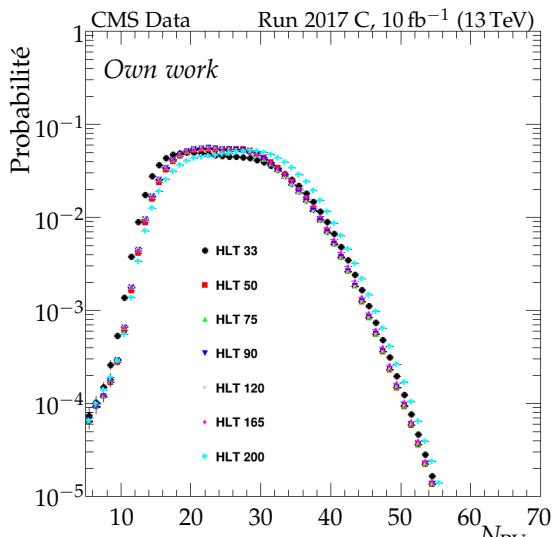


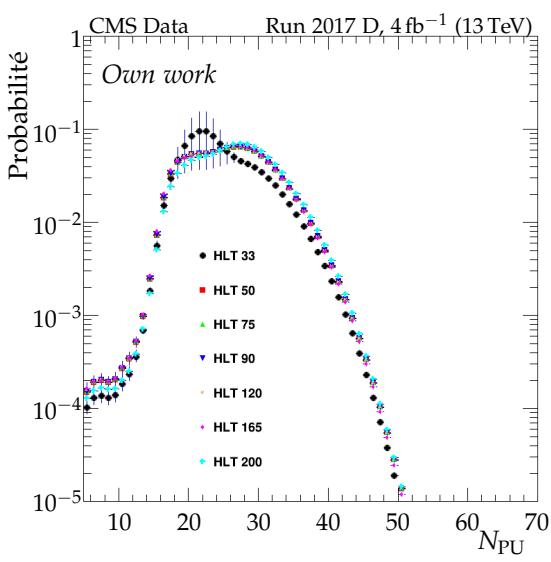
Figure 3.15 – Densités de probabilité du nombre d'interactions d'empilement N_{PU} pour les périodes de prises de données de 2018.



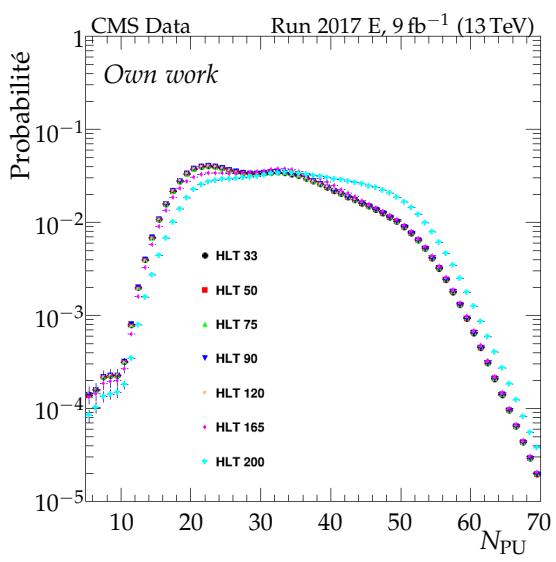
(a) Run 2017-UL B.



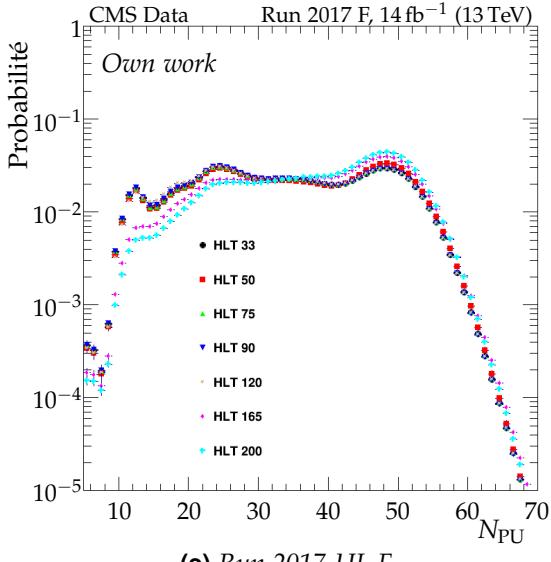
(b) Run 2017-UL C.



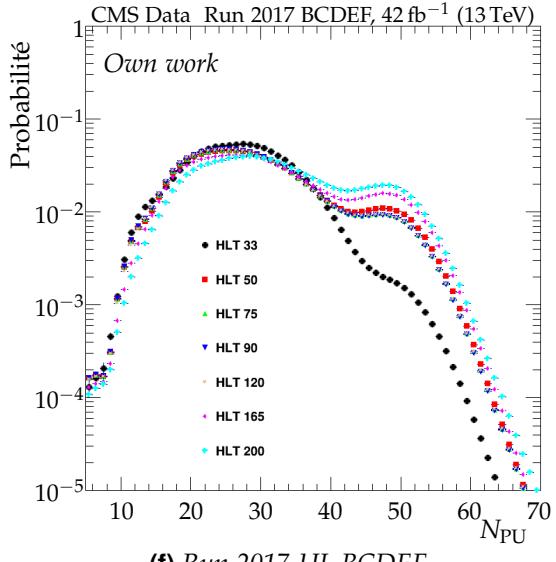
(c) Run 2017-UL D.



(d) Run 2017-UL E.



(e) Run 2017-UL F.



(f) Run 2017-UL BCDEF.

Figure 3.16 – Densités de probabilité du nombre d’interactions d’empilement N_{PU} pour les périodes de prises de données de 2017-UL.

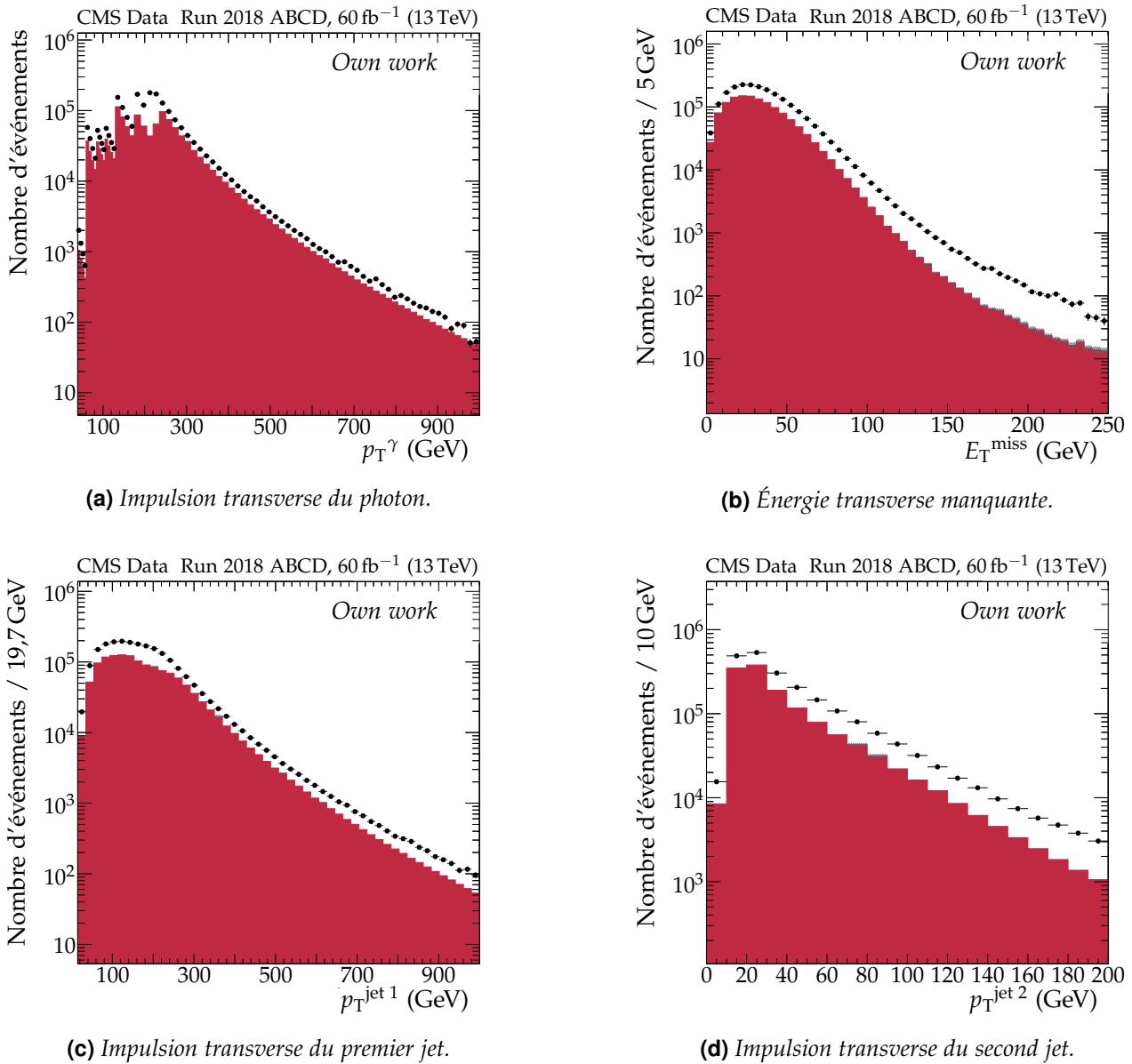


Figure 3.17 – Distributions d’observables dans les données réelles (points noirs) et simulées (histogramme en rouge) pour l’année 2018. Sur la figure 3.17a, l’effet des prescales donnant une distribution en dents de scie est clairement visible.

quantifiée par la variable

$$\alpha = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 2}}{p_{T\gamma}}. \quad (3.23)$$

L’analyse des événements $\gamma + \text{jets}$ est alors réalisée pour différents intervalles de α afin de pouvoir réaliser par la suite une extrapolation à $\alpha = 0$, correspondant au cas idéal d’événements $\gamma + \text{jet}$. Les intervalles utilisés sont présentés dans le tableau 3.6. Il s’agit d’intervalles inclusifs, c’est-à-dire que chaque intervalle contient l’intervalle précédent. L’évolution des réponses moyennes en fonction de α y est linéaire *a posteriori*. Cela se retrouve dans les résultats de la figure 3.19. Ce comportement linéaire rend possible une extrapolation simple vers $\alpha = 0$.

[0; 0,10[[0; 0,15[[0; 0,20[[0; 0,25[[0; 0,30[
-----------	-----------	-----------	-----------	-----------

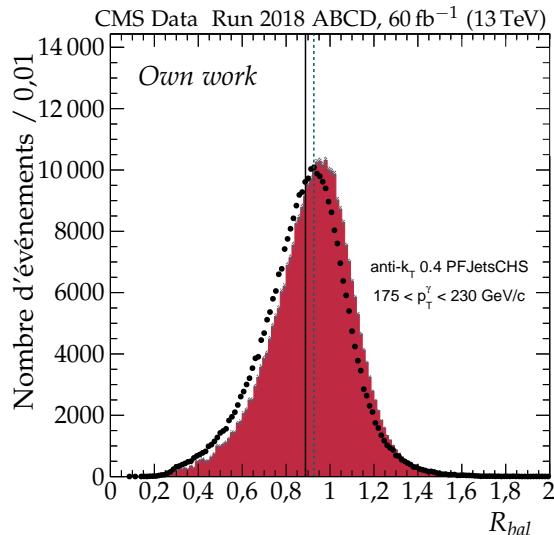
Tableau 3.6 – Intervalles de α utilisés pour la JES.

Des études sont en cours afin d’inclure des valeurs de α allant jusqu’à 1. L’exploitation des événements tels que $\alpha > 0,3$ est doublement motivée. Ces événements permettraient d’améliorer les

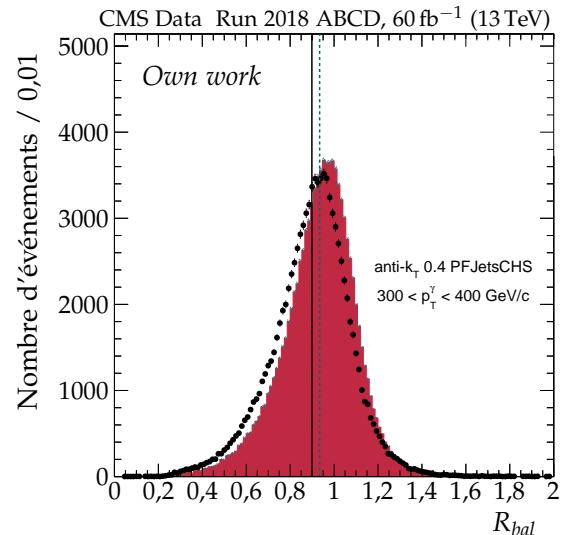
corrections vis-à-vis du FSR et les corrections à bas p_T . En effet, pour $p_T^\gamma < 100 \text{ GeV}$, imposer $\alpha < 0,3$ implique $p_T^{\text{jet}} < 30 \text{ GeV}$, ce qui limite fortement le nombre d'événements exploitables.

Obtention des corrections pour $(p_T^\gamma, \eta^{\text{jet}}, \alpha^{\max})$ donnés Pour chaque domaine de p_T^γ défini dans le tableau 3.4, de η^{jet} défini dans le tableau 3.5 et de α défini dans le tableau 3.6, les distributions des réponses équilibrée et MPF des données réelles et simulées sont déterminées. Certaines de ces distributions sont représentées sur la figure 3.18.

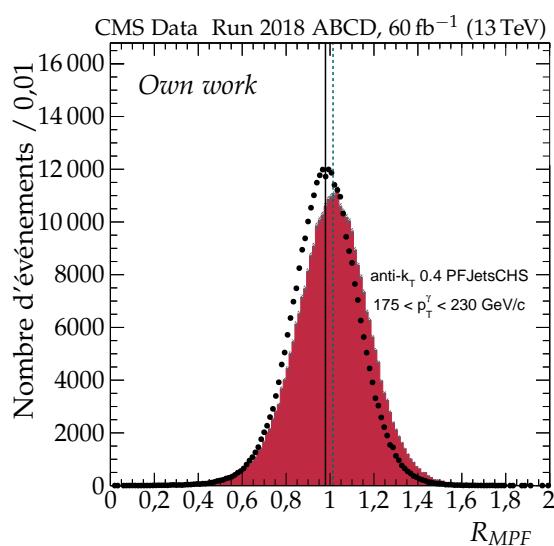
Afin de limiter les effets des queues de ces distributions, en particulier dans le cas de la réponse équilibrée, une troncature leur est appliquée pour n'en conserver que les parties centrales. Pour cela, un ajustement à une gaussienne est réalisé pour chaque distribution. Les points considérés dans la suite sont alors ceux appartenant à un intervalle $[\bar{R} - \Delta R, \bar{R} + \Delta R]$ où \bar{R} est le centre de la gaussienne obtenue et ΔR est fixé tel que l'intégrale de la distribution tronquée représente 98,5 % de l'intégrale de la distribution initiale. Une estimation des moyennes de ces distributions tronquées est alors obtenue ; ces dernières sont représentées sur la figure 3.18. Un écart est effectivement observé entre données réelles et simulées, il s'agit précisément de celui que la correction résiduelle absolue en p_T des jets doit corriger.



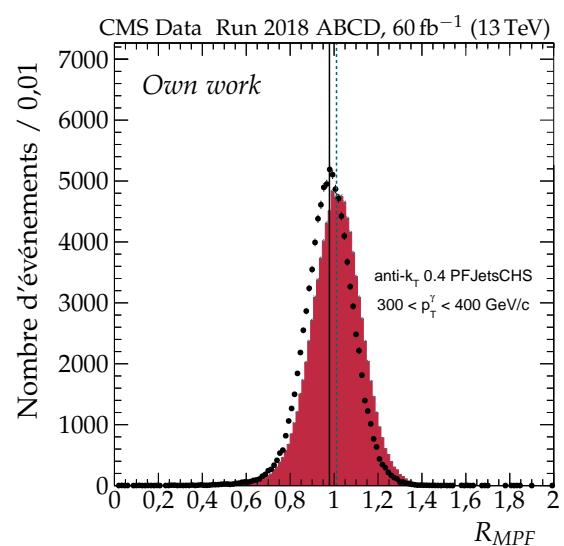
(a) Réponse équilibrée pour $p_T^\gamma \in [175, 230] \text{ GeV}$.



(b) Réponse équilibrée pour $p_T^\gamma \in [300, 400] \text{ GeV}$.



(c) Réponse MPF pour $p_T^\gamma \in [175, 230] \text{ GeV}$.



(d) Réponse MPF pour $p_T^\gamma \in [300, 400] \text{ GeV}$.

Figure 3.18 – Réponses équilibrée et MPF dans les données réelles (points noirs) et simulées (histogramme en rouge) pour $\alpha < 0,3$, $|\eta^{\text{jet}}| < 1,3$ et deux intervalles de p_T^γ en 2018.

Extrapolation vers $\alpha = 0$ Une extrapolation vers $\alpha = 0$ est réalisée afin de s'affranchir de l'activité additionnelle des jets décrite dans la section 3.2. Les intervalles de α utilisés pour la JES sont présentés dans le tableau 3.6. L'utilisation des ces intervalles inclusifs permet une extrapolation linéaire en α , ce qui est réalisé sur la figure 3.19.

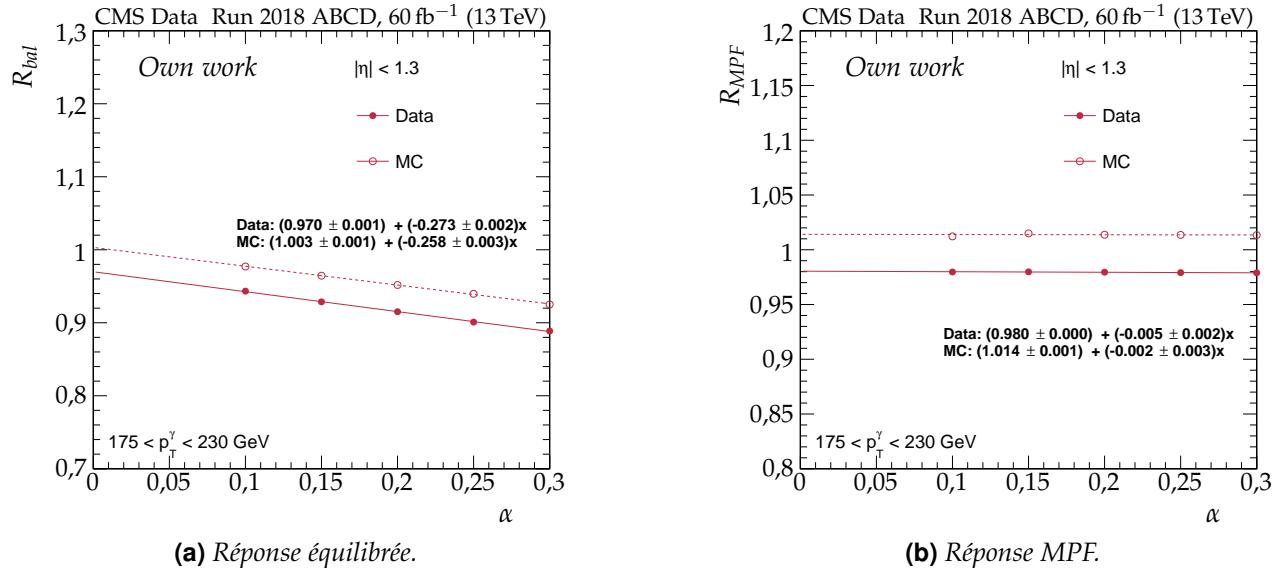


Figure 3.19 – Extrapolation vers $\alpha = 0$ de la réponse des jets pour $|\eta| < 1,3$ et $175 < p_T^\gamma < 230 \text{ GeV}$ en 2018.

4.3 Résultats

La correction à appliquer aux données réelles, définie par la formule (3.8) d'après la démarche exposée dans la section 2.3, s'obtient en calculant la valeur moyenne des réponses R_{bal} ou R_{MPF} pour les données et les simulations dans chacun des intervalles de p_T^γ défini dans le tableau 3.4 et de η^{jet} défini dans le tableau 3.5. Elle permet de ramener la réponse moyenne des jets dans les données réelles à celle constatée dans les simulations.

Les résultats ainsi obtenus à l'aide des méthodes équilibrée et MPF, avant et après extrapolation vers $\alpha = 0$, sont présentés dans les sections 4.3.1 et 4.3.2. Les distributions moyennes des réponses en fonction de p_T^γ dans les données réelles et simulées, ainsi que leurs rapports, y sont représentés. Un ajustement constant est réalisé dans chaque intervalle de η^{jet} afin d'obtenir un ordre de grandeur de la correction à appliquer dans cet intervalle. La dépendance en p_T de la correction est déterminée grâce à un ajustement global réalisé avec les résultats d'autres analyses, présenté dans la section 4.3.3. Enfin, une vérification de la bonne mise en œuvre de la correction ainsi déterminée est présentée dans la section 4.3.4.

4.3.1 Résultats avant extrapolation

Les distributions des réponses équilibrées avant extrapolation se trouvent figure 3.20, page 104. Les corrections à appliquer sont de l'ordre de 4 % pour $|\eta^{\text{jet}}| < 1,3$, de 6 % pour $1,3 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 2,5$ et de 3 % pour $|\eta^{\text{jet}}| > 2,5$.

Les distributions des réponses MPF avant extrapolation se trouvent figure 3.21, page 105. Les corrections à appliquer sont de l'ordre de 3 % pour $|\eta^{\text{jet}}| < 1,3$, de 5 % pour $1,3 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 2,5$, soit environ 1 % de moins qu'avec la méthode équilibrée, et de 3 % pour $|\eta^{\text{jet}}| > 2,5$,

Il est à noter que ces résultats sont obtenus avant extrapolation vers $\alpha = 0$. Or, cette extrapolation a un effet beaucoup plus important sur la réponse équilibrée que sur la réponse MPF, comme le montre la figure 3.19.

4.3.2 Résultats après extrapolation

L'extrapolation des réponses vers $\alpha = 0$ est réalisée comme expliqué dans la section 4.2.

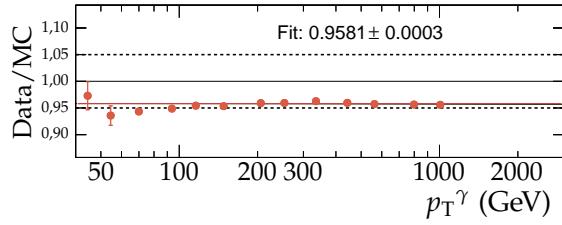
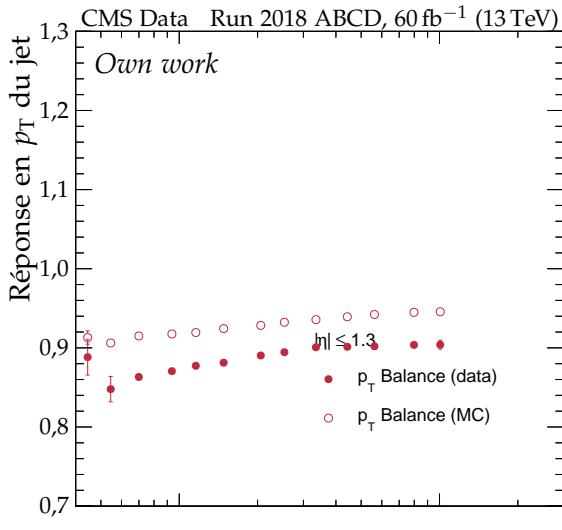
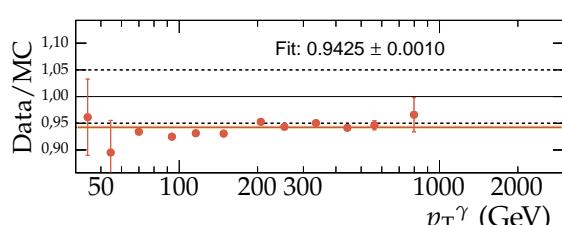
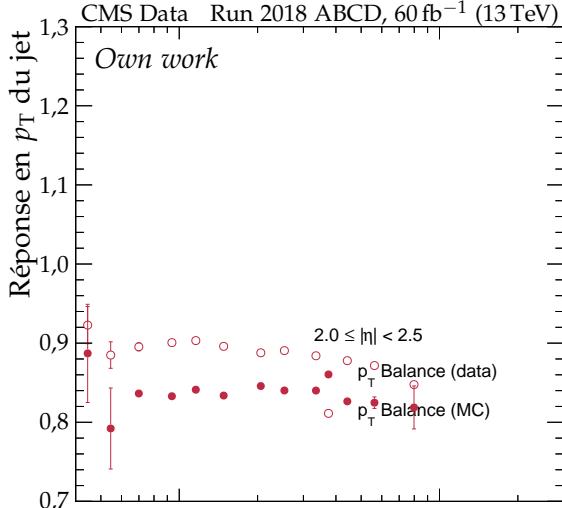
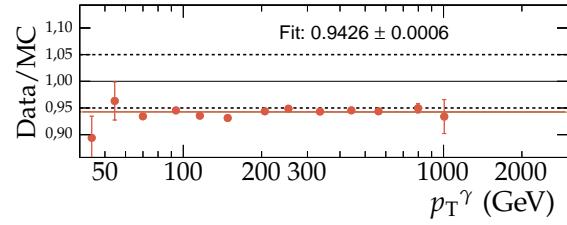
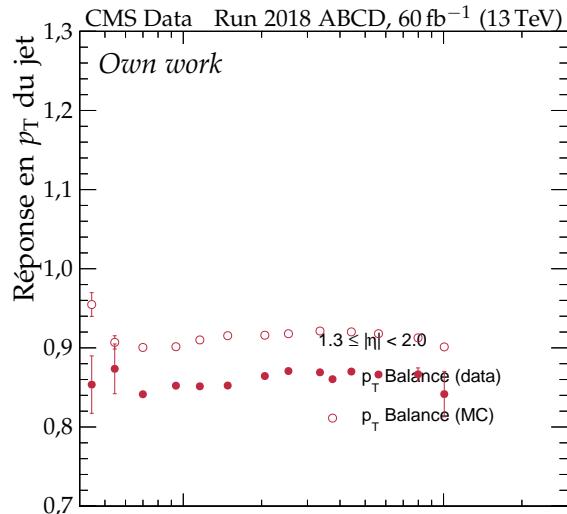
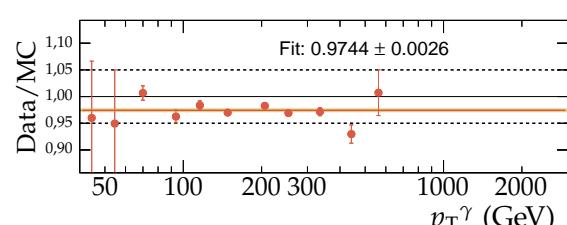
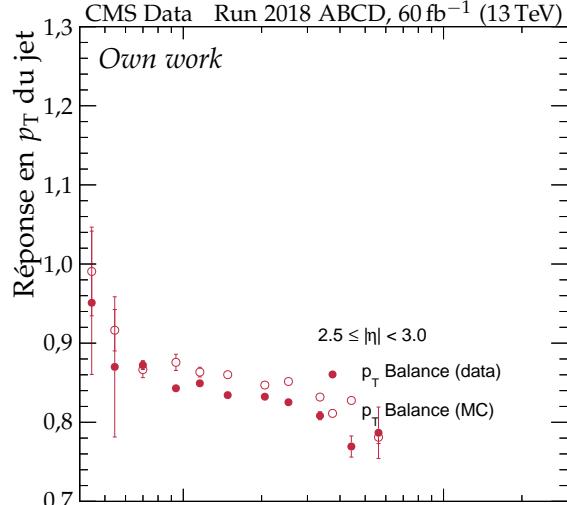
(a) $|\eta^{\text{jet}}| < 1.3$.(c) $2.0 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 2.5$.(b) $1.3 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 2.0$.(d) $2.5 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 3.0$.

Figure 3.20 – Distributions des réponses équilibrées moyennes en fonction de p_T^γ pour différents intervalles de $|\eta^{\text{jet}}$ en 2018 avant extrapolation. Le rapport données réelles sur simulées est présenté dans chaque cas ainsi qu'un ajustement à une constante donnant l'ordre de grandeur de la correction résiduelle à appliquer.

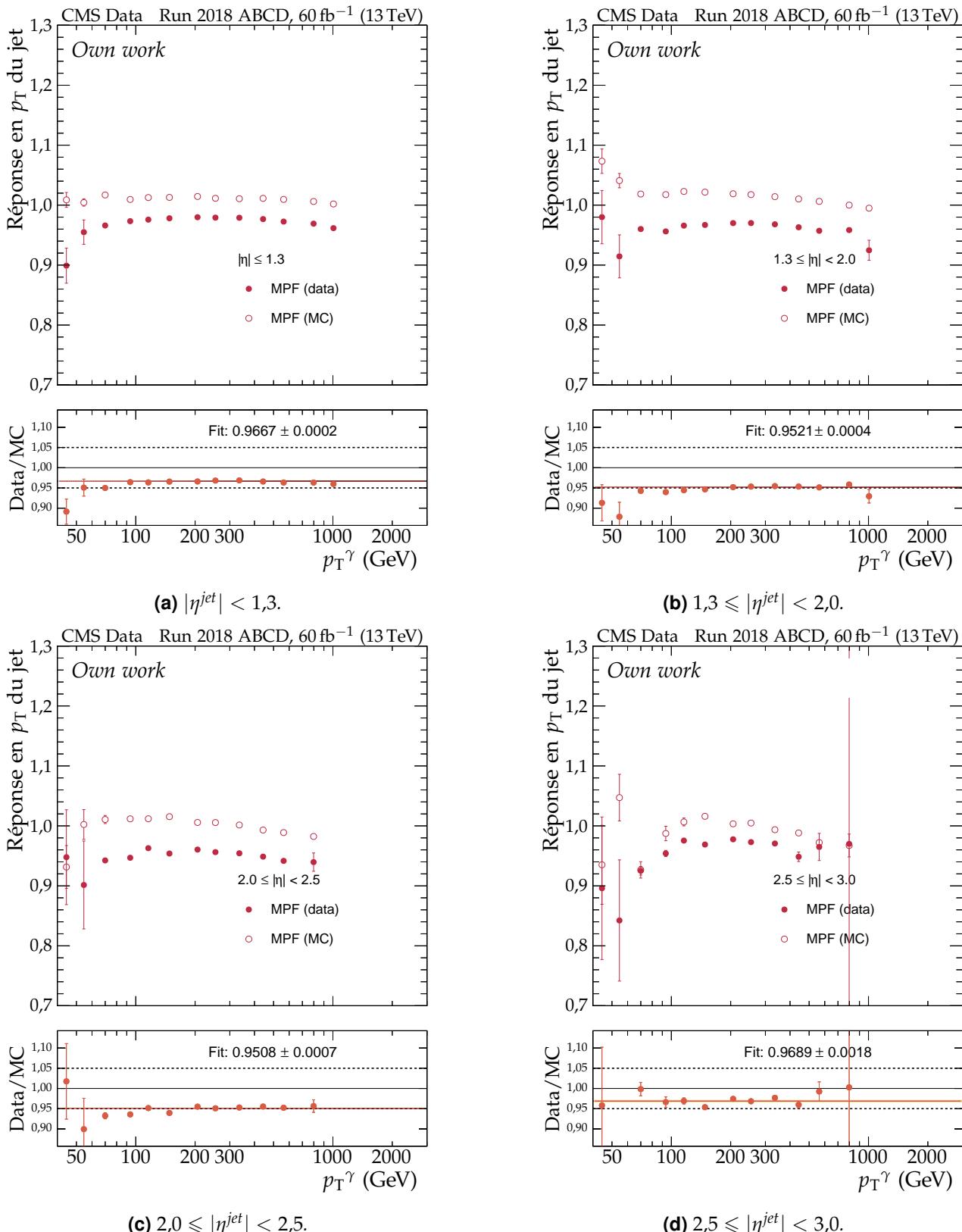


Figure 3.21 – Distributions des réponses MPF moyennes en fonction de p_T^γ pour différents intervalles de $|\eta^{jet}|$ en 2018 avant extrapolation. Le rapport données réelles sur simulées est présenté dans chaque cas ainsi qu'un ajustement à une constante donnant l'ordre de grandeur de la correction résiduelle à appliquer.

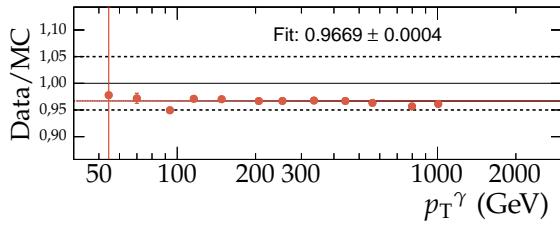
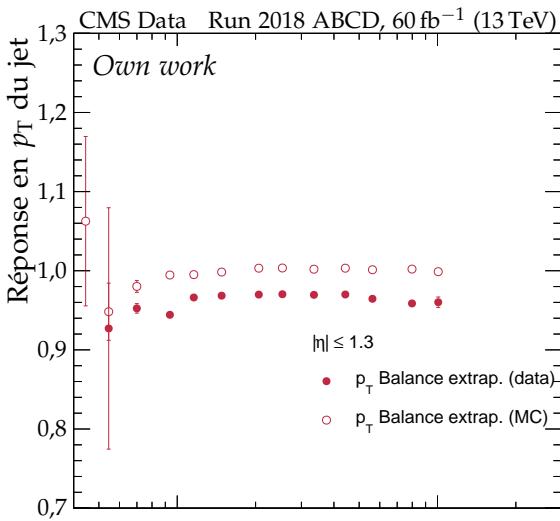
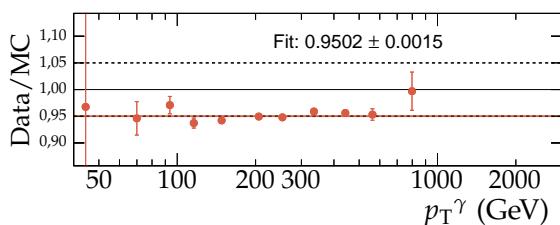
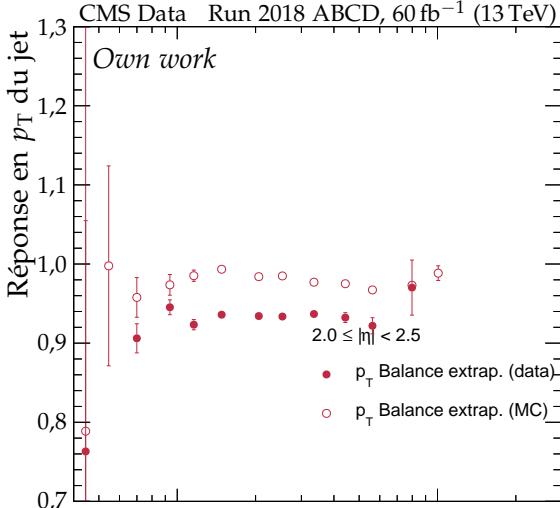
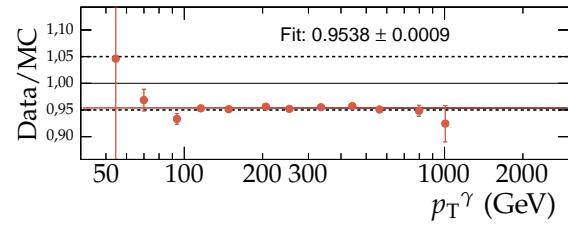
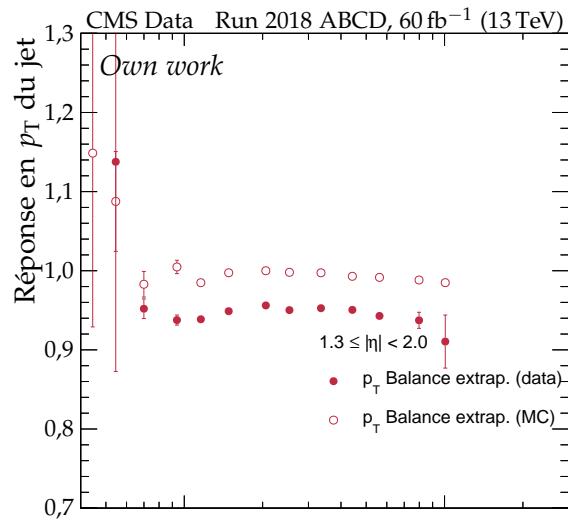
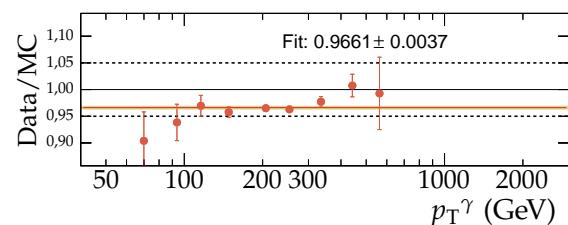
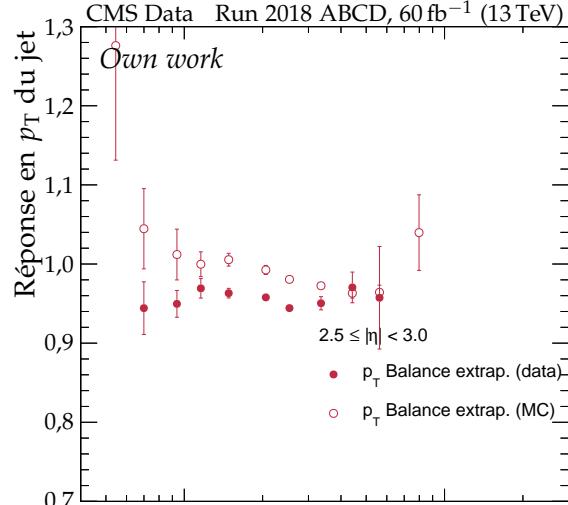
(a) $|\eta^{jet}| < 1.3$.(c) $2.0 \leq |\eta^{jet}| < 2.5$.(b) $1.3 \leq |\eta^{jet}| < 2.0$.(d) $2.5 \leq |\eta^{jet}| < 3.0$.

Figure 3.22 – Distributions des réponses équilibrées moyennes en fonction de p_T^γ pour différents intervalles de $|\eta^{jet}|$ en 2018 après extrapolation. Le rapport données réelles sur simulées est présenté dans chaque cas ainsi qu'un ajustement à une constante donnant l'ordre de grandeur de la correction résiduelle à appliquer.

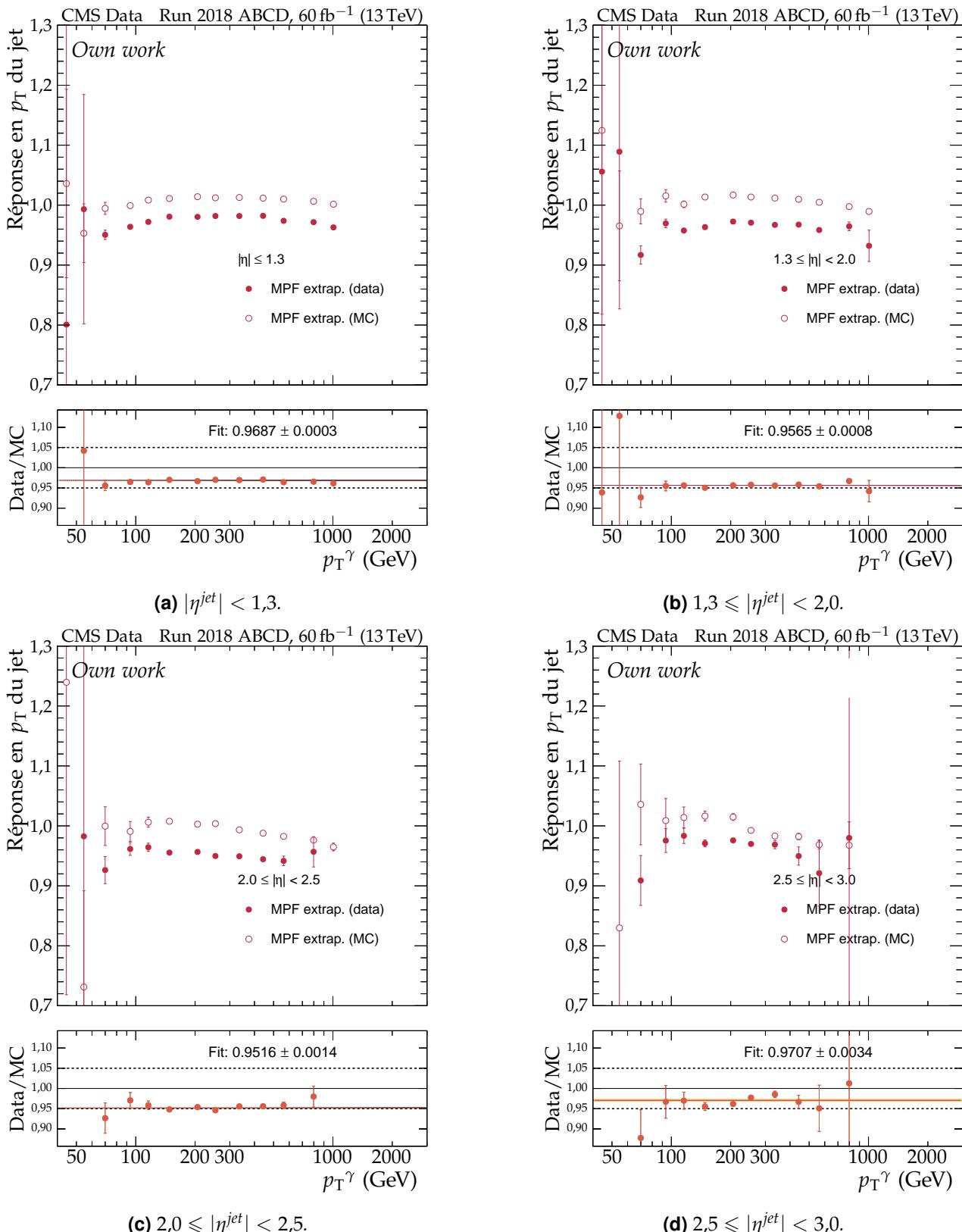


Figure 3.23 – Distributions des réponses MPF moyennes en fonction de p_T^γ pour différents intervalles de $|\eta^{jet}|$ en 2018 après extrapolation. Le rapport données réelles sur simulées est présenté dans chaque cas ainsi qu'un ajustement à une constante donnant l'ordre de grandeur de la correction résiduelle à appliquer.

Les distributions des réponses équilibrées après extrapolation se trouvent figure 3.22, page 106. Les corrections à appliquer sont de l'ordre de 3 % pour $|\eta^{\text{jet}}| < 1,3$, de 5 % pour $1,3 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 2,5$, soit environ 1 % de moins qu'avant extrapolation, et de 3 % pour $|\eta^{\text{jet}}| > 2,5$.

Les distributions des réponses MPF après extrapolation se trouvent figure 3.23, page 107. Les corrections à appliquer sont de l'ordre de 3 % pour $|\eta^{\text{jet}}| < 1,3$, de 5 % pour $1,3 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 2,5$ et de 3 % pour $|\eta^{\text{jet}}| > 2,5$, soit du même ordre qu'avant extrapolation. L'extrapolation a donc bien un effet très faible sur R_{MPF} .

Les valeurs des rapports données réelles sur simulées des réponses équilibrée et MPF obtenus sont résumés dans le tableau 3.7. L'extrapolation vers $\alpha = 0$ permet de rétablir l'accord entre les rapport des réponses équilibrée et MPF. Cet accord permet de valider l'utilisation de ces méthodes afin d'estimer la JES.

$ \eta^{\text{jet}} \in$	Réponse équilibrée		Réponse MPF	
	$\alpha < 0,3$	$\alpha \rightarrow 0$	$\alpha < 0,3$	$\alpha \rightarrow 0$
[0; 1,3[$0,9581 \pm 0,0003$	$0,9669 \pm 0,0004$	$0,9667 \pm 0,0002$	$0,9687 \pm 0,0003$
[1,3; 2,0[$0,9426 \pm 0,0006$	$0,9538 \pm 0,0009$	$0,9521 \pm 0,0004$	$0,9565 \pm 0,0008$
[2,0; 2,5[$0,9425 \pm 0,0010$	$0,9502 \pm 0,0015$	$0,9508 \pm 0,0007$	$0,9516 \pm 0,0014$
[2,5; 3,0[$0,9744 \pm 0,0026$	$0,9661 \pm 0,0037$	$0,9689 \pm 0,0018$	$0,9707 \pm 0,0034$

Tableau 3.7 – Rapports données réelles sur simulées des réponses équilibrée et MPF obtenus en 2018.

4.3.3 Ajustement global

Les événements $\gamma + \text{jets}$ ne permettent pas à eux seuls de couvrir avec une statistique suffisante l'ensemble de la gamme d'impulsions transverses à calibrer. De plus, l'utilisation de différentes catégories d'événements permet de valider *a posteriori* les résultats des analyses entre elles. Un ajustement global est alors réalisé sur les événements $Z + \text{jets}$, $\gamma + \text{jets}$ et multijet afin d'obtenir la correction finale à appliquer aux données réelles.

Cet ajustement est réalisé en minimisant un χ^2 prenant en compte les contraintes de chaque catégorie d'événements. La correction résiduelle absolue en p_T des jets correspond ainsi à l'ajustement d'une fonction paramétrique. Les incertitudes présentes dans les différentes analyses sont considérées comme des paramètres de nuisance pour l'ajustement. Ces incertitudes sont :

- 4,6 % sur la section efficace de collision inélastique pp utilisée pour estimer les profils d'empilement;
- les incertitudes de la JEC, décrites section 2.4;
- l'échelle en énergie des objets de référence, 0,2 % pour les photons et les muons, 0,5 % pour les électrons;
- les effets de l'ISR et du FSR se retrouvant dans l'incertitude de l'extrapolation en α ;
- la propagation des calibrations des photons et des électrons dans l'énergie transverse manquante.

La figure 3.24 compare les résultats produits lors de ma thèse avec les événements $\gamma + \text{jets}$ à ceux de l'analyse basée sur les événements $Z(\rightarrow \mu^+ \mu^-) + \text{jets}$ pour l'année 2018. La réponse des jets dans les données réelles diminue du Run A au Run D dans les deux analyses, ce qui est dû à l'évolution des conditions d'acquisition des données au cours du temps. Le vieillissement du détecteur est une des sources de dépendance temporelle de la réponse des jets. La calibration en énergie des jets est ainsi déterminée à la fois pour une année entière, pour les différents *runs* individuellement et éventuellement pour des ensembles de *runs* successifs, ce qui permet d'améliorer la précision obtenue sur l'énergie des jets.

L'ajustement global sur les résultats des différentes analyses est illustré, pour les trois années du Run II, sur la figure 3.6. La correction résiduelle absolue en p_T des jets utilisée par la collaboration CMS est ainsi obtenue.

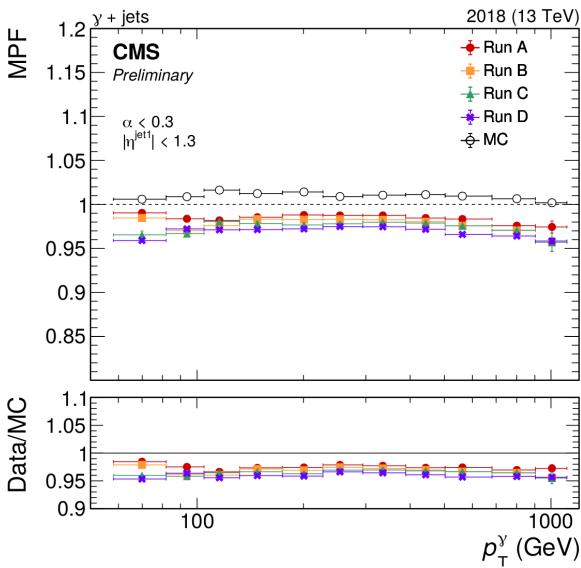
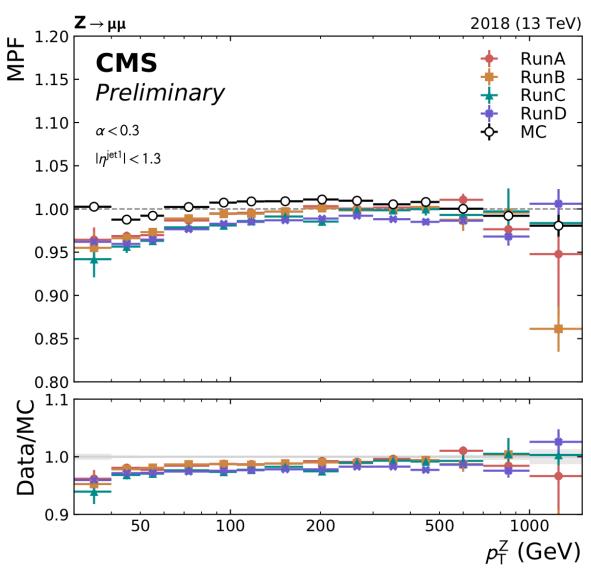
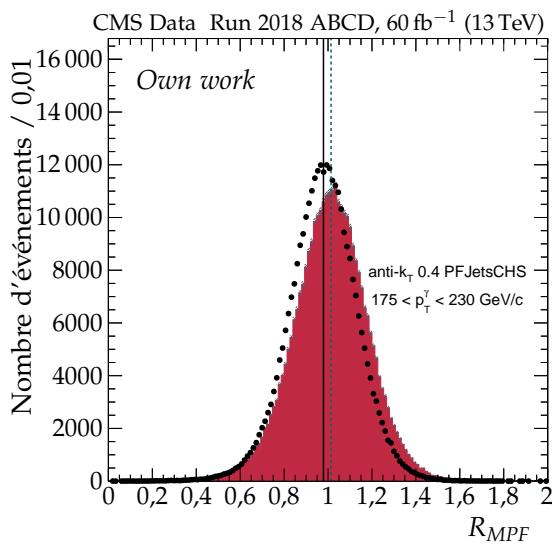
(a) Avec les événements $\gamma + \text{jets}$.(b) Avec les événements $Z(\rightarrow \mu^+ \mu^-) + \text{jets}$.

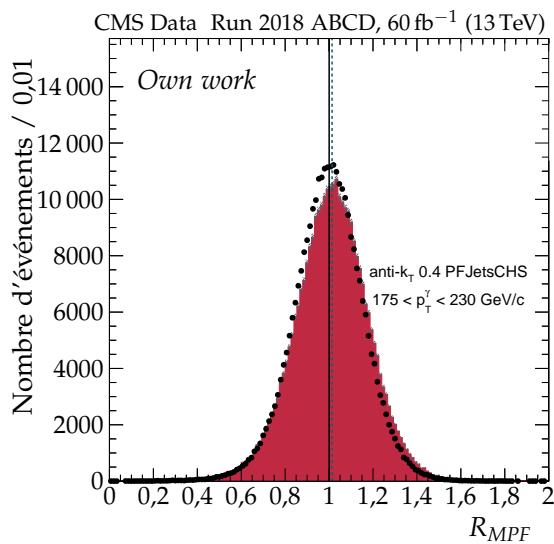
Figure 3.24 – Distributions de la réponse MPF moyenne en fonction de p_T dans les événements avec $|\eta^{\text{jet}}| < 1,3$ et $\alpha < 0,3$ pour chaque période de prise de données et pour les simulations en 2018 [164].

$ \eta^{\text{jet}} \in$	Réponse équilibrée		Réponse MPF	
	avant \mathcal{C}_{Res}	après \mathcal{C}_{Res}	avant \mathcal{C}_{Res}	après \mathcal{C}_{Res}
$[0; 1,3[$	$0,9669 \pm 0,0004$	$0,9867 \pm 0,0004$	$0,9687 \pm 0,0003$	$0,9877 \pm 0,0003$
$[1,3; 2,0[$	$0,9538 \pm 0,0009$	$0,9739 \pm 0,0009$	$0,9565 \pm 0,0008$	$0,9753 \pm 0,0008$
$[2,0; 2,5[$	$0,9502 \pm 0,0015$	$0,9698 \pm 0,0016$	$0,9516 \pm 0,0014$	$0,9724 \pm 0,0014$
$[2,5; 3,0[$	$0,9661 \pm 0,0037$	$0,9884 \pm 0,0039$	$0,9707 \pm 0,0034$	$0,9922 \pm 0,0035$

Tableau 3.8 – Rapports données réelles sur simulées des réponses équilibrée et MPF obtenus en 2018 après extrapolation vers $\alpha = 0$.



(a) Avant correction (figure 3.18c).



(b) Après correction.

Figure 3.25 – Comparaison des réponses MPF avant et après correction résiduelle absolue pour $p_T^\gamma \in [175, 230[\text{ GeV}$ et $|\eta| < 1,3$ en 2018.

4.3.4 Test d'intégrité

Il est possible de vérifier que la correction résiduelle absolue en p_T des jets déterminée permet bien de rapprocher les réponses des jets entre données réelles et simulées. Pour cela, l'analyse est à nouveau réalisée en appliquant la correction résiduelle absolue en p_T des jets lors de leur calibration. Les valeurs des rapports données réelles sur simulées des réponses équilibrée et MPF obtenus avant et après utilisation de cette correction sont présentés dans le tableau 3.8. Ces rapports se rapprochent de 1, ce qui montre que la correction améliore l'accord données-simulations. Cette amélioration peut également se constater sur les distributions des réponses des jets, dont une comparaison est proposée sur la figure 3.25 où les deux distributions sont plus proches l'une de l'autre après correction complète.

5 Correction de la résolution en énergie avec les événements $\gamma + \text{jets}$

Déterminer la correction de la résolution en énergie des jets, ou JER, en 2018 et 2017-UL avec les événements $\gamma + \text{jets}$ a été un des mes travaux de thèse. La méthode est sensiblement la même que pour déterminer la correction résiduelle absolue en p_T des jets, ou JES.

Dans le cas de la JES, la moyenne de la distribution des réponses des jets est corrigée. Pour la JER, c'est la largeur de cette distribution qui doit être corrigée. La sélection des événements est ainsi faite comme dans le cas de la JES décrite section 4.1, à ceci près que la correction résiduelle absolue en p_T des jets est appliquée.

5.1 Définition de la résolution en énergie des jets

La résolution en énergie des jets se détermine à l'aide de leur réponse équilibrée R_{bal} . À partir de la définition de R_{bal} , équation (3.12), il est possible d'écrire dans le cas des événements $\gamma + \text{jets}$

$$R_{bal} = \frac{p_{\text{Treco}}^{\text{jet } 1}}{p_T^\gamma} = \frac{p_{\text{Treco}}^{\text{jet } 1}}{p_{\text{Treco}}^\gamma} = \frac{p_{\text{Treco}}^{\text{jet } 1}}{p_{\text{Tptcl}}^{\text{jet } 1}} \times \frac{p_{\text{Tptcl}}^{\text{jet } 1}}{p_{\text{Tptcl}}^\gamma} \times \frac{p_{\text{Tptcl}}^\gamma}{p_{\text{Treco}}^\gamma}, \quad (3.24)$$

ce qui se traduit en terme des largeurs des distributions de chacune de ces fractions sous la forme

$$\sigma_{R_{bal}} = \sigma \left(\frac{p_{\text{Treco}}^{\text{jet } 1}}{p_{\text{Tptcl}}^{\text{jet } 1}} \right) \oplus \sigma \left(\frac{p_{\text{Tptcl}}^{\text{jet } 1}}{p_{\text{Tptcl}}^\gamma} \right) \oplus \sigma \left(\frac{p_{\text{Tptcl}}^\gamma}{p_{\text{Treco}}^\gamma} \right), \quad (3.25)$$

où \oplus désigne une somme quadratique. Des termes de cette dernière équation, le premier rend compte de la résolution en énergie des jets au niveau reconstruit et est noté σ_{JER} dans la suite. Il s'agit de la grandeur d'intérêt dans cette analyse. Le second terme est lié à la physique de l'événement sous-jacent, c'est-à-dire de l'empilement, des émissions de particules secondaires et des neutrinos. Après extrapolation vers $\alpha = 0$, la contribution des émissions de particules secondaires devient négligeable. Ce terme est noté σ_{PLI} dans la suite; « PLI » signifie interaction au niveau particule (*Particle Level Interaction*). Enfin, le dernier terme est lié à la résolution en énergie des photons, noté σ_γ .

L'équation (3.25) se réécrit alors, en utilisant les notations introduites,

$$\sigma_{R_{bal}} = \sigma_{\text{JER}} \oplus \sigma_{\text{PLI}} \oplus \sigma_\gamma, \quad (3.26)$$

ce qui peut se réarranger afin d'exprimer σ_{JER} sous la forme

$$\sigma_{\text{JER}} = \sigma_{R_{bal}} \ominus \sigma_{\text{PLI}} \ominus \sigma_\gamma. \quad (3.27)$$

La bonne qualité de reconstruction des photons permet de négliger le terme σ_γ dans la suite.

5.2 Analyse

Similitudes avec l'analyse menée pour la JES L'analyse des événements $\gamma + \text{jets}$ dans le cas de la JER est semblable à celle pour la JES, décrite dans la section 4.2. Les intervalles de p_T^γ , $|\eta^{\text{jet}}|$ et α sont toutefois différents. Les intervalles de ces grandeurs utilisés pour la JER sont définis dans les tableaux 3.9, 3.10 et 3.11. En particulier, les intervalles de α sont exclusifs, contrairement aux intervalles inclusifs utilisés pour la JES.

[105, 130[[130, 175[[175, 200[[200, 230[[230, 300[
[300, 400[[400, 500[[500, 700[[700, 3000[

Tableau 3.9 – Intervalle de p_T^γ en GeV utilisés pour la JER.

[0,0; 0,522[[0,522; 0,783[[0,783; 1,131[[1,131; 1,305[[1,305; 1,740[
[1,740; 1,930[[1,930; 2,043[[2,043; 2,322[[2,322; 2,5[[2,5; 2,853[
[2,853; 2,954[[2,954; 3,139[[3,139; 5,191[

Tableau 3.10 – Intervalles fins de $|\eta^{\text{jet}}|$ utilisés pour la JER.

[0; 0,10[[0,10; 0,15[[0,15; 0,20[[0,20; 0,25[[0,25; 0,30[
-----------	--------------	--------------	--------------	--------------

Tableau 3.11 – Intervalles de α utilisés pour la JER.

Obtention de $\sigma_{R_{bal}}$ et σ_{PLI} pour $(p_T^\gamma, \eta^{\text{jet}}, \alpha)$ donnés Pour chaque domaine de p_T^γ défini dans le tableau 3.9, de η^{jet} défini dans le tableau 3.10 et de α défini dans le tableau 3.11, les distributions de la réponse équilibrée dans les données réelles et simulées sont déterminées.

Comme dans le cas de la JES, seuls les centres de ces distributions sont considérés afin de limiter les effets des leurs queues. Alors, $\sigma_{R_{bal}}$ s'obtient à partir des points restant comme étant le rapport de la variance de la distribution de ces points divisée par leur valeur moyenne.

Dans ces mêmes domaines de p_T^γ , η^{jet} et α , les distributions de $p_T^{\text{jet}1}$ et p_T^{γ} sont estimées à partir des événements simulés. Il est alors possible d'obtenir σ_{PLI} .

Extrapolation vers $\alpha = 0$ Une extrapolation vers $\alpha = 0$ est réalisée afin de s'affranchir de l'activité additionnelle des jets décrits dans la section 3.2. Les intervalles de α utilisés pour la JER sont présentés dans le tableau 3.11. L'extrapolation n'est plus linéaire comme dans le cas de la JES. Une fonction de la forme

$$\sigma_i = \sqrt{(a_i \alpha)^2 + b_i^2} \quad (3.28)$$

est utilisée pour $\sigma_{R_{bal}}^{\text{données}}$, $\sigma_{R_{bal}}^{\text{simulations}}$ et σ_{PLI} . L'extrapolation est illustrée sur la figure 3.26a.

Détermination de σ_{JER} en fonction de η^{jet} Dans chacun des intervalles de p_T^γ et η^{jet} , pour les données réelles et simulées, la contribution estimée de l'événement sous-jacent est soustraite en quadrature à $\sigma_{R_{bal}}$ afin d'obtenir σ_{JER} en suivant l'équation (3.27). Puis, un ajustement constant en p_T des rapports de σ_{JER} extrapolés à $\alpha = 0$ entre données réelles et simulées est déterminé dans chaque intervalle de η^{jet} , comme sur la figure 3.26b. La valeur de cet ajustement correspond au facteur à appliquer à la JER dans l'intervalle de η^{jet} .

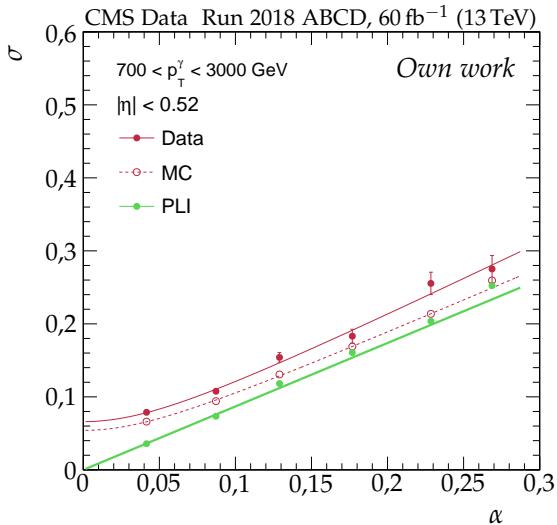
Incertitudes Les incertitudes prises en compte dans la mesure de la JER sont :

- 4,6 % sur la section efficace de collision inélastique pp utilisée pour estimer les profils d'empilement;
- les incertitudes de la JEC, décrites section 2.4.

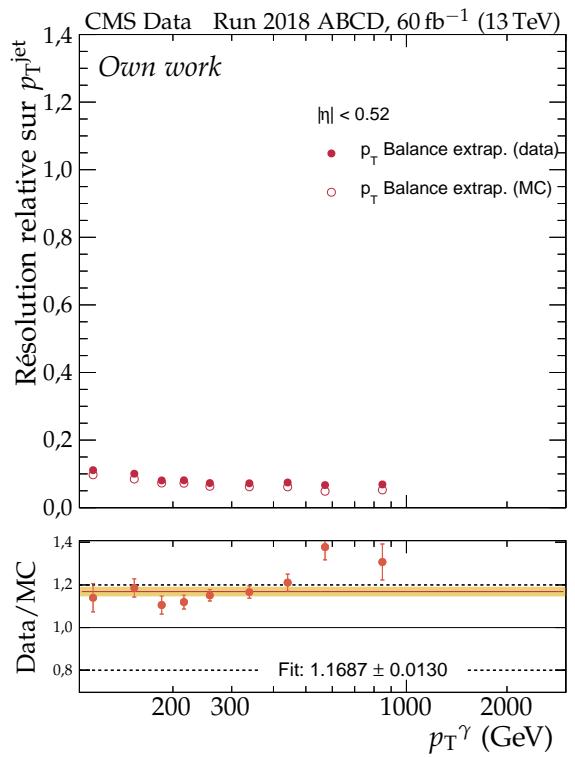
Les incertitudes sur l'échelle en énergie des photons ainsi que leur résolution sont négligées face aux autres incertitudes considérées.

5.3 Résultats

Les résultats issus de l'analyse des événements $\gamma + \text{jets}$ pour l'année 2018 sont présentés sur la figure 3.27a. La combinaison avec l'analyses des événements dijet permet d'obtenir les facteurs correctifs utilisés par la collaboration, présentés sur la figure 3.27b. Ces facteurs sont de l'ordre de 1,2 dans le tonneau et peuvent atteindre 2,3 dans les bouchons.

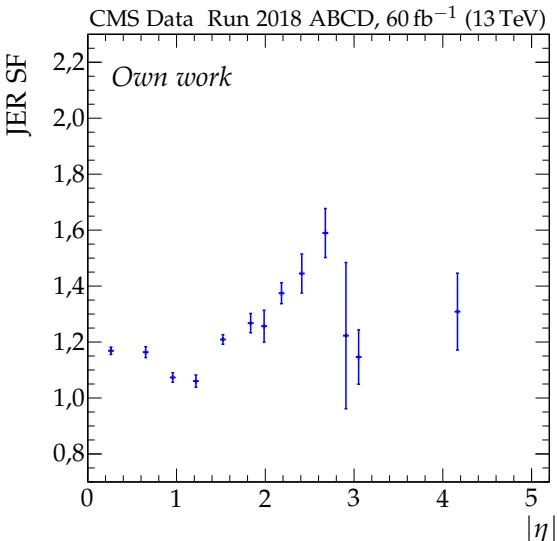


(a) Extrapolation vers $\alpha = 0$ de la résolution des jets pour $|\eta| < 0,52$ et $700 < p_T^\gamma < 3000 \text{ GeV}$ en 2018.

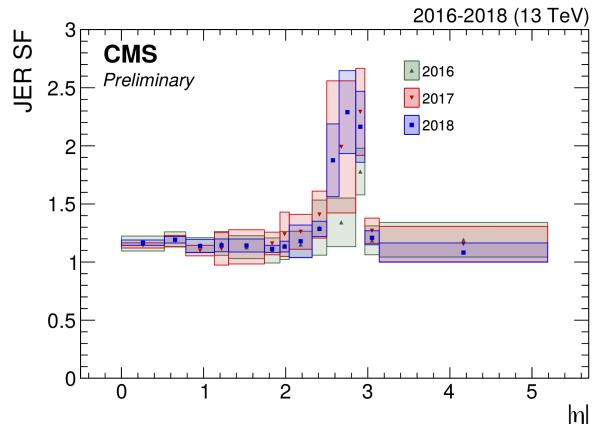


(b) Résolution en énergie des jets extrapolée à $\alpha = 0$ pour $|\eta| < 0,52$ en 2018.

Figure 3.26 – Détermination de la résolution en énergie des jets.



(a) Facteurs correctifs déterminés avec les événements $\gamma + \text{jets}$ en 2018.



(b) Facteurs correctifs utilisés par la collaboration lors du Run II [164].

Figure 3.27 – Facteurs correctifs de la résolution en énergie des jets.

L’effet de l’application des facteurs correctifs de la résolution en énergie des jets est particulièrement visible dans la région $2,5 \leq |\eta| < 3,0$ où sa valeur est de l’ordre de 2. Les distributions des réponses équilibrées des jets dans les données réelles et simulées avant et après application de ces facteurs sont illustrées pour cette région sur la figure 3.28. Les réponses des jets dans les données réelles ne sont pas modifiées par la correction de la résolution en énergie des jets, ces distributions sont donc identiques dans les figures 3.28a et 3.28b.

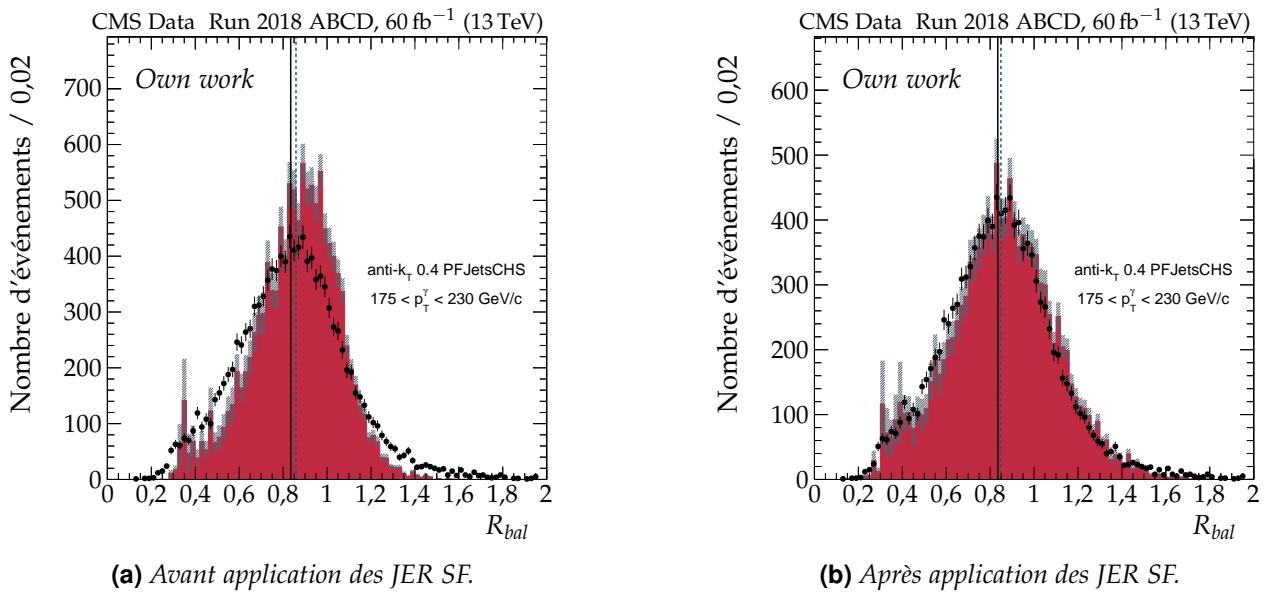


Figure 3.28 – Comparaison des réponses équilibrées avant et après correction de la résolution en énergie des jets pour $p_T^\gamma \in [175, 230]$ GeV et $2,5 \leq |\eta| < 3,0$ en 2018.

6 Conclusion

Ce chapitre a présenté la calibration en énergie des jets. Elle permet d'obtenir des jets de la meilleure qualité possible pour les analyses de physique menées par l'ensemble de la collaboration CMS. Il s'agit d'une approche factorisée de plusieurs corrections, chacune ayant pour but de corriger un effet en particulier.

L'obtention d'une de ces corrections pour les années 2018 et 2017-UL a fait partie de mon travail de thèse et a été développée plus en détails, ainsi que la phénoménologie des événements utilisés. Il s'agit d'événements $\gamma +$ jets dans lesquels l'équilibre entre le photon et un jet permet d'estimer l'échelle en énergie du jet connaissant celle du photon. Pour l'année 2018, la réponse des jets dans ces événements est inférieure dans les données par rapport aux simulations de 3 % pour $|\eta^{\text{jet}}| < 1,3$ à 5 % pour $1,3 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 2,5$. L'incertitude absolue sur ces mesures est inférieure à 0,3 %.

La résolution en énergie des jets doit également être corrigée. À l'aide d'une étude similaire, menée sur les mêmes événements et également détaillée dans ce chapitre, les facteurs d'échelle ont été obtenus lors de ma thèse pour les années 2018 et 2017-UL. Pour l'année 2018, la résolution en énergie des jets dans ces événements est inférieure dans les données par rapport aux simulations de (6 ± 3) % pour $1,131 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 1,305$ à (60 ± 9) % pour $2,5 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 2,8$.

Les jets sont omniprésents dans les collisions du LHC. Ces travaux permettant la bonne caractérisation des jets sont donc essentiels pour réaliser des analyses de qualité. Parmi elles se trouve celle présentée dans le chapitre 4.

Chapitre 4

Recherche de bosons de Higgs supplémentaires de haute masse se désintégrant en paire de leptons τ

Sommaire

1	Introduction	115
2	Corrections	117
2.1	Efficacité des chemins de déclenchement	117
2.2	Impulsions des particules générées	118
3	Sélection des événements	119
3.1	Sélection pour l'enregistrement des données	120
3.2	Obtention du dilepton et sélection finale	120
3.3	Sélection des jets	124
4	Modélisation du bruit de fond	125
4.1	Méthode des données encapsulées ou <i>embedding</i>	127
4.2	Estimation du bruit de fond QCD dans le canal $e\mu$	129
4.3	Méthode des facteurs de faux ou <i>fake factors</i>	130
5	Catégorisation des événements et variables discriminantes	135
5.1	Catégories « BSM »	135
5.2	Catégories « SM »	138
5.3	Combinaison des catégories SM et BSM	141
6	Incertitudes systématiques	142
6.1	Incertitudes de normalisation	142
6.2	Incertitudes de forme	143
7	Extraction du signal	146
7.1	Modèle de vraisemblance	146
7.2	Méthode CL_s	149
7.3	Limites indépendantes du modèle	150
7.4	Interprétation dans les scénarios du MSSM	150
8	Résultats et interprétations	152
8.1	Limites indépendantes du modèle	152
8.2	Limites du scénario M_h^{125}	153
8.3	Limites du scénario $M_{H_1}^{125}$ avec violation de CP	154
9	Conclusion	154

1 Introduction

Dans le chapitre 1, il a été montré que le modèle standard (SM, *Standard Model*) souffre de lacunes quant à l'explication à apporter à certaines observations. Des modèles allant au-delà (BSM, *Beyond Standard Model*), comme l'extension supersymétrique minimale du modèle standard ou « MSSM », peuvent combler certaines d'entre elles. Le MSSM prédit l'existence de cinq bosons de Higgs, dont trois neutres, h , H et A . L'un d'entre-eux doit correspondre au boson découvert en 2012 et interprété

comme étant le boson de Higgs du SM [22-26]. L'existence des deux bosons de Higgs neutres supplémentaires peut être testée expérimentalement avec des accélérateurs de particules, comme cela a été fait au LEP [198]. Ces bosons se désintègrent préférentiellement en paire de quarks b ou de leptons τ . Bien que le rapport de branchement (\mathcal{BR}) de ces bosons aux b soit 5 à 10 fois supérieur que celui aux τ , ces derniers proposent une meilleure accessibilité expérimentale dans les collisionneurs hadroniques comme le Tevatron, où ces désintégrations en τ ont été étudiées [199, 200].

L'expérience CMS installée au LHC et présentée dans le chapitre 2 permet elle aussi de tester expérimentalement le MSSM, dans des conditions de collision inédites. La recherche de bosons de Higgs supplémentaires se désintégrant en paire de leptons τ a été menée dans les collisions de protons avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ et 8 TeV (Run I) [80, 201-203] ainsi qu'avec les données récoltées en 2016 avec une énergie de $\sqrt{s} = 13$ TeV [81]. Plusieurs thèses portent sur l'analyse des événements où un boson de Higgs se désintègre en paire de τ [204, 205]. La désintégration en paire de b est également exploitée [33, 206], ainsi que celle en paire de muons [207]. L'expérience ATLAS mène des recherches similaires [208-210].

Ce chapitre présente la recherche de bosons de Higgs supplémentaires de haute masse se désintégrant en paire de τ avec les données récoltées par l'expérience CMS lors du Run II du LHC (années 2016, 2017 et 2018), correspondant à une luminosité intégrée de 137 fb^{-1} ($35,9 + 41,5 + 59,7 \text{ fb}^{-1}$) à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 13$ TeV. Sur les six canaux de désintégration de la paire de leptons τ introduits dans le chapitre 1, les quatre présentant les plus grands \mathcal{BR} sont considérés dans l'analyse. Il s'agit des canaux hadronique ($\tau_h\tau_h$), semi-leptoniques ($\mu\tau_h, e\tau_h$) et leptonique asymétrique ($e\mu$). Les canaux leptoniques symétriques ($\mu\mu, ee$) ne sont pas exploités.

Dans les données réelles, les particules doivent forcément être reconstruites à partir des signaux qu'elles produisent dans le détecteur. Dans le cas des données simulées, la réponse du détecteur aux particules est modélisée. À partir des signaux réels comme simulés, les particules individuelles et les objets physiques de haut niveau sont reconstruits comme exposé dans le chapitre 2. Les simulations n'étant pas exemptées de défauts, des corrections déterminées à l'aide d'analyses annexes leurs sont appliquées. Les corrections génériques sont présentées au chapitre 2, à l'exception de la calibration en énergie des jets détaillée dans le chapitre 3. Les corrections spécifiques à la présente analyse sont introduites dans la section 2. Les objets reconstruits et corrigés permettent de sélectionner les événements d'intérêt pour l'analyse selon la procédure explicitée en section 3. Des processus physiques différents de ceux du signal recherché passent cette sélection et constituent le bruit de fond. Afin d'interpréter les observations, il est nécessaire de modéliser ce bruit de fond. Cette modélisation est présentée section 4. En plus de l'utilisation de données simulées, des techniques basées sur les données réelles sont exploitées. Des données dites « encapsulées » (*embedded*) sont ainsi produites selon la procédure exposée section 4.1 et décrivent les événements contenant une vraie paire de leptons τ . Une estimation du bruit de fond dû aux jets identifiés à tort comme des taus hadroniques (faux τ_h) est quant à elle obtenue grâce à la méthode des facteurs de faux (*fake factors*) introduite section 4.3. Les événements sont par la suite catégorisés afin d'augmenter la sensibilité de l'analyse. Les catégories utilisées sont présentées en section 5. Les sources d'incertitudes systématiques sont données section 6. Leur prise en compte dans l'extraction du signal ainsi que la modélisation de celui-ci sont exposées dans la section 7. Enfin, les résultats obtenus sont disponibles section 8. Certains sont indépendants de tout modèle, d'autres sont obtenus dans le cadre de scénarios spécifiques du MSSM [79].

Une note d'analyse [211] est déjà disponible pour les membres de la collaboration et un article est en préparation [212]. Ces travaux sont réalisés au sein d'une équipe regroupant :

- l'Institut de Physique des 2 Infinis (IP2I) de l'Université Claude Bernard de Lyon, mon laboratoire de rattachement;
- l'*Institut für Experimentelle Teilchenphysik* (ETP) du *Karlsruher Institut für Technologie* (KIT) de Karlsruhe;
- le *Deutsches Elektronen-Synchrotron* (DESY) de Hambourg;
- l'*Imperial College* de Londres;
- l'*Institut für Hochenergiephysik* (HEPHY) de Vienne;
- le *Tata Institute of Fundamental Research* de Bombay.

En début de thèse, j'ai travaillé sur les données de l'année 2017 en équipe avec Gaël TOUQUET

qui a exploité le canal $\tau_h \tau_h$ dans sa thèse [204]. Je me suis concentré sur les canaux semi-leptoniques et plus particulièrement le canal $\mu \tau_h$ [213]. La présence de τ_h dans nos canaux respectifs nous a mené à de travailler en étroite collaboration. Les événements étaient analysés à l'aide d'un code basé sur HEPHY [214], indépendant de celui utilisé par les autres instituts listés précédemment, ce qui a permis à l'ensemble des acteurs de cette analyse de valider la bonne implémentation des différentes corrections et sélections détaillées dans ce chapitre. À cette occasion, j'ai découvert une erreur dans le code de COMBINE, l'outil de combination statistique utilisé par la collaboration CMS et basé sur ROOSTATS [215]. Cette erreur a été comprise et corrigée comme présenté dans la section 7.1.3. Le correctif [216] a été transmis à la collaboration CMS qui l'a pris en compte.

J'ai par la suite travaillé directement avec le groupe de Karlsruhe dans le cadre de l'analyse du Run II. J'ai implémenté le traitement du scénario avec violation de la symétrie CP et participé au traitement des jeux de données utilisés, listés dans l'annexe E. Il s'agissait de s'assurer du bon déroulement de plusieurs milliers de tâches informatiques et du regroupement de leurs résultats. Enfin, j'ai activement participé à la rédaction de la note d'analyse CMS [211] et de la publication [212] correspondantes. J'ai ainsi apporté une contribution significative à ces travaux.

2 Corrections

Dans le but d'améliorer la description des données réelles par les données simulées et encapsulées, des corrections obtenues à partir d'analyses annexes leur sont appliquées. Les corrections usuelles sont présentées dans le chapitre 2. Des corrections spécifiques à cette analyse sont également appliquées. Elles sont présentées ci-après.

2.1 Efficacité des chemins de déclenchement

Efficacité des chemins de déclenchement des muons et des électrons (*lepton trigger scale factors*)
 L'efficacité des chemins de déclenchement des leptons (muons et électrons) est déterminée dans les données réelles et simulées en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapidité du lepton par une méthode « balise et sonde » (*tag and probe*) sur des événements $Z \rightarrow \ell\ell$ [217] où ℓ est un électron ou bien un muon. La balise, un des deux ℓ , permet de déterminer la quantité totale d'événements. La sonde est l'autre ℓ . L'efficacité ϵ d'un chemin de déclenchement « électron seul » ou « muon seul » alors est donnée par

$$\epsilon = \frac{N_{\text{pass}}}{N_{\text{pass}} + N_{\text{fail}}} \quad (4.1)$$

avec N_{pass} le nombre d'événement dans lesquels balise et sonde activent le chemin de déclenchement et N_{fail} où seule la balise l'active. Ces critères sont donnés dans la référence [217].

Les efficacités des chemins de déclenchement « muon et τ_h » et « électron et τ_h » sont déterminées par combinaison avec celles des « τ_h seul » tel qu'exposé ci-après.

Efficacité des chemins de déclenchement des τ_h (τ_h *trigger scale factors*) L'efficacité des chemins de déclenchement est mesurée à partir d'une méthode similaire à celle utilisée pour la détermination de l'efficacité d'identification des τ_h [218]. Les événements exploités sont ceux contenant un boson W hautement virtuel, tel que $m_{W^*} \geq 200 \text{ GeV}$, se désintégrant selon $W^* \rightarrow \tau\nu_\tau$. Il est requis que le W^* soit produit avec une faible impulsion transverse, ce qui permet de rejeter les jets directement issus de l'événement dure. Les événements sélectionnés comportent ainsi un τ_h d'impulsion équilibrée avec \vec{E}_T^{miss} .

Le bruit de fond principal provient des événements dans lesquels un jet est identifié à tort comme un τ_h . Il est estimé par la méthode des facteurs de faux décrite en section 4.3. Les autres bruits de fond sont estimés par des simulations.

Les données réelles sont sélectionnées à partir d'un chemin de déclenchement basé sur E_T^{miss} [211, 218]. Les modélisations du signal $W^* \rightarrow \tau\nu_\tau$ et des bruits de fond sont ajustées à ces données réelles

par COMBINE. Puis, l'estimation des bruits de fond leur est retirée afin d'obtenir uniquement la contribution des événements $W^* \rightarrow \tau\nu_\tau$. Les quantités d'événements $W^* \rightarrow \tau\nu_\tau$ dans les données réelles et simulées sont ainsi obtenues.

Les chemins de déclenchement « τ_h seul » utilisés dans l'analyse sont donnés en annexe F. Leur efficacité ϵ est donnée par

$$\epsilon = \frac{N_{\text{pass}}}{N_{\text{total}}} \quad (4.2)$$

avec N_{pass} le nombre d'événements $W^* \rightarrow \tau\nu_\tau$ où le τ_h correspond à l'objet physique ayant activé au moins un des chemins de déclenchement « τ_h seul » utilisés et N_{total} le nombre total d'événements. Le facteur d'échelle correctif SF à appliquer aux événements simulés est ainsi

$$SF = \frac{\epsilon(\text{données réelles})}{\epsilon(\text{données simulées})}. \quad (4.3)$$

Les efficacités et le facteur d'échelle sont déterminés en fonction de l'impulsion transverse du τ_h . L'efficacité des chemins de déclenchement « double τ_h » est obtenue comme étant le produit des efficacité de chacun des deux τ_h .

L'efficacité combinée des chemins de déclenchement « τ_h seul » et « muon seul » dans le canal $\mu\tau_h$ (« électron seul » dans le canal $e\tau_h$) est obtenue selon

$$\epsilon = \epsilon(1\tau_h) + \epsilon(1\ell) - \epsilon(1\tau_h) \times \epsilon(1\ell) \quad (4.4)$$

où ℓ correspond au muon (à l'électron). Dans le cas du canal $\tau_h\tau_h$, la présence de deux τ_h impose une formule plus complexe pour déterminer l'efficacité combinée des chemins de déclenchement « τ_h seul » et « double τ_h »,

$$\begin{aligned} \epsilon &= \epsilon(2\tau_h) + \epsilon(\tau_h1) + \epsilon(\tau_h2) \\ &\quad - \epsilon(2\tau_h + \tau_h1) - \epsilon(2\tau_h + \tau_h1) - \epsilon(\tau_h1 + \tau_h2) \\ &\quad + \epsilon(2\tau_h + \tau_h1 + \tau_h2), \end{aligned} \quad (4.5)$$

où $2\tau_h$ signifie « double τ_h », τ_h1 « τ_h seul » appliqué au τ_h de plus haut p_T et τ_h2 « τ_h seul » appliqué à l'autre τ_h .

2.2 Impulsions des particules générées

Repondération de l'impulsion transverse et de la masse du boson Z (DY p_T -mass reweighting) Les impulsions transverses ainsi que la masse invariante des leptons issus de la désintégration du boson Z sont corrigées dans les événements simulés Drell-Yan. Ces corrections sont déterminées dans une région de contrôle $Z \rightarrow \mu\mu$ et n'introduisent pas de modification du nombre total d'événements.

Repondération de l'impulsion transverse du quark t (top p_T reweighting) La modélisation du bruit de fond $t\bar{t}$ est corrigée afin que les données simulées au NLO correspondent au NNLO. Pour cela, la distribution en p_T des quarks t est pondérée. Le poids à appliquer à un quark t , déterminé par le groupe $t\bar{t}H$, s'exprime en fonction de l'impulsion transverse du quark t en GeV selon

$$\omega = \exp\left(0,088 - 8,7 \times 10^{-4} \times p_T + 9,2 \times 10^{-7} \times p_T^2\right). \quad (4.6)$$

Le poids total à appliquer aux événements $t\bar{t}$ contenant deux quarks t est alors

$$\omega(\text{total}) = \sqrt{\omega(1) \times \omega(2)}. \quad (4.7)$$

Repondération de l'impulsion transverse du boson de Higgs Au premier ordre non nul (LO, *Leading Order*), les propriétés cinématiques du signal ne dépendent que de la masse du boson de Higgs, ce qui est couvert par la variété des jeux de données utilisés, listés dans l'annexe E. Cependant, à l'ordre supérieur (NLO, *Next-to Leading Order*), ce n'est plus vrai dans le cas du processus ggH , illustré figure 4.1.

La boucle fermionique du diagramme comporte des contributions provenant des quarks, les plus importantes étant celles des quarks t et b ainsi que leur interférence notée tb . Pour chacune d'entre elles, les distributions des impulsions transverses des bosons de Higgs (h, H ou A) sont indépendantes de $\tan\beta$, paramètre introduit dans le chapitre 1. Toutefois, les proportions de ces contributions le sont. Ainsi, les propriétés cinématiques des bosons de Higgs et par conséquent celles des leptons τ dépendent de $\tan\beta$.

L'effet de $\tan\beta$ étant uniquement dû aux proportions des contributions des quarks à la boucle, il est possible d'obtenir les distributions en p_T des bosons de Higgs au NLO à partir des neuf contributions (h, H, A) $\times (t, b, tb)$ pour chaque point de masse utilisé selon les méthodes introduites dans les références [219, 220].

D'une part, une simulation de référence par point de masse est réalisée. La génération de ces événements est faite au NLO à l'aide du module `gg_H_2HDM` de POWHEG [180], les gerbes partoniques, l'hadronisation et l'évenement sous-jacent sont simulés par PYTHIA [179] et la modélisation du détecteur est traitée par GEANT4 [184-186]. Cette simulation se fait dans le cadre d'un modèle général à deux doublets de Higgs (2HDM), dont le MSSM est un cas particulier comme exposé dans le chapitre 1. POWHEG permet alors d'obtenir les neuf contributions (h, H, A) $\times (t, b, tb)$. En principe, toutes valeurs des paramètres α et $\tan\beta$ peuvent être utilisées. En pratique, pour éviter d'obtenir un terme d'interférence presque nul menant à de faibles statistiques, ces paramètres sont fixés à $\alpha = \pi/4$ et $\tan\beta = 15$.

D'autre part, des simulations annexes sont réalisées pour différentes valeurs de $\tan\beta$, également avec le module `gg_H_2HDM` de POWHEG, mais uniquement au niveau générateur c'est-à-dire sans propagation dans le détecteur. Pour chaque valeur de $\tan\beta$, les distributions en p_T des neuf contributions considérées sont pondérées dans la simulation de référence de manière à correspondre à celles obtenues dans la simulation annexe correspondante.

Le signal complet du MSSM est obtenu à partir des contributions individuelles et pondérées du 2HDM utilisé ($\alpha = \pi/4$, $\tan\beta = 15$) selon

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{MSSM}} = & \left(\frac{y_{t,\text{MSSM}}}{y_{t,\text{2HDM}}} \right)^2 \sigma_{t,\text{2HDM}}(Q_t) + \left(\frac{y_{b,\text{MSSM}}}{y_{b,\text{2HDM}}} \right)^2 \sigma_{b,\text{2HDM}}(Q_b) \\ & + \left(\frac{y_{t,\text{MSSM}} y_{b,\text{MSSM}}}{y_{t,\text{2HDM}} y_{b,\text{2HDM}}} \right) [\sigma_{t+b,\text{2HDM}}(Q_{tb}) - \sigma_{t,\text{2HDM}}(Q_{tb}) - \sigma_{b,\text{2HDM}}(Q_{tb})] \end{aligned} \quad (4.8)$$

où σ peut correspondre à la section efficace inclusive ou différentielle selon une variable donnée, y_t et y_b sont les constantes de couplage de Yukawa pour les quarks t et b introduites dans le chapitre 1, Q l'échelle d'énergie [219, 220]. Les trois termes de cette formule correspondent aux contributions t , b et tb . Les valeurs de y_t et y_b dépendent de m_A et $\tan\beta$ et sont définies pour chacun des bosons de Higgs (h, H, A).

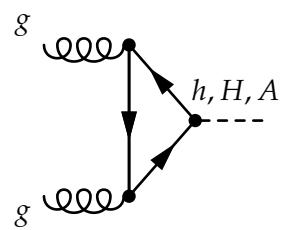


Figure 4.1 – Diagramme de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du MSSM par fusion de gluons (ggH).

3 Sélection des événements

Cette section décrit la sélection des événements dans la région de signal. D'autres régions, de contrôle, d'application ou de détermination, sont également utilisées dans l'analyse, en particulier pour la méthode des facteurs de faux présentée section 4.3. Leurs définitions diffèrent généralement peu de celle de la région de signal, il s'agit souvent du changement d'un des critères de sélection. Ces changements sont explicités lors de la première évocation de ces régions, les autres critères sont ainsi identiques à ceux exposés dans cette section.

3.1 Sélection pour l'enregistrement des données

Les chemins de déclenchement (HLT *paths*) permettent une présélection en temps réel des événements observés à CMS afin de les enregistrer, comme abordé dans le chapitre 2. Des listes de chemins de déclenchement sont ainsi définies, pour chacune des trois années (2016, 2017 et 2018) et chacun des états finaux considérés ($\tau_h\tau_h$, $\mu\tau_h$, $e\tau_h$ et $e\mu$). Ces listes sont données dans l'annexe F. Les événements, une fois enregistrés sur décision d'au moins un des chemins de déclenchement, sont sélectionnés plus précisément selon la procédure détaillée dans la section 3.2.

3.2 Obtention du dilepton et sélection finale

La phénoménologie des événements $H \rightarrow \tau\tau$ est décrite dans le chapitre 1. Les leptons τ peuvent se désintégrer hadroniquement en tau hadronique (τ_h) ou leptoniquement en électron (e) ou en muon (μ). Ces désintégrations s'accompagnent de l'émission de un (cas hadronique) ou deux (cas leptoniques) neutrinos. Il existe ainsi six états finaux différents ou canaux pour ces événements dont seulement quatre sont considérés dans l'analyse : le canal hadronique ($\tau_h\tau_h$), les deux canaux semi-leptoniques ($\mu\tau_h$, $e\tau_h$) et un canal leptonique ($e\mu$).

Les produits de désintégration visibles des leptons τ sont notés L_1 et L_2 . La correspondance de L_1 et L_2 aux τ_h , muons ou électrons suit l'ordre de notation du canal, par exemple $\mu\tau_h = L_1L_2$. Dans le cas d'un canal symétrique ($\tau_h\tau_h$, $\mu\mu$, ee), $p_T^{L_1} > p_T^{L_2}$. Pour L_1 comme L_2 , une liste de candidats est obtenue à partir des particules reconstruites auxquelles sont appliquées des coupures détaillées dans les sections qui suivent pour chacun des canaux.

Des paires L_1L_2 compatibles avec le cas de figure $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow L_1L_2$ sont formées à partir de ces deux listes de candidats. En particulier, L_1 et L_2 sont de charges électriques opposées. Une paire L_1L_2 est un dilepton. Il est de plus requis que L_1 et L_2 soient séparés d'une distance ΔR dans le plan (η, ϕ) supérieure à 0,5 dans les canaux $\tau_h\tau_h$, $\mu\tau_h$ et $e\tau_h$ et supérieure à 0,3 dans le canal $e\mu$. Si aucun dilepton n'est formé, l'événement est rejeté. Si plusieurs dileptons peuvent être formés, un seul d'entre eux est sélectionné selon la procédure suivante :

1. préférer une paire avec L_1 le plus isolé possible (L_2 pour le canal $e\mu$);
2. en cas d'égalité, préférer une paire avec L_1 de plus haut p_T (L_2 pour le canal $e\mu$);
3. en cas d'égalité, préférer une paire avec L_2 le plus isolé possible (L_1 pour le canal $e\mu$);
4. en cas d'égalité, préférer une paire avec L_2 de plus haut p_T (L_1 pour le canal $e\mu$).

Il est nécessaire de s'assurer, à cause de l'utilisation de canaux différents, qu'un événement donné ne peut être sélectionné dans le traitement de plusieurs canaux. Pour cela, après avoir sélectionné le dilepton, des vetos sur la présence de leptons supplémentaires à ceux du dilepton sont appliqués. Ces vetos sont explicités pour chaque canal dans les sections ci-après et sont au moins aussi lâches que les coupures de sélection les plus lâches des leptons de signal, c'est-à-dire ceux utilisés pour les dileptons, de tous les canaux. Ainsi, si un lepton est sélectionné dans un canal pour former un dilepton, alors il déclenche forcément le veto correspondant dans les autres canaux.

3.2.1 Canal $\tau_h\tau_h$

Sélection des taus hadroniques Tout τ_h respectant les critères listés ci-après est retenu pour jouer le rôle de L_1 ou L_2 dans le dilepton :

- $p_T^{\tau_h} > 40$ GeV;
- $|\eta^{\tau_h}| < 2,1$;
- $d_z < 0,2$ cm avec d_z la distance longitudinale entre la trace principale du τ_h et le vertex primaire;
- passer le discriminateur NewDecayModeFinding (modes de désintégration 5, 6, et 7 interdits);
- passer les points de fonctionnement :
 - *very very loose* du discriminateur deepTau anti-electron,
 - *very loose* du discriminateur deepTau anti-muon,
 - *medium* du discriminateur deepTau vs jet.

Correspondance du dilepton avec les chemins de déclenchement Les deux τ_h de la paire sélectionnée doivent correspondre, le cas échéant, aux objets ayant activé un des chemins de déclenchement

utilisé pour enregistrer l'événement. Les objets considérés pour chacun des chemins de déclenchement sont donnés dans l'annexe F. La correspondance est établie lorsque la particule reconstruite et l'objet du chemin de déclenchement sont séparés de moins de 0,5 dans le plan (η, ϕ) , c'est-à-dire $\Delta R < 0,5$. Trois catégories sont définies pour les événements enregistrés en 2016 (respectivement 2017 et 2018) :

- bas p_T : $p_T^{\tau_h} < 120$ (180) GeV, $p_T^{\tau_h} < 120$ (180) GeV. Seuls les chemins de déclenchement « double τ_h » sont considérés pour L_1 et L_2 ;
- moyen p_T : $p_T^{\tau_h} > 120$ (180) GeV, $p_T^{\tau_h} < 120$ (180) GeV. Une combinaison logique « ou » des chemins de déclenchement « τ_h seul » et « double τ_h » est considérée pour L_1 et seulement les « double τ_h » pour L_2 ;
- haut p_T : $p_T^{\tau_h} > 120$ (180) GeV, $p_T^{\tau_h} > 120$ (180) GeV. Une combinaison logique « ou » des chemins de déclenchement « τ_h seul » et « double τ_h » est considérée pour L_1 et L_2 .

Les τ_h ne sont considérés comme correspondant aux objets HLT qu'à condition que leurs impulsions soient supérieure d'au moins 5 GeV au seuil d'activation du chemin de déclenchement.

Vétos de leptons supplémentaires Les vetos de leptons supplémentaires doivent être respectés, c'est-à-dire que l'événement ne contient pas :

- de muon tel que $p_T^\mu > 10$ GeV, $|\eta^\mu| < 2,4$, passant le point de fonctionnement *medium* du *muonID* et d'isolation $I^\mu < 0,3 p_T^\mu$;
- d'électron tel que $p_T^e > 10$ GeV, $|\eta^e| < 2,5$, passant le point de fonctionnement à 90 % d'efficacité de l'*electron ID MVA* et d'isolation $I^e < 0,3 p_T^e$.

3.2.2 Canal $\mu\tau_h$

Sélection des muons Tout muon respectant les critères listés ci-après est retenu pour jouer le rôle de L_1 dans le dilepton :

- $p_T^\mu > 23$ (25) GeV en 2016 (2017, 2018) et correspondant à l'objet HLT du chemin de déclenchement « muon seul » ou 20 (21) $< p_T^\mu \leq 23$ (25) GeV en 2016 (2017, 2018) et correspondant à l'objet HLT de type muon du chemin de déclenchement « muon et τ_h »;
- $|\eta^\mu| < 2,1$;
- paramètres d'impact $d_z < 0,2$ cm et $d_{xy} < 0,045$ cm;
- $I^\mu < 0,15 p_T^\mu$;
- passer le point de fonctionnement *medium* du *muonID*.

Sélection des taus hadroniques Tout τ_h respectant les critères listés ci-après est retenu pour jouer le rôle de L_2 dans le dilepton :

- $p_T^{\tau_h} > 30$ GeV;
- $|\eta^{\tau_h}| < 2,3$;
- $d_z < 0,2$ cm avec d_z la distance longitudinale entre la trace principale du τ_h et le vertex primaire;
- passer le discriminateur *NewDecayModeFinding* (modes de désintégration 5, 6, et 7 interdits);
- passer les points de fonctionnement :
 - *very very loose* du discriminateur *deepTau anti-electron*,
 - *tight* du discriminateur *deepTau anti-muon*,
 - *medium* du discriminateur *deepTau vs jet*.

Correspondance du dilepton avec les chemins de déclenchement Le muon et le τ_h de la paire sélectionnée doivent correspondre, le cas échéant, aux objets ayant activé un des chemins de déclenchement utilisé pour enregistrer l'événement. Les objets considérés pour chacun des chemins de déclenchement sont donnés dans l'annexe F. La correspondance est établie lorsque la particule reconstruite et l'objet du chemin de déclenchement sont séparés de moins de 0,5 dans le plan (η, ϕ) , c'est-à-dire $\Delta R < 0,5$. Deux catégories sont définies pour les événements enregistrés en 2016 (respectivement 2017 et 2018) :

- bas p_T : $p_T^{\tau_h} < 120$ (180) GeV en 2016 (2017, 2018). Une combinaison logique « ou » des chemins de déclenchement « muon seul » et « muon et τ_h » est considérée ;

- haut $p_T^{\tau_h} > 120$ (180) GeV en 2016 (2017, 2018). Une combinaison logique « ou » des chemins de déclenchement « muon seul » et « τ_h seul » est considérée.

Dans le cas de l'utilisation du chemin de déclenchement « muon et τ_h », le τ_h doit de plus :

- correspondre à l'objet HLT;
- $p_T^{\tau_h} > 25$ (32) GeV en 2016 (2017, 2018).

Masse transverse du muon La masse transverse du muon, définie par

$$m_T^\mu = m_T(\mu, E_T^{\text{miss}}) = \sqrt{2 p_T^\mu E_T^{\text{miss}} (1 - \cos \Delta\phi)} \quad (4.9)$$

avec $\Delta\phi = \phi^\mu - \phi^{E_T^{\text{miss}}}$ doit vérifier $m_T < 70$ GeV. Cette coupure permet de s'assurer que la région de signal soit orthogonale à la région de détermination des facteurs de faux des événements $W + \text{jets}$ tout en rejetant ce bruit de fond dans la région de signal. Les facteurs de faux sont abordés dans la section 4.3.

Vétos de leptons supplémentaires Les vétos de leptons supplémentaires doivent être respectés, c'est-à-dire que l'événement ne contient pas:

- de second muon tel que $p_T^\mu > 10$ GeV, $|\eta^\mu| < 2,4$, passant le point de fonctionnement *medium* du *muonID* et d'isolation $I^\mu < 0,3 p_T^\mu$;
- d'électron tel que $p_T^e > 10$ GeV, $|\eta^e| < 2,5$, passant le point de fonctionnement à 90 % d'efficacité de l'*electron ID MVA* et d'isolation $I^e < 0,3 p_T^e$;
- de paire de muons de charges opposées avec $\Delta R > 0,15$, tous deux vérifiant $p_T^\mu > 15$ GeV, $|\eta^\mu| < 2,4$, passant le point de fonctionnement *loose* du *muonID*, de paramètres d'impact $d_z < 0,2$ cm et $d_{xy} < 0,045$ cm et d'isolation $I^\mu < 0,3 p_T^\mu$.

3.2.3 Canal $e\tau_h$

Sélection des électrons Tout électron respectant les critères listés ci-après est retenu pour jouer le rôle de L_1 dans le dilepton :

- $p_T^e > 26$ GeV en 2016, 28 en 2017 et 33 en 2018 et correspondant à l'objet HLT du chemin de déclenchement « électron seul » ou p_T^e entre 25 GeV et la valeur précédente et correspondant à l'objet HLT de type électron du chemin de déclenchement « électron et τ_h »;
- $|\eta^e| < 2,1$;
- paramètres d'impact $d_z < 0,2$ cm et $d_{xy} < 0,045$ cm;
- $I^e < 0,15 p_T^e$;
- passer le point de fonctionnement à 90 % d'efficacité de l'*electron ID MVA*.

Sélection des taus hadroniques Tout τ_h respectant les critères listés ci-après est retenu pour jouer le rôle de L_2 dans le dilepton :

- $p_T^{\tau_h} > 30$ GeV,
- $|\eta^{\tau_h}| < 2,3$,
- $d_z < 0,2$ cm avec d_z la distance longitudinale entre la trace principale du τ_h et le vertex primaire,
- passer le discriminateur *NewDecayModeFinding* (modes de désintégration 5, 6, et 7 interdits),
- passer les points de fonctionnement :
 - *tight* du discriminateur *deepTau anti-electron*,
 - *very loose* du discriminateur *deepTau anti-muon*,
 - *medium* du discriminateur *deepTau vs jet*.

Correspondance du dilepton avec les chemins de déclenchement L'électron et le τ_h de la paire sélectionnée doivent correspondre, le cas échéant, aux objets ayant activé un des chemins de déclenchement utilisé pour enregistrer l'événement. Les objets considérés pour chacun des chemins de déclenchement sont donnés dans l'annexe F. La correspondance est établie lorsque la particule reconstruite et l'objet du chemin de déclenchement sont séparés de moins de 0,5 dans le plan (η, ϕ) ,

c'est-à-dire $\Delta R < 0,5$. Deux catégories sont définies pour les événements enregistrés en 2016 (respectivement 2017 et 2018) :

- bas p_T : $p_T^{\tau_h} < 120$ (180) GeV en 2016 (2017, 2018). Une combinaison logique « ou » des chemins de déclenchement « électron seul » et « électron et τ_h » est considérée ;
- haut p_T : $p_T^{\tau_h} > 120$ (180) GeV en 2016 (2017, 2018). Une combinaison logique « ou » des chemins de déclenchement « électron seul » et « τ_h seul » est considérée.

Dans le cas de l'utilisation du chemin de déclenchement « électron et τ_h », le τ_h doit de plus :

- correspondre à l'objet HLT ;
- vérifier $p_T^{\tau_h} > 25$ (35) GeV en 2016 (2017, 2018) ;
- vérifier $|\eta^{\tau_h}| < 2,1$.

Masse transverse de l'électron La masse transverse de l'électron, définie par

$$m_T^e = m_T(e, E_T^{\text{miss}}) = \sqrt{2 p_T^e E_T^{\text{miss}} (1 - \cos \Delta\phi)} \quad (4.10)$$

avec $\Delta\phi = \phi^e - \phi^{E_T^{\text{miss}}}$ doit vérifier $m_T < 70$ GeV. Cette coupure permet de s'assurer que la région de signal soit orthogonale à la région de détermination des facteurs de faux des événements $W + \text{jets}$ tout en rejetant ce bruit de fond dans la région de signal. Les facteurs de faux sont abordés dans la section 4.3.

Vétos de leptons supplémentaires Les vetos de leptons supplémentaires doivent être respectés, c'est-à-dire que l'événement ne contient pas :

- de muon tel que $p_T^\mu > 10$ GeV, $|\eta^\mu| < 2,4$, passant le point de fonctionnement *medium* du *muonID* et d'isolation $I^\mu < 0,3 p_T^\mu$;
- de second électron tel que $p_T^e > 10$ GeV, $|\eta^e| < 2,5$, passant le point de fonctionnement à 90 % d'efficacité de l'*electron ID MVA* et d'isolation $I^e < 0,3 p_T^e$;
- de paire d'électrons de charges opposées avec $\Delta R > 0,15$, tous deux vérifiant $p_T^e > 15$ GeV, $|\eta^e| < 2,5$, passant le *cut-based veto ID*, de paramètres d'impact $d_z < 0,2$ cm et $d_{xy} < 0,045$ cm et d'isolation $I^e < 0,3 p_T^e$.

3.2.4 Canal $e\mu$

Sélection des muons Tout muon respectant les critères listés ci-après est retenu pour jouer le rôle de L_1 dans le dilepton :

- $p_T^\mu > 15$ GeV ;
- $|\eta^\mu| < 2,4$;
- paramètres d'impact $d_z < 0,2$ cm et $d_{xy} < 0,045$ cm ;
- $I^\mu < 0,2 p_T^\mu$;
- passer le point de fonctionnement *medium* du *muonID*.

Sélection des électrons Tout électron respectant les critères listés ci-après est retenu pour jouer le rôle de L_2 dans le dilepton :

- $p_T^e > 15$ GeV ;
- $|\eta^e| < 2,4$;
- paramètres d'impact $d_z < 0,2$ cm et $d_{xy} < 0,045$ cm ;
- $I^e < 0,15 p_T^e$;
- passer le point de fonctionnement à 90 % d'efficacité de l'*electron ID MVA* sans utilisation des variables d'isolation ;
- présenter moins de deux points de passage manquants dans le trajectographe ;
- passer le veto d'électron de conversion.

Correspondance du dilepton avec les chemins de déclenchement L'électron et le muon de la paire sélectionnée doivent correspondre, le cas échéant, aux objets ayant activé un des chemins de déclenchement utilisé pour enregistrer l'événement. Les objets considérés pour chacun des chemins de déclenchement sont donnés dans l'annexe F. La correspondance est établie lorsque la particule reconstruite et l'objet du chemin de déclenchement sont séparés de moins de 0,5 dans le plan (η, ϕ) , c'est-à-dire $\Delta R < 0,5$.

Cas de la période 2016GH Pour les *runs* G et H de l'année 2016, le filtre en d_z des chemins de déclenchement utilisés pour le canal $e\mu$ n'est pas modélisé dans les données simulées. Il ne peut donc être appliqué que sur les données réelles. Afin de prendre en compte ce filtre manquant, un filtre moins strict, sans le critère portant sur d_z , est appliqué sur les données simulées qui sont renormalisées selon l'efficacité du filtre sur d_z manquant.

La mesure sur un jeu de données simulées $t\bar{t}$ avec un électron et un muon dans l'état final donne une efficacité de 95,3 %. Aucune dépendance en p_T ou η de l'électron ou du muon n'a été observée. Pour les *runs* B à F, ce filtre en d_z n'est pas utilisé. Ainsi, sur l'ensemble de l'année 2016, le facteur $SF(d_z)$ à appliquer aux événements simulés vaut

$$SF(d_z) = \frac{\mathcal{L}_{B-F}}{\mathcal{L}_{B-H}} + 0,953 \frac{\mathcal{L}_{G-H}}{\mathcal{L}_{B-H}} = 0,979 \quad (4.11)$$

avec \mathcal{L}_x la luminosité intégrée sur la période x , notion introduite dans le chapitre 2.

Coupure sur D_ζ La variable D_ζ est définie selon

$$D_\zeta = p_\zeta^{\text{miss}} - 0,85 p_\zeta^{(\tau\tau)} \quad (4.12)$$

avec

$$p_\zeta^{\text{miss}} = \vec{E}_T^{\text{miss}} \cdot \hat{\zeta}, \quad p_\zeta^{(\tau\tau)} = \vec{p}_T^{(\tau\tau)} \cdot \hat{\zeta} \quad (4.13)$$

où $\hat{\zeta}$ est la direction bisectionnelle entre l'électron et le muon dans le plan transverse [221] et

$$\vec{p}_T^{(\tau\tau)} = \vec{p}_T^e + \vec{p}_T^\mu \quad (4.14)$$

comme illustré sur la figure 4.2. Il est requis que $D_\zeta \geq -35$ afin de s'assurer que la région de signal soit orthogonale à la région de contrôle (CR) du bruit de fond $t\bar{t}$. Cette coupure permet de plus de rejeter ce bruit de fond dans la région de signal.

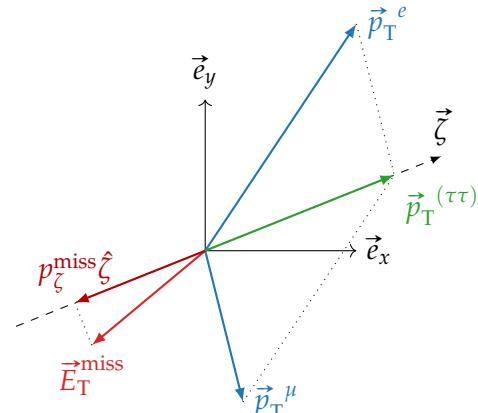


Figure 4.2 – Illustration de la définition de $\hat{\zeta}$ [221].
Le plan de ce schéma est le plan transverse.

Vétos de leptons supplémentaires Les vétos de leptons supplémentaires doivent être respectés, c'est-à-dire que l'événement ne contient pas:

- de second muon tel que $p_T^\mu > 10 \text{ GeV}$, $|\eta^\mu| < 2,4$, passant le point de fonctionnement *medium muonID* et d'isolation $I^\mu < 0,3 p_T^\mu$;
- de second électron tel que $p_T^e > 10 \text{ GeV}$, $|\eta^e| < 2,5$, passant le point de fonctionnement à 90 % d'efficacité de l'*electron ID MVA* et d'isolation $I^e < 0,3 p_T^e$, l'électron devant passer le veto d'électron de conversion et présenter moins de deux points de passage manquants dans le trajectographe.

3.3 Sélection des jets

Les événements sont répartis en différentes catégories d'après les différents mécanismes de production des bosons de Higgs. Cette catégorisation est détaillée dans la section 5. À cette fin, les jets présents dans l'événement sont exploités.

Pour réduire la contamination par les jets issus de l'empilement, les hadrons chargés sont soumis à la procédure de *pile-up Charged Hadron Subtraction* (CHS) [192] décrite dans le chapitre 3. Les jets

utilisés sont ceux obtenus à partir des particules restantes à l'aide de l'algorithme anti- k_T [162] avec un paramètre $R = 0,4$.

Ces jets doivent également passer les critères d'identification présentés dans le chapitre 2. L'identification des jets issus de quarks b (b -tagging) est réalisée par l'algorithme DEEPCSV [167, 222]. Les jets tels que $p_T > 20 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 2,4(2,5)$ en 2016 (2017, 2018) sont considérés comme issus d'un b si leur score est supérieur à 0,3093 en 2016, 0,3033 en 2017 et 0,2770 en 2018. De plus, tout jet tel que $p_T > 30 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 4,7$ est retenu. Afin d'exclure les électrons, muons et taus hadroniques de la liste des jets, il est requis que les jets soient distants du dilepton de $\Delta R > 0,5$.

Lors de la prise de données en 2017, le bouchon du ECAL présentait un bruit important, perturbant la reconstruction des jets. Conformément aux recommandations du POG (Physics Object Group, groupe responsable d'un objet physique) JetMET, les jets reconstruits tels que $2,65 < |\eta| < 3,139$ ayant une impulsion transverse avant correction inférieure à 50 GeV sont rejettés. L'énergie transverse manquante est corrigée en conséquence.

4 Modélisation du bruit de fond

Le bruit de fond est constitué de tous les événements sélectionnés selon la procédure décrite section 3 mais ne correspondant pas au signal recherché, c'est-à-dire hors $h, H, A \rightarrow \tau\tau$. Plusieurs processus contribuent ainsi au bruit de fond de cette analyse. En effet, ils peuvent donner des états finaux similaires à ceux attendus avec le signal recherché, comme illustré sur la figure 4.3. Ils peuvent également produire des objets physiques pouvant être interprétés comme des produits de désintégration

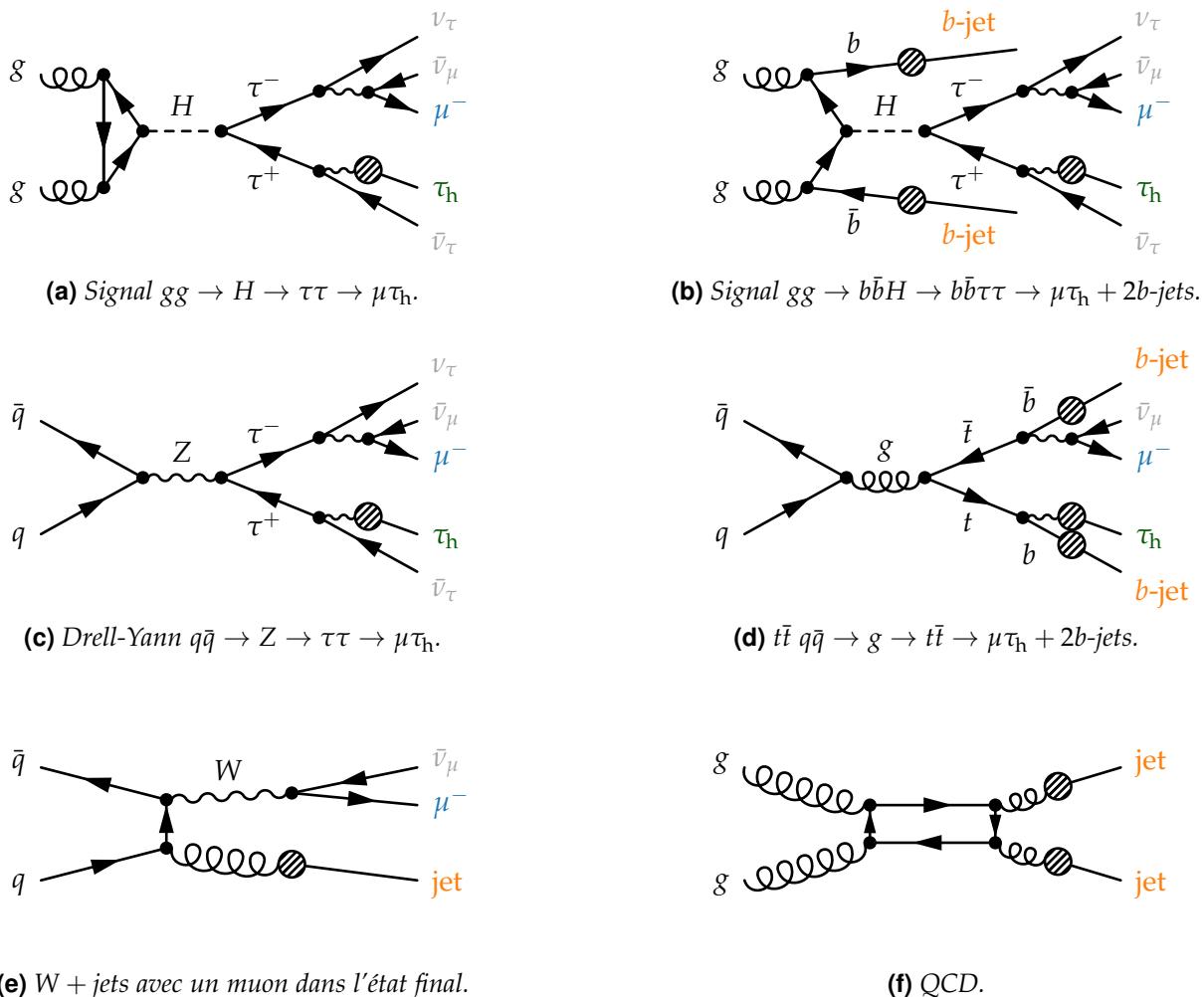


Figure 4.3 – Diagrammes de Feynman complets des signaux ggH (4.3a) et $b\bar{b}H$ (4.3b) et bruits de fond Drell-Yann (4.3c), $t\bar{t}$ (4.3d), $W + \text{jets}$ (4.3e) et QCD (4.3f) de l'analyse illustrés dans le cas du canal $\mu\tau_h$.

de leptons τ . Ces processus, résumés dans le tableau 4.1 avec les pourcentages de leurs contributions au bruit de fond total, sont :

$Z \rightarrow \tau\tau, Z \rightarrow \ell\ell$ La désintégration du boson Z en paire de leptons τ ($Z \rightarrow \tau\tau$), ainsi qu'en paire de muons ou d'électrons ($Z \rightarrow \ell\ell$) lorsque l'un de ces leptons est mal identifié (les canaux $\mu\mu$ et ee n'étant pas exploités). La production du Z peut se faire par annihilation d'une paire de quarks, comme illustré sur la figure 4.3c. Il s'agit des processus « Drell-Yan ». Le Z peut également être produit par fusion de bosons électrofaibles (EWK, *ElectroWeK*). Dans ce cas, deux jets supplémentaires sont présents dans l'état final.

$W + \text{jets}$ La production d'un boson W , en particulier dans les canaux semi-leptoniques, où le muon ou l'électron issu de la désintégration du W est associé à un jet identifié à tort comme un τ_h . Ce processus est illustré figure 4.3e. Le W peut être produit par annihilation d'une paire de quarks, comme sur la figure 4.3e, ou par fusion de bosons électrofaibles (EWK).

$t\bar{t}$ La production d'une paire de quarks t , en particulier pour les événements contenant des jets issus de quarks b . Ce cas est illustré figure 4.3d. Les désintégrations par interaction faible des quarks t forment des bosons W , comme lors des désintégrations des leptons τ , d'où la contribution au bruit de fond de ces processus $t\bar{t}$.

Diboson Les productions de paires de bosons vecteurs ainsi que de quark t seul (*Single top*) contribuent également au bruit de fond, en particulier dans le canal $e\mu$.

QCD Enfin, les événements contenant des jets produits par interaction forte (QCD), lorsque ces jets sont identifiés à tort comme des éléments de désintégration d'une paire de leptons τ , forment la dernière source de bruit de fond considérée. Cette source de bruit de fond est particulièrement importante dans le canal $\tau_h\tau_h$.

Les contenus exacts en processus physiques de ces six sortes de bruit de fond sont détaillés dans l'annexe E. Plusieurs techniques sont utilisées afin de modéliser leurs contributions.

De plus, la désintégration du boson de Higgs du SM en paire de bosons $W, h \rightarrow W^+W^-$, constitue également un bruit de fond vis-à-vis de l'analyse $h \rightarrow \tau\tau$. En effet, les leptons τ se désintègrent par interaction faible en produisant un neutrino, invisible dans le détecteur, et un W virtuel. La désintégration d'un τ forme ainsi un état final très similaire à celle d'un W .

Pour tous les processus à part QCD, des jeux de données simulées par générateur Monte-Carlo sont disponibles. Toutefois, une large partie des bruits de fond est estimée à partir des données réelles, ce qui permet d'améliorer l'accord entre données réelles et estimation du bruit de fond tout en réduisant les incertitudes systématiques. Tous les événements simulés contenant deux authentiques (*genuine*) leptons τ sont ainsi remplacés par les données encapsulées (*embedded*) présentées dans la section 4.1. Les événements $Z \rightarrow \tau\tau$ sont ainsi couverts par cette méthode mais également une partie des bruits de fond $t\bar{t}$ et Diboson. De plus, la contribution du bruit de fond QCD dans le canal $e\mu$ est estimée à partir d'une région de contrôle où les charges électriques de l'électron et du muon sont de même signe. Cette méthode est dénommée « QCD SS » (*Same Sign*) et est exposée dans la section 4.2. Enfin, les événements contenant au moins un jet identifié à tort comme provenant d'un lepton τ sont estimés par la méthode des facteurs de faux (*Fake Factors*) décrite section 4.3. Tous les autres bruits de fond sont modélisés par des données simulées. Les jeux de données ainsi utilisés dans l'analyse sont donnés dans l'annexe E.

Afin de séparer les contributions estimées à partir des différentes techniques et de procéder à ces remplacements de manière cohérente, les événements simulés sont répartis selon la provenance des produits de désintégration visibles des leptons τ au niveau générateur. Pour cela, un *generator matching* est appliqué. Les particules reconstruites sélectionnées (électrons, muons et taus hadroniques) sont associées à l'objet physique généré le plus proche dans le plan (η, ϕ) et à moins de $\Delta R = 0,2$.

Bruit de fond	Canal			
	$\tau_h\tau_h$	$\mu\tau_h$	$e\tau_h$	$e\mu$
$Z \rightarrow \tau\tau$	33	46	27	20
$Z \rightarrow \ell\ell, \ell \in \{ e, \mu \}$	~ 1	2	9	1
$t\bar{t}$	< 1	13	18	54
$W + \text{jets}$	< 1	36	42	3
QCD	66			11
Diboson	< 1	3	4	11

Tableau 4.1 – Contributions en pourcent des bruits de fond aux canaux étudiés.

Si aucun objet généré ne respecte cette condition, l'objet reconstruit est considéré comme provenant d'un jet. Il est ainsi possible de déterminer la provenance de l'objet reconstruit en connaissant la provenance de l'objet généré correspondant. Il existe six cas de figure différents :

- électron natif (*prompt electron*), c'est-à-dire un électron ne provenant pas de la désintégration d'un lepton τ ;
- muon natif (*prompt muon*), c'est-à-dire un muon ne provenant pas de la désintégration d'un lepton τ ;
- électron provenant de la désintégration d'un lepton τ ;
- muon provenant de la désintégration d'un lepton τ ;
- tau hadronique;
- jet ou particule issue de l'empilement.

Les définitions exactes de chacun de ces cas de figure sont données dans le tableau 4.2. Un τ_h généré est reconstruit à partir des produits de désintégration générés visibles hors électrons et muons. Seuls les produits de désintégration du lepton τ généré tels que `IsPrompt == True` sont considérés. Il est de plus requis que l'impulsion transverse de ce τ_h généré reconstruit soit supérieure à 15 GeV afin d'éviter la limite de reconstruction des τ_h et d'éliminer des faux électrons et muons issus des τ_h . Dans le cas des électrons et muons natifs, la coupure $p_T > 8$ GeV permet de supprimer les leptons issus du FSR $\gamma \rightarrow \ell^+ \ell^-$. Le FSR est introduit au chapitre 3. Les remplacements des événements simulés se font ainsi sur la base des valeurs de `gen_match`, donnés dans le tableau 4.2, pour L_1 et L_2 selon les coupures données dans le tableau 4.3.

<code>gen_match</code>	Type de particule	Propriétés de l'objet au niveau générateur
1	électron natif	$ pdgID = 11, p_T > 8$ GeV, <code>IsPrompt == True</code>
2	muon natif	$ pdgID = 13, p_T > 8$ GeV, <code>IsPrompt == True</code>
3	$\tau \rightarrow e$	$ pdgID = 11, p_T > 8$ GeV, <code>IsDirectPromptTauDecayProduct == True</code>
4	$\tau \rightarrow \mu$	$ pdgID = 13, p_T > 8$ GeV, <code>IsDirectPromptTauDecayProduct == True</code>
5	$\tau \rightarrow \tau_h$	Tau hadronique généré
6	Faux τ_h , τ_h de l'empilement	Tout objet ne rentrant pas dans les catégories 1 à 5

Tableau 4.2 – Valeurs prises par `gen_match`.

Canal	<code>gen_match</code> L_1	<code>gen_match</code> L_2	Simulations remplacées par la méthode
$\tau_h \tau_h$	5	5	Données encapsulées
$\tau_h \tau_h$?	6	Facteurs de faux
$\tau_h \tau_h$	6	?	Facteurs de faux
$\mu \tau_h$	4	5	Données encapsulées
$\mu \tau_h$?	6	Facteurs de faux
$e \tau_h$	3	5	Données encapsulées
$e \tau_h$?	6	Facteurs de faux
$e \mu$	3	4	Données encapsulées

Tableau 4.3 – Remplacement des événements simulés par une estimation basée sur les données. Un « ? » signifie « toute valeur possible ».

4.1 Méthode des données encapsulées ou *embedding*

La méthode des données encapsulées (*embedding*) permet d'estimer le bruit de fond issu du SM donnant une paire de leptons τ dans l'état final en minimisant l'utilisation de simulations. La tech-

nique, présentée en détails dans la référence [223], se déroule en quatre étapes, résumées sur la figure 4.4 et listées ci-après :

1. Sélection d'une paire de muons :

Dans les données réelles, des paires de muons sont formées. La paire de masse invariante la plus proche de celle du boson Z est choisie pour la suite. Il existe ainsi des contributions issues des processus $Z \rightarrow \mu\mu$, $t\bar{t}$ et Diboson.

2. Suppression de la paire de muons :

Les signaux dans le détecteur correspondant aux muons sont retirés. Les autres signaux sont conservés pour la reconstruction de l'événement.

3. Génération d'une paire de taus :

Deux leptons τ sont générés. Les propriétés cinématiques des muons initiaux sont utilisées afin d'obtenir celles des leptons τ . Leurs valeurs exactes sont modifiées afin de rendre compte de la différence de masse entre les muons et les taus. Plus de détails sont disponibles dans la section 5.3 de la référence [223]. Les désintégrations respectives des taus en électron, muon ou tau hadronique et leurs propagations dans le détecteur sont simulées.

4. Assemblage des données sans la paire de muons et des taus générés :

Les traces et dépôts d'énergie des objets simulés à l'étape précédente sont ajoutés à ceux de l'événement réel, auquel les signaux associés à la paire de muons initiaux ont été retirés. La reconstruction des événements présentée au chapitre 2 peut alors être réalisée.

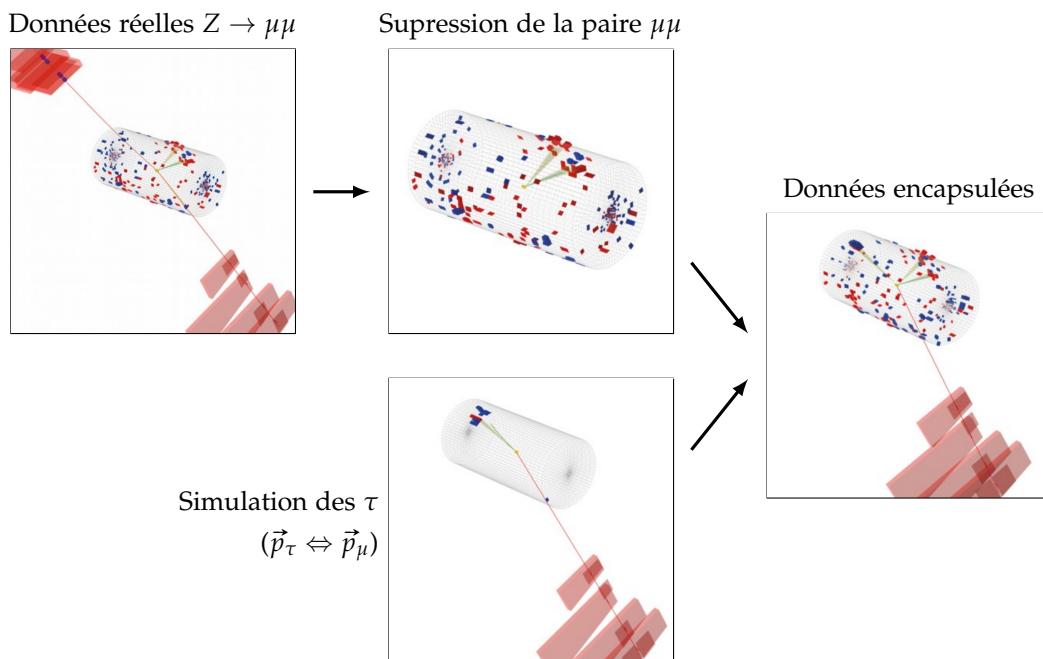
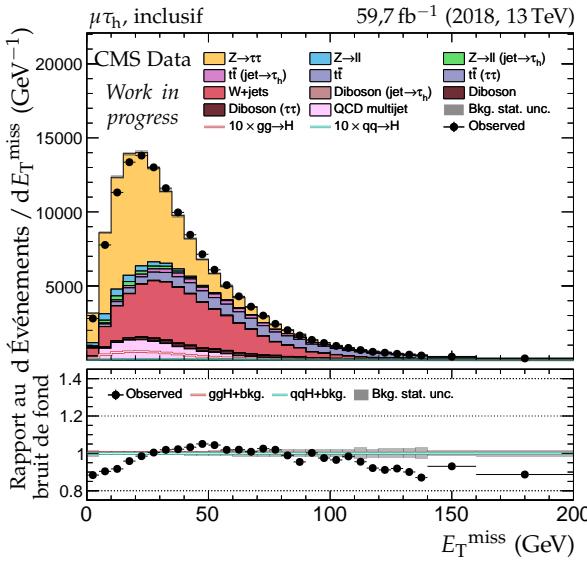


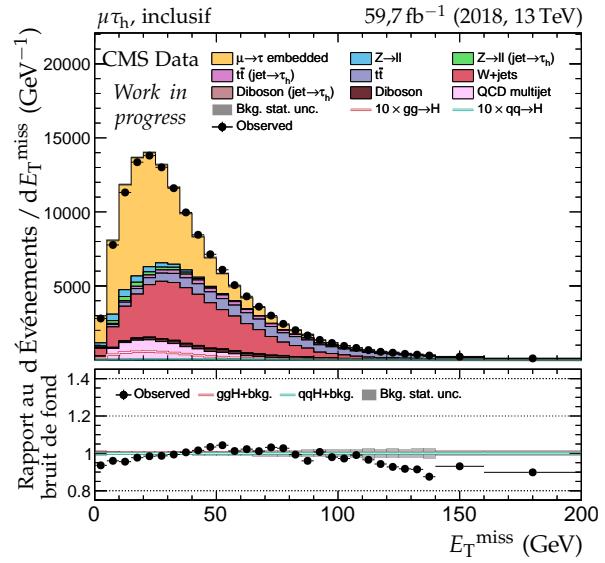
Figure 4.4 – Schéma récapitulatif de la méthode des données encapsulées [223], illustrée dans le cas de l'état final $\mu\tau_h$.

Les données encapsulées nécessitent ainsi l'utilisation de simulation uniquement pour la paire de leptons τ et leurs désintégrations. Tous les autres objets présents sont issus de données réelles. L'empilement, l'événement sous-jacent et les jets de l'événement principal sont donc décrits de manière parfaitement identique à la réalité, dans la mesure où ils ne sont pas simulés. L'énergie transverse manquante est modifiée, le contenu en particules de l'événement n'étant plus le même. De plus, l'incertitude sur la luminosité est supprimée pour les données encapsulées, car leur quantité est directement reliée à celle des données réelles, ce qui n'est pas le cas pour les données entièrement simulées. Enfin, les effets dus au détecteur tels que le bruit inhérent à la mesure, les pièces défectueuses et son vieillissement sont naturellement inclus dans les données encapsulées.

L'amélioration de la description des données ainsi obtenue grâce à l'encapsulation est visible sur la figure 4.5, où les distributions de l'énergie transverse manquante dans les données et dans l'estimation du bruit de fond sans et avec cette méthode sont tracées à titre d'illustration. L'accord est sensiblement amélioré pour $E_T^{\text{miss}} < 60 \text{ GeV}$.



(a) Sans encapsulation.



(b) Avec encapsulation.

Figure 4.5 – Distributions de E_T^{miss} pour le canal $\mu\tau_h$ en 2018. Les données observées (points noirs) sont comparées à la modélisation des bruits de fond (histogrammes remplis en couleur et empilés). Les bandes grisées correspondent à l'incertitude statistique totale sur le bruit de fond. Le rapport au bruit de fond est donné dans la partie inférieure des graphiques.

4.2 Estimation du bruit de fond QCD dans le canal $e\mu$

Dans le cas du canal $e\mu$, le bruit de fond QCD contribue à la sélection des événements lorsqu'au moins un jet est identifié à tort comme un électron ou un muon. Une estimation de cette contribution est réalisée à partir des données réelles en suivant le principe de la méthode « ABCD ».

Quatre régions pouvant se résumer schématiquement comme illustré sur la figure 4.6 sont définies :

- A région de signal (SR), définie dans la section 3;
- B définie comme la SR mais avec les charges électriques de l'électron et du muon de même signe (SS, *Same Signs*) et non de signes opposés (OS, *Opposite Signs*) comme dans la SR;
- C définie comme la SR mais avec un muon « anti-isolé », c'est-à-dire que la coupure sur son isolation est inversée, $0,2 \leq I_{rel}^\mu < 0,5$ au lieu de $I_{rel}^\mu < 0,2$;
- D définie comme la SR mais avec muon anti-isolé et SS.

Les hypothèses d'application de cette méthode sont :

- la forme de la distribution de la variable v issue du bruit de fond QCD est identique dans la région A à déterminer et dans la région B connue;
- le rapport du nombre d'événements entre A et B est le même qu'entre C et D.

Les contributions des bruits de fond autres que QCD aux régions B, C et D sont soustraits à partir de données simulées.

La méthode ABCD permet alors d'obtenir le bruit de fond QCD dans la région de signal A selon ce qui s'assimile à un produit en croix,

$$A = B \times \frac{C}{D} \Leftrightarrow h_v^A = h_v^B \times \frac{\int h_v^C}{\int h_v^D} \quad (4.15)$$

		μ : isolé anti-isolé
OS	A = SR	C
SS	B = AR	D

Figure 4.6 – Définition schématique des régions A, B, C et D pour l'estimation du bruit de fond QCD.

où h_v^X correspond à la distribution de la variable v dans la région X et $\int h_v^X$ à son intégrale, c'est-à-dire la quantité d'événements (indépendante de v). La région B est ainsi également nommée région d'application (AR, *Application Region*) du facteur C/D .

Afin d'augmenter la quantité d'événements exploités, et donc de réduire l'incertitude statistique, la coupure sur D_ζ n'est pas appliquée dans les régions C et D. Un facteur C/D global donne une estimation trop peu précise [224] car l'hypothèse d'indépendance de la forme de la distribution n'est pas vérifiée. Afin de corriger cet effet, le facteur C/D est déterminé en fonction de :

- la distance entre l'électron et le muon dans le plan (η, ϕ) , ΔR ;
- le nombre de jets N_{jets} ;
- l'impulsion transverse de l'électron, p_T^e ;
- l'impulsion transverse du muon, p_T^μ ;

La dépendance en ΔR est majoritairement due à la contribution $b\bar{b}$ au bruit de fond QCD. Elle est modélisée par un polynôme de degré 2.

Pour corriger le biais introduit par le changement de critère d'isolation du muon, le facteur C/D est également déterminé dans le cas d'un électron anti-isolé ($0,15 \leq I_{\text{rel}}^e < 0,5$ au lieu de $I_{\text{rel}}^e < 0,15$) et d'un muon isolé et pour électron et muon anti-isolés. Le rapport de ces facteurs donne la correction relative au passage des muons isolés à anti-isolés.

4.3 Méthode des facteurs de faux ou *fake factors*

La méthode des facteurs de faux (*fake factors*) a pour but de fournir, en se basant presque exclusivement sur les données collectées, une estimation des bruits de fond dans lesquels des jets, provenant de quarks ou de gluons, sont identifiés à tort comme des taus hadroniques (τ_h). De tels jets sont notés « faux τ_h » dans la suite.

Cette méthode est ainsi appliquée aux canaux contenant des τ_h dans l'état final, c'est-à-dire les canaux complètement hadronique ($\tau_h\tau_h$) et semi-leptoniques ($\ell\tau_h$ où $\ell \in \{e, \mu\}$). Après la sélection détaillée dans la section 3, les faux τ_h représentent près de 70 % des événements dans le canal $\tau_h\tau_h$, 38 % dans le canal $\mu\tau_h$ et 68 % dans le canal $e\tau_h$ [225, 226]. Les processus physiques responsables des faux τ_h sont majoritairement QCD, $W + \text{jets}$ et $t\bar{t}$. Dans le canal $\tau_h\tau_h$, près de 93 % des faux τ_h proviennent du bruit de fond QCD. Dans les canaux $\ell\tau_h$, environ 70 % des faux τ_h sont issus du bruit de fond $W + \text{jets}$. Les autres sources de faux τ_h , non traités par cette méthode, sont les événements $Z \rightarrow \tau\tau$ avec un jet identifié comme un τ_h , couverts par la méthode décrite section 4.1, et Diboson, ce dernier type de processus ne contribuant que de l'ordre du pourcent au total des faux τ_h .

Les faux τ_h sont particulièrement difficiles à modéliser dans les simulations [225, 226]. De plus, le faible taux de mauvaise identification des τ_h , inférieur à 1 %, impliquerait l'utilisation de larges jeux de données simulées afin d'obtenir de faibles incertitudes statistiques. C'est en particulier le cas dans les régions de l'espace des phases contenant des bosons de Higgs lourds, recherchés dans cette analyse. La méthode des facteurs de faux se basant presque exclusivement sur les données collectées, les incertitudes inhérentes aux simulations deviennent négligeables face aux autres sources d'incertitudes. De plus, l'efficacité statistique de cette modélisation est directement liée à la luminosité intégrée, sans nécessiter de données simulées correspondantes.

4.3.1 Principe de base

Cette méthode suit le même principe de produit en croix que la méthode « ABCD » présentée section 4.2 mais va plus loin dans la détermination du facteur C/D nommé ici facteur de faux. Dans une région de contrôle, détaillée dans la section suivante, le rapport des quantités de τ_h isolés sur ceux anti-isolés est déterminé. Il s'agit du facteur de faux noté FF, défini comme

$$\text{FF} = \frac{n_{\text{iso}}}{n_{\text{anti-iso}}} = \frac{n(\text{Medium})}{n(\text{VVVLoose } \&\& \text{ !Medium})} \quad (4.16)$$

où

- $n(\text{Medium})$ est la quantité d'événements dans la région de contrôle (CR, *Control Region*) passant le point de fonctionnement *medium* du discriminateur `deepTau vs jet`, utilisé également pour sélectionner les événements de signal;
- $n(\text{VVVLoose } \&\& \text{ !Medium})$ est la quantité d'événements dans la région de contrôle passant le point de fonctionnement le plus lâche de ce discriminateur, mais pas le moyen.

Le facteur de faux FF est déterminé de manière indépendante pour chaque canal ($\tau_h \tau_h$, $\mu \tau_h$, $e \tau_h$), chaque année (2016, 2017, 2018) et dépend :

- de l'impulsion transverse de l'objet physique identifié comme un τ_h , $p_T^{\tau_h}$;
- de l'impulsion transverse du jet le plus proche du τ_h , p_T^{jet} ;
- du nombre de jets tels que $|\eta^{\text{jet}}| < 2,4$ et $p_T^{\text{jet}} > 20 \text{ GeV}$, $N_{\text{pre } b\text{-jets}}$.

Une région d'application du facteur de faux (AR, *Application Region*) est définie de manière similaire à la région de signal (SR, *Signal Region*), seul le critère d'isolation des τ_h passe de « isolé » à « anti-isolé ». La AR est ainsi riche en faux τ_h . La quantité d'événements contenant des faux τ_h dans la SR, notée $n_{j \rightarrow \tau_h}$, est alors obtenue par produit en croix avec la quantité d'événements dans la AR, notée n_{AR} , selon

$$n_{j \rightarrow \tau_h} = n_{\text{AR}} \cdot \text{FF}, \quad (4.17)$$

l'hypothèse étant l'universalité, c'est-à-dire que le facteur de faux mesuré dans la CR est supposé identique à celui de la AR.

4.3.2 Prise en compte des différentes sources de faux τ_h

La composition des jets n'est pas la même selon le processus physique dont proviennent les faux τ_h . Il existe donc différentes probabilités pour un jet de donner un faux τ_h suivant le processus physique. Dans le cas du canal $\tau_h \tau_h$, seul le bruit de fond QCD est traité par les facteurs de faux. Pour les canaux semi-leptoniques, trois sources de faux τ_h sont considérées, QCD, $W + \text{jets}$ et $t\bar{t}$. Pour chacune de ces sources, un facteur de faux est alors déterminé, selon l'équation (4.16), à partir d'une région de détermination (DR, *Determination Region*) dédiée, définie ci-après. Du fait de la séparation de la CR en plusieurs DR, l'universalité n'est alors plus complètement garantie. Des corrections résiduelles sont appliquées afin de corriger le biais introduit par la séparation en DR.

Le facteur de faux global est ainsi la moyenne de ceux obtenus pour chaque source, avec comme coefficients les fractions f d'événements de ces sources dans la AR, c'est-à-dire

$$\text{FF} = \sum_i f_i \cdot \text{FF}_i, \quad f_i = \frac{n_{\text{AR}}^i}{\sum_j n_{\text{AR}}^j}, \quad i, j \in \{ \text{QCD}, W + \text{jets}, t\bar{t} \}. \quad (4.18)$$

Les fractions f_i sont déterminées à partir de simulations et dépendent :

- de la masse transverse du lepton $\ell \in \{ e, \mu \}$, m_T^ℓ ;
- du nombre de jets $N_{\text{pre } b\text{-jets}}$ identifiés comme issus de quarks b , $N_{b\text{-jets}}$;
- de la masse transverse totale, définie équation (4.24), m_T^{tot} .

La figure 4.7 présente ces fractions en fonction de m_T^{tot} pour $m_T^\mu < 40 \text{ GeV}$ et $N_{b\text{-jets}} \in \{ 0, \geq 1 \}$ pour le canal $\mu \tau_h$ en 2018. La méthode des facteurs de faux est résumée figure 4.8.

4.3.3 Régions de détermination

QCD La DR QCD est définie de la même manière que la SR à l'exception du critère sur les charges électriques des éléments du dilepton. En effet, ceux-ci doivent être de charges opposées (OS, *Opposite Signs*) dans la SR car les bosons de Higgs recherchés étant neutres, la charge globale du dilepton doit, par conservation, être nulle. Pour la DR QCD, ces charges doivent être de même signe (SS, *Same Sign*). Dans le cas des canaux $\ell \tau_h$, il est de plus requis que $I_{\text{rel}}^\ell > 0,05$ afin de réduire les contributions de processus donnant des électrons ou des muons sans objet physique pertinent pour les facteurs de faux. Les contributions d'autres processus à la DR sont soustraite grâce à l'utilisation de données simulées. Pour le canal $\tau_h \tau_h$, le facteur de faux FF_Q est déterminé uniquement pour le premier τ_h (de plus haut p_T).

Le facteur de faux FF_Q est mesuré séparément pour $N_{\text{pre } b\text{-jets}} = 0$ et $N_{\text{pre } b\text{-jets}} \geq 1$ et dans chacun de ces deux cas pour :

- $p_T^{\text{jet}} / p_T^{\tau_h} < 1,25$;
- $1,25 \leq p_T^{\text{jet}} / p_T^{\tau_h} < 1,5$;
- $1,5 \leq p_T^{\text{jet}} / p_T^{\tau_h}$.

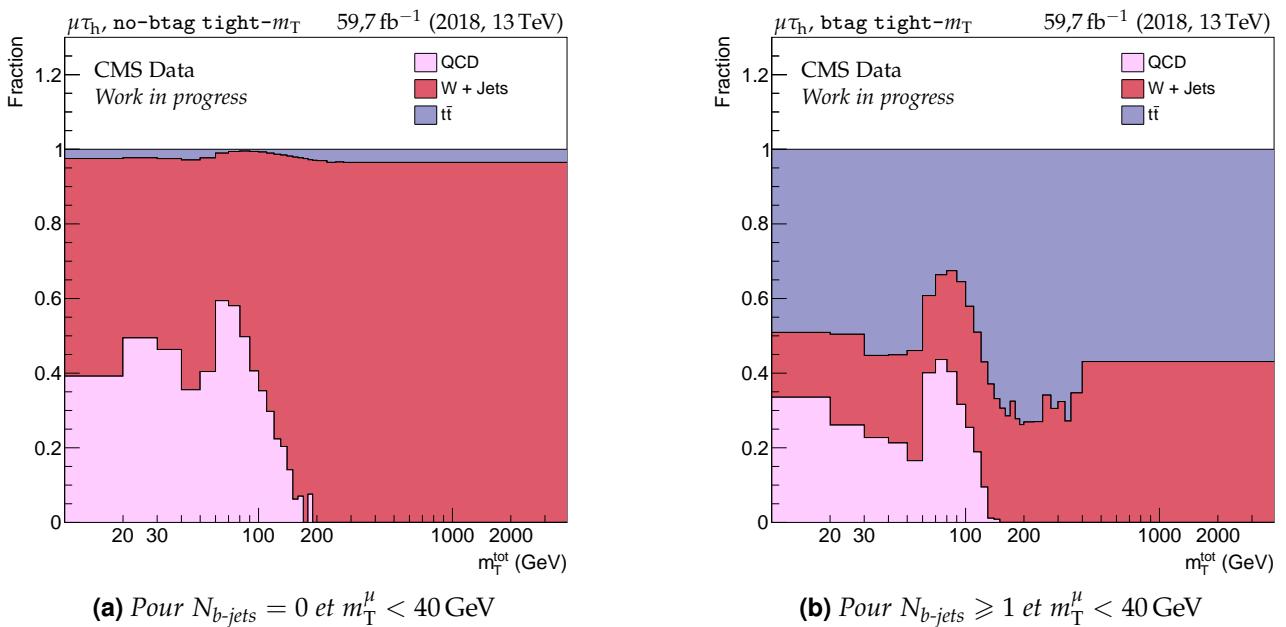


Figure 4.7 – Fractions des sources de faux τ_h dans le canal $\mu\tau_h$ en 2018 [211].

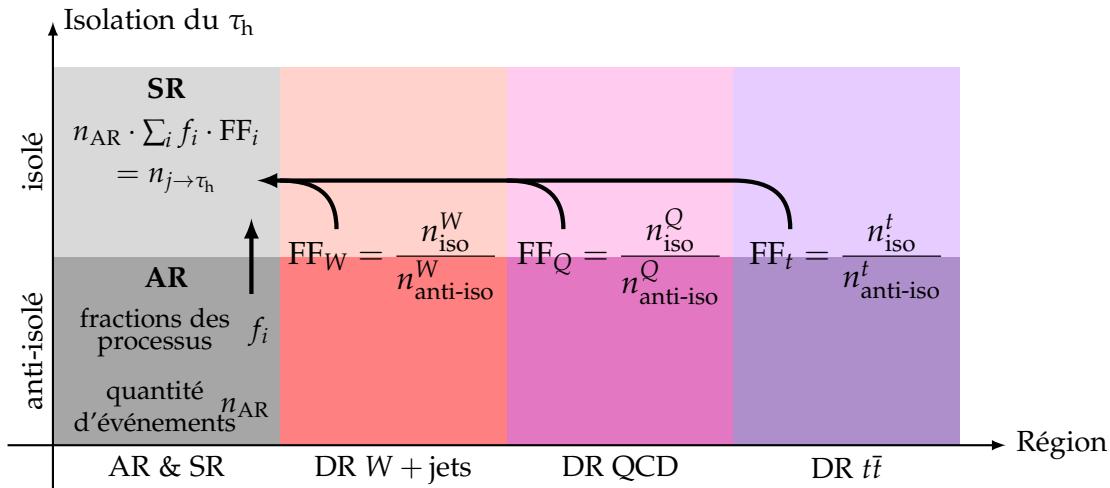


Figure 4.8 – Illustration de la méthode des facteurs de faux. Les facteurs de faux sont obtenus à partir du nombre d'événements avec des τ_h isolés et anti-isolés dans les régions de détermination (DR) de chaque processus contribuant significativement au bruit de fond contenant des faux τ_h . La quantité de faux τ_h dans la région de signal (SR) est estimée à partir des fractions de ces processus et du nombre d'événements présents dans la région d'application (AR).

Pour ces six catégories, la dépendance en $p_T^{\tau_h}$ de FF_Q est modélisée par un polynôme de degré 3 ajusté aux mesures pour $p_T^{\tau_h} < 200 \text{ GeV}$.

Dans le cas du canal $\tau_h\tau_h$, peu d'événements sont disponibles pour $p_T^{\tau_h} \geq 200 \text{ GeV}$. Le facteur de faux FF_Q est ainsi fixé à la valeur mesurée pour $p_T^{\text{jet}}/p_T^{\tau_h} \geq 1,5$ et à la valeur à 200 GeV du polynôme pour $p_T^{\text{jet}}/p_T^{\tau_h} < 1,5$. Pour les canaux $\ell\tau_h$, la situation est similaire à partir de $p_T^{\tau_h} \geq 140 \text{ GeV}$. La valeur utilisée à haut $p_T^{\tau_h}$ suit la logique suivante :

- si l'erreur relative sur FF_Q pour $p_T^{\tau_h} \geq 200 \text{ GeV}$ est inférieure à 0,5 :
- si l'erreur relative sur FF_Q pour $p_T^{\tau_h} \in [140, 200] \text{ GeV}$ est inférieure à 0,5, les valeurs mesurées sont utilisées sur les intervalles $[140, 200] \text{ GeV}$ et $[200, \infty[\text{ GeV}$,
- si l'erreur relative sur FF_Q pour $p_T^{\tau_h} \in [140, 200] \text{ GeV}$ est supérieure à 0,5, la valeur mesurée est utilisée sur l'intervalle $[200, \infty[\text{ GeV}$;
- si l'erreur relative sur FF_Q pour $p_T^{\tau_h} \geq 200 \text{ GeV}$ est supérieure à 0,5 et inférieure à 0,5 pour $p_T^{\tau_h} \in [140, 200] \text{ GeV}$, la valeur mesurée est utilisée sur l'intervalle $[140, \infty[\text{ GeV}$;
- sinon, la valeur obtenue par l'ajustement est utilisée.

W + jets La DR $W + \text{jets}$ ne concerne que les canaux semi-leptoniques. Elle est définie de la même manière que la SR à l'exception de la coupure sur la masse transverse du lepton qui doit ici être supérieure à 70 GeV, alors qu'elle est inférieure à cette même valeur dans la SR. Il est de plus requis que $N_{\text{pre } b\text{-jets}} = 0$ afin de supprimer la contamination par les événements $t\bar{t}$. Les contributions d'autres processus physiques à la DR sont soustraitees par l'utilisation directe de données simulées. Le bruit de fond QCD à retirer est obtenu à partir des données réelles avec les charges électriques des éléments du dilepton de même signe, auxquelles sont soustraits les autres bruits de fond avec charges électriques de même signe, y compris $W + \text{jets}$, obtenus par simulation directe. Un facteur correctif de 1,1 est appliqué aux données à retirer, correspondant au rapport observé d'événements avec charges opposées sur événements avec charges de même signe.

Le facteur de faux FF_W est mesuré séparément pour $N_{\text{pre } b\text{-jets}} = 0$ et $N_{\text{pre } b\text{-jets}} \geq 1$ et dans chacun de ces deux cas pour :

- $p_T^{\text{jet}}/p_T^{\tau_h} < 1,25$;
- $1,25 \leq p_T^{\text{jet}}/p_T^{\tau_h} < 1,5$;
- $1,5 \leq p_T^{\text{jet}}/p_T^{\tau_h}$.

Pour ces six catégories, la dépendance en $p_T^{\tau_h}$ de FF_W est modélisée par un polynôme de degré 3 ajusté aux mesures pour $p_T^{\tau_h} < 140$ GeV.

Dans cette DR également, peu d'événements sont disponibles pour $p_T^{\tau_h} \geq 140$ GeV. La même logique que pour FF_Q , détaillée précédemment, est suivie sur la valeur de FF_W à utiliser. L'ajustement obtenu pour FF_W sur le canal $\mu\tau_h$ en 2018 est illustré figure 4.9 pour $N_{\text{pre } b\text{-jets}} \geq 1$ et $1,25 \leq p_T^{\text{jet}}/p_T^{\tau_h} < 1,5$. Il y apparaît l'effet du traitement de la région à haut $p_T^{\tau_h}$.

$t\bar{t}$ La DR $t\bar{t}$ ne concerne que les canaux semi-leptoniques. Il n'est pas possible de définir une DR issue des données suffisamment pure pour mesurer FF_t . Ce facteur de faux est alors obtenu à partir de données simulées.

Le facteur de faux FF_W peut également être mesuré à partir de données simulées uniquement. Un écart de 10 à 20 % avec le facteur de faux obtenu à partir des données réelles est observé. La contribution $t\bar{t}$ étant faible par rapport aux autres bruits de fond, le biais introduit par l'utilisation de données simulées est négligeable face aux incertitudes sur les facteurs de faux.

Le facteur de faux FF_t est mesuré pour :

- $p_T^{\text{jet}}/p_T^{\tau_h} < 1,25$;
- $1,25 \leq p_T^{\text{jet}}/p_T^{\tau_h} < 1,5$;
- $1,5 \leq p_T^{\text{jet}}/p_T^{\tau_h}$;

sans séparation en $N_{\text{pre } b\text{-jets}}$, la majorité des événements $t\bar{t}$ vérifiant $N_{\text{pre } b\text{-jets}} \geq 1$. L'ajustement obtenu pour FF_t sur le canal $\mu\tau_h$ en 2018 est illustré figure 4.10 pour $p_T^{\text{jet}}/p_T^{\tau_h} < 1,25$.

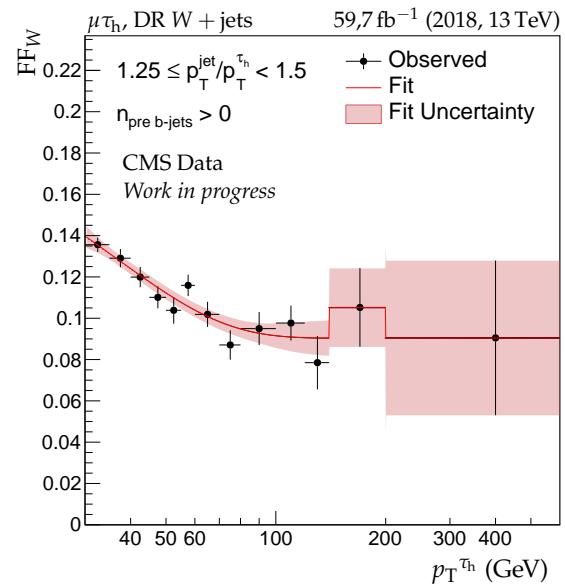


Figure 4.9 – Ajustement de FF_W dans le canal $\mu\tau_h$ en 2018 [211].

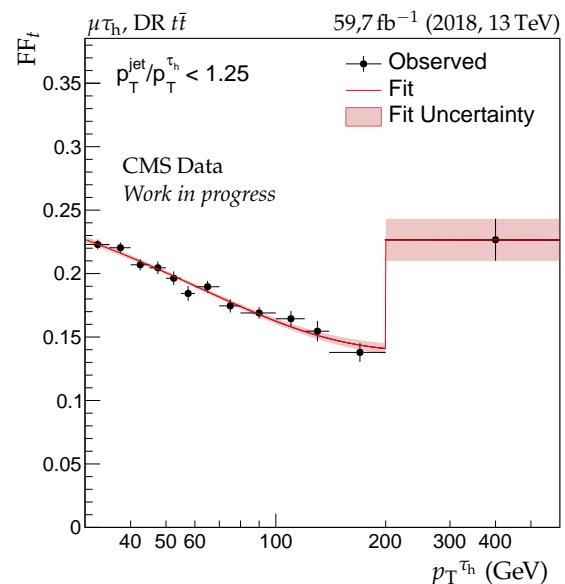


Figure 4.10 – Ajustement de FF_t dans le canal $\mu\tau_h$ en 2018 [211].

4.3.4 Corrections résiduelles

Afin de valider les facteurs de faux obtenus, ces derniers sont appliqués aux événements des DRs sélectionnés avec les points de fonctionnement de l'algorithme DEEPTAU utilisés dans la SR. Les distributions des prédictions obtenues par les facteurs de faux appliqués aux données réelles et celles des données réelles doivent alors coïncider. Les écarts résiduels donnent la correction à appliquer, paramétrisée en fonction :

- du nombre de jets $N_{\text{pre } b\text{-jets}}$ identifiés comme issus de quarks b , $N_{b\text{-jets}}$;
- de l'impulsion transverse du lepton $\ell \in \{e, \mu\}$ pour les canaux semi-leptoniques, p_T^ℓ ;
- de l'isolation du lepton $\ell \in \{e, \mu\}$ pour les canaux semi-leptoniques, I_ℓ^{rel} ;
- de la fraction d'énergie transverse manquante alignée avec le τ_h pour les événements QCD, C_Q ,

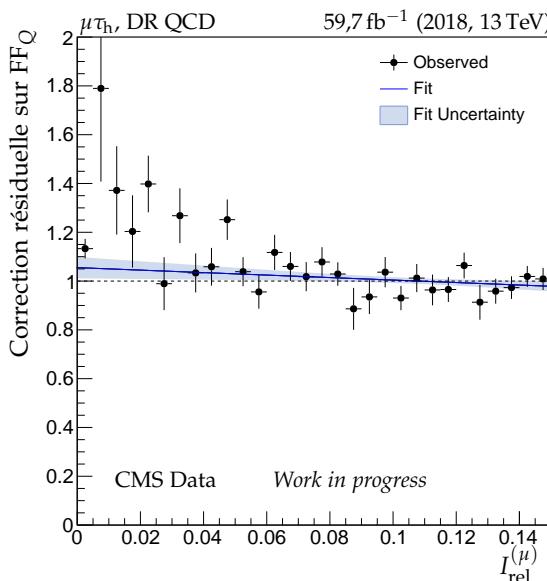
$$C_Q = \frac{E_T^{\text{miss}}}{p_T^{\tau_h}} \cos(\Delta\phi(\vec{E}_T^{\text{miss}}, \vec{p}_T^{\tau_h})) ; \quad (4.19)$$

- de la fraction d'énergie transverse manquante alignée avec le τ_h pour les événements $W + \text{jets}$, C_W ,

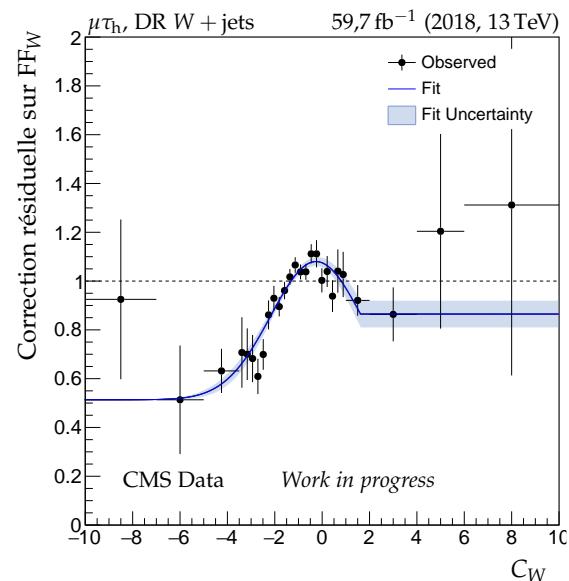
$$C_W = \frac{\|\vec{E}_T^{\text{miss}} + \vec{p}_T^\ell\|}{p_T^{\tau_h}} \cos(\Delta\phi(\vec{E}_T^{\text{miss}} + \vec{p}_T^\ell, \vec{p}_T^{\tau_h})) , \quad (4.20)$$

dont la définition est semblable à celle de C_Q mais où \vec{E}_T^{miss} est remplacé par $\vec{E}_T^{\text{miss}} + \vec{p}_T^\ell$ afin de prendre en compte la contribution à E_T^{miss} du neutrino issu de la désintégration du boson W . Il est ici considéré comme dos-à-dos avec ℓ , ce qui n'est strictement vrai que pour un W au repos.

Deux de ces corrections résiduelles obtenues sur le canal $\mu\tau_h$ en 2018 sont illustrées sur la figure 4.11.



(a) En fonction de $I_{\text{rel}}^{(\mu)}$ pour FF_Q .



(b) En fonction de C_W pour FF_W

Figure 4.11 – Corrections résiduelles des facteurs de faux dans le canal $\mu\tau_h$ en 2018 [211].

L'amélioration de la description des données ainsi obtenue grâce aux facteurs de faux est visible sur la figure 4.12, où les distributions de la masse transverse de l'électron dans le canal $e\tau_h$ dans les données et dans l'estimation du bruit de fond sans et avec cette méthode sont tracées à titre d'illustration. Outre un meilleur accord entre observations et estimation du bruit de fond, l'incertitude statistique est également réduite.

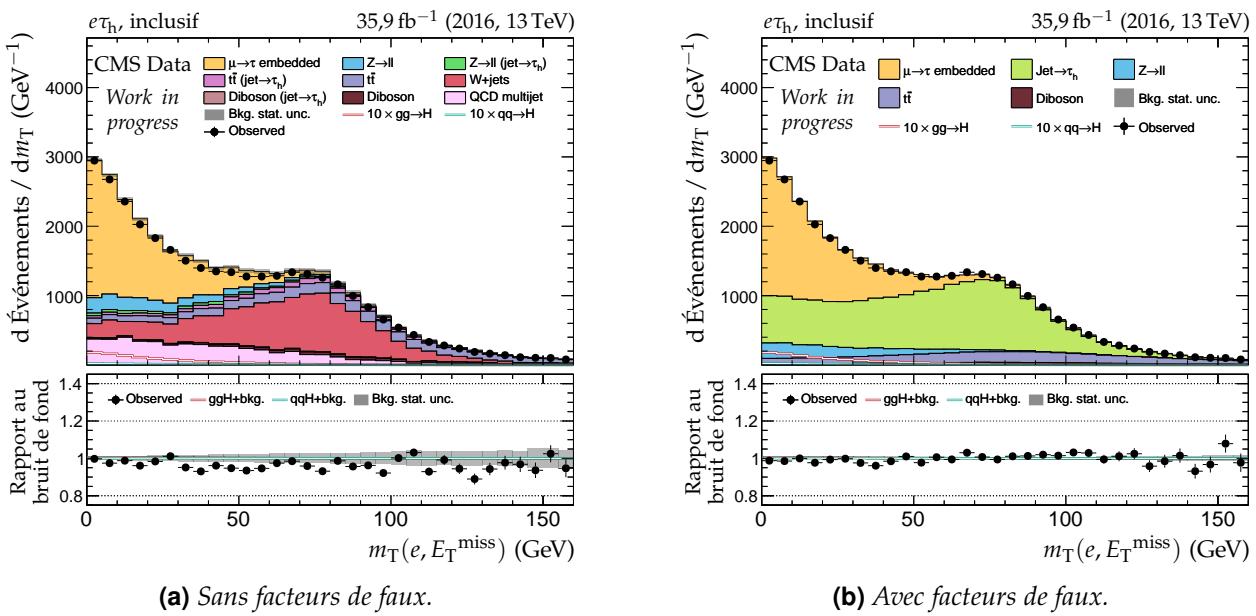


Figure 4.12 – Distributions de la masse transverse de l'électron pour le canal $e\tau_h$ en 2016.

5 Catégorisation des événements et variables discriminantes

Afin d'augmenter la sensibilité de l'analyse à un signal particulier, il est possible de définir des catégories. Par exemple, comme exposé dans le chapitre 1, le mode de production dominant des bosons H et A peut être celui en association avec des quarks b . Le signal correspondant, dans ce cas, se trouve dans les événements comportant des jets issus de quarks b . Il est donc pertinent de séparer les événements en deux groupes, avec et sans jets de quarks b .

Des catégories conçues pour la recherche de H et A ont déjà été exploitées avec les données enregistrées en 2016 par l'expérience CMS [81]. Ces catégories utilisées dans le cadre du MSSM, c'est-à-dire au-delà du SM (*Beyond Standard Model*), sont notées « BSM » et sont détaillées dans la section 5.1 ci-après. La recherche d'un signal supplémentaire, indépendamment de tout modèle, est réalisée avec ces catégories.

En plus de la recherche d'un signal correspondant à de nouvelles particules, il est possible d'exploiter les signaux de particules déjà connues afin de tester la validité d'un modèle. En effet, les modèles supersymétriques tels que le MSSM doivent en premier lieu être compatibles avec les propriétés des particules déjà connues, comme h . Pour obtenir une meilleure sensibilité au boson de Higgs du SM h , il est possible de combiner les catégories BSM avec un jeu de catégories issu de l'analyse des événements $h \rightarrow \tau\tau$ dans le cadre du SM [227-229]. Il s'agit des catégories « SM », présentées dans la section 5.2. La combinaison des catégories SM et BSM est détaillée dans la section 5.3.

Afin de séparer signal et bruit de fond dans ces catégories, il est nécessaire de définir une variable discriminante. Celle-ci peut être différente d'une catégorie à l'autre. Les variables discriminantes utilisées dans les catégories BSM et SM sont définies dans les sections correspondantes.

5.1 Catégories « BSM »

5.1.1 Définition des catégories

Les catégories BSM, introduites dans la référence [81], sont construites dans le but de chercher une résonance correspondant à un boson de Higgs lourd.

Une première catégorisation est basée sur la présence de jets issus de quarks b . Deux catégories sont ainsi définies :

- no-btag : $N_{b\text{-jets}} = 0$;
- btag : $N_{b\text{-jets}} \geq 1$.

Dans le cas des canaux $\mu\tau_h$, $e\tau_h$ et $e\mu$, chacune de ces deux catégories est à nouveau subdivisée.

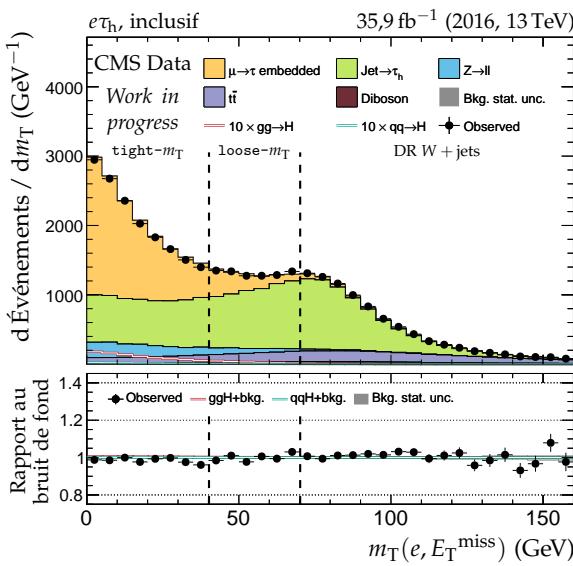
Canaux $\mu\tau_h$ et $e\tau_h$ Dans ces deux canaux, la masse transverse de L_1 (le muon ou l'électron, notés ℓ) définie par

$$m_T^\ell = m_T(\ell, E_T^{\text{miss}}) = \sqrt{2 p_T^\ell E_T^{\text{miss}} (1 - \cos \Delta\phi)} \quad (4.21)$$

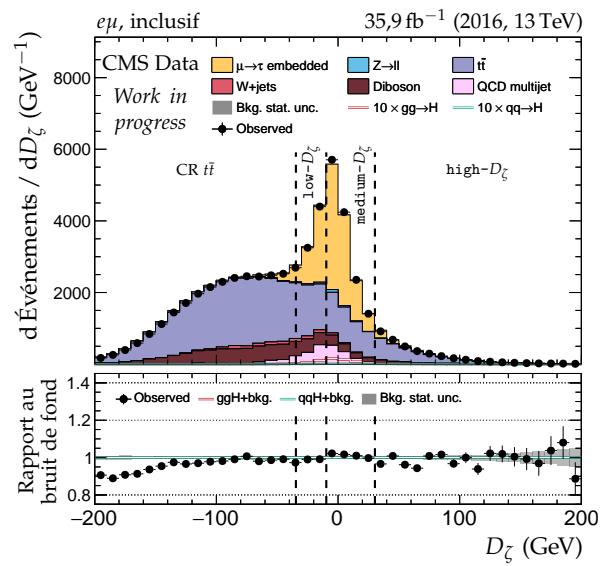
avec $\Delta\phi = \phi^\ell - \phi^{E_T^{\text{miss}}}$ est utilisée afin de définir deux catégories :

- **tight- m_T** : $m_T^\ell < 40 \text{ GeV}$;
- **loose- m_T** : $40 \text{ GeV} \leq m_T^\ell < 70 \text{ GeV}$;

la limite haute sur m_T pour la catégorie loose- m_T étant appliquée afin de s'assurer que la région de signal soit orthogonale à la région de détermination (DR) des facteurs de faux des événements $W + \text{jets}$. Les facteurs de faux sont abordés dans la section 4.3. La majorité des événements de signal, en particulier pour H et A de basse masse, se trouve dans la catégorie tight- m_T . La catégorie loose- m_T permet quant à elle d'augmenter l'acceptation du signal pour $m_{H,A} > 700 \text{ GeV}$. La figure 4.13a illustre ces coupures sur m_T^ℓ dans le cas du canal $e\tau_h$ pour l'année 2016.



(a) Catégorisation basée sur m_T^ℓ .



(b) Catégorisation basée sur D_ζ .

Figure 4.13 – Illustrations des catégorisations basées sur m_T^ℓ et D_ζ , respectivement sur les événements des canaux $e\tau_h$ et $e\mu$ de l'année 2016.

Canal $e\mu$ Trois catégories sont définies selon la valeur de D_ζ définie équation (4.12) :

- **low- D_ζ** : $-35 \text{ GeV} \leq D_\zeta < -10 \text{ GeV}$;
- **medium- D_ζ** : $-10 \text{ GeV} \leq D_\zeta < 30 \text{ GeV}$;
- **high- D_ζ** : $30 \text{ GeV} \leq D_\zeta$;

la limite basse sur D_ζ pour la catégorie low- D_ζ étant appliquée afin de s'assurer que la région de signal soit orthogonale à la région de contrôle (CR) du bruit de fond $t\bar{t}$. Ces trois catégories permettent d'obtenir diverses pureté de signal et fractions de bruit de fond $t\bar{t}$. La majorité des événements de signal se trouve dans la catégorie medium- D_ζ . La figure 4.13b illustre ces coupures sur D_ζ .

Catégories obtenues Les catégories BSM correspondant à la région de signal (SR), c'est-à-dire en dehors des régions de détermination (DR) et de contrôle (CR), sont résumées sur la figure 4.14 pour les quatre canaux considérés.

5.1.2 Variable discriminante

La masse invariante d'une particule peut être obtenue par un calcul de relativité restreinte à partir des propriétés cinématiques de chacun des ses produits de désintégration. Cette observable doit

	no-btag	btag
$H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \tau_h \tau_h$		
$H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu \tau_h$	tight- m_T loose- m_T	tight- m_T loose- m_T
$H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e \tau_h$	tight- m_T loose- m_T	tight- m_T loose- m_T
$H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu$	low- D_ζ medium- D_ζ high- D_ζ	low- D_ζ medium- D_ζ high- D_ζ

Figure 4.14 – Catégories BSM pour les quatre canaux considérés.

correspondre à la masse de cette particule et est donc un choix pertinent de variable discriminante. Elle est ainsi utilisée, par exemple, dans l’analyse $h \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ [30].

Cependant, dans l’analyse $H \rightarrow \tau\tau$, l’état final comporte deux à quatre neutrinos issus des désintégrations des leptons τ . La figure 4.15a illustre le cas du canal $\mu \tau_h$ dans lequel trois neutrinos sont ainsi présents. Or, les neutrinos sont invisibles dans le détecteur CMS. Il est donc impossible de déterminer la masse invariante totale de ce système.

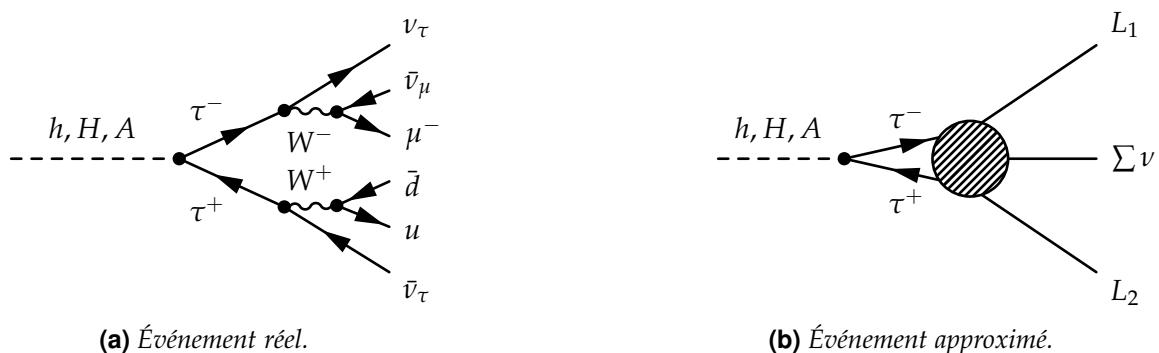


Figure 4.15 – Diagrammes de Feynman d’un événement $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu \tau_h$, avec trois neutrinos dans l’état final.

L’énergie transverse manquante, introduite dans le chapitre 2, correspond à la somme des impulsions transverses de toutes les particules invisibles de l’événement. Alors, pour un détecteur sans défaut dont l’acceptation spatiale est totale, c’est-à-dire avec une reconstruction parfaite de toutes les particules hormis les neutrinos,

$$\vec{E}_T^{\text{miss}} = \sum_{\nu_i} \vec{p}_T^{\nu_i} \quad (4.22)$$

où la somme se fait sur tous les neutrinos de l’événement dont ceux de l’état final du processus $H \rightarrow \tau\tau$.

Ainsi, il est possible de considérer le système à trois corps suivant :

- L_1 la partie visible de la désintégration d’un des leptons τ , par exemple le muon de la figure 4.15a ;
 - L_2 la partie visible de la désintégration de l’autre lepton τ , par exemple le τ_h résultant de $W^+ \rightarrow u\bar{d}$ sur la figure 4.15a ;
 - $\sum \nu \simeq E_T^{\text{miss}}$ l’ensemble des neutrinos issus des désintégrations des leptons τ , eux-mêmes issus de la désintégration du boson de Higgs, dont une estimation des propriétés cinématiques dans le plan transverse est donnée par l’énergie transverse manquante \vec{E}_T^{miss} ;
- comme illustré figure 4.15b. En se restreignant donc au plan transverse car E_T^{miss} est utilisée, pour des particules relativistes ($m \ll E$), le calcul de la « masse invariante » de ce système à trois corps

donne

$$\begin{aligned}
m^2 &= E^2 - p^2 = \left(\sum_{i \in \{L_1, L_2, \Sigma v\}} E_i \right)^2 - \left(\sum_{i \in \{L_1, L_2, \Sigma v\}} \vec{p}_T^i \right)^2 \\
&= \left(E_{L_1} + E_{L_2} + E_T^{\text{miss}} \right)^2 - \left(\vec{p}_T^{L_1} + \vec{p}_T^{L_2} + \vec{E}_T^{\text{miss}} \right)^2 \\
&= E_{L_1}^2 + E_{L_2}^2 + E_T^{\text{miss}2} + 2 \left(E_{L_1} E_{L_2} + E_{L_1} E_T^{\text{miss}} + E_{L_2} E_T^{\text{miss}} \right) \\
&\quad - \left(\vec{p}_T^{L_1 2} + \vec{p}_T^{L_2 2} + \vec{E}_T^{\text{miss}2} \right) - 2 \left(\vec{p}_T^{L_1} \cdot \vec{p}_T^{L_2} + \vec{p}_T^{L_1} \cdot \vec{E}_T^{\text{miss}} + \vec{p}_T^{L_2} \cdot \vec{E}_T^{\text{miss}} \right) \\
&= 2 \left[p_T^{L_1} p_T^{L_2} (1 - \cos \Delta\phi^{(L_1, L_2)}) \right. \\
&\quad \left. + p_T^{L_1} E_T^{\text{miss}} (1 - \cos \Delta\phi^{(L_1, E_T^{\text{miss}})}) + p_T^{L_2} E_T^{\text{miss}} (1 - \cos \Delta\phi^{(L_2, E_T^{\text{miss}})}) \right] \\
&= m_T^2(L_1, L_2) + m_T^2(L_1, E_T^{\text{miss}}) + m_T^2(L_2, E_T^{\text{miss}}) = m_T^{\text{tot}2}. \tag{4.23}
\end{aligned}$$

La variable discriminante utilisée dans les catégories BSM est ainsi m_T^{tot} , définie telle que

$$m_T^{\text{tot}} = \sqrt{m_T^2(L_1, L_2) + m_T^2(L_1, E_T^{\text{miss}}) + m_T^2(L_2, E_T^{\text{miss}})} \tag{4.24}$$

avec

$$m_T(A, B) = \sqrt{2 p_T^A p_T^B (1 - \cos \Delta\phi^{(A, B)})}. \tag{4.25}$$

À titre d'illustration, les distributions obtenues pour la catégorie btag tight- m_T du canal $\mu\tau_h$ et btag medium- D_ζ du canal $e\mu$ en 2017 sont représentées en figure 4.16.

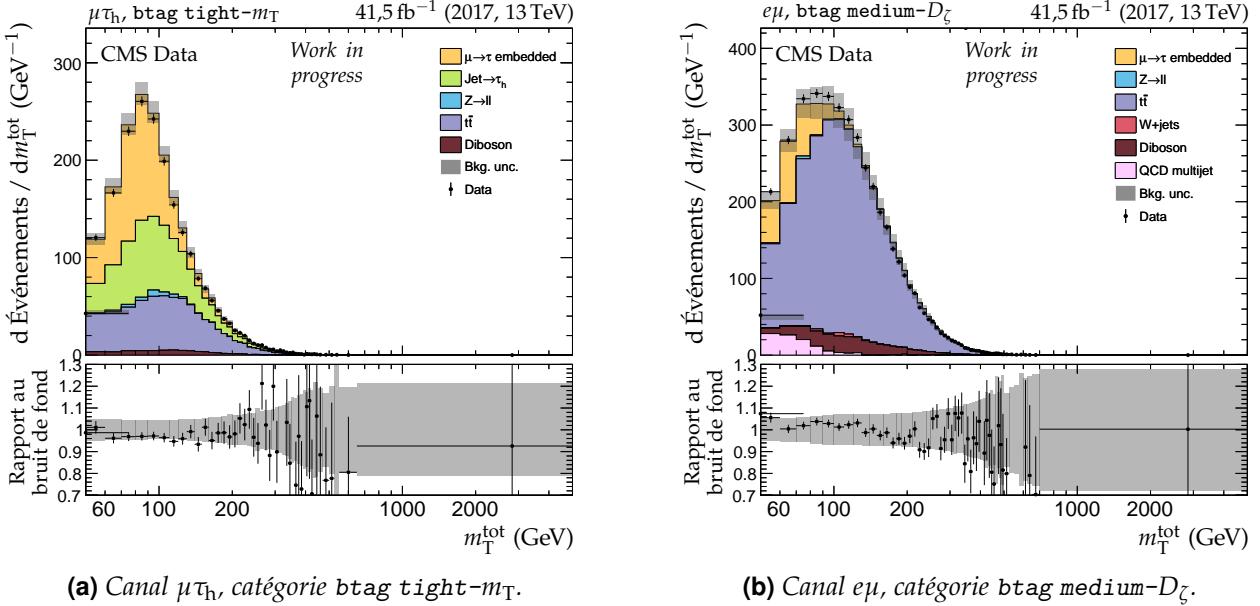


Figure 4.16 – Distributions de m_T^{tot} en 2017 pour deux catégories et canaux. Les données observées (points noirs) sont comparées à la modélisation des bruits de fond (histogrammes remplis en couleur et empilés). Les bandes grisées correspondent à l'incertitude totale (statistique et systématique) sur le bruit de fond avant ajustement des paramètres de nuisance par COMBINE. Le rapport au bruit de fond est donné dans la partie inférieure des graphiques.

5.2 Catégories « SM »

5.2.1 Définition des catégories

Les catégories SM, introduites dans les références [228, 229], sont construites dans le but d'étudier le boson de Higgs du SM h de masse 125 GeV. Cette catégorisation est faite à l'aide d'un réseau de

neurones dont l'objectif est de définir différentes catégories d'événements, chacune contenant un processus physique dominant. Le principe des réseaux de neurones est abordé plus en détails dans le chapitre 5. Le réseau utilisé est ici décrit succinctement, plus de détails sont disponibles dans la référence [229].

Structure du réseau de neurones Les variables d'entrée du réseau les plus importantes sont :

- les impulsions transverses des éléments du dilepton;
- la masse transverse du dilepton dans le cas du canal $e\mu$ ($m_T(\vec{p}_T^e + \vec{p}_T^\mu, \vec{E}_T^{\text{miss}})$);
- les impulsions transverses des deux principaux jets de l'événement;
- le nombre de jets N_{jets} ;
- le nombre de jets de quarks b $N_{b\text{-jets}}$;
- la masse invariante du système des deux jets principaux m_{jj} ;
- la distance dans le plan (η, ϕ) entre les deux jets principaux $\Delta\eta_{jj}$;
- l'impulsion transverse totale des deux principaux jets de l'événement;
- la masse du dilepton estimée par SVFIT [230], un estimateur de la masse d'une particule se désintégrant en paire de leptons τ par ajustement d'un profil de vraisemblance, m_{SVFIT} ;
- la masse invariante du dilepton, $m^{(\tau\tau)}$;
- l'impulsion transverse du dilepton, $p_T^{(\tau\tau)}$.

Le réseau est constitué de deux couches cachées de 200 neurones chacune, complètement connectées. Leur fonction d'activation est la tangente hyperbolique.

Afin de permettre une catégorisation plus poussée qu'une simple discrimination signal ou bruit de fond, la couche de sortie du réseau contient autant de neurones que de catégories souhaitées. Ce réseau fournit donc un vecteur et non un scalaire. La fonction d'activation de ces neurones est la fonction exponentielle normalisée ou *Softmax*,

$$\text{Softmax}(\vec{z})_j = \frac{\exp(z_j)}{\sum_{k=1}^n \exp(z_k)}, \quad j \in \{1, \dots, K\}, \quad (4.26)$$

chaque composante de ce vecteur correspond donc à la probabilité que l'événement appartienne à la catégorie correspondante.

Catégories obtenues Pour chaque canal, deux catégories de signal existent visant chacune certains modes de production du boson de Higgs :

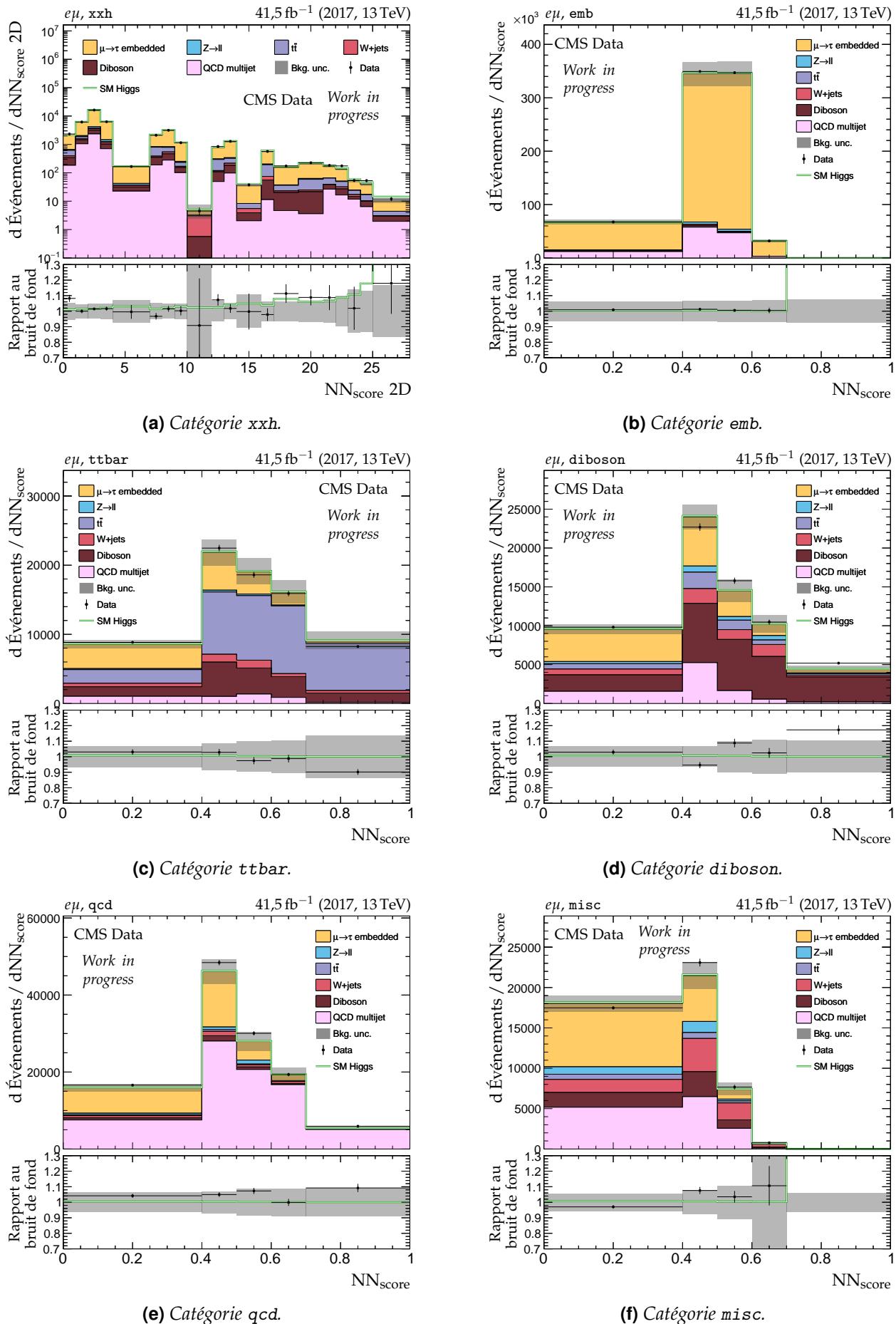
- ggh : production par fusion de gluons (ggh);
- qqh : production par fusion de bosons vecteurs (VBF) et en association avec un boson (VH).

Ces modes de production sont introduits dans le chapitre 1.

Une catégorie est également définie pour chacun des principaux bruits de fond, présentés dans la section 4. La catégorie `emb` doit correspondre aux données encapsulées décrites dans la section 4.1. La catégorie `fake`, quant à elle, doit contenir les événements décrits par la méthode des facteurs de faux présentée section 4.3. Pour les bruits de fond ayant une faible contribution ou étant peu différenciables d'autres bruits de fond, une catégorie `misc` est également définie. Les différentes catégories ainsi possibles sont listées dans le tableau 4.4. Le canal $\tau_h\tau_h$ ne devant pas contenir d'électron ni de muons, les processus $Z \rightarrow \ell\ell$ ($\ell \in \{e, \mu\}$), $t\bar{t}$ et $W + \text{jets}$ contribuent peu au bruit de fond, c'est pourquoi il n'existe pas de catégories leur étant dédiées dans ce canal. Ils sont donc associés à la catégorie `misc` pour le canal $\tau_h\tau_h$. La catégorie `misc` couvre ainsi les processus $Z \rightarrow \ell\ell$, $t\bar{t}$, $W + \text{jets}$ et Diboson dans le canal $\tau_h\tau_h$; Diboson dans les canaux $\mu\tau_h$ et $e\tau_h$; $Z \rightarrow \ell\ell$ et $W + \text{jets}$ dans le canal $e\mu$. Les processus EWK $Z \rightarrow LL$ et EWK $Z \rightarrow \nu\nu$, introduits dans l'annexe E, sont également associés à la catégorie `misc` dans les canaux $\tau_h\tau_h$, $\mu\tau_h$ et $e\tau_h$.

5.2.2 Variable discriminante

Le réseau de neurones utilisé a pour but de classer les événements selon leur nature dans les différentes catégories définies précédemment. De l'entraînement de ce réseau résultent les frontières entre les différentes catégories. Les régions frontalières, c'est-à-dire les régions de l'espace des phases

Figure 4.17 – Distributions de NN_{score} en 2017 dans le canal $e\mu$.

Canal	Catégories de bruit de fond possibles					
$\tau_h \tau_h$	emb			fake	misc	
$\mu \tau_h$	emb	zll	ttbar	fake	misc	
$e \tau_h$	emb	zll	ttbar	fake	misc	
$e \mu$	emb		ttbar	diboson	qcd	misc

Tableau 4.4 – Catégories SM de bruit de fond pour les quatre canaux considérés.

dans lesquelles les événements ont de proches probabilités d'appartenir à deux catégories ou plus, sont ainsi délibérément fixées lors de l'entraînement et en dépendent. Modifier les paramètres du réseau ou de l'entraînement mène ainsi à des migrations d'événements frontaliers d'une catégorie à une autre. Or, ces événements frontaliers sont ceux dont la probabilité d'appartenir à une catégorie ne peut être grande, car dans ce cas cet événement est très caractéristique de cette catégorie.

Il est donc pertinent d'utiliser les valeurs de sortie du réseau pour définir une variable discriminante. Le choix fait est d'utiliser la plus grande probabilité parmi celles données par le réseau, c'est-à-dire la probabilité d'appartenir à la catégorie dans laquelle le réseau estime que cet événement fait partie. Cette variable est dénommée « score » et notée NN_{score} . À titre d'illustration, les distributions obtenues pour le canal $e\mu$ en 2017 sont représentées en figure 4.17.

Des événements de signal peuvent être difficilement classés dans une unique catégorie de signal, ggh ou qqh . Dans ce cas, leurs scores sont bas pour ces catégories et ils se retrouvent dans un segment de l'histogramme contenant d'avantage de bruit de fond que s'ils avaient obtenu un score plus élevé. Afin de limiter cet effet, la solution trouvée [228] est de créer une catégorie globale $xxh = ggh + qqh$. Le score dans cette catégorie xxh est alors bidimensionnel, chaque dimension correspondant à un des deux scores des catégories ggh et qqh . Pour obtenir un histogramme à une dimension, une réduction est réalisée tel qu'illustre figure 4.18.

La segmentation est à peu près uniforme en fonction du score ggh . Aux bas scores qqh , elle est plus large à cause des larges contributions du bruit de fond ainsi que de la quantité réduite d'événements. Aux hauts scores qqh , elle est plus fine car le signal y est fortement présent. L'indice du NN_{score} 2D ainsi obtenu est utilisé comme variable discriminante dans la catégorie xxh . Comme pour toutes les autres distributions, une resegmentation automatique est réalisée afin de s'assurer que chaque segment contienne au moins dix événements de bruit de fond. C'est pourquoi les distributions peuvent montrer des segmentations variables, en particulier moins fines que celles initialement définies.

5.3 Combinaison des catégories SM et BSM

Les catégories BSM sont définies pour être sensibles au signal de H et A , tandis que les SM le sont pour celui de h . L'utilisation combinée des catégories SM et BSM rend alors l'analyse plus sensible aux propriétés du boson de Higgs du SM h par rapport à l'utilisation des catégories BSM uniquement.

Cette catégorisation combinée est une innovation importante et non triviale par rapport à la catégorisation classique « BSM uniquement » utilisée dans les précédentes analyses $H \rightarrow \tau\tau$ dans le cadre du MSSM [81, 202, 203]. En effet, les propriétés de h sont modifiées dans le MSSM par rapport au SM, comme exposé dans le chapitre 1. La modélisation de h dans le cadre du MSSM est décrite dans la section 7. La complémentarité de la recherche du signal de H et A avec le test des propriétés de h permet donc d'obtenir de plus fortes contraintes sur les modèles testés, comme cela a déjà été

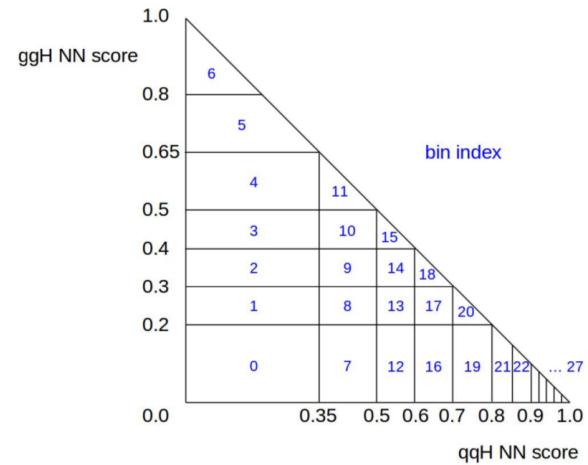


Figure 4.18 – Réduction à une dimension de la catégorie xxh [228].

constaté dans des travaux récents [205].

Afin d'éviter tout recouvrement entre les catégories SM et BSM lors de leur utilisation combinée, deux régions sont définies, chacune utilisant les catégories correspondantes. La région SM concerne les événements ne comportant pas de jets issus de quark b ($N_{b\text{-jets}} = 0$) et tels que $m_{\text{SVFIT}} < 250 \text{ GeV}$ où m_{SVFIT} est la masse du dilepton estimée par SVFIT [230]. La région BSM, quant à elle, concerne les événements contenant des jets issus de quark b ($N_{b\text{-jets}} \geq 1$) ou tels que $m_{\text{SVFIT}} \geq 250 \text{ GeV}$. Les deux régions ainsi obtenues ne se recouvrent pas et peuvent se résumer selon le schéma de la figure 4.19.

6 Incertitudes systématiques

La statistique n'est pas la seule source d'incertitudes sur les distributions de l'estimation des bruits de fond et du signal. Des incertitudes expérimentales, liées à la reconstruction des objets physiques et leur identification par exemple, sont à prendre en compte. Des incertitudes théoriques existent également. Chaque incertitude peut affecter les distributions sous la forme d'un facteur de normalisation, d'une modification des formes de celles-ci voire les deux. Les incertitudes de normalisation sont présentées dans la section 6.1, celles pouvant modifier les formes des distributions dans la section 6.2. Il en résulte des paramètres de nuisance, exploités dans la section 7.

6.1 Incertitudes de normalisation

Luminosité L'incertitude sur la luminosité enregistrée est de 2,5 % en 2016 [108], 2,3 % en 2017 [109] et 2,5 % en 2018 [110]. Elle est donnée par le POG Lumi. Plus de détails sont disponibles dans la référence [231].

Pondération du pré-déclenchement Les variations hautes et basses dues à cet effet introduit dans la section 2 sont données par le POG L1 DPG. Elles concernent tous les jeux de données simulées des années 2016 et 2017. L'incertitude obtenue est de l'ordre de 1 %. Les paramètres de nuisance associés sont corrélés entre les années et les canaux.

Taux de mauvaise identification $\ell \rightarrow \tau_h$ ($\ell \rightarrow \tau_h$ **fake rate)** L'incertitude, fournie par le POG tau, dépend de la pseudo-rapidité η du lepton ℓ . Elle est décorrélée entre les différentes parties du détecteur. L'effet sur la forme des distributions est négligeable face à l'effet de normalisation, c'est pourquoi cette incertitude est traitée comme un normalisation. Les paramètres de nuisance associés sont non corrélés.

Efficacité d'identification des muons et des électrons (muon/electron ID efficiency) Une incertitude estimée à 2 % sur le facteur d'échelle introduit dans la section 2 est considérée. Elle est appliquée à tous les processus estimés à partir de données simulées ou encapsulées, corrélées à 50 %. Les paramètres de nuisance associés sont corrélés.

Efficacité du b -tagging (Btag efficiency) Les facteurs d'échelle fournis par le POG BTV [188] comportent des incertitudes dépendantes de la région du détecteur. L'efficacité d'identification et le taux de positifs donnent ainsi deux paramètres de nuisance, dont l'effet de forme est négligeable face à l'effet de normalisation. Les paramètres de nuisance associés sont non corrélés.

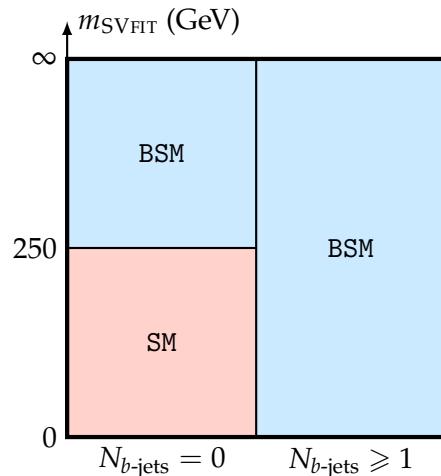


Figure 4.19 – Définition des deux régions utilisant des catégories différentes.

Bruits de fond simulés Les incertitudes de normalisation sur les bruits de fond simulés sont :

- 2 % sur les processus $Z \rightarrow \ell\ell$, due à l'incertitude sur la section efficace Drell-Yan [232], corrélée entre les années ;
- 4 % sur les processus $W + \text{jets}$, due à l'incertitude sur leurs sections efficaces [232], corrélée entre les années ;
- 5 % sur les processus Diboson et *Single top*, due à l'incertitude sur leurs sections efficaces [232], corrélée entre les années ;
- l'extrapolation sur l'acceptation des simulations dans la CR $t\bar{t}$, prise à 1 % ;
- 4 % (2 % par muon) dans les données encapsulées pour rendre compte de l'efficacité du chemin de déclenchement « double muon », corrélée entre les canaux et décorrélée entre les années ;
- lorsque le boson de Higgs du SM h est considéré comme faisant partie des bruits de fond, les incertitudes sur les sections efficaces de sa production recommandées dans la référence [86] sont appliquées ;

Incertitudes théoriques Pour les limites dépendantes d'un modèle dans le plan $(m_A, \tan \beta)$, les incertitudes théoriques sur la section efficace de production des bosons de Higgs du MSSM sont incluses. Elles sont fournies par le groupe LHC Higgs [233].

Dans le cas du processus $gg \rightarrow b\bar{b}\Phi \rightarrow \tau\tau$, l'incertitude sur l'acceptation en fonction de $N_{b\text{-jets}}$ est estimée en faisant varier le paramètre hdamp du générateur de POWHEG par des facteurs $\frac{1}{2}$ et 2. Une incertitude sur la QCD est également considérée afin de rendre compte des termes au-delà du NLO non traités. Elle est estimée en faisant varier les échelles de renormalisation (μ_R) et de refactorisation (μ_F) par des facteurs $\frac{1}{2}$ et 2 indépendamment tout en conservant $\frac{1}{2} \leq \frac{\mu_R}{\mu_F} \leq 2$. L'incertitude sur l'acceptation du signal dans les catégories $b\text{tag}$ ainsi obtenue est de l'ordre de 1 à 6 % selon le point de masse. Enfin, des incertitudes sur les PDFs, introduites dans le chapitre 2, sont prises en compte. Elles sont de l'ordre de 1 à 2 %.

6.2 Incertitudes de forme

Efficacité des chemins de déclenchement des τ_h (τ_h trigger efficiency) Cette incertitude est déterminée à partir des facteurs d'échelle définis section 2. Des paramètres de nuisance sont définis pour chaque chemin de déclenchement et différents modes de désintégration (0, 1 et 2, 10, 11). L'efficacité du chemin de déclenchement « double τ_h » est de plus déterminée pour les impulsions transverses supérieures et inférieures à 100 GeV afin que l'ajustement réalisé section 7 ait plus de liberté vis-à-vis des régions à bas et haut p_T . Dans le cas du chemin de déclenchement « τ_h seul », le manque de statistiques mène à ne définir qu'un seul paramètre de nuisance commun à tous les DMs.

Tous les processus déterminés par simulation ou encapsulation sont concernés. Une corrélation de 50 % entre les paramètres de nuisance des données simulées et encapsulées est utilisée, l'encapsulation étant un hybride entre données réelles et simulées. Les paramètres de nuisance sont non corrélés entre les canaux et les années.

Efficacité des chemins de déclenchement des muons et des électrons (lepton trigger efficiency) L'incertitude sur l'efficacité des chemins de déclenchement des muons et des électrons est de 2 % par lepton. Il s'agit en première approximation d'une incertitude de normalisation, traitée ici comme une incertitude de forme car elle ne concerne que les événements où un chemin de déclenchement basé sur ces leptons est utilisé.

Tous les processus déterminés par simulation ou encapsulation sont concernés. Les paramètres de nuisance associés sont non corrélés entre données simulées et encapsulées. Ils ne le sont pas non plus entre les canaux et années, car différents chemins de déclenchement et sélections sont utilisés.

Efficacité d'identification des τ_h (τ_h ID efficiency) L'incertitude sur l'efficacité d'identification des τ_h est donnée par le POG tau [189] en fonction de l'impulsion transverse du τ_h et de son DM. À chaque DM correspond un paramètre de nuisance, corrélé entre les différents canaux ($\tau_h\tau_h$, $\mu\tau_h$, $e\tau_h$) et non corrélé entre les années. Afin de rendre compte des différents points de fonctionnement des

discriminateurs anti-lepton, une incertitude supplémentaire de 3 % par τ_h est appliquée de manière non corrélée entre les canaux. Dans le cas des données encapsulées, la même procédure est suivie mais une corrélation de 50 % avec les données simulées est utilisée.

Efficacité du trajectographe pour les τ_h des données encapsulées (*embedded τ_h tracking efficiency*) L'incertitude sur cette efficacité, corrélée entre les canaux, corrélée à 50 % entre les années et décorrélée entre les DMs 0, 1, 2 et 10, 11, est fournie par le *POG tau*.

Repondération de l'impulsion transverse et de la masse du boson Z (*DY p_T -mass reweighting*)

L'incertitude est déterminée à partir de la variation entre zéro et deux fois la correction correspondante, introduite dans la section 2. La variation à 1σ utilisée comme incertitude est prise comme étant 10 % de cette variation sur les événements $Z \rightarrow ll$ dans tous les canaux. Les paramètres de nuisance des années 2017 et 2018 sont corrélés, car les mêmes réglages de simulation sont utilisés (CP5 [197]). Celui de l'année 2016 est décorrélé.

Repondération de l'impulsion transverse du quark t (*top p_T reweighting*) L'incertitude considérée est la variation entre zéro et deux fois la correction correspondante, introduite dans la section 2. Les paramètres de nuisance des différentes années sont corrélés.

Recul de E_T^{miss} (*MET recoil correction uncertainty*) Dans les processus physiques concernés par la correction de recul de E_T^{miss} , c'est-à-dire ceux de production de bosons de Higgs, de Drell-Yan (boson Z) et de $W + \text{jets}$, la réponse en énergie des hadrons est modifiée selon l'incertitude déterminée sur cette correction. Les paramètres de nuisance des différentes années sont non corrélés.

E_T^{miss} non regroupée (*MET unclustered uncertainty*) L'algorithme de PF introduit dans le chapitre 2 peut fournir des objets physiques candidats n'étant pas identifiés comme des muons, électrons, photons, hadrons ou jets. Il s'agit par exemple de particules de très bas p_T . Ces candidats sous toutefois utilisés dans le calcul de E_T^{miss} , il s'agit de l'énergie transverse manquante non regroupée (*MET unclustered*). L'incertitude sur cette observable est appliquée à toutes les données simulées non concernées par la correction de recul de E_T^{miss} comme le recommande le *POG JetMET* [234]. Les différentes années sont non corrélées.

Énergie des jets (*jet energy scale*) Comme proposé par le *POG JetMET*, au lieu d'une seule source d'incertitude globale, 11 paramètres de nuisance sont considérés. Certains d'entre-eux sont corrélés entre les années. Pour les processus physiques non concernés par la correction de recul de E_T^{miss} , c'est-à-dire $t\bar{t}$, Diboson et *Single top*, la variation en énergie des jets est propagée à E_T^{miss} , ainsi qu'aux variables en dépendant comme m_T^{tot} .

Résolution sur l'énergie des jets (*jet energy resolution*) L'incertitude sur la résolution en énergie des jets donnée par le module fourni par la collaboration CMS [235] est appliquée aux jeux de données simulées. Comme pour l'incertitude sur l'énergie des jets, la propagation à E_T^{miss} est effectuée pour les processus physiques non concernés par la correction de recul de E_T^{miss} . Cette incertitude est non corrélée entre les années.

Énergie des τ_h (τ_h *energy scale*) Une incertitude de forme est appliquée et dépend du DM du τ_h ainsi que du type de données, simulées ou encapsulées. Un paramètre de nuisance par DM est obtenu.

Dans les données encapsulées, les événements hybrides peuvent présenter des τ_h contenant des dépôts dans les calorimètres provenant du muon initial. Une corrélation de 50 % entre données simulées et encapsulées est alors appliquée. Les années ne sont pas corrélées, comme le suggère le *POG tau* [189].

Énergie des leptons identifiés comme τ_h ($\ell \rightarrow \tau_h$ **energy scale)** Une variation sur l'impulsion transverse des leptons identifiés à tort comme des τ_h est appliquée. Elle est de l'ordre de 1 % pour les muons. Pour les électrons, elle dépend de l'année et de la région du détecteur et peut aller de 0,5 à 6,6 %. Les années sont non corrélées.

Contamination $t\bar{t}$ dans les données encapsulées Une partie du bruit de fond $t\bar{t}$ est couvert par les données encapsulées. Il s'agit des événements contenant une paire de leptons τ issus de la désintégration des quarks t . L'incertitude haute (basse) sur cette contamination est obtenue en ajoutant (soustrayant) 10 % de la fractions d'événements simulés $t\bar{t}$ contenant une paire de leptons τ aux événements encapsulés. Cette incertitude est corrélée entre les canaux mais pas entre les années, car le chemin de déclenchement de sélection de la paire de muons pour les données encapsulées change d'une année à l'autre.

Bruits de fond estimés par les facteurs de faux Différentes sources d'incertitudes sont considérées selon le canal. Dans le canal $\tau_h\tau_h$, ces incertitudes sont :

- statistique sur la mesure de FF_Q , déterminée pour chaque région de N_{jets} et p_T^{jet} , non corrélée entre les années ;
- statistique sur les corrections résiduelles de FF_Q , déterminée pour chaque région de N_{jets} , non corrélée entre les années ;
- systématique sur l'extrapolation OS/SS de FF_Q , l'incertitude haute (basse) est obtenue en appliquant deux (zéro) fois la correction, corrélée entre les années ;
- systématique sur l'utilisation dans ce canal de FF_Q comme FF global, c'est-à-dire appliqué aussi aux événements $W + \text{jets}$ et $t\bar{t}$. L'incertitude est de 20 % pour les événements $W + \text{jets}$ et 40 % pour $t\bar{t}$, corrélée entre les années.

Dans les canaux $\mu\tau_h$ et $e\tau_h$, ces incertitudes sont :

- statistiques sur les mesures des FF_i , déterminées pour chaque région de N_{jets} et p_T^{jet} , non corrélées entre les années ni entre elles ;
- statistiques sur les corrections résiduelles des FF_i , déterminées pour chaque région de N_{jets} , non corrélées entre les années ni entre elles ;
- systématique sur l'extrapolation OS/SS de FF_Q , l'incertitude haute (basse) est obtenue en appliquant deux (zéro) fois la correction, corrélée entre les années ;
- systématique sur l'extrapolation isolé/anti-isolé de FF_Q , corrélée entre les années ;
- systématique sur l'extrapolation de $m_T^\ell > 70 \text{ GeV}$ à $m_T^\ell < 70 \text{ GeV}$ de FF_W , l'incertitude haute (basse) est obtenue en appliquant deux (zéro) fois la correction, corrélée entre les années ;
- systématique sur la détermination de FF_t à partir de données simulées, obtenue à partir de la différence entre FF_W déterminé avec des données réelles et simulées, corrélée entre les années.

Estimation du bruit de fond QCD Cette estimation utilisée dans le canal $e\mu$ comporte dix sources d'incertitudes, dues aux facteurs d'extrapolations des ajustement à des polynômes d'ordre 2. Elles sont non corrélées entre les années.

Incertitudes de segmentation (*bin-by-bin uncertainties*) Les incertitudes de forme dues à la statistique des bruits de fond suite à l'utilisation conjointe des données simulées, encapsulées et réelles dans leur estimation sont prises en compte par la fonction `autoMCstats` de COMBINE.

Incertitudes théoriques Dans le cas du processus $gg \rightarrow \Phi \rightarrow \tau\tau$, en particulier dans les cas de basse masse, les variations du paramètre `hdamp` du générateur de POWHEG ainsi que celles de μ_R/μ_F sont utilisées afin d'obtenir l'incertitude sur la distribution en p_T de chacune des contributions au signal NLO de production de bosons de Higgs par fusion de gluon, dont l'estimation est présentée dans la section 2.

7 Extraction du signal

Afin de déterminer si un signal est présent ou non compte-tenu des observations, un ajustement segmenté de maximum de vraisemblance (*binned maximum likelihood fit*) est réalisé sur les catégories présentées section 5 pour deux hypothèses :

- aucun signal, c'est-à-dire uniquement des bruits de fond, notée \mathfrak{b} ;
- présence d'un signal en plus des bruits de fond, notée $\mathfrak{s}\mathfrak{b}$.

Le test statistique de ces deux hypothèses est fait par une approche fréquentiste modifiée connue sous le nom de méthode CL_s [236-238], implémentée dans COMBINE.

Le modèle de vraisemblance utilisé est détaillé dans la section 7.1. La méthode CL_s est présentée dans la section 7.2. L'application de cette méthode pour l'obtention de limites indépendantes d'un modèle est introduite section 7.3. Enfin, la section 7.4 expose l'interprétation de l'analyse dans le cas de scénarios spécifiques du MSSM.

7.1 Modèle de vraisemblance

La fonction de vraisemblance \mathfrak{L} à maximiser est définie par le produit des probabilités poissonniennes $\mathfrak{P}(n_i|\nu_i(\mu, \vec{\theta}))$ d'observer n_i événements dans chaque segment i de l'histogramme de la variable discriminante utilisée selon

$$\mathfrak{L}(n_i|\mu, \vec{\theta}) = \prod_i \mathfrak{P}(n_i|\nu_i(\mu, \vec{\theta})) \cdot \prod_j \mathfrak{C}(\theta_j, \tilde{\theta}_j), \quad \mathfrak{P}(n_i|\nu_i(\mu, \vec{\theta})) = \frac{\nu_i^{n_i}}{n_i!} e^{-\nu_i} \quad (4.27)$$

où

- ν_i est le nombre d'événements attendus dans ce segment dans l'hypothèse $\mathfrak{s}\mathfrak{b}$, c'est-à-dire

$$\nu_i(\mu, \vec{\theta}) = \mu s_i(\vec{\theta}) + b_i(\vec{\theta}) \quad (4.28)$$

avec s le nombre d'événements de signal et b le nombre d'événements de bruit de fond. Lorsque $\mu = 0$, ν_i correspond donc au nombre d'événements attendus dans l'hypothèse \mathfrak{b} ;

- μ est le modificateur d'intensité du signal (*signal strength modifier*). Il représente la fréquence du signal, indéterminée, par rapport à une section efficace de référence, par exemple la section efficace de production du boson de Higgs h ;
- $\vec{\theta}$ sont les paramètres de nuisance correspondant aux sources d'incertitude présentées section 6. Les variations de ces paramètres changent la quantité d'événements de signal s_i et de bruit de fond b_i attendus dans le segment i ;
- j est un indice courant sur les différentes contraintes \mathfrak{C} connues sur les paramètres de nuisance, discutées ci-après. Chacune de ces contraintes représente la probabilité que ce paramètre prenne la valeur θ_j , sachant que la meilleure estimation de ce dernier est $\tilde{\theta}_j$, obtenue par des mesures annexes.

Pour une valeur de μ donnée, les paramètres de nuisance sont ajustés de manière à maximiser \mathfrak{L} . Il peut être intéressant de faire varier l'un des paramètres de plusieurs déviations standard pour maximiser le produit des poissonniennes \mathfrak{P} , mais les contraintes \mathfrak{C} rendent compte de la faible probabilité que ce choix soit juste. Les variations des paramètres de nuisance sont généralement inférieures à une déviation standard.

7.1.1 Incertitudes de normalisation

Les contraintes sur les incertitudes correspondant à des facteurs multiplicatifs sur la quantité d'événements de signal ou de bruit de fond, par exemple les facteurs d'échelle, sont représentées par des fonctions de densité de probabilité log-normales,

$$\mathfrak{C}(\theta, \tilde{\theta})|_{\text{facteurs}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \ln \kappa} \frac{1}{\theta} \exp\left(-\frac{(\ln(\theta/\tilde{\theta}))^2}{2(\ln \kappa)^2}\right) \quad (4.29)$$

où κ vaut $1 + x$ avec x l'incertitude relative sur l'observable contrainte. Par exemple, pour une incertitude de 10 %, $\kappa = 1,10$.

Les contraintes sur les incertitudes d'origine statistique, par exemple les quantités d'événements observés dans les régions de contrôle, sont représentées par des fonctions de densité de probabilité Gamma,

$$\mathfrak{C}(\theta, \tilde{\theta})|_{\text{stat}} = \frac{1}{\kappa \Gamma(\tilde{\theta} + 1)} \left(\frac{\theta}{\kappa} \right)^{\tilde{\theta}} \exp\left(-\frac{\theta}{\kappa}\right) \quad (4.30)$$

avec Γ la fonction gamma et κ le rapport attendu entre θ et $\tilde{\theta}$. La valeur de κ a sa propre incertitude, généralement traitée comme une contrainte log-normale supplémentaire.

7.1.2 Incertitudes de forme

Les incertitudes systématiques de forme sur les distributions des variables discriminantes du signal ainsi que du bruit de fond sont traitées par la technique du « morphing vertical ». Pour chaque source d'incertitude, une distribution centrale (ou nominale) ainsi que celles correspondant à des variations de $\pm 1\sigma$ de l'incertitude sont déterminées. Un paramètre de nuisance λ est ajouté au modèle de vraisemblance afin d'interpoler entre ces différentes distributions.

Les effets de plusieurs incertitudes de forme sont additifs. Soient h_0 la distribution centrale, h_j^+ (h_j^-) la distribution correspondant à une variation de $+1\sigma$ (-1σ) de l'incertitude j et λ_j le paramètre de nuisance ainsi obtenu. Le modèle de distribution est donné par

$$h(\vec{\lambda}) = h_0 + \sum_j \left(a(\lambda_j)h_j^+ + b(\lambda_j)h_0 + c(\lambda_j)h_j^- \right) \quad (4.31)$$

avec

$$a = \begin{cases} \lambda(\lambda + 1)/2, & |\lambda| \leq 1, \\ 0, & \lambda < -1, \\ \lambda, & \lambda > +1, \end{cases} \quad b = \begin{cases} -\lambda^2, & |\lambda| \leq 1, \\ -|\lambda|, & |\lambda| > 1, \end{cases} \quad c = \begin{cases} \lambda(\lambda - 1)/2, & |\lambda| \leq 1, \\ |\lambda|, & \lambda < -1, \\ 0, & \lambda > +1. \end{cases} \quad (4.32)$$

L'interpolation (4.31) est réalisée lors de la maximisation de la fonction de vraisemblance.

7.1.3 Incertitudes statistiques

Principe L'incertitude statistique dans les distributions des variables discriminantes et prise en compte par la méthode de Barlow-Beeston [239, 240]. La quantité d'événements dans chaque segment peut varier dans l'incertitude statistique type, ce qui revient à créer une incertitude de forme.

Afin de réduire la quantité de paramètres de nuisance, et donc le temps de calcul, la procédure suivante est suivie dans chaque segment :

1. Les processus i contenant x_i événements et une incertitude statistique e_i tels que e_i/x_i est supérieur à une valeur `AddThreshold` choisie sont sélectionnés.
2. L'incertitude totale e_{tot} sur l'ensemble de ces processus est déterminée selon

$$e_{\text{tot}}^2 = \sum_{j \in \{i\}} e_j^2. \quad (4.33)$$

3. Les processus i sont classés par valeur croissante de e_i^2/e_{tot}^2 .
4. Dans l'ordre des processus obtenu, les incertitudes statistiques sont supprimées tant que la somme des carrés des incertitudes supprimées est inférieure à une fraction de l'incertitude totale au carré `merge_threshold` choisie.
5. Les incertitudes restantes sont multipliées par un facteur permettant de conserver une incertitude totale constante.

Il s'agit donc de regrouper les incertitudes.

Contribution personnelle Lors de ma thèse, j'ai observé que l'incertitude totale pouvait varier lors de cette procédure, comme cela est illustré sur la figure 4.20. Dans le dernier segment, il apparaît clairement sur le rapport données sur bruit de fond que l'incertitude totale sur le bruit de fond est

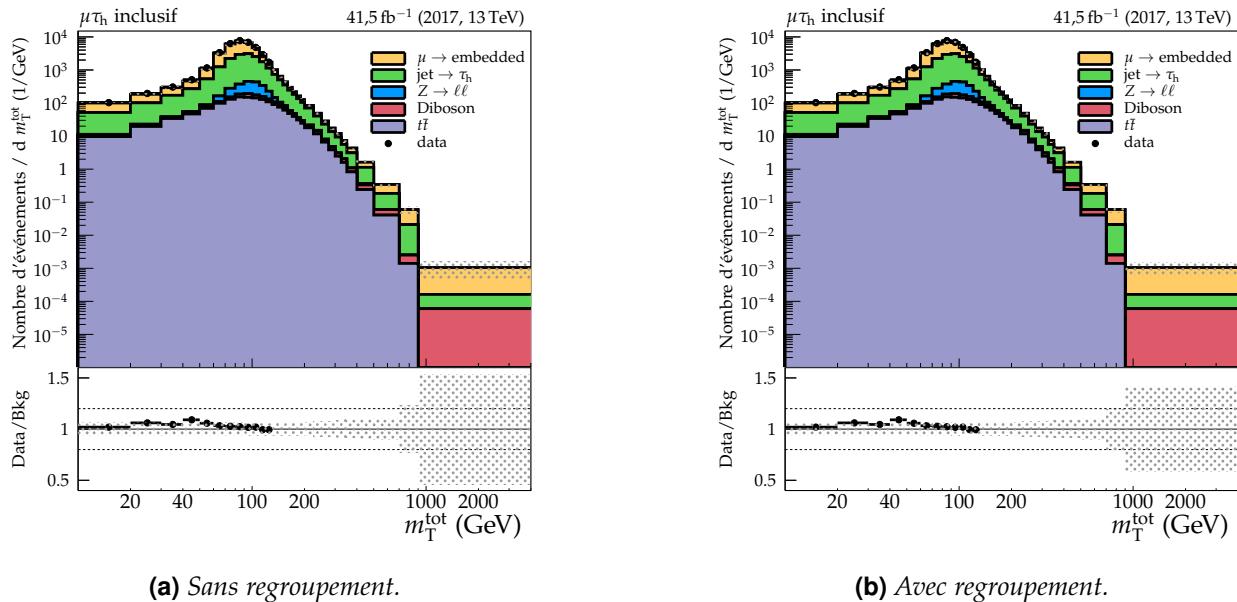


Figure 4.20 – Distributions de m_T^{tot} avec et sans regroupement des incertitudes pour le canal $\mu\tau_h$ en 2017. Le tracé des données s’arrête à 130 GeV, avant la zone où le signal est attendu.

modifiée par le regroupement. Il s’agissait d’un bug que j’ai identifié et corrigé [216] dans le code de COMBINE.

Dans le code initial, pour chaque segment des distributions dans chaque catégorie, les processus i peuvent être classés dans cinq groupes :

- groupe Z** $x_i = 0$ et $e_i = 0$ (processus non présent dans le segment) ou e_i / x_i inférieur à AddThreshold, non traités par la procédure de regroupement;
- groupe A** incertitude à supprimer et $0 < e_i < x_i$;
- groupe B** incertitude à conserver et $0 < e_i < x_i$;
- groupe C** incertitude à supprimer et $0 < x_i \leq e_i$;
- groupe D** incertitude à conserver et $0 < x_i \leq e_i$.

Les processus tels que $0 < e_i < x_i$ (groupes A et B) possèdent un attribut can_expand = `true` et sont ceux dont l’incertitude statistique est renormalisée (*expand*) à l’étape 5 par un facteur

$$\text{expand} = \text{std}::\text{sqrt}(1. / (1. - (\text{removed} / \text{tot_bbb_added}))) \Leftrightarrow E = \sqrt{\frac{1}{1 - \frac{R}{T}}} \quad (4.34)$$

avec

$$R = \text{removed} = \sum_{i \in \{A,C\}} e_i^2, \quad T = \text{tot_bbb_added} = \sum_{i \in \{A,B\}} e_i^2. \quad (4.35)$$

Ainsi, l’incertitude totale après regroupement s’exprime en fonction des incertitudes de chaque processus i avant regroupement selon

$$\begin{aligned} e_{\text{tot,après}}^2 &= \sum_{i \in \{A\}} (E \times 0 \times e_i)^2 + \sum_{i \in \{B\}} (E \times e_i)^2 + \sum_{i \in \{C\}} (0 \times e_i)^2 + \sum_{i \in \{D,Z\}} (e_i)^2 \\ &= E^2 \sum_{i \in \{B\}} e_i^2 + \sum_{i \in \{D,Z\}} e_i^2. \end{aligned} \quad (4.36)$$

Or,

$$E^2 = \frac{1}{1 - \frac{R}{T}} = \frac{T}{T - R} = \frac{\sum_{i \in \{A,B\}} e_i^2}{\sum_{i \in \{A,B\}} e_i^2 - \sum_{i \in \{A,C\}} e_i^2} = \frac{\sum_{i \in \{A,B\}} e_i^2}{\sum_{i \in \{B\}} e_i^2 - \sum_{i \in \{C\}} e_i^2} \quad (4.37)$$

soit

$$e_{\text{tot,après}}^2 = \frac{\sum_{i \in \{A,B\}} e_i^2}{\sum_{i \in \{B\}} e_i^2 - \sum_{i \in \{C\}} e_i^2} \times \sum_{i \in \{B\}} e_i^2 + \sum_{i \in \{D,Z\}} e_i^2 \quad (4.38)$$

ce qui est différent de l'erreur initiale dans le cas général. Cette formule a été testée numériquement, ce qui a permis de confirmer la bonne compréhension du code initial.

Le problème vient du traitement du groupe C, c'est-à-dire des processus dont l'incertitude est supprimée mais dont la quantité d'événement est inférieure à celle-ci. En effet, ils ne sont pas pris en compte dans le calcul de T . Le correctif proposé [216] est de refuser le cas du groupe C et de rediriger ces processus dans le groupe D. Alors, le groupe C étant forcément un ensemble vide, l'équation (4.38) se réécrit

$$e_{\text{tot,après}}^2 = \frac{\sum_{i \in \{A,B\}} e_i^2}{\sum_{i \in \{B\}} e_i^2} \times \sum_{i \in \{B\}} e_i^2 + \sum_{i \in \{D,Z\}} e_i^2 = \sum_{i \in \{A,B\}} e_i^2 + \sum_{i \in \{D,Z\}} e_i^2 = e_{\text{tot,avant}}^2, \quad (4.39)$$

l'incertitude totale est donc bien conservée.

Dans le cas d'étude de la figure 4.20, ce correctif introduit six paramètres de nuisance supplémentaires, ce qui reste raisonnable en terme de charge computationnelle. En effet, les processus devant entrer dans le groupe C sont peu nombreux.

7.2 Méthode CL_{sb}

7.2.1 Approche fréquentiste classique

Afin de déterminer quantitativement quelle hypothèse, entre b et sb , est la plus compatible avec les résultats de l'analyse, il faut réaliser un test statistique. Plusieurs tests existent, celui utilisé pour les expériences du LHC est le profil du rapport de vraisemblance (*profile likelihood ratio*),

$$q_\mu = -2 \ln \left(\frac{\mathcal{L}(\text{données}|\mu, \hat{\theta}_\mu)}{\mathcal{L}(\text{données}|\hat{\mu}, \hat{\theta}_{\hat{\mu}})} \right), \quad 0 \leq \hat{\mu} \leq \mu \quad (4.40)$$

où « données » réfère aux quantités d'événements n_i dans chaque segment i des distributions des variables discriminantes dans chaque catégorie, $\hat{\theta}_x$ est l'ensemble des paramètres de nuisance maximisant \mathcal{L} pour $\mu = x$. L'ensemble $(\hat{\mu}, \hat{\theta}_{\hat{\mu}})$ donne le maximum global de \mathcal{L} . La contrainte $0 \leq \hat{\mu} \leq \mu$ impose une fréquence du signal positive, c'est-à-dire que μ a une interprétation physique. De plus, $\hat{\mu} \leq \mu$ interdit de rejeter μ plus petit que $\hat{\mu}$, valeur la plus probable du modificateur d'intensité du signal. Lorsqu'une valeur de μ est rejetée, toutes les valeurs plus élevées le sont donc également.

Les grandes valeurs de q_μ correspondent ainsi aux cas où la valeur de μ est incompatible avec les données. À l'inverse, lorsque $q_\mu \simeq 0$, les données sont compatibles avec μ dans le cadre de l'hypothèse sb . La probabilité d'obtenir une valeur de q_μ plus élevée que celle observée q_μ^{obs} , c'est-à-dire de réaliser une observation moins compatible avec l'hypothèse sb que celle effectivement réalisée, est définie par

$$CL_{sb} = \int_{q_\mu^{\text{obs}}}^{+\infty} f(q_\mu|\mu, \hat{\theta}_\mu) dq_\mu \quad (4.41)$$

où f est la fonction de densité de probabilité pour q_μ , obtenue en tirant au sort de nombreuses combinaisons des valeurs des paramètres de nuisance et de μ .

Une valeur de μ est ainsi considérée exclue avec un niveau de confiance α tel que $\alpha = 1 - CL_{sb}$. Un niveau de confiance de 95 % est généralement utilisé. Toutefois, en prenant $\mu \simeq 0$, cette approche mène statistiquement 5 % des analyses de physique à exclure la présence d'un signal. Pour éviter ce cas de figure, une approche fréquentiste modifiée est utilisée.

7.2.2 Approche fréquentiste modifiée

Cette méthode est introduite pour traiter le cas d'un signal très faible par rapport au bruit de fond [236-238]. En plus de CL_{sb} définie précédemment, la probabilité de réaliser une observation moins compatible avec l'hypothèse b que celle effectivement réalisée, définie comme

$$CL_b = \int_{q_\mu^{\text{obs}}}^{+\infty} f(q_\mu|0, \hat{\theta}_0) dq_\mu \quad (4.42)$$

est déterminée. La quantité CL_s est le rapport

$$CL_s = \frac{CL_{sb}}{CL_b}. \quad (4.43)$$

Dans l'approche fréquentiste modifiée, l'exclusion à 95 % de confiance est obtenue lorsque $CL_s \leq 0,05$. Plus de détails sur la méthode CL_s sont disponibles dans la référence [241].

7.3 Limites indépendantes du modèle

En l'absence de signal, des limites hautes sont déterminées sur la section efficace σ de production des bosons de Higgs neutres du MSSM H ou A , multipliée par le rapport de branchements \mathcal{BR} à la désintégration en paire de leptons τ . La limite d'exclusion à 95 % de confiance sur $\sigma \times \mathcal{BR}$ est déterminée à partir de la valeur de μ telle que $CL_s = 0,05$. Il s'agit donc de la valeur maximale de $\sigma \times \mathcal{BR}$ au-delà de laquelle un signal aurait été considéré comme observé.

La modélisation du signal consiste en un unique boson de Higgs $\Phi \in \{H, A\}$ avec pour modes de production :

- $gg \rightarrow \Phi \rightarrow \tau\tau$;
- $gg \rightarrow b\bar{b}\Phi \rightarrow \tau\tau$.

Lorsque les limites sont déterminées pour l'un de ces modes, aucune hypothèse n'est faite sur l'autre, en particulier sur sa normalisation.

Dans le cas du processus $gg \rightarrow \Phi \rightarrow \tau\tau$, les contributions à la boucle fermionique des quarks t , b et de leur interférence sont fixées à celles attendues dans le SM. Aucune modification due à $\tan\beta$ n'est donc considérée.

En plus processus $Z \rightarrow \tau\tau$, $Z \rightarrow \ell\ell$, $W + \text{jets}$, $t\bar{t}$, Diboson, *Single top* et QCD, le boson de Higgs du SM h dans ses désintégrations $h \rightarrow \tau\tau$ et $h \rightarrow WW$ est également considéré comme un bruit de fond. Le signal du MSSM est ainsi constitué des processus $gg \rightarrow \Phi \rightarrow \tau\tau$ et $gg \rightarrow b\bar{b}\Phi \rightarrow \tau\tau$ avec les coupages du SM aux quarks t et b et $m_\Phi \in [110, 3200] \text{ GeV}$.

Il s'agit donc de la recherche d'un boson de Higgs neutre en plus du boson déjà observé. Les catégories BSM introduites section 5.1 sont utilisées, sans combinaison avec les catégories SM, le boson de Higgs du SM étant considéré comme un bruit de fond.

7.4 Interprétation dans les scénarios du MSSM

Les résultats de l'analyse sont interprétés dans le cadre de scénarios de référence [79] respectant les limites fixées par les expériences du LEP, du Tevatron et du LHC. En particulier, un des bosons de Higgs scalaire doit jouer le rôle du boson découvert en 2012 avec une masse de $125 \pm 3 \text{ GeV}$.

7.4.1 Scénario M_h^{125}

Dans le scénario M_h^{125} , les masses des superpartenaires sont suffisamment élevées pour que les processus physiques de production et de désintégration des bosons de Higgs soient peu affectés par leur présence [79]. En particulier, les couplages de h aux superpartenaires sont faible par rapport à ceux aux particules du SM. De plus, si leurs masses sont inférieures à 2 TeV, H et A se désintègrent uniquement en particules du SM dans ce scénario.

Comme exposé dans le chapitre 1, les deux paramètres permettant de décrire au premier ordre les bosons de Higgs dans le MSSM sont m_A et $\tan\beta$, pris comme paramètres libres. Les autres sont fixés [79] :

- les paramètres de masse des squarks de troisième génération M_{Q_3} , M_{U_3} et M_{D_3} pris à 1,5 TeV;
- les paramètres de masse des sleptons de troisième génération M_{L_3} et M_{E_3} pris à 2 TeV;
- le paramètre de masse des Higgsinos $\mu = 1 \text{ TeV}$;
- les paramètres de masse des *gauginos* $M_1 = 1 \text{ TeV}$, $M_2 = 1 \text{ TeV}$ et $M_3 = 2,5 \text{ TeV}$;
- le paramètre de mélange du stop, $X_t = 2,8 \text{ TeV}$;
- les constantes de couplage trilinéaire entre les Higgs et le stop, le sbottom et le stau, respectivement A_t , A_b et A_τ , prises égales entre elles.

Le groupe en charge de la physique des bosons de Higgs au LHC fournit en fonction de m_A et $\tan \beta$ les masses des bosons de Higgs, sections efficaces de production, rapports de branchements et incertitudes théoriques associés de ce scénario [233].

Le signal du MSSM attendu (hypothèse \mathfrak{sh}) est celui de $h_{\text{MSSM}} + H + A$, h_{MSSM} étant le boson de Higgs léger du MSSM jouant le rôle du boson découvert en 2012 et interprété comme celui du SM (h_{SM}). En particulier, les propriétés de h_{MSSM} peuvent différer de celles de h_{SM} . Pour h_{MSSM} , H et A , la forme du signal est obtenue à partir des valeurs de m_A et $\tan \beta$. Une combinaison linéaire donne le signal total $\Phi \in \{ h_{\text{MSSM}}, H, A \} \rightarrow \tau\tau$ attendu.

Les modes de production considérés sont :

- $ggh, b\bar{b}h$, VBF et VH pour h_{MSSM} ;
- $ggH, b\bar{b}H$ pour H ;
- $ggA, b\bar{b}A$ pour A .

Dans le cas des modes de production de h_{MSSM} VBF et VH, le signal attendu est pris comme celui du SM multiplié par

$$\sin^2(\beta - \alpha) \times \frac{\mathcal{BR}(h_{\text{MSSM}} \rightarrow \tau\tau)}{\mathcal{BR}(h_{\text{SM}} \rightarrow \tau\tau)}. \quad (4.44)$$

Dans la limite découpée, $\sin^2(\beta - \alpha) \simeq 1$, seuls les rapport de branchements ont donc un effet significatif.

L'hypothèse \mathfrak{b} , c'est-à-dire sans signal du MSSM, correspond donc au cas où seul le boson de Higgs du SM h_{SM} est présent. Or, le signal correspondant n'est pas compris dans les bruits de fonds du MSSM, car dans ce dernier le boson h est décrit par h_{MSSM} . Ainsi, le paramètre $v_i(\mu, \vec{\theta})$ donnant le nombre d'événements attendus,

$$v_i(\mu, \vec{\theta}) = \mu s_i(\vec{\theta}) + b_i(\vec{\theta}), \quad (4.45)$$

est réécrit sous la forme

$$v_i(\mu, \vec{\theta}) = \mu s_i^{\text{MSSM}}(\vec{\theta}) + (1 - \mu)s_i^{\text{SM}}(\vec{\theta}) + b_i(\vec{\theta}) \quad (4.46)$$

avec s_i^{MSSM} le signal $\Phi \in \{ h_{\text{MSSM}}, H, A \} \rightarrow \tau\tau$ attendu selon le MSSM dans le segment i de l'histogramme de la variable discriminante et s_i^{SM} cette même quantité pour le signal $h_{\text{SM}} \rightarrow \tau\tau$ du SM. Le modificateur d'intensité du signal μ joue ainsi le rôle de distinction entre MSSM et SM. En effet, l'existence simultanée de ces deux modèle n'est pas physique, l'hypothèse du MSSM ($\mu = 1$) doit donc être testée par rapport à celle du SM ($\mu = 0$).

Cependant, le profil du rapport de vraisemblance défini section 7.2 ne permet pas de tester $\mu = 1$ par rapport à $\mu = 0$, contrairement à celui utilisé au Tevatron,

$$q_\mu = -2 \ln \left(\frac{\mathcal{L}(\text{données} | \mu, \hat{\vec{\theta}}_\mu)}{\mathcal{L}(\text{données} | 0, \hat{\vec{\theta}}_0)} \right), \quad 0 \leq \mu. \quad (4.47)$$

C'est donc celui-ci qui est utilisé pour les limites dépendantes d'un modèle.

Dans le MSSM, en plus de bosons de Higgs neutres supplémentaires, les propriétés du boson de Higgs correspondant à celui découvert en 2012 sont modifiées. L'utilisation conjointe des catégories SM et BSM, introduite dans la section 5.3, peut donc permettre d'obtenir des limites plus contraignantes sur le MSSM. La présence attendue d'une contribution des différents modes de production considérés pour h , H et A au signal dans ces différentes catégories est donnée dans le tableau 4.5. L'utilisation des catégories SM permet d'avoir une sensibilité spécifique à h avec les modes ggh , VBF et VH.

Catégorie	$ggh, \text{VBF}, \text{VH}$	$b\bar{b}h$	H, A
no-btag, $m_{\text{SVFIT}} < 250 \text{ GeV}$	(SM)	✓	✗
no-btag, $m_{\text{SVFIT}} \geq 250 \text{ GeV}$	(BSM)	✗	✓
btag	(BSM)	✓	✓

Tableau 4.5 – Présences attendues des contributions au signal dans les catégories.

7.4.2 Scénario $M_{H_1}^{125}$ (CPV)

Le boson de Higgs du SM h_{SM} est prédict comme étant purement CP -pair, ce qui est également le cas du boson de Higgs h_{MSSM} du MSSM sans violation de CP . Dans ce cas, H est également CP -pair et A est CP -impair, tous ces bosons sont donc des états propres de CP .

Cependant, comme exposé au chapitre 1, une violation de CP (CPV, *CP Violation*) peut apparaître avec les bosons de Higgs. Le scénario $M_{H_1}^{125}$ (CPV) correspond à ce cas de figure. Les paramètres fixes sont [79] :

- les paramètres de masse des squarks de troisième génération M_{Q_3} , M_{U_3} et M_{D_3} pris à 2 TeV;
- les paramètres de masse des sleptons de troisième génération M_{L_3} et M_{E_3} pris à 2 TeV;
- le paramètre de masse des Higgsinos $\mu = 1,65$ TeV;
- les paramètres de masse des *gauginos* $M_1 = 1$ TeV, $M_2 = 1$ TeV et $M_3 = 2,5$ TeV;
- les constantes de couplage trilinéaire entre les Higgs et le stop, le sbottom et le stau, respectivement A_t , A_b et A_τ , prises telles que

$$|A_t| = \mu \cot \beta + 2,8 \text{ TeV}, \quad \phi_{A_t} = \frac{2\pi}{15}, \quad A_b = A_\tau = |A_t|. \quad (4.48)$$

La phase ϕ_{A_t} non nulle mène à des états propres de masse pour les bosons de Higgs neutres différents des états propres de CP . Les états propres de masse de ces bosons sont, par masses croissantes, H_1 , H_2 et H_3 . Il s'agit donc d'états CP mixtes, c'est-à-dire avec une composante CP -paire et une CP -impaire. Dans le cadre de la recherche de bosons supplémentaires de haute masse, le rôle du boson de Higgs déjà observé h est joué par H_1 .

La recherche d'une composante CP -impaire peut être réalisée directement sur h . Les événements avec une paire de leptons τ peuvent être étudiés à cette fin [242] à l'aide des méthodes du paramètres d'impact [243], du plan de désintégration [244] ou du vecteur polarimétrique [245], basées sur les propriétés cinématiques des particules de l'état final.

Dans le cadre de l'analyse menée dans cette thèse, le scénario $M_{H_1}^{125}$ (CPV) est testé de manière similaire à M_h^{125} . Cependant, le signal du MSSM considéré est $\Phi \in \{H_1, H_2, H_3\} \rightarrow \tau\tau$. De plus, comme A n'est pas un état propre de masse, le paramètre m_A est remplacé par la masse des bosons de Higgs chargés m_{H^\pm} . Enfin, des interférences entre H_2 et H_3 sont attendues dans une partie de l'espace des phases et peuvent mener à des limites d'exclusion plus faibles. L'implémentation du traitement de ce scénario à partir des données fournies en fonction de m_{H^\pm} et $\tan \beta$ [233] est une de mes contributions à cette analyse.

8 Résultats et interprétations

Les résultats de cette analyse comportent :

- des distributions de variables de contrôle, données en annexe G;
- les distributions des variables discriminantes dans les différentes catégories utilisées, données en annexe H;
- des limites d'exclusion obtenues indépendamment d'un modèle;
- des contours d'exclusions dans les plans $(m_A, \tan \beta)$ ou $(m_{H^\pm}, \tan \beta)$ pour des scénarios du MSSM.

À ce jour, l'ajustement des paramètres de nuisance est en cours d'investigation. Les résultats sont toutefois donnés ici avec exploitation des données observées afin d'obtenir une illustration visuelle des résultats finaux. Il ne s'agit donc pas de résultats officiels et des travaux supplémentaires seront réalisés en vue de la soutenance.

8.1 Limites indépendantes du modèle

Les limites d'exclusion indépendantes du modèle sont données en figure 4.21 pour les processus $gg \rightarrow \Phi \rightarrow \tau\tau$ (figure 4.21a) et $gg \rightarrow b\bar{b}\Phi \rightarrow \tau\tau$ (figure 4.21b). Les précédents résultats obtenus

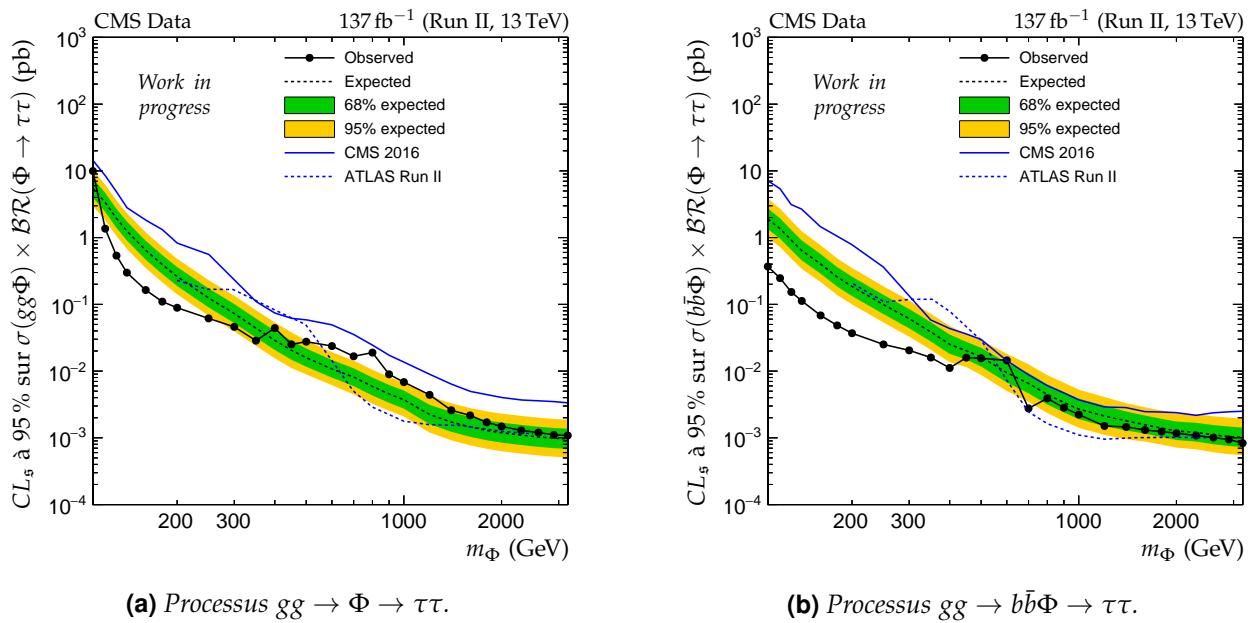


Figure 4.21 – Limites d’exclusion indépendantes du modèle physique obtenues avec l’intégralité des données du Run II récoltées par CMS. Les précédents résultats [81] obtenus avec les données de l’année 2016 sont également donnés (CMS 2016) ainsi que ceux de la collaboration ATLAS sur l’intégralité du Run II [210] (ATLAS Run II).

par la collaboration CMS avec les données récoltées en 2016 [81] ainsi que les derniers résultats de la collaboration ATLAS sur l’intégralité du Run II [210] y sont également affichés.

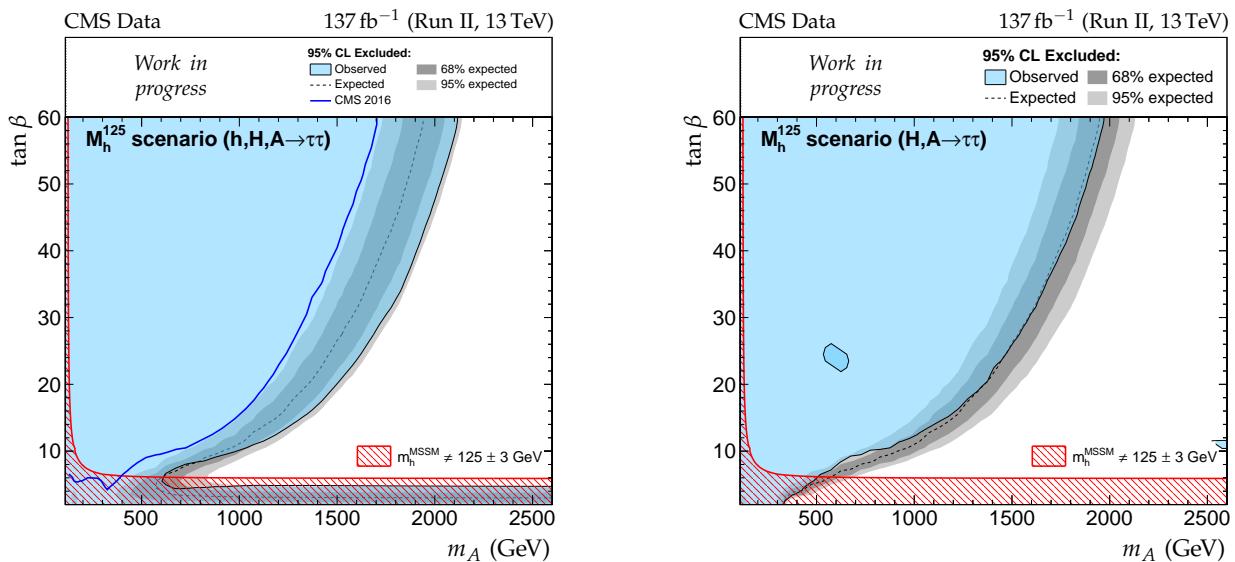
Les limites attendues (*expected*) correspondent au cas où les données observées correspondent exactement à la description des bruits de fond. Ces limites permettent d’interpréter celles effectivement observées. Lorsqu’elles sont égales, comme c’est le cas pour $m_\Phi \gtrsim 800$ GeV en figure 4.21b, les observations sont en accord avec les prédictions du modèle. Lorsque les limites observées sont plus basses que les limites attendues, cela signifie que les données observées permettent de mieux exclure la présence d’un signal que la modélisation du bruit de fond elle-même. Ce cas de figure peut survenir lorsque cette modélisation est imparfaite. Par exemple, la méthode des données encapsulées surestimait initialement la quantité d’événements pour $m_T^{\text{tot}} \gtrsim 300$ GeV [204], ce qui a été corrigé depuis. De plus amples investigations sont en cours afin de comprendre les limites d’exclusion à basse masse.

En revanche, lorsque les limites observées sont plus hautes que les limites attendues, cela signifie que les observations ne permettent pas d’exclure la présence d’un signal aussi bien que les prédictions. Ce peut être dû à un manque de statistiques dans la région correspondante ou à la présence effective d’un signal. Sur la figure 4.21a, la limite d’exclusion observée à $m_\Phi = 800$ GeV est de 2×10^{-2} pb contre 6×10^{-3} pb attendus. Cet écart est de 3σ . Cependant, les derniers résultats de la collaboration ATLAS [210] excluent cette valeur. La présence d’un signal pour expliquer cet excès est donc peu probable.

8.2 Limites du scénario M_h^{125}

Les limites d’exclusion dans le plan $(m_A, \tan \beta)$ du scénario M_h^{125} sont données en figure 4.22. Dans le cas de la figure 4.22a, ces limites sont obtenues telle que décrit dans la section 7.4.1. Sur la figure 4.22b, le signal recherché est uniquement composé des contributions des bosons supplémentaires H et A . Alors, seules les catégories BSM sont exploitées, sans combinaison avec les catégories SM.

La zone hachurée en rouge ($m_{h_{\text{MSSM}}} \neq 125 \pm 3$ GeV) est forcément exclue, car le boson h_{MSSM} n’y possède pas une masse compatible avec le boson découvert en 2012. La zone bleue correspond à la région de l’espace des phases pour laquelle l’hypothèse $\mathfrak{s}b$ correspondant au MSSM est rejetée en faveur de l’hypothèse b correspondant au SM d’après les données observées. Sur la figure 4.22a, les valeurs de m_A inférieures à 600 GeV sont exclues. Cette limite passe à 1 TeV pour $\tan \beta \gtrsim 10$, et 2 TeV



(a) Limites d'exclusion obtenues en considérant un signal $\Phi \in \{h, H, A\} \rightarrow \tau\tau$ avec la catégorisation combinée SM + BSM décrite section 5.3.

(b) Limites d'exclusion obtenues en considérant un signal $\Phi \in \{H, A\} \rightarrow \tau\tau$ avec la catégorisation classique BSM décrite section 5.1.

Figure 4.22 – Limites d'exclusion du scénario M_h^{125} obtenues avec l'intégralité des données du Run II récoltées par CMS. Dans le cas de la figure 4.22a, les précédents résultats [81] obtenus avec les données de l'année 2016 sont également donnés (CMS 2016).

pour $\tan \beta \gtrsim 50$.

La figure 4.22b montre les limites d'exclusion obtenues en considérant uniquement les contributions des bosons supplémentaires H et A au signal recherché. L'effet majeur est la suppression de la zone d'exclusion observée aux basses valeurs de $\tan \beta$. Dans cette région de l'espace des phases, la masse de h_{MSSM} est en effet incompatible avec les données expérimentales. Bien que cette région soit exclue par la zone hachurée, cela montre que la prise en compte des propriétés de h_{MSSM} et leur comparaison à celles de h observé permet d'obtenir de meilleurs résultats.

8.3 Limites du scénario $M_{H_1}^{125}$ (CPV)

Les limites d'exclusion dans le plan $(m_{H^\pm}, \tan \beta)$ du scénario $M_{H_1}^{125}$ (CPV) sont données en figure 4.23. Dans la région $\tan \beta \simeq 9$ et $m_{H^\pm} \simeq 700$ GeV, elles sont affectées par les interférences entre H_2 et H_3 . Ces interférences destructives donnent un signal atténué, réduisant la sensibilité de l'analyse.

Les limites observées sont en bon accord avec les limites attendues. Les valeurs inférieures à 400 GeV pour la masse m_{H^\pm} sont exclues. Pour $\tan \beta > 10$, hormis la zone d'interférences à $m_{H^\pm} \simeq 650$ GeV, $m_{H^\pm} < 1$ TeV est rejeté. Lorsque $\tan \beta \simeq 20$, l'exclusion s'étend jusqu'à $m_{H^\pm} \simeq 1,4$ TeV.

9 Conclusion

La recherche de bosons de Higgs supplémentaires de haute masse se désintégrant en paire de taus a été présentée. Ces particules sont les deux bosons neutres H et A prédits par le MSSM. Les données analysées sont celles récoltées par CMS lors des collisions de protons avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 13$ TeV du Run II du LHC, correspondant à une luminosité intégrée de 137 fb^{-1} . Parmi les six canaux ou états finaux possibles pour la paire de leptons τ , quatre ont été exploités ($\tau_h \tau_h$, $\mu \tau_h$, $e \tau_h$, $e \mu$).

Afin d'interpréter les données observées, une modélisation des processus physiques attendus tels que les bruits de fond est nécessaire. La méthode des données encapsulées permet de limiter l'utilisation de simulations afin de modéliser certains processus contenant une véritable paire de

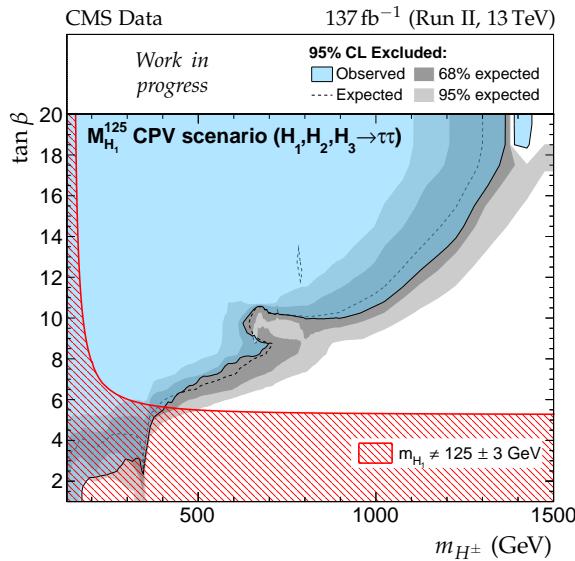


Figure 4.23 – Limites d'exclusion dans le plan (m_{H^\pm} , $\tan \beta$) du scénario $M_{H_1}^{125}$ (CPV) obtenues avec l'intégralité des données du Run II récoltées par CMS.

leptons τ , en particulier $Z \rightarrow \tau\tau$. L'estimation des faux τ_h , jets identifiés à tort comme étant des τ_h , est également basée presque exclusivement sur les données réelles. Ces méthodes permettent de réduire les incertitudes inhérentes à la simulation.

Le signal correspondant aux bosons supplémentaires est modélisé par les processus de fusion de gluons ($gg \rightarrow \Phi \rightarrow \tau\tau$) et en association avec des quarks b ($gg \rightarrow b\bar{b}\Phi \rightarrow \tau\tau$). Afin de maximiser la sensibilité de l'analyse à ces deux modes de production, une catégorisation des événements basée sur le nombre de jets issus de quarks b est utilisée. Une catégorisation supplémentaire, basée sur la masse transverse du lepton ℓ dans les canaux $\ell\tau_h$ ($\mu\tau_h$, $e\tau_h$) et sur D_ζ dans le canal $e\mu$, permet d'augmenter encore cette sensibilité. Des limites d'exclusion sur le produit de la section efficace de production des bosons supplémentaires avec leur rapport de branchement à la désintégration en paire de leptons τ ont été données pour les deux modes de production étudiés pour des masses comprises entre 110 GeV et 3,2 TeV.

Le scénario M_h^{125} fixe les valeurs de certains paramètres du MSSM. Des limites d'exclusion de ce modèle en faveur du SM ont été données dans le plan (m_A , $\tan \beta$). Les valeurs de m_A inférieures à 600 GeV sont exclues et cette valeur augmente à 2 TeV lorsque $\tan \beta \gtrsim 50$. Un second scénario, $M_{H_1}^{125}$ (CPV), a également été étudié. Dans celui-ci, le choix des valeurs des paramètres du MSSM autorise la violation de CP par les bosons de Higgs car les états propres de CP ne sont plus les mêmes que ceux de masse. Ces derniers, pour les bosons neutres, sont H_1 , H_2 et H_3 . En particulier, A n'est plus un état propre de masse et c'est donc dans le plan (m_{H^\pm} , $\tan \beta$) que sont données les limites d'exclusion en faveur du SM. Pour $\tan \beta \simeq 9$ et $m_{H^\pm} \simeq 700$ GeV, les interférences entre H_2 et H_3 réduisent fortement la sensibilité de l'analyse, limitant alors l'étendue de la région d'exclusion du MSSM. L'analyse menée permet toutefois d'exclure $m_{H^\pm} < 400$ GeV et cette valeur augmente à 1,4 TeV lorsque $\tan \beta \simeq 20$.

Cependant, les résultats présentés dans ce manuscrit sont donnés à titre d'illustration de l'état actuel de l'analyse. L'ajustement des paramètres de nuisance ainsi que les résultats obtenus nécessitent de plus amples investigations.

À ce jour, aucun des modèles BSM proposés ne permet de mieux décrire les résultats expérimentaux que le SM. Augmenter l'échelle d'énergie des collisions ou la luminosité intégrée exploitable permettra d'aller plus loin dans l'analyse des processus physiques. Les modèles proposés par les théoriciens sont alors mieux contraints et sont soit rejetés, soit affinés. L'énergie dans le centre de masse des collisions de protons au LHC doit passer à 14 TeV lors du Run III, dont le début est prévu en 2022, avec une luminosité intégrée de l'ordre de 300 fb^{-1} . Puis, de 2027 à 2035, le LHC à haute luminosité (HL-LHC) générera près de 3000 fb^{-1} de données. Cette augmentation considérable de la

statistique permettra d'améliorer les mesures de précision des paramètres du SM ainsi que les analyses telles que celle présentée dans ce chapitre. Cependant, le tracé du LHC ne permet pas, avec la technologie actuelle, d'espérer augmenter encore l'énergie de collision. Le projet FCC (Future Collisionneur Circulaire) [246] pourrait proposer une énergie de collision de 100 TeV à l'horizon 2040 avec des protons.

La présence de neutrinos dans l'état final des événements exploités dans cette analyse rend difficile l'estimation de la masse invariante d'une résonance se désintégrant en deux τ . Cet effet, inhérent à cette analyse, limite sa sensibilité. Le *machine learning* peut permettre une estimation plus précise de la masse d'une résonance se désintégrant en paire de τ . Ce sujet est présenté dans le chapitre 5.

Chapitre 5

Reconstruction de la masse d'une résonance grâce au *machine learning*

Sommaire

1	Introduction	158
2	Événements utilisés ou échantillons	159
2.1	Génération avec FASTSIM	159
2.2	Sélection des événements	160
2.3	Événements obtenus et pondération	161
2.4	Cible et variables d'entrée des modèles	162
3	Concepts communs aux modèles	163
3.1	Fonction de coût	163
3.2	Entraînement, descente de gradient et mini-lots	163
3.3	Sous-entraînement et surentraînement	164
4	Arbres de décision améliorés	165
4.1	Arbres de décision	165
4.2	<i>Gradient Boosting</i> et descente de gradient	166
5	Réseaux de neurones profonds	167
5.1	Neurones	167
5.2	Réseaux de neurones	169
5.3	Entraînement	169
6	Optimisation des hyper-paramètres et choix d'un modèle	172
6.1	Variables d'entrée	173
6.2	Type de modèle	175
6.3	Fonction de coût	176
6.4	Algorithme d'optimisation	177
6.5	Autres hyper-paramètres	178
7	Discussions	184
7.1	Effet de l'empilement	184
7.2	Effet de la reconstruction des particules	186
7.3	Effet des faux taux hadroniques	187
7.4	Effet de la séparation des canaux	188
7.5	Effet de la définition de E_T^{miss}	194
7.6	Effet de l'intervalle de masse	196
7.7	Modèle final	201
8	Utilisation du modèle dans les analyses CMS	201
8.1	Utilisation de m_{ML} comme variable discriminante	201
8.2	Comparaison de m_{ML} à m_{SVFIT}	204
9	Conclusion	210

1 Introduction

L'utilisation de l'intelligence artificielle (IA) s'est grandement développée au cours des dernières années. L'IA est l'ensemble des théories et des techniques développant des programmes informatiques complexes capables de simuler certains traits de l'intelligence humaine tels que le raisonnement et l'apprentissage. L'entreprise Google DeepMind a par exemple développé AlphaGo [247], un programme destiné à jouer au jeu de Go, qui a battu en 2016 le champion du monde de la discipline 4 à 1.

Le *machine learning* (ML) est une branche de l'IA dans laquelle un modèle (algorithme ou programme) s'améliore à réaliser une tâche par accumulation d'expérience sur des jeux de données d'entraînement, sans pour autant être programmé explicitement pour réaliser cette tâche. Pour y parvenir, les jeux de données d'entraînement comprennent les informations $\{\vec{x}_i\}$ à donner au modèle ainsi que les « bonnes réponses » $\{y_{\text{vraie},i}\}$ qu'il doit fournir en sortie. L'objectif est donc d'obtenir un modèle agissant comme une fonction F approximant celle reliant les entrées $\{\vec{x}_i\}$ aux cibles $\{y_{\text{vraie},i}\}$. Il peut alors donner une prédiction $y_{\text{prédict}}$ sur une nouvelle entrée \vec{x} selon $y_{\text{prédict}} = F(\vec{x})$. La tâche du modèle est :

une classification lorsque y est discrète, par exemple lorsqu'il s'agit de déterminer si une image représente un chat ou un chien [248];

une régression lorsque y est continue, par exemple estimer le prix d'un bien immobilier [249].

Les applications du ML à la physique des particules sont variées et font l'objet de nombreux sujets d'étude [204, 250-252]. Dans les chapitres précédents, le ML est déjà activement utilisé pour diverses tâches :

- identification des jets issus de quarks b (*b-tagging*) avec DEEPCSV [166, 167, 222];
- identification des taus hadroniques avec DEEPTAU [176];
- catégorisation des événements comme exposé dans le chapitre 4 [228, 229].

Dans les événements $H \rightarrow \tau\tau$ présentés au chapitre 1, et plus généralement lors de tout processus physique $X \rightarrow \tau\tau$ où une particule X se désintègre en paire de leptons τ , des neutrinos sont émis lors des désintégrations des τ . Or, ils sont invisibles dans les détecteurs tels que CMS ou ATLAS. Il est donc impossible de déterminer la masse invariante totale du système $\tau\tau$ issu de X . Plusieurs méthodes ont été développées afin de reconstruire la masse du système $\tau\tau$ [253-255]. Dans le cadre des analyses $H \rightarrow \tau\tau$, la collaboration CMS utilise SVFIT [230].

La reconstruction la masse de la particule X , ou résonance, se désintégrant en paire de leptons τ grâce au *machine learning* a été étudiée par BÄRTSCHI & coll. [256] dans le cas où X est un boson de Higgs avec une masse entre 80 et 300 GeV. Ils ont obtenu une résolution de 8,4 % sur la masse du Higgs, contre 17 % avec SVFIT. De plus, le temps de calcul nécessaire à l'obtention de la masse est moindre avec le ML. L'utilisation du ML est donc très prometteuse. Cependant, ces travaux utilisent des événements générés avec une simulation grossière du détecteur CMS basée sur DELPHES [257, 258] et sans empilement, notion introduite dans le chapitre 2.

Les travaux présentés dans ce chapitre vont plus loin. La génération des événements, introduite dans la section 2, utilise FASTSIM [259-262] pour modéliser le détecteur CMS. Bien qu'il ne s'agisse pas de la simulation complète basée sur GEANT4 [184-186], FASTSIM est bien plus proche de la réalité que DELPHES. De plus, l'empilement est pris en compte. Les modèles obtenus sont ainsi directement utilisables dans de réelles analyses, telles que celle présentée dans le chapitre 4.

La section 3 introduit des concepts communs aux deux types de modèle étudiés :

- des arbres de décision améliorés, introduits section 4;
- des réseaux de neurones profonds, introduits section 5.

La comparaison des modèles obtenus et la sélection de l'un d'entre eux est présentée section 6. Dans la section 7, divers effets sur les performances du modèle sélectionné sont discutés, en particulier la prise en compte de l'empilement. Enfin, l'utilisation en conditions réelles du modèle issu de ces travaux dans des analyses de physique est présentée dans la section 8.

Une note d'analyse [263] est en cours de rédaction. Les scripts utilisés pour la génération des événements peuvent être consultés [264], tout comme ceux permettant d'entraîner les modèles étu-

diés [265]. Enfin, le modèle issu de ces travaux peut être récupéré [266] et utilisé dans d'autres analyses.

2 Événements utilisés ou échantillons

L'objectif est de reconstruire la masse des particules se désintégrant en paire de leptons τ . Il s'agit donc d'une tâche de régression. Dans l'optique d'une utilisation dans les analyses telles que celle présentée dans le chapitre 4, il a été choisi d'utiliser des événements $\mathcal{H} \rightarrow \tau\tau$ où \mathcal{H} est le boson de Higgs du modèle standard h dont la masse est modifiée, à l'instar de ce qu'ont fait BÄRTSCHI & coll. [256]. La cible du modèle est donc la masse $m_{\mathcal{H}}$. Un événement est, dans la terminologie du ML, un « échantillon ».

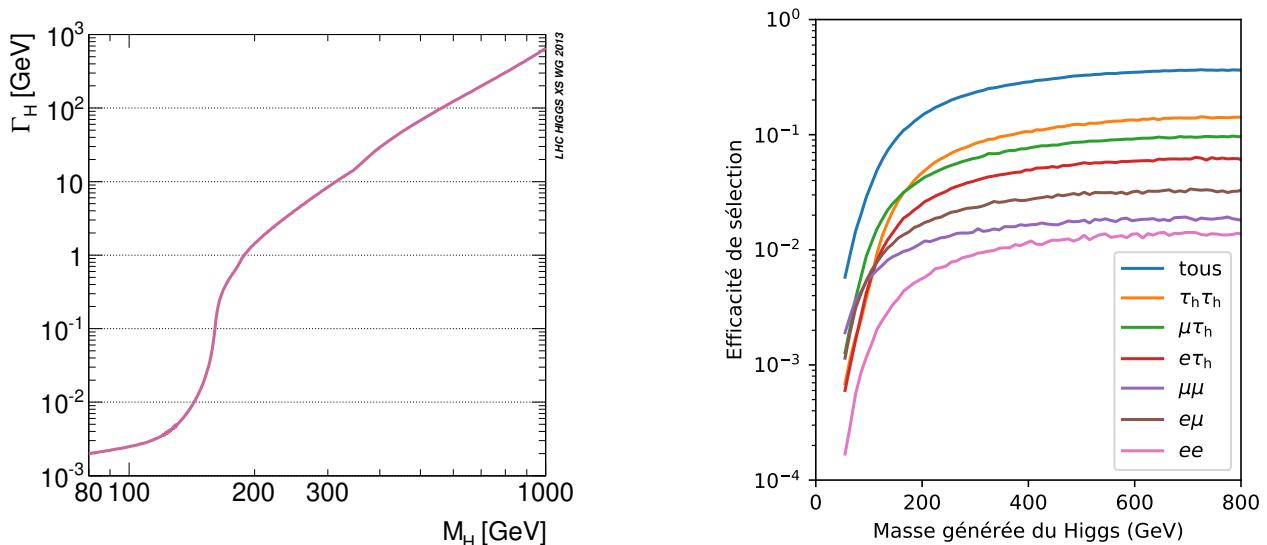
2.1 Génération avec FASTSIM

Nous avons générée nos propres données simulées [264] afin d'obtenir une distribution continue des valeurs de $m_{\mathcal{H}}$ et suffisamment d'échantillons pour chaque point de masse. Dans le contexte de la collaboration CMS, nous avons utilisé FASTSIM [259-262]. Cet outil permet de procéder à l'ensemble de la simulation des événements introduite chapitre 2, de la génération du processus physique à la reconstruction des objets physiques par le détecteur.

Les données simulées correspondent à des collisions de protons avec une énergie dans le centre de masse de 13 TeV. Les processus physiques sont générés par PYTHIA 8 [179] avec les réglages CUEP8M1 [193, 197]. La production du boson \mathcal{H} se fait par fusion de gluons, il s'agit du mode de production dominant dans le cas du boson de Higgs du modèle standard h . De plus, le rapport de branchemen $\mathcal{BR}(\mathcal{H} \rightarrow \tau\tau)$ est fixé à 1, c'est-à-dire que \mathcal{H} se désintègre forcément en paires de leptons τ . Tous les événements obtenus sont donc bien du type $\mathcal{H} \rightarrow \tau\tau$.

La masse de \mathcal{H} varie de 50 à 800 GeV par pas de 1 GeV. Il est important d'utiliser l'intervalle le plus étendu possible, il correspond à la gamme utile des modèles obtenus. L'effet de l'étendue de cet intervalle est discuté dans la section 7.

Il n'est pas possible, par la méthode que nous utilisons, de générer des événements avec $m_{\mathcal{H}} \gtrsim 1$ TeV. Cela est dû à la largeur Γ_h de h , représentée figure 5.1a en fonction de m_h . La largeur d'une



(a) Largeur du boson de Higgs du modèle standard [85].

(b) Efficacité de sélection des événements pour $m_{\mathcal{H}} \in [50, 800]$ GeV dans les différents canaux et pour tous les canaux.

Figure 5.1 – Origine des limites haute (gauche) et basse (droite) de l'intervalle de masse utilisé.

particule est liée à sa durée de vie τ selon

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}. \quad (5.1)$$

Ainsi, plus une particule se désintègre rapidement, plus sa largeur est importante. Le principe de Heisenberg mène alors à une incertitude sur la masse, due à la durée de vie τ , égale à Γ . Or, vers 1 TeV, $\Gamma_{\mathcal{H}} \simeq m_{\mathcal{H}}$. C'est pourquoi la génération de tels événements est compromise avec \mathcal{H} défini comme h avec une masse modifiée. Nous générerons donc uniquement des événements en-deçà de 800 GeV.

La sélection des événements est présentée dans la section 2.2. Son efficacité est représentée sur la figure 5.1b. Plus de 99 % des événements sont rejettés lorsque $m_{\mathcal{H}} < 50$ GeV. Nous ne considérerons donc pas de masse plus basse.

S'il est possible d'appliquer des poids aux échantillons afin d'équilibrer l'entraînement sur l'ensemble des valeurs de la cible, plus d'événements sont générés à basse masse afin d'obtenir des topologies d'événements variées malgré la faible efficacité de sélection. Ainsi, la quantité d'événements générés pour chaque valeur de $m_{\mathcal{H}}$ est de :

- 60 000 pour $50 \text{ GeV} \leq m_{\mathcal{H}} < 300 \text{ GeV}$;
- 20 000 pour $300 \text{ GeV} \leq m_{\mathcal{H}} < 500 \text{ GeV}$;
- 10 000 pour $500 \text{ GeV} \leq m_{\mathcal{H}} \leq 800 \text{ GeV}$.

L'empilement est modélisé par superposition du signal $\mathcal{H} \rightarrow \tau\tau$ à des événements dits de « biais minimum » [179]. Il s'agit d'événements pouvant contenir des interactions dures, mais n'activant pas de chemin de déclenchement. La quantité d'empilement ajoutée à l'événement $\mathcal{H} \rightarrow \tau\tau$ suit le profil d'empilement de l'année 2017. Les conditions des collisions simulées sont ainsi identiques à celles de l'année 2017 au LHC.

2.2 Sélection des événements

2.2.1 Jets

À l'instar de l'analyse présentée au chapitre 4, les jets sont soumis à la procédure de CHS [192] décrite dans le chapitre 3 et reconstruits par l'algorithme anti- k_T [162] avec un paramètre $R = 0,4$. Ces jets doivent également passer les critères d'identification présentés dans le chapitre 2. L'identification des jets issus de quarks b (b -tagging) est réalisée par l'algorithme DEEPCSV [167, 222]. Les jets tels que $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2,5$ sont considérés comme issus d'un b si leur score est supérieur à 0,3033. Les jets non identifiés comme issus d'un b ne sont retenus que si $p_T > 30$ GeV et $|\eta| < 4,7$.

2.2.2 Canaux $\tau_h\tau_h$, $\mu\tau_h$, $e\tau_h$ et $e\mu$

Dans le cas des canaux $\tau_h\tau_h$, $\mu\tau_h$, $e\tau_h$ et $e\mu$, la sélection des événements se fait comme exposé dans le chapitre 4 pour l'année 2017. Afin d'obtenir un modèle dont les prédictions auront non seulement un sens dans les régions de contrôle et de détermination, les coupures sur

- $m_T^{(\mu)}$ dans le canal $\mu\tau_h$;
- $m_T^{(e)}$ dans le canal $e\tau_h$;
- D_ζ dans le canal $e\mu$

ne sont pas appliquées. La construction du dilepton est inchangée. La correspondance des objets du dilepton avec ceux ayant activé le chemin de déclenchement n'est pas vérifiée.

2.2.3 Canal $\mu\mu$

Sélection des muons Tout muon respectant les critères listés ci-après est retenu pour jouer le rôle de L_1 ou L_2 dans le dilepton :

- $p_T^\mu > 10$ GeV;
- $|\eta^\mu| < 2,4$;
- paramètres d'impact $d_z < 0,2$ cm et $d_{xy} < 0,045$ cm;
- $I^\mu < 0,15 p_T^\mu$;
- passer le point de fonctionnement *medium* du *muonID*.

Sélection du dilepton L'événement est retenu à condition qu'au moins une paire $L_1L_2 = \mu\mu$ puisse être construite avec L_1 et L_2 de charges électriques opposées. Il est de plus requis que L_1 et L_2 soient séparés dans le plan (η, ϕ) tel que $\Delta R > 0,3$. Si plus d'une paire possible existe dans l'événement, une seule est retenue selon la logique exposée dans le chapitre 4.

Vétos de leptons supplémentaires Les vetos de leptons supplémentaires doivent être respectés, c'est-à-dire que l'événement ne contient pas:

- de muon supplémentaire tel que $p_T^\mu > 10 \text{ GeV}$, $|\eta^\mu| < 2,4$, passant le point de fonctionnement *medium* du *muonID* et d'isolation $I^\mu < 0,3 p_T^\mu$;
- d'électron tel que $p_T^e > 10 \text{ GeV}$, $|\eta^e| < 2,5$, passant le point de fonctionnement à 90 % d'efficacité de l'*electron ID MVA* et d'isolation $I^e < 0,3 p_T^e$, l'électron devant passer le veto d'électron de conversion et présenter moins de deux points de passage manquants dans le trajectographe.

2.2.4 Canal ee

Sélection des électrons Tout électron respectant les critères listés ci-après est retenu pour jouer le rôle de L_1 ou L_2 dans le dilepton :

- $p_T^e > 20 \text{ GeV}$;
- $|\eta^e| < 2,4$;
- paramètres d'impact $d_z < 0,2 \text{ cm}$ et $d_{xy} < 0,045 \text{ cm}$;
- $I^e < 0,1 p_T^e$;
- passer le point de fonctionnement à 90 % d'efficacité de l'*electron ID MVA*.

Sélection du dilepton L'événement est retenu à condition qu'au moins une paire $L_1L_2 = ee$ puisse être construite avec L_1 et L_2 de charges électriques opposées. Il est de plus requis que L_1 et L_2 soient séparés dans le plan (η, ϕ) tel que $\Delta R > 0,5$. Si plus d'une paire possible existe dans l'événement, une seule est retenue selon la logique exposée dans le chapitre 4.

Vétos de leptons supplémentaires Les vetos de leptons supplémentaires doivent être respectés, c'est-à-dire que l'événement ne contient pas:

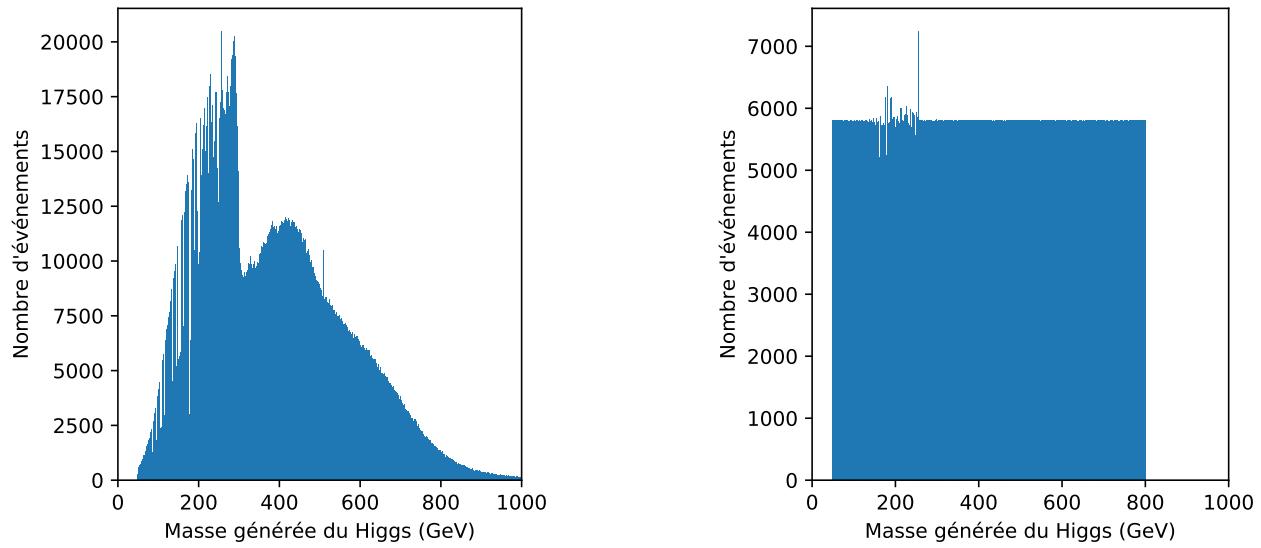
- de muon tel que $p_T^\mu > 10 \text{ GeV}$, $|\eta^\mu| < 2,4$, passant le point de fonctionnement *medium* du *muonID* et d'isolation $I^\mu < 0,3 p_T^\mu$;
- d'électron supplémentaire tel que $p_T^e > 10 \text{ GeV}$, $|\eta^e| < 2,5$, passant le point de fonctionnement à 90 % d'efficacité de l'*electron ID MVA* et d'isolation $I^e < 0,3 p_T^e$, l'électron devant passer le veto d'électron de conversion et présenter moins de deux points de passage manquants dans le trajectographe.

2.3 Événements obtenus et pondération

Plus de 22 millions d'événements ont été générés. Environ 3 millions sont sélectionnés selon les critères présentés précédemment. La distribution de m_H dans ces événements sélectionnés est représentée sur la figure 5.2a. Quelques événements présentent des valeurs de m_H au-delà de 800 GeV, cet effet est dû à la largeur de cette particule, représentée sur la figure 5.1a en fonction de sa masse. La largeur à 800 GeV est ainsi d'environ 300 GeV. Le réglage $m_H = 800 \text{ GeV}$ donne donc des événements contenant un boson dont la masse effective se situe entre 500 et 1100 GeV, d'où la queue de la distribution observée à haute masse sur la figure 5.2a. À basse masse en revanche, la largeur est inférieure à 100 MeV, cet effet n'est donc pas présent. La cible du modèle est la masse effective du boson. Les événements retenus dans la suite sont ceux où celle-ci se situe bien entre 50 et 800 GeV, d'où la disparition de la queue à haute masse sur la figure 5.2b.

Ces événements sont de plus séparés en trois groupes selon les proportions suivantes :

- 70 % pour l'entraînement. Ce sont ces échantillons que les modèles pourront exploiter afin d'apprendre à prédire correctement m_H ;
- 20 % pour la validation. Ces échantillons permettent de vérifier qu'il n'y a pas de surentraînement, c'est-à-dire que le modèle ne se spécialise pas vis-à-vis du jeu d'entraînement;



(a) Distribution brute sur tous les événements.

(b) Distribution pondérée pour les événements d'entraînement.

Figure 5.2 – Distributions de la masse générée de \mathcal{H} .

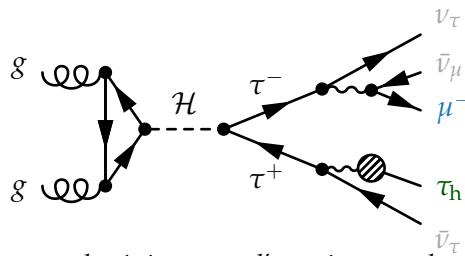
- 10 % pour les tests. Ces échantillons ne sont pas utilisés lors des entraînements et permettent donc de tester les modèles sur des données inédites. Sauf contre-indication, les figures sont toutes obtenues avec ce groupe d'échantillons.

La répartition des échantillons dans ces trois groupes est faite de manière aléatoire.

Afin de réaliser un entraînement équitable entre les différentes valeurs de $m_{\mathcal{H}}$, un poids est associé à chaque échantillon de manière à ce que la distribution pondérée de $m_{\mathcal{H}}$ soit plate dans chacun des trois groupes précédemment définis. Cette distribution sur les échantillons utilisés pour l'entraînement des modèles est représentée sur la figure 5.2b.

2.4 Cible et variables d'entrée des modèles

La cible des modèles est la masse de la particule générée \mathcal{H} se désintégrant en paire de leptons τ . Un tel événement est illustré sur la figure 5.3. Les variables d'entrée doivent être des observables accessibles expérimentalement, c'est-à-dire issues de la reconstruction des événements présentée dans le chapitre 2.

**Figure 5.3 – Diagramme de Feynman des événements d'entraînement des modèles dans le cas du canal $\mu\tau_h$.**

Les variables considérées sont :

- les impulsions de L_1 et L_2 les produits de désintégration visibles des τ , c'est-à-dire le muon et le τ_h dans l'exemple de la figure 5.3 :
 $p_T^{L_1}, \eta^{L_1}, \phi^{L_1}, p_T^{L_2}, \eta^{L_2}, \phi^{L_2}$;
- l'énergie transverse manquante pour rendre compte de la présence des neutrinos :
 $E_T^{\text{miss}}, \phi^{E_T^{\text{miss}}}$, obtenus par l'algorithme PUPPI [171];
- la matrice M de covariance de E_T^{miss} , rendant compte de l'incertitude sur la mesure de E_T^{miss} :
 M_{xx}, M_{xy}, M_{yy} ;

- le nombre attendu de neutrinos lié à l'état final identifié N_ν^{reco} , déterminé à partir du canal obtenu par la sélection des événements, c'est-à-dire sans utilisation des informations générées;
- les masses transverses $m_T(L_1, E_T^{\text{miss}})$, $m_T(L_2, E_T^{\text{miss}})$ et $m_T(L_1, L_2)$ définies par

$$m_T(A, B) = \sqrt{2 p_T^A p_T^B (1 - \cos(\phi^A - \phi^B))}; \quad (5.2)$$

- la masse transverse totale m_T^{tot} définie par

$$m_T^{\text{tot}} = \sqrt{m_T^2(L_1, E_T^{\text{miss}}) + m_T^2(L_2, E_T^{\text{miss}}) + m_T^2(L_1, L_2)}; \quad (5.3)$$

- les impulsions des deux jets principaux (de plus haut p_T) présents dans l'événement : $p_T^{\text{jet}1}, \eta^{\text{jet}1}, \phi^{\text{jet}1}, p_T^{\text{jet}2}, \eta^{\text{jet}2}, \phi^{\text{jet}2}$;
- l'Activité Hadronique Additionnelle (AHA), définie par la somme des impulsions des jets autres que les deux principaux : $p_T^{\text{AHA}}, \eta^{\text{AHA}}, \phi^{\text{AHA}}$ avec

$$\vec{p}^{\text{AHA}} = \sum_{\text{jet } i, i > 2} \vec{p}^{\text{jet } i}; \quad (5.4)$$

- la quantité de jets utilisés pour déterminer $\vec{p}^{\text{AHA}}, N_{\text{jets}}^{\text{AHA}}$;
- le nombre de vertex principaux d'empilement, N_{PU} .

Des modèles sont entraînés sur l'ensemble de ces 27 variables ainsi que sur des sous-ensembles de cette liste.

3 Concepts communs aux modèles

3.1 Fonction de coût

Une fonction de coût compare les prédictions d'un modèle aux valeurs vraies de la cible. Elle doit être différentiable et est définie de manière à être minimale lorsque les prédictions sont égales aux valeurs vraies, c'est-à-dire lorsque le modèle est parfait. Les fonctions de coût les plus répandues sont :

MSE *Mean Squared Error* ou erreur quadratique moyenne,

$$L_{\text{MSE}}(\{y_{\text{vraie},i}\}, \{y_{\text{prédict},i}\}) = \frac{1}{2N} \sum_{i=1}^N (y_{\text{prédict},i} - y_{\text{vraie},i})^2; \quad (5.5)$$

MAE *Mean Absolute Error* ou erreur absolue moyenne,

$$L_{\text{MAE}}(\{y_{\text{vraie},i}\}, \{y_{\text{prédict},i}\}) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |y_{\text{prédict},i} - y_{\text{vraie},i}|; \quad (5.6)$$

MAPE *Mean Absolute Percentile Error* ou erreur absolue relative moyenne,

$$L_{\text{MAPE}}(\{y_{\text{vraie},i}\}, \{y_{\text{prédict},i}\}) = \frac{100}{N} \sum_{i=1}^N \left| \frac{y_{\text{prédict},i} - y_{\text{vraie},i}}{y_{\text{vraie},i}} \right|. \quad (5.7)$$

3.2 Entraînement, descente de gradient et mini-lots

Un modèle peut être vu comme une fonction paramétrique F dont l'application à une entrée \vec{x} donne une prédition $y_{\text{prédict}} = F(\vec{x})$. L'entraînement consiste à régler les paramètres du modèle afin d'obtenir des prédictions fidèles aux valeurs vraies du jeu de données d'entraînement.

La fonction de coût L est minimale lorsque les prédictions du modèle sont parfaites. Il s'agit donc de trouver le minimum de L dans l'espace à D dimensions formé par les $D = N_{\text{params}}$ paramètres à régler. Cela peut être fait de manière itérative par descente de gradient (GD, *Gradient Descent*) [267].

Il s'agit d'une méthode itérative qui détermine le gradient de L , $\vec{\nabla}(L)$, autour de la « position » du modèle dans l'espace à D dimensions. Chaque paramètre p est alors modifié selon

$$p \rightarrow p - \eta \vec{\nabla}(L(\{y_{\text{vraie},i}\}, \{y_{\text{prédict},i}\})) \cdot \vec{e}_p = p - \eta \frac{\partial L(\{y_{\text{vraie},i}\}, \{y_{\text{prédict},i}\})}{\partial p} \quad (5.8)$$

avec η le taux d'apprentissage, et $L(\{y_{\text{vraie},i}\}, \{y_{\text{prédict},i}\})$ la fonction de coût évaluée sur l'ensemble du jeu de données d'entraînement. Le taux d'apprentissage est généralement pris entre 10^{-5} et 0,5.

Toutefois, l'évaluation du gradient de la fonction de coût sur l'ensemble du jeu de données d'entraînement, contenant éventuellement plusieurs millions d'échantillons comme c'est le cas dans cette thèse, nécessite d'importantes ressources computationnelles (en l'occurrence, de la mémoire vive). La descente de gradient stochastique (SGD, *Stochastic Gradient Descent*) consiste alors à évaluer le gradient de L pour chaque échantillon. Cependant, le SGD amène de fortes fluctuations le long de la descente, ce qui ralenti l'entraînement. De plus, ces mêmes fluctuations une fois proche du minimum mènent à une précision dégradée des prédictions.

Afin d'éviter ce phénomène, le *batch GD* (BGD) [268] évalue le gradient de la fonction de coût par une moyenne sur un « mini-lot » (*mini-batch*), sous-ensemble du jeu de données de taille fixée. Les fluctuations lors de la descente sont moindres quand dans le cas de SGD. Cette moyenne introduit un bruit dû à la composition aléatoire des mini-lots qui reste non nul même une fois le minimum de L atteint. Cela permet de s'échapper des minimums locaux, mais dégrade la précision une fois au minimum global.

Une « époque » de l'entraînement correspond à une utilisation de tous les mini-lots, c'est-à-dire de tous les échantillons du jeu de données, pour modifier les paramètres du modèle. Pour ne pas biaiser l'entraînement à cause de l'ordre du jeu de données, il est mélangé aléatoirement à chaque nouvelle époque. La composition des mini-lots est donc également aléatoire. La taille des mini-lots est fixée à $2^{11} = 2048$ événements. Une taille de la forme 2^n permet d'optimiser l'utilisation des GPUs (*Graphics Processing Unit*) sur lesquels l'entraînement se fait [175]. Les points de masse générés étant les entiers entre 50 et 800 GeV, soit 750 points de masse, 2048 événements pris au hasard est un compromis entre un petit mini-lot et une bonne probabilité de couvrir une large gamme de masse au sein d'un mini-lot.

3.3 Sous-entraînement et surentraînement

Un modèle doit être suffisamment complexe, c'est-à-dire proposer suffisamment de paramètres réglables à l'entraînement, afin de pouvoir réaliser sa tâche. Sinon, ses prédictions ne sont qu'approximatives, voire fausses. Par exemple, en utilisant une droite affine comme modèle, c'est-à-dire avec deux paramètres, il est difficile de prédire correctement une loi polynomiale de degré 2, régie par trois paramètres. Or, le nombre d'itérations d'entraînement nécessaires à l'optimisation d'un modèle augmente avec sa complexité. Avec une quantité limitée d'itérations, le modèle est sous-entraîné. Il est donc nécessaire d'en avoir suffisamment lors de l'entraînement.

Au fur et à mesure des itérations, la valeur de la fonction de coût appliquée au jeu de données d'entraînement diminue. Elle peut donc être un indicateur de l'amélioration des prédictions du modèle d'une itération à une autre. Arrivé à un plateau, le modèle est optimisé et l'entraînement s'arrête.

Cette approche masquerait toutefois une spécialisation du modèle ou surentraînement. Prédire parfaitement $\{y_{\text{vraie},i}\}$ sur le jeu de données d'entraînement, ce qui correspond à une fonction de coût nulle, n'est pas équivalent à être optimal sur des données inédites. Or, le but est justement d'utiliser le modèle sur ces dernières. Un autre modèle, moins complexe ou entraîné avec moins d'itérations, peut donc donner de meilleures prédictions sur des données inédites.

Afin d'éviter le surentraînement, il est possible d'utiliser un jeu de données dit de « validation », non utilisé pour régler les paramètres du modèle. L'intérêt du jeu de validation est illustré sur la figure 5.4. Un modèle sous-entraîné ou dont l'entraînement est optimal présente des erreurs similaires dans les deux jeux de données. Dans le cas d'un surentraînement, les erreurs continuent à diminuer sur le jeu d'entraînement, mais pas sur le jeu de validation. Une fonction d'évaluation E , éventuellement égale à la fonction de coût L , permet de quantifier ces erreurs et de mettre fin à l'entraînement avant de surentraîner le modèle. Il s'agit de l'arrêt prématué. La condition activant cet arrêt est

un « hyper-paramètre » du modèle. Les hyper-paramètres, à ne pas confondre avec les paramètres modifiés lors de l’entraînement, sont fixés par l’utilisateur et propres au modèle.

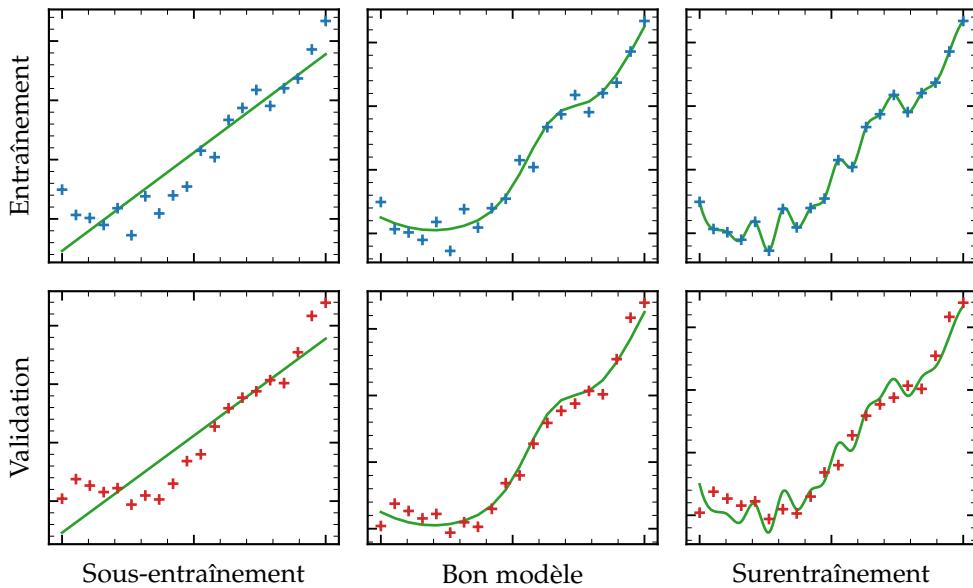


Figure 5.4 – Illustrations du sous-entraînement et du surentraînement. Un même modèle est trop peu (gauche), suffisamment (milieu) ou trop entraîné (droite). Ses prédictions (ordonnées) en fonction de l’entrée (abscisses) sont tracées en vert. Le jeu de données d’entraînement (de validation) est représenté par des croix bleues (rouges) sur la ligne du haut (bas).

4 Arbres de décision améliorés

La librairie XGBOOST [160] (*eXtreme Gradient Boosting*) permet de construire des arbres de décision améliorés. De nombreuses compétitions Kaggle [269] ont été remportées grâce à eux. Ils présentent l’avantage d’être généralement plus rapides à entraîner que les réseaux de neurones présentés section 5, et peuvent fournir des prédictions même si une des entrées est manquante, ce qui n’est pas le cas des réseaux de neurones.

4.1 Arbres de décision

Un arbre de décision (non amélioré) est une succession de questions dont les réponses mènent à un résultat final, comme illustré sur la figure 5.5. Chaque réponse à une question crée une « branche » menant à une nouvelle question (en bleu) ou à une réponse finale sur une « feuille » (en vert).

De tels arbres peuvent être utilisés avec des variables numériques. Dans ce cas, les questions consistent en une condition sur l’une des variables, par exemple $p_T^\mu > 50 \text{ GeV}$. Le choix de la variable (p_T^μ) et de la coupure correspondante (50 GeV) à utiliser pour former deux nouvelles branches b_1 (condition fausse) et b_2 (condition vraie) se base sur la similarité S . Il s’agit d’une variable quantifiant les écarts d’une liste de valeurs y_i à la moyenne de celles-ci $\langle y \rangle$. Elle est définie comme

$$S = \frac{1}{N} \left(\sum_{i=1}^N r_i \right)^2, \quad r_i = y_i - \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N y_j = y_i - \langle y \rangle \quad (5.9)$$

où N est la taille de la liste de valeurs, r_i le résiduel de y_i et y_i la i^{e} valeur de y .

Le gain G obtenu par la création de deux nouvelles branches b_1 et b_2 s’exprime

$$G = S_{b_1} + S_{b_2} - S_{b_1+b_2} \quad (5.10)$$

avec $S_{b_1+b_2}$ la similarité de la liste non séparée, S_{b_1} (S_{b_2}) la similarité de la liste se retrouvant dans la branche b_1 (b_2). La condition retenue pour former les deux branches est celle présentant le gain

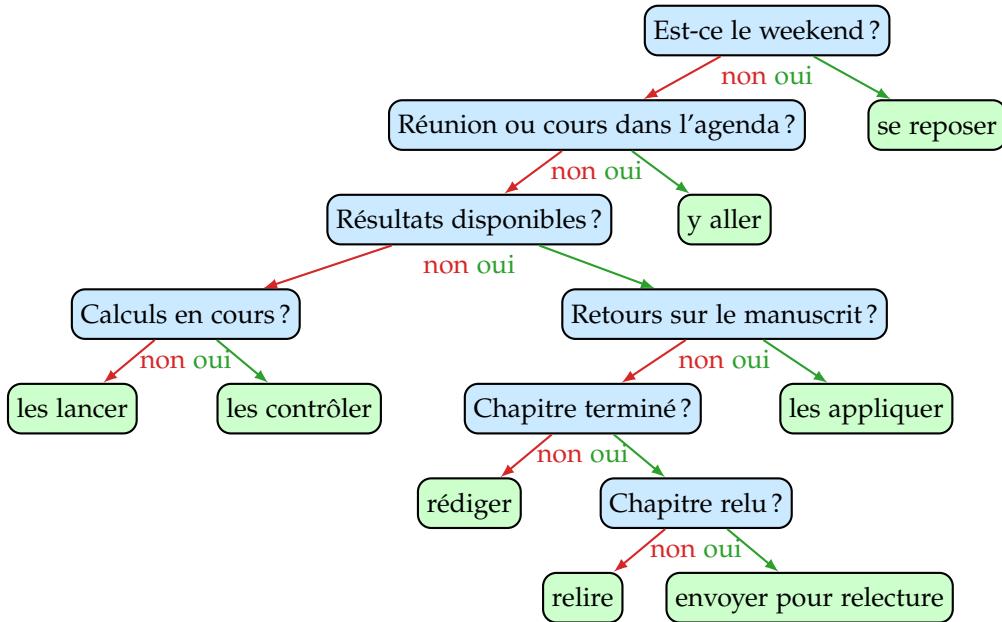


Figure 5.5 – Exemple d'un arbre de décision utilisable par un doctorant.

le plus élevé. Cela revient à définir deux sous-listes dans lesquelles les valeurs de y sont proches les unes des autres. Ce processus est alors itéré sur chacune des nouvelles branches, jusqu'à ce que :

- le gain soit inférieur à une valeur γ fixée ;
- la profondeur de l'arbre soit égale à une valeur N_{\max}^{prof} fixée ;
- la quantité d'échantillons dans une branche soit inférieure à une valeur $N_{\min}^{\text{échant.}}$ fixée.

Les paramètres γ , N_{\max}^{prof} et $N_{\min}^{\text{échant.}}$, choisis par l'utilisateur, sont des hyper-paramètres.

4.2 Gradient Boosting et descente de gradient

La technique du *Gradient Boosting* est l'utilisation de modèles simples, ici des arbres de décision, pour obtenir un modèle global plus robuste. La construction se fait de manière itérative.

La première étape consiste à créer un arbre de décision, noté M_0 , comme exposé dans la section 4.1. La fonction associée à ce modèle est F_0 . Puis à chaque étape $k \geq 1$, un arbre de décision M_k est construit avec pour objectif de prédire, pour une entrée \vec{x}_i ,

$$y_{\text{vraie},i} - F_{k-1}(\vec{x}_i) \quad (5.11)$$

avec $y_{\text{vraie},i}$ la valeur que doit prédire le modèle global et F_{k-1} la fonction du modèle issu de l'étape $k-1$. Le modèle M_k corrige donc l'écart résiduel des prédictions $\{y_{\text{prédi},i}\}$ du modèle F_{k-1} à $\{y_{\text{vraie},i}\}$. Les prédictions F_k du modèle global s'expriment donc

$$y_{\text{prédi},i} = F_k(\vec{x}_i) = F_{k-1}(\vec{x}_i) + \eta M_k(\vec{x}_i) = M_0(\vec{x}_i) + \eta \sum_{l=1}^k M_l(\vec{x}_i) \quad (5.12)$$

avec η le taux d'apprentissage, inférieur à 1, permettant de corriger progressivement l'écart résiduel. L'itération s'arrête lorsque le nombre maximal d'estimateurs $N_{\max}^{\text{estim.}}$ est atteint. Les grandeurs η et $N_{\max}^{\text{estim.}}$ sont également des hyper-paramètres. Le modèle global obtenu est ici un arbre de décision amélioré.

La dérivée partielle de L_{MSE} par rapport à $y_{\text{prédi},i}$ s'exprime

$$\frac{\partial L_{\text{MSE}}(y_{\text{vraie},i}, y_{\text{prédi},i})}{\partial y_{\text{prédi},i}} = y_{\text{prédi},i} - y_{\text{vraie},i}. \quad (5.13)$$

Ainsi, la cible de M_k défini précédemment est

$$y_{\text{vraie},i} - F_{k-1}(\vec{x}_i) = -\frac{\partial L_{\text{MSE}}(y_{\text{vraie},i}, F_{k-1}(\vec{x}_i))}{\partial F_{k-1}(\vec{x}_i)}, \quad (5.14)$$

ce qui revient à appliquer la descente de gradient avec $L = L_{\text{MSE}}$. À partir de ce constat, il est possible de généraliser le *Gradient Boosting* en considérant que la cible de M_k est

$$-\frac{\partial L(y_{\text{vraie},i}, F_{k-1}(\vec{x}_i))}{\partial F_{k-1}(\vec{x}_i)} = -\vec{\nabla}_{F_{k-1}(\vec{x}_i)}(L(y_{\text{vraie},i}, F_{k-1}(\vec{x}_i))) \quad (5.15)$$

avec L une fonction de coût quelconque.

Une itération de l'entraînement consiste ainsi en l'ajout d'un estimateur au modèle. Un arrêt prématuré est réalisé lorsque l'erreur quadratique moyenne (L_{MSE}) ne diminue pas sur le jeu de validation pendant 5 itérations.

5 Réseaux de neurones profonds

Les réseaux de neurones (NN, *Neural Networks*) sont un autre type de modèle permettant d'approximer la fonction reliant les entrées $\{\vec{x}_i\}$ aux cibles $\{y_{\text{vraie},i}\}$ [175, 270]. Les librairies KERAS [168] et TENSORFLOW [169] sont utilisées afin de construire et d'entraîner ces modèles. La section 5.1 introduit le concept de neurone dans le cadre du ML. Puis, les réseaux de neurones sont présentés dans la section 5.2. L'entraînement de ce type de modèle est discuté section 5.3.

5.1 Neurones

5.1.1 Principe

Un neurone est une entité ayant un certain nombre d'entrées $x_j, j \in \{1, \dots, n\}$, auxquelles sont associées des poids w_j , un biais b et une fonction f dite d'« activation », discutée section 5.1.2. Les poids w_j et le biais b sont les paramètres du neurone, la fonction d'activation est un hyper-paramètre. La sortie s du neurone s'exprime comme

$$s = f \left(\sum_{j=1}^n w_j x_j + b \right). \quad (5.16)$$

Le fonctionnement d'un neurone est résumé sur la figure 5.6.

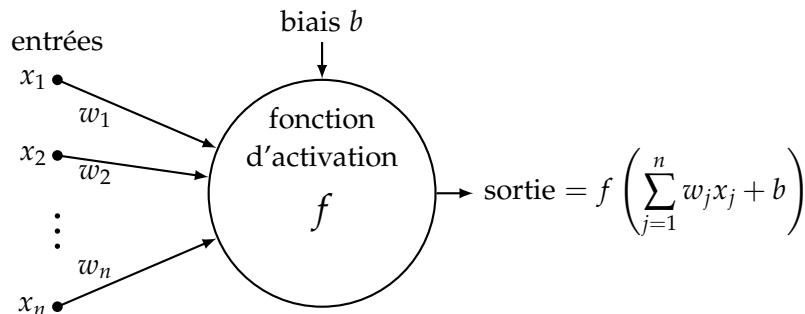


Figure 5.6 – Structure d'un neurone. Une fonction f dite d'« activation » est appliquée à la somme des entrées x_j pondérées par les poids w_j et du biais b afin d'obtenir la valeur de sortie.

5.1.2 Fonctions d'activation

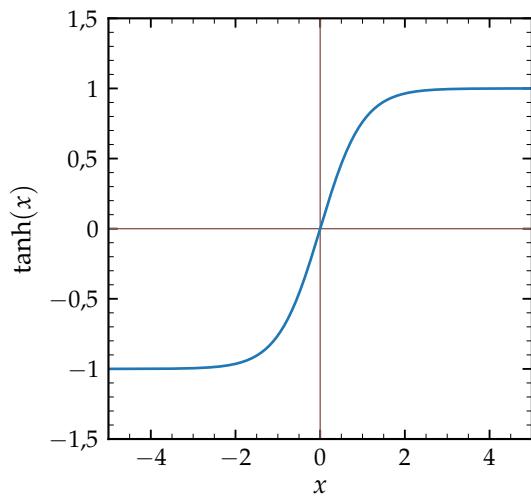
En principe, toute fonction définie sur l'ensemble d'existence de chacune des entrées x_j peut être utilisée comme fonction d'activation. Elles sont ainsi définies sur \mathbb{R} . Les plus utilisées sont :

tangente hyperbolique notée \tanh , définie par

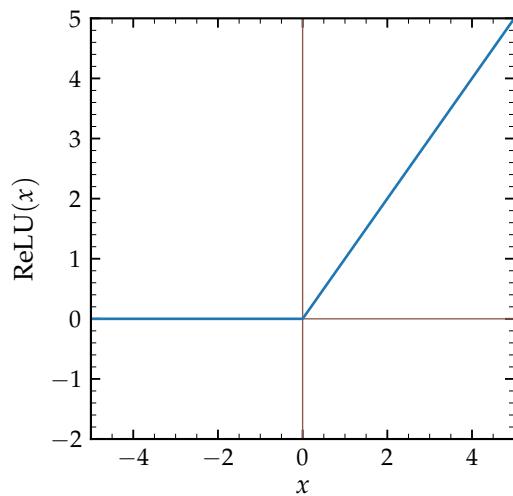
$$\tanh : x \mapsto \frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}}; \quad (5.17)$$

sigmoïde notée sig , définie par

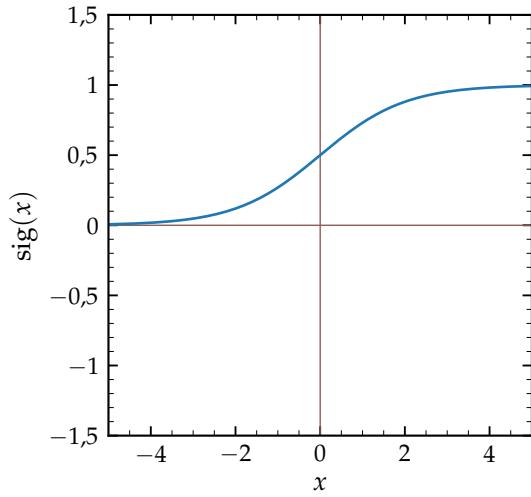
$$\text{sig} : x \mapsto \frac{1}{1 + e^{-x}}; \quad (5.18)$$



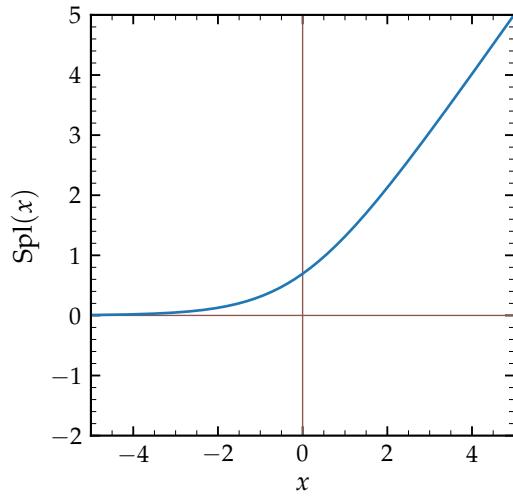
(a) Tangente hyperbolique.



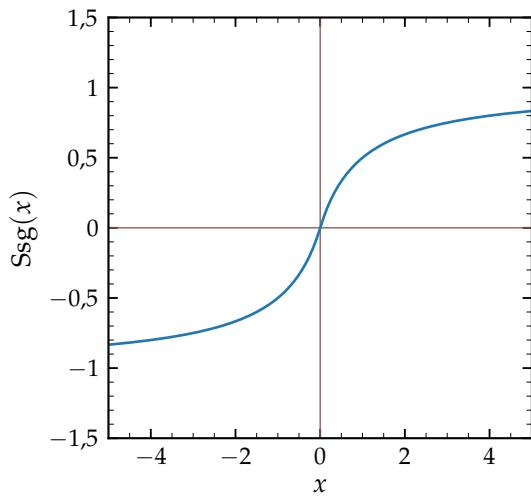
(b) ReLU.



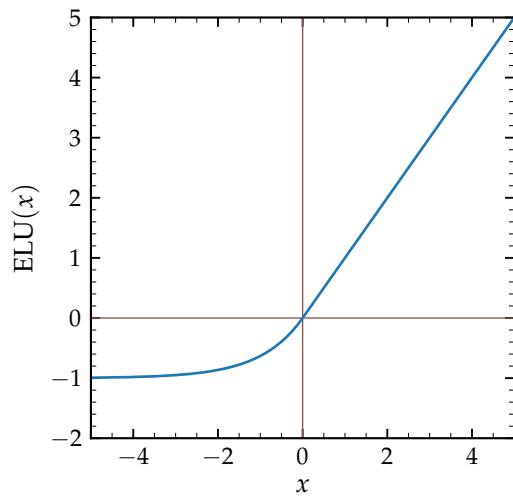
(c) Sigmoid.



(d) Softplus.



(e) Softsign.



(f) ELU.

Figure 5.7 – Exemples de fonctions d'activation. À gauche, des fonctions à valeurs bornées, généralement utilisées en classification. À droite, des fonctions à valeurs non bornées, utilisables pour des tâches de régression.

Softsign notée Ssg , définie par

$$\text{Ssg} : x \mapsto \frac{x}{1 + |x|} ; \quad (5.19)$$

ReLU (*Rectified Linear Unit*), définie par

$$\text{ReLU} : x \mapsto \begin{cases} x, & x > 0 \\ 0, & x \leq 0 \end{cases} ; \quad (5.20)$$

Softplus notée Spl , définie par

$$\text{Spl} : x \mapsto \ln(1 + e^x) ; \quad (5.21)$$

ELU (*Exponential Linear Unit*), définie par

$$\text{ELU} : x \mapsto \begin{cases} x, & x > 0 \\ \alpha(e^x - 1), & x \leq 0 \end{cases}, \quad \alpha = 1 ; \quad (5.22)$$

SELU (*Scaled Exponential Linear Unit*), définie par

$$\text{SELU} : x \mapsto \lambda \times \begin{cases} x, & x > 0 \\ \alpha(e^x - 1), & x \leq 0 \end{cases}, \quad \alpha \simeq 1,67, \quad \lambda \simeq 1,05 ; \quad (5.23)$$

ou encore la fonction linéaire identité $\mathbb{1} : x \mapsto x$. Certaines d'entre elles sont représentées sur la figure 5.7.

5.2 Réseaux de neurones

Un NN est obtenu par l'interconnexion de plusieurs neurones entre eux. Ces connexions peuvent se faire selon diverses architectures [175, 270]. Nous utilisons ici, comme dans les travaux de BÄRT-SCHI & coll. [256], une architecture normale profonde à propagation avant complètement connectée (*normal deep feedforward fully-connected*), représentée sur la figure 5.8, c'est-à-dire avec :

- des neurones répartis en couches (normale);
- plusieurs couches « cachées », situées entre les couches d'entrée et de sortie (profonde);
- toutes les sorties de la couche $k - 1$ utilisées comme entrées de chacun des neurones de la couche k (à propagation avant complètement connectée).

Le nombre de neurones par couche cachée est noté $N_{n/c}$, le nombre de couches cachées N_{cc} . Le NN ayant une structure profonde, il s'agit d'un DNN (*Deep Neural Network*).

La tâche du réseau est une régression vers une seule grandeur, $m_{\mathcal{H}}$, à partir de n variables d'entrée x_j , $j \in \{1, \dots, n\}$. La couche de sortie est donc composée d'un seul neurone dont la fonction d'activation est l'identité. La couche d'entrée comporte n neurones, chacun se contentant de transmettre la variable d'entrée correspondante. Il s'agit donc d'une couche d'adaptation entre le nombre d'entrées n_{in} et le nombre de neurones dans la couche suivante $N_{n/c}$. Tous les neurones des couches cachées ont la même fonction d'activation. Plusieurs fonctions d'activation sont testées dans la section 6.

5.3 Entraînement

L'entraînement d'un NN est le réglage des paramètres des neurones du réseau situés sur les couches cachées et la couche de sortie. Il s'agit des poids w_i et du biais b . Pour un DNN avec $n_{\text{in}} = 27$ variables d'entrée, $N_{cc} = 3$ couches cachées de $N_{n/c} = 1000$ neurones, le nombre de paramètres est ainsi de

$$\begin{aligned} N_{\text{params.}} &= \underbrace{N_{n/c} \times (n_{\text{in}} + 1)}_{\text{couche cachée 1}} + \underbrace{(N_{cc} - 1) \times N_{n/c} \times (N_{n/c} + 1)}_{\text{autres couches cachées}} + \underbrace{N_{n/c} + 1}_{\text{couche de sortie}} \\ &= 28\,000 + 2 \times 1\,001\,000 + 1001 = 2\,031\,001 , \end{aligned} \quad (5.24)$$

soit près de deux millions. Les termes « +1 » correspondent aux biais b à ajouter au nombre d'entrées des neurones.

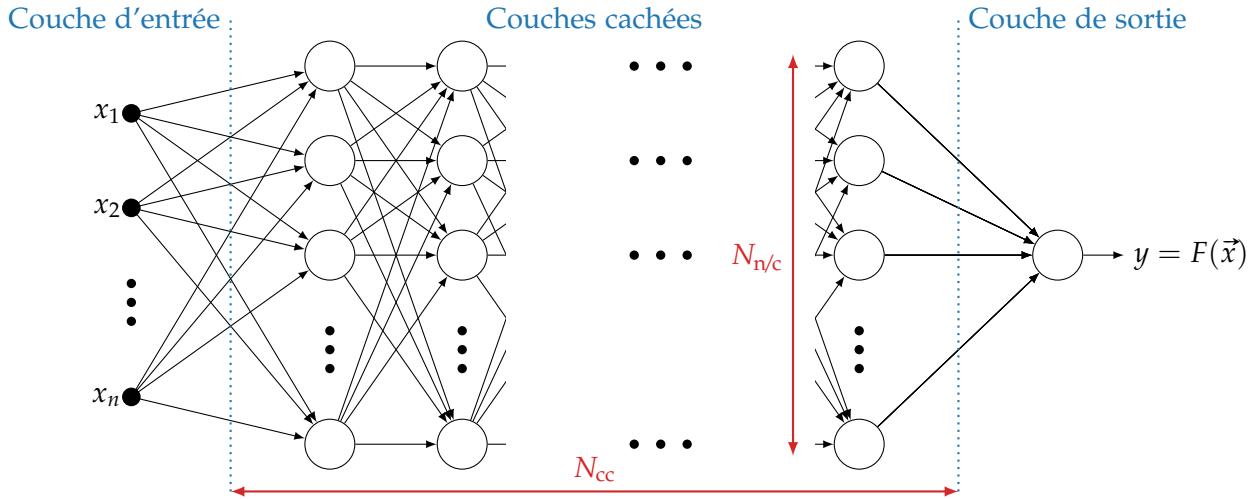


Figure 5.8 – Structure normale profonde à propagation avant complètement connectée d'un réseau de neurones. Une couche d'entrée comporte autant de neurones que de variables x_i . La couche de sortie en comporte autant que de valeurs à donner, c'est-à-dire une. Les fonctions d'activation de ces deux couches sont linéaires. Entre elles se trouvent N_{cc} couches cachées, chacune contenant N_{nc} neurones. Diverses fonctions d'activation peuvent être utilisées dans les couches cachées.

5.3.1 Initialisation des paramètres

Les biais b sont initialement fixés à 0, les poids w_i à une valeur constante donnée ou aléatoirement selon une loi de probabilité. Le mode d'initialisation est un hyper-paramètre du modèle. Lors de ces travaux, nous avons testé les lois normale et uniforme. Dans le cas des DNNs, ces modes d'initialisation peuvent être améliorés par la méthode de GLOROT & BENGIO [271] afin de faciliter l'entraînement. Il s'agit alors des lois « Glorot uniforme » et « Glorot normale », également testées.

5.3.2 Optimisation des paramètres

L'optimisation des paramètres est réalisée en utilisant les mini-lots introduits en section 3.2. Un maximum de 500 époques est autorisé, avec un arrêt prématué au bout de 20 époques sans diminution de l'erreur absolue moyenne (L_{MAE}) sur les données de validation. Plusieurs algorithmes d'optimisation existent [175], présentés de manière non exhaustive ci-après.

Batch Gradient Descent (BGD) [268] L'algorithme BGD, déjà introduit en section 3.2, applique la méthode de descente de gradient sur les mini-lots. Le bruit dû à la composition aléatoire des mini-lots permet de s'échapper des minimums locaux mais dégrade la précision une fois au minimum global. Pour palier cet effet, le taux d'apprentissage η peut être diminué à chaque époque. La condition sur les taux d'apprentissage η_k avec k l'époque afin de s'assurer de la convergence du modèle optimisé par BGD est [175]

$$\sum_{k=1}^{\infty} \eta_k = \infty, \quad \sum_{k=1}^{\infty} \eta_k^2 < \infty. \quad (5.25)$$

La mise à jour des paramètres à la fin d'un mini-lot pendant l'époque k est alors réalisée selon

$$p \rightarrow p - \eta_k \langle \vec{\nabla}(L) \rangle_{\text{mini-lot}} \cdot \vec{e}_p = p - \eta_k \left\langle \frac{\partial L}{\partial p} \right\rangle_{\text{mini-lot}}. \quad (5.26)$$

BGD avec moments [175] Les moments sont une « mémoire » des valeurs du gradient de la fonction de coût des époques précédentes. Ce peut être vu comme une inertie du mouvement du modèle dans l'espace des paramètres, prise en compte à travers une vitesse \vec{v} définie initialement par l'utilisateur

et mise à jour à chaque mini-lot selon

$$\vec{v}[t-1] \rightarrow \vec{v}[t] = \alpha \vec{v}[t-1] - \eta_k \langle \vec{\nabla}(\mathcal{L})[t] \rangle_{\text{mini-lot}} \quad (5.27)$$

$$\Rightarrow \vec{v}[t] \cdot \vec{e}_p = v_p[t] = \alpha v_p[t-1] - \eta_k \left\langle \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial p}[t] \right\rangle_{\text{mini-lot}} \quad (5.28)$$

avec t l'indice d'itération ou indice temporel de l'entraînement, et $0 \leq \alpha < 1$ le paramètre des moments. La mise à jour des paramètres lors de l'itération t se fait alors selon

$$p[t-1] \rightarrow p[t] = p[t-1] + v_p[t] = p[t-1] + \alpha v_p[t-1] - \eta_k \left\langle \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial p}[t] \right\rangle_{\text{mini-lot}}. \quad (5.29)$$

Adaptive Gradient (AdaGrad) [272] L'algorithme AdaGrad adapte le taux d'apprentissage individuellement pour chaque paramètre p à l'aide d'une variable de mémoire \vec{r} . Elle est initialement définie à $\vec{0}$ et est modifiée à chaque mini-lot selon

$$\vec{r} \cdot \vec{e}_p = r_p \rightarrow r_p + \left\langle \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial p} \right\rangle_{\text{mini-lot}}^2. \quad (5.30)$$

La mise à jour des paramètres se fait alors selon

$$p \rightarrow p - \eta \frac{1}{\sqrt{r_p} + \delta} \left\langle \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial p} \right\rangle_{\text{mini-lot}} \quad (5.31)$$

où δ est une variable de régularisation évitant les divisions par zéro. Le taux d'apprentissage effectif pour le paramètre p est ainsi η divisé par la somme quadratique des gradients précédents $\sqrt{r_p}$.

Plus un paramètre modifie la valeur de la fonction de coût, plus sa modification est progressive. Dans l'optique de la recherche d'un minimum, cela revient à descendre une pente lentement et à se mouvoir rapidement dans une direction plane. Cependant, l'accumulation depuis le début de l'entraînement des gradients au carré dans r_p peut mener à une diminution excessive du taux d'apprentissage effectif d'un paramètre.

RMSProp [273] L'algorithme RMSProp consiste en une légère modification de AdaGrad. Une décroissance exponentielle de la mémoire des gradients passés est mise en place en remplaçant (5.30) par

$$r_p \rightarrow \rho r_p + (1 - \rho) \left\langle \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial p} \right\rangle_{\text{mini-lot}}^2 \quad (5.32)$$

où $0 < \rho < 1$ est le taux de diminution de la mémoire. RMSProp est ainsi une version de AdaGrad dont la mémoire est plus adaptée à la situation locale.

Adaptive Delta (AdaDelta) À l'instar de RMSProp, AdaDelta est une modification de AdaGrad visant à améliorer l'effet de mémoire. La variable r_p est mise à jour par (5.30). Cependant, la valeur précédente de r_p est également utilisée lors de la mise à jour de p . Ainsi, lors de l'itération t ,

$$p[t-1] \rightarrow p[t] = p[t-1] - \frac{\sqrt{r_p[t-1]} + \delta}{\sqrt{r_p[t]} + \delta} \left\langle \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial p}[t] \right\rangle_{\text{mini-lot}}. \quad (5.33)$$

Il n'y a donc pas besoin de définir un taux d'apprentissage initial avec AdaDelta.

Adaptive Moments (Adam) [175, 274] L'algorithme Adam est une combinaison de la méthode des moments et de RMSProp. Il adapte donc le taux d'apprentissage pour chaque paramètre à chaque mini-lot. Pour cela sont définis initialement :

- le pas $\epsilon = 0,001$;
- les moments d'ordres 1 et 2, $\vec{v} = \vec{0}$ et $\vec{r} = \vec{0}$;
- les taux de diminution de moments d'ordre 1 et 2, $\rho_1 = 0,9$ et $\rho_2 = 0,999$;

- le paramètre temporel $t = 0$.

Puis, à chaque mini-lot, les moments sont redéfinis selon

$$\vec{v} \cdot \vec{e}_p = v_p \rightarrow \rho_1 v_p + (1 - \rho_1) \left\langle \frac{\partial L}{\partial p} \right\rangle_{\text{mini-lot}}, \quad \vec{r} \cdot \vec{e}_p = r_p \rightarrow \rho_2 r_p + (1 - \rho_2) \left\langle \frac{\partial L}{\partial p} \right\rangle_{\text{mini-lot}}^2. \quad (5.34)$$

Le biais d'initialisation des moments est corrigé en appliquant

$$t \rightarrow t + 1, \quad v_p \rightarrow \frac{v_p}{1 - \rho_1^t}, \quad r_p \rightarrow \frac{r_p}{1 - \rho_2^t}. \quad (5.35)$$

Les paramètres du modèle sont alors mis à jour selon

$$p \rightarrow p - \epsilon \frac{v_p}{\sqrt{r_p} + \delta} \quad (5.36)$$

où $\delta = 10^{-8}$ permet de stabiliser les calculs en évitant une division par zéro.

6 Optimisation des hyper-paramètres et choix d'un modèle

Le choix d'un modèle et de ses hyper-paramètres est l'objet de cette section. Les hyper-paramètres des XGBs, introduits section 4, sont :

- la profondeur maximale des arbres N_{\max}^{prof} ;
- la quantité d'échantillons minimale dans une branche $N_{\min}^{\text{échant.}}$;
- le nombre d'arbres $N_{\max}^{\text{estim.}}$;
- le gain minimal γ ;
- le taux d'apprentissage η ;
- la fonction de coût L ;
- la liste des variables d'entrée.

Les hyper-paramètres des DNNs, introduits section 5, sont :

- le nombre de couches cachées N_{cc} ;
- le nombre de neurones par couche cachée $N_{n/c}$;
- la fonction d'activation des neurones des couches cachées;
- l'algorithme d'optimisation;
- la fonction de coût L ;
- le mode d'initialisation des poids;
- la liste des variables d'entrée.

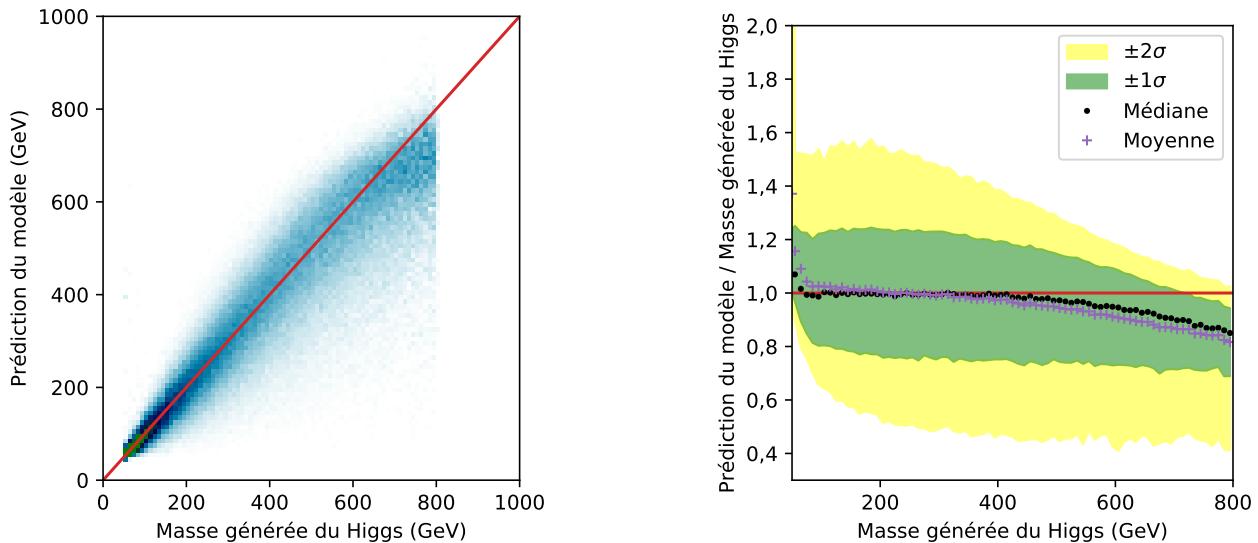
Les modèles ont pour but de prédire la masse générée du boson de Higgs m_H . Une représentation graphique possible afin de montrer les performances d'un modèle est de représenter ses prédictions $y_{\text{prédict}}$ en fonction de y_{vraie} dans un histogramme à deux dimensions comme sur la figure 5.9a. L'objectif des modèles est alors de se rapprocher autant que possible de la première bissectrice, tracée en rouge. Toutefois la large gamme explorée, de 50 à 800 GeV, rend difficile la visualisation des performances à basse masse. Or, cette région est importante car elle contient les bosons Z et h du modèle standard. La réponse R du modèle, définie comme

$$R = \frac{y_{\text{prédict}}}{y_{\text{vraie}}} = \frac{F(\vec{x})}{m_H}, \quad (5.37)$$

permet de ramener l'objectif des modèles à 1 sur toute la gamme de masse. La réponse du même modèle est ainsi représentée sur la figure 5.9b. Pour chaque intervalle de 10 GeV sur m_H , la distribution de r est déterminée. La valeur moyenne et la médiane de cette distribution sont données, ainsi que les largeurs à $\pm 1\sigma$ et $\pm 2\sigma$, correspondant respectivement aux zones contenant 68 et 95 % des valeurs de R les plus proches de la médiane. Ces zones sont déterminées de manière indépendante sur les valeurs inférieures et supérieures à la médiane, elles peuvent donc être asymétriques.

Il est difficile de définir un seul score quantifiant la qualité d'un modèle. Plusieurs métriques sont considérées afin de l'évaluer :

- les valeurs de L_{MSE} , L_{MAE} , L_{MAPE} ;



(a) Histogramme à deux dimensions de $y_{\text{prédict}}$ en fonction de y_{vraie} .

(b) Réponse du modèle $y_{\text{prédict}}/y_{\text{vraie}}$ en fonction de y_{vraie} .

Figure 5.9 – Exemples de graphiques rendant compte des performances des modèles.

- la largeur de -1σ à $+1\sigma$ de la réponse R du modèle, notée $\Delta_{1\sigma}$, égale à la moyenne sur des intervalles de 10 GeV sur $y_{\text{vraie}} = m_H$ de la distance entre les écarts-types supérieur et inférieur de la distribution de R , c'est-à-dire

$$\Delta_{1\sigma} = \left\langle \left[\sigma_+ \left(\frac{y_{\text{prédict}}}{y_{\text{vraie}}} \right) - \sigma_- \left(\frac{y_{\text{prédict}}}{y_{\text{vraie}}} \right) \right] \middle|_{y_{\text{vraie}} \in [n, n+1] \times 10 \text{ GeV}} \right\rangle_n. \quad (5.38)$$

Il s'agit donc de la moyenne de la largeur verticale des bandes vertes ($\pm 1\sigma$) sur les graphiques des réponses des modèles comme celui de la figure 5.9b, aussi égale à deux fois la résolution relative du modèle.

Pour toutes ces métriques, l'objectif est la plus petite valeur possible. De plus, quatre domaines de masse sont définis :

- basse masse : $m_H < 150 \text{ GeV}$, incluant en particulier les bosons Z et h ;
- masse moyenne : $150 \text{ GeV} \leq m_H < 500 \text{ GeV}$;
- haute masse : $m_H \geq 500 \text{ GeV}$;
- toute masse : aucune restriction sur m_H .

Ils permettent de comparer les performances des modèles sur certaines gammes de masse uniquement. Sauf contre-indication, toute la gamme de masse est considérée.

Face à l'immense quantité de combinaisons différentes d'hyper-paramètres, toutes n'ont pas été créées. Nous avons en revanche entraîné suffisamment de modèles afin d'observer les distributions des différentes métriques d'évaluation pour des groupes de modèles ayant une valeur donnée d'un hyper-paramètre. La comparaison des différentes distributions permet dans un premier temps de voir quelles valeurs d'hyper-paramètres donnent des modèles moins performants et ainsi se rapprocher d'une combinaison optimale, comme l'exposent les sections 6.1 à 6.4. Une fois certains hyper-paramètres fixés, la sélection finale d'un seul modèle est réalisée selon la procédure présentée en section 6.5.

6.1 Variables d'entrée

Utiliser le moins de variables d'entrée possible, si cela ne dégrade pas la qualité de nos modèles, pourrait faciliter leur intégration dans les analyses de CMS. En effet, si toutes les variables d'entrée considérées section 2.4 sont généralement déjà exploitées dans les analyses en cours, ce n'est toutefois pas toujours le cas, en particulier pour les variables relatives à l'activité hadronique ad-

ditionnelle. Il est donc pertinent de déterminer les variables dont les modèles peuvent aisément se passer.

- sans N_{PU} : la variable N_{PU} n'est pas utilisée;
- sans N_{ν}^{reco} : la variable N_{ν}^{reco} n'est pas utilisée;
- sans AHA : les variables d'activité hadronique additionnelle ne sont pas utilisées;
- sans jets : les variables relatives aux jets (dont AHA) ne sont pas utilisées;
- sans m_T : les masses transverses ne sont pas utilisées;
- sans METcov : la matrice de covariance de E_T^{miss} n'est pas utilisée.

L'application de plusieurs de ces restrictions simultanément est également testée.

Les performances des modèles entraînés avec les différents ensembles de variables d'entrée sont données figure 5.10 pour les XGBs et figure 5.11 pour les DNNs. Les modèles concernés par plusieurs restrictions sont comptés de manière pondérée dans chaque groupe correspondant à une restriction unique. Par exemple, un modèle soumis à la restriction « sans N_{PU} » et « sans N_{ν}^{reco} » a un poids de $\frac{1}{2}$ dans chacun de ces deux groupes. Les histogrammes ainsi créés sont superposés. Il est alors possible de voir les contributions de chacune des restrictions aux valeurs obtenues sur la métrique d'évaluation illustrée.

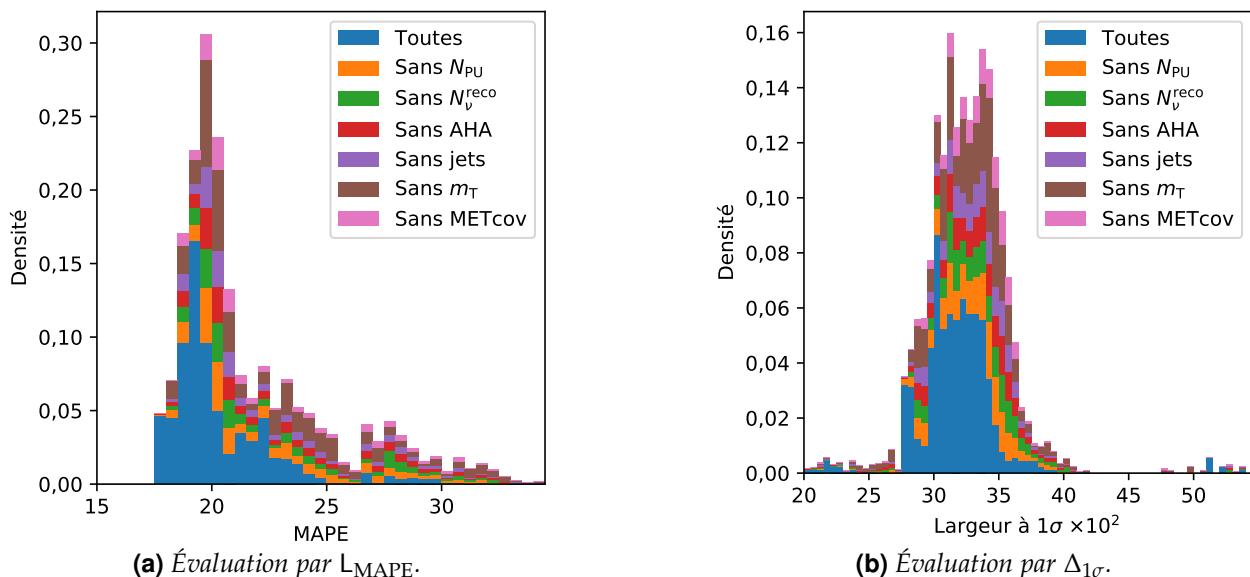


Figure 5.10 – Évaluations des XGBs regroupés selon les variables d'entrée.

Dans le cas des XGBs, l'évaluation des modèles par L_{MAPE} , en figure 5.10a, donne des valeurs situées entre 17 et 35. Le cœur de la distribution, à $L_{\text{MAPE}} = 19 \pm 2$, est plutôt constitué de modèles utilisant toutes les entrées dans sa partie gauche ($L_{\text{MAPE}} < 19$) et de modèles utilisant un sous-ensemble d'entrées dans sa partie droite ($19 < L_{\text{MAPE}} < 22$). De plus, les basses valeurs de L_{MAPE} , en-dessous de 18,5, sont presque exclusivement obtenues avec des modèles utilisant toutes les entrées. À l'inverse, la queue à hautes valeurs de la distribution obtenue ($L_{\text{MAPE}} > 23$) est largement dominée par les contributions des modèles avec un sous-ensemble d'entrées.

La plupart des XGBs ont une largeur $\Delta_{1\sigma}$, en figure 5.10b, située entre 27 et 38. Cependant, les XGBs utilisant toutes les variables d'entrée exhibent une distribution de $\Delta_{1\sigma}$ légèrement décalée vers de plus faibles valeurs.

Dans le cas des DNNs, la distribution de la métrique L_{MAPE} , en figure 5.11a, contient des valeurs situées majoritairement entre 17,5 et 25. Les DNNs n'utilisant pas N_{ν}^{reco} se situent à $L_{\text{MAPE}} > 18$. Cette variable permet aux modèles de différencier les canaux hadroniques, semi-leptoniques et leptoniques, dont la séparation est discutée dans la section 7. Ceux n'utilisant pas m_T présentent également des valeurs de L_{MAPE} uniquement au-delà de 18. L'utilisation de ces variables permet donc d'obtenir de meilleurs modèles. Elles sont de plus facilement obtenues à partir du dilepton, défini chapitre 4, et de E_T^{miss} . Les analyses avec deux leptons τ dans l'état final exploitent déjà ces observables, leur uti-

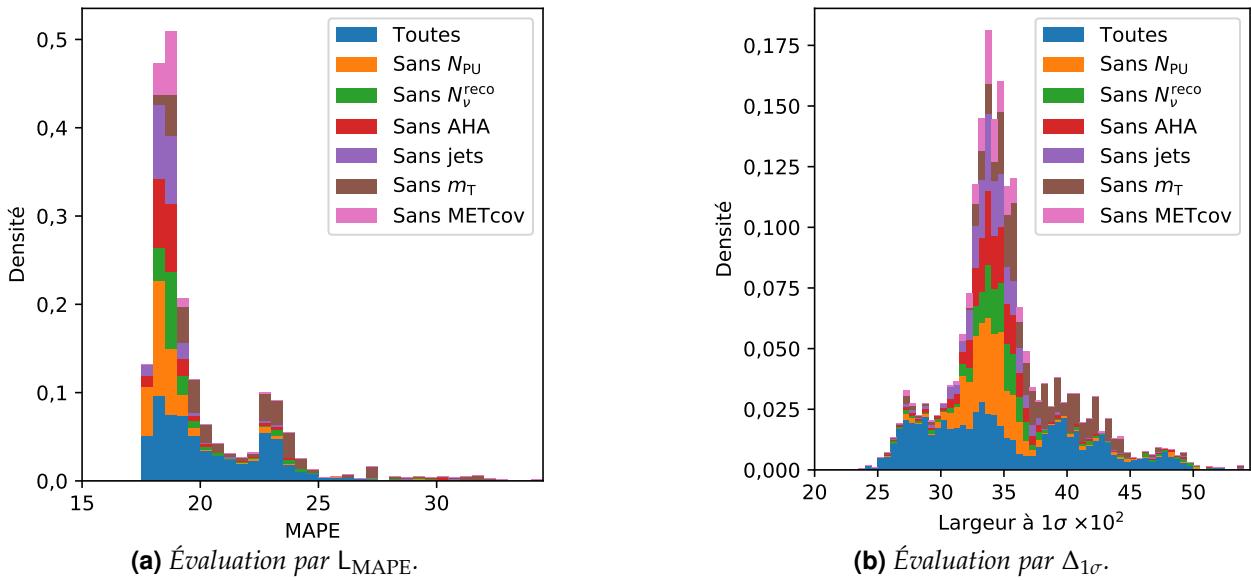


Figure 5.11 – Évaluations des DNNs regroupés selon les variables d'entrée.

lisation par nos modèles est donc à la fois pertinente, car les scores de L_{MAPE} obtenus sont meilleurs, et sans incidence sur la facilité d'intégration du modèle à l'analyse. Les DNNs avec $L_{MAPE} \lesssim 18$ exploitent presque tous les variables relatives aux jets, à l'AHA et à la matrice de covariance de E_T^{miss} . Ces entrées sont donc vraisemblablement utiles aux DNNs afin de réaliser la régression. Enfin, la restriction sur N_{PU} ne semble pas dégrader les performances des DNNs selon L_{MAPE} .

La distribution de $\Delta_{1\sigma}$, en figure 5.11b, montre que les modèles utilisant toutes les entrées peuvent se répartir en plusieurs groupes, aux alentour des valeurs 0,275, 0,335, 0,395, 0,425 et 0,475. À 0,395 apparaît également un groupe de modèles entraînés sans m_T . À 0,335 se trouvent la majorité des modèles entraînés avec une restriction des entrées. Pour $\Delta_{1\sigma} < 0,3$, les modèles sont très majoritairement ceux utilisant l'ensemble des variables proposées.

L'utilisation de toutes les variables listées dans la section 2.4 est donc corrélée avec de meilleures performances selon les métriques L_{MAPE} et $\Delta_{1\sigma}$. Par la suite, seuls les modèles utilisant toutes les variables, au nombre de 27, sont considérés.

6.2 Type de modèle

Les figures 5.12 et 5.13 présentent les distributions des scores de L_{MSE} , L_{MAPE} et $\Delta_{1\sigma}$ pour l'ensemble des DNNs et des XGBs utilisant toutes les variables d'entrée.

L'évaluation par L_{MSE} , en figure 5.12a, favorise les XGBs. Le cœur de la distribution de L_{MSE} pour ces modèles est en effet à $8,1 \times 10^3 \text{ GeV}^2$ contre $8,5 \times 10^3 \text{ GeV}^2$ pour les DNNs. En revanche, l'évaluation par L_{MAPE} , en figure 5.12b, favorise les DNNs avec un groupe de DNNs à $L_{MAPE} = 18$ contre 19 pour les XGBs. Un second groupe de DNNs est présent à $L_{MAPE} = 23$. L'existence de ces deux groupes est due à l'utilisation de plusieurs algorithmes d'optimisation, comme discuté dans la section 6.4.

La résolution des modèles est évaluée par $\Delta_{1\sigma}$ en figure 5.13a pour toute la gamme de masse et en figure 5.13b pour les basses masses. Sur l'ensemble de la gamme de masse, les XGBs ont un score de $0,32 \pm 0,04$ et les DNNs se répartissent en plusieurs groupes à environ 0,28, 0,33, 0,40, 0,42 et 0,48. Les XGBs sont ainsi compétitifs d'après cette évaluation. Cependant, les performances des modèles à basse masse, c'est-à-dire pour $m_H < 150 \text{ GeV}$, sont importantes car c'est dans cette gamme de masse que se trouvent les bosons Z et h du modèle standard. En particulier, il faut s'assurer que le signal du Z présente une queue à haute masse, c'est-à-dire dans la région de signal des bosons de Higgs. Dans le cadre des analyses telles que celle présentée au chapitre 4, le Z est en effet un bruit de fond important. Sur la figure 5.13b, l'évaluation à basse masse par $\Delta_{1\sigma}$ les XGBs ont un score de $0,70 \pm 0,15$ alors que les DNNs se répartissent en deux groupes, le premier à $0,42 \pm 0,05$ et le second entre 0,50 et 1,0. Le premier ensemble de DNNs propose les meilleures résolutions sur les masses des particules

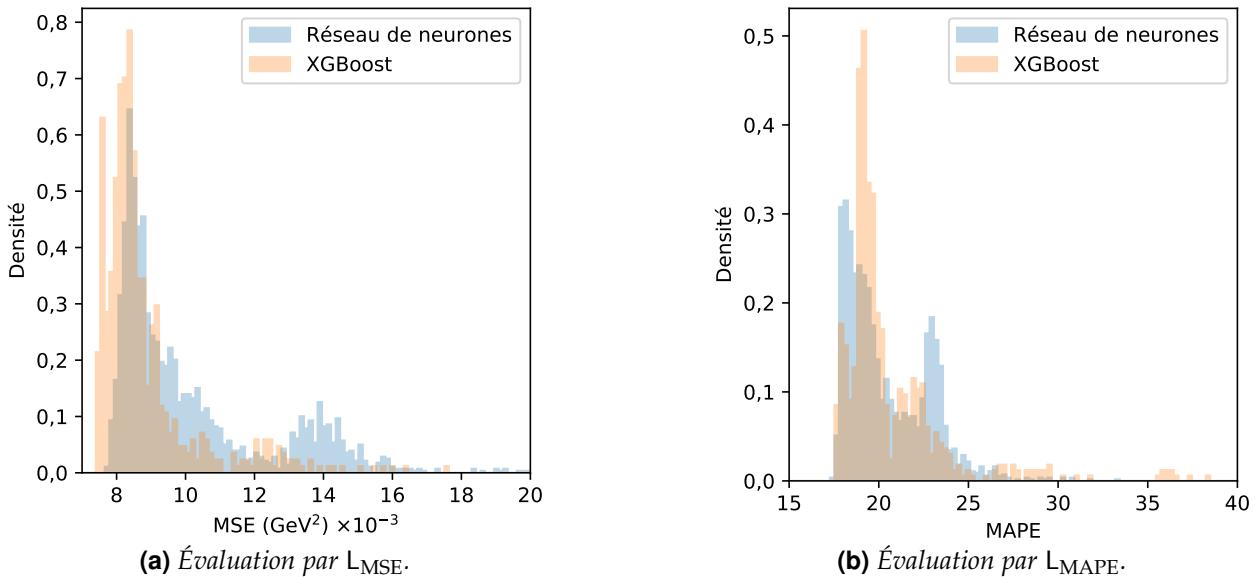


Figure 5.12 – Évaluations des XGBs et des DNNs par L_{MSE} et L_{MAPE} .

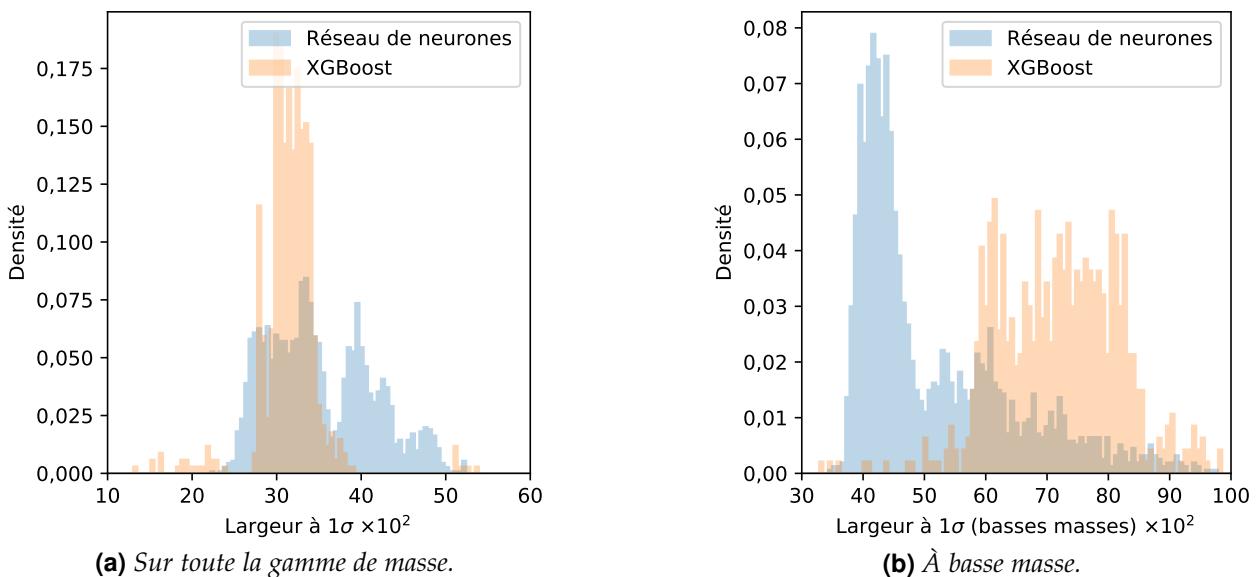


Figure 5.13 – Évaluations des XGBs et des DNNs par $\Delta_{1\sigma}$.

du modèle standard.

La réévaluation des modèles par L_{MSE} et L_{MAPE} à basse masse, en figures 5.14a et 5.14b, confirme l'obtention de meilleures performances avec les DNNs. En effet, les DNNs sont les seuls modèles avec $L_{\text{MSE}} < 1,5 \times 10^3 \text{ GeV}^2$ et $L_{\text{MAPE}} < 28$ à basse masse. Les XGBs ont des scores de L_{MSE} et L_{MAPE} généralement entre $1,5 \times 10^3 \text{ GeV}^2$ et $4,0 \times 10^3 \text{ GeV}^2$ et entre 28 et 43, respectivement. La suite de la sélection d'un modèle est donc faite parmi les DNNs.

6.3 Fonction de coût

Les évaluations des DNNs, regroupés d'après la fonction de coût utilisée lors de leurs entraînements, selon les métriques L_{MSE} , L_{MAPE} , L_{MAE} sur toute la gamme de masse et $\Delta_{1\sigma}$ à basse masse sont représentées sur la figure 5.15.

L'évaluation par L_{MSE} est représentée figure 5.15a. Les DNNs entraînés avec $L = L_{\text{MSE}}$ y présentent un score compris entre $7,8 \times 10^3 \text{ GeV}^2$ et $15 \times 10^3 \text{ GeV}^2$, la majorité d'entre eux se trouvant en-dessous de $11 \times 10^3 \text{ GeV}^2$ avec un pic de leur distribution à $8,7 \times 10^3 \text{ GeV}^2$. Les DNNs entraînés

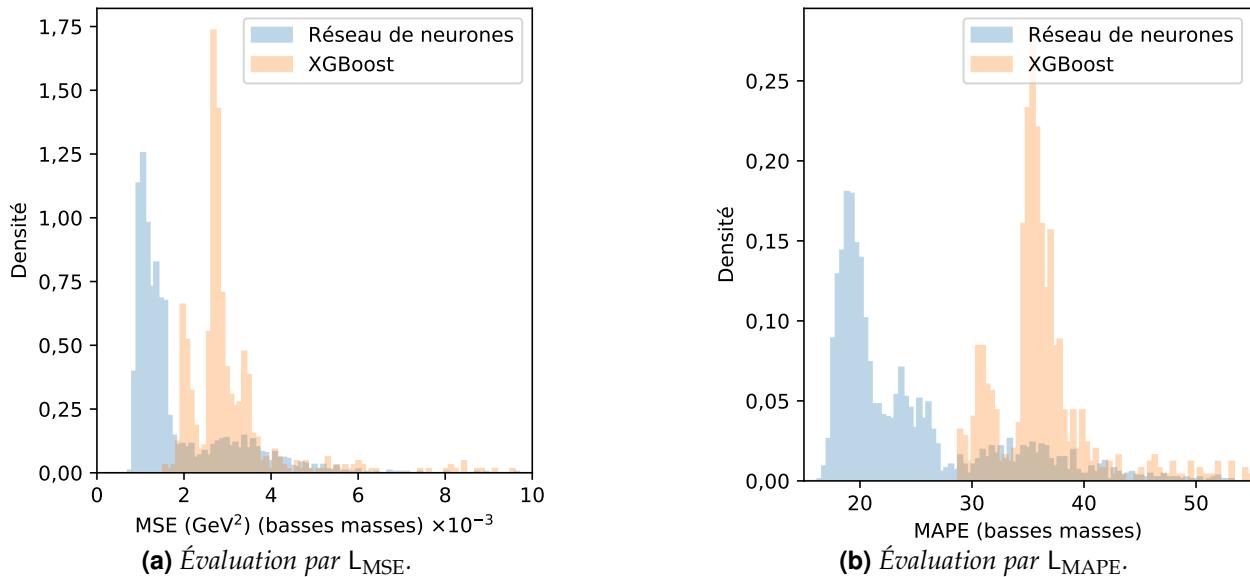


Figure 5.14 – Évaluations des XGBs et des DNNs par L_{MSE} et L_{MAPE} à basse masse.

avec $L = L_{\text{MAE}}$ se situent majoritairement entre $7,7 \times 10^3 \text{ GeV}^2$ et $10 \times 10^3 \text{ GeV}^2$, avec un pic de leur distribution à $8,3 \times 10^3 \text{ GeV}^2$. Les DNNs entraînés avec $L = L_{\text{MAPE}}$ se répartissent en deux groupes, le premier entre $7,9 \times 10^3 \text{ GeV}^2$ et $10 \times 10^3 \text{ GeV}^2$, le second entre $13 \times 10^3 \text{ GeV}^2$ et $16 \times 10^3 \text{ GeV}^2$. La fonction de coût L_{MAE} semble ainsi préférable à L_{MSE} lorsque la comparaison se fait sur L_{MSE} elle-même. Il est en revanche plus difficile de conclure quant à L_{MAPE} .

L'évaluation par L_{MAPE} , figure 5.15b, montre également un avantage de L_{MAPE} sur L_{MSE} . En effet, les modèles entraînés avec $L = L_{\text{MAE}}$ se situent majoritairement à $L_{\text{MAPE}} < 21$ alors que ceux entraînés avec $L = L_{\text{MSE}}$ sont plutôt dans la région $L_{\text{MAPE}} > 20$. Les valeurs les plus basses sont obtenues sur les modèles entraînés avec L_{MAPE} . Or, l'évaluation est basée sur L_{MAPE} elle-même, il n'est donc pas équitable de se baser uniquement sur la figure 5.15b pour affirmer que L_{MAPE} peut être préférable à L_{MAE} ou L_{MSE} .

La figure 5.15c représente l'évaluation des DNNs par L_{MAE} . La distribution obtenue avec les DNNs entraînés avec $L = L_{\text{MSE}}$ s'étend de 65 GeV à près de 10 GeV avec un pic à 71 GeV. En revanche, de nombreux modèles entraînés avec L_{MAE} ou L_{MAPE} se situent à 67 ± 4 GeV.

Enfin, sur la figure 5.15d se trouvent les distributions de $\Delta_{1\sigma}$ à basse masse pour ces trois groupes de DNNs. Les modèles utilisant L_{MSE} ont tous un score supérieur à 0,5. Ceux entraînés avec L_{MAE} se situent entre 0,4 et 0,6. Les modèles basés sur L_{MAPE} forment encore deux groupes, le premier entre 0,34 et 0,5, le second entre 0,5 et 0,64. Les fonctions de coût L_{MAPE} et L_{MAE} permettent donc d'obtenir des modèles avec une meilleure résolution à basse masse que L_{MSE} .

Les modèles entraînés avec $L = L_{\text{MAE}}$ ou $L = L_{\text{MAPE}}$ proposent de meilleurs scores que ceux obtenus avec $L = L_{\text{MSE}}$, quelle que soit la métrique d'évaluation utilisée. Lors des évaluations avec L_{MSE} ou L_{MAE} , aucun avantage net n'est visible entre $L = L_{\text{MAE}}$ et $L = L_{\text{MAPE}}$. En revanche, les métriques L_{MAPE} et $\Delta_{1\sigma}$ montrent que certains modèles entraînés avec $L = L_{\text{MAPE}}$ donnent de meilleurs résultats. La sélection d'un modèle est donc réalisée parmi ceux ayant comme fonction de coût L_{MAPE} .

6.4 Algorithme d'optimisation

Les algorithmes d'optimisation sont présentés dans la section 5.3.2. L'algorithme SGD ne permet pas aux modèles de converger, il est donc exclu de nos investigations. Deux algorithmes sont comparés, AdaDelta et Adam.

Les évaluations des DNNs précédemment sélectionnés, regroupés d'après l'algorithme d'optimisation utilisé lors de leurs entraînements, selon les métriques L_{MAPE} sur toute la gamme de masse et $\Delta_{1\sigma}$ à basse masse sont représentées sur la figure 5.16. Les deux groupes observés dans les sections précédentes sont identifiés comme étant les modèles entraînés respectivement par Adam et AdaDelta.

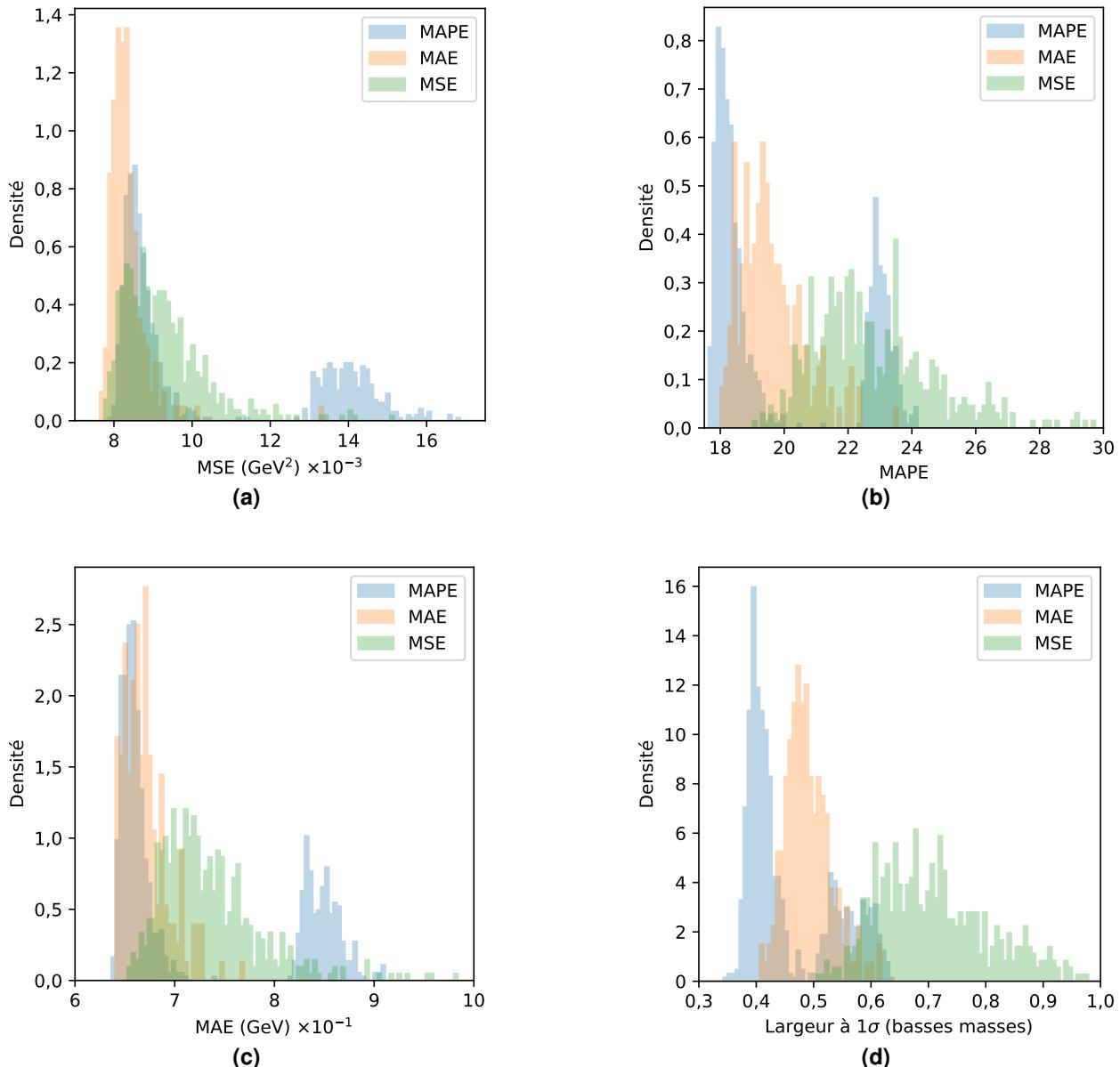


Figure 5.15 – Évaluations des DNNs regroupés selon la fonction de coût par L_{MSE} , L_{MAPE} , L_{MAE} et $\Delta_{1\sigma}$.

Dans le cadre de nos travaux, lors de la recherche de la combinaison optimale d’hyper-paramètres, nous avons initialement utilisé Adam jusqu’à sélectionner le jeu de variables d’entrée (section 6.1) et la fonction de coût (section 6.3) à utiliser. C’est pourquoi ces deux groupes liés à Adam et AdaDelta n’apparaissent que dans certaines sélections de modèles.

Sur la figure 5.16a, les modèles optimisés par Adam présentent un score de L_{MAPE} entre 17,5 et 20 alors que ceux optimisés par AdaDelta se situent entre 22,2 et 24,3. L’optimisation par Adam semble donc meilleure que celle par AdaDelta. L’évaluation à basse masse par $\Delta_{1\sigma}$ sur la figure 5.16b confirme cette observation. Les modèles optimisés par Adam se situent en effet entre 0,35 et 0,48, ceux optimisés par AdaDelta entre 0,49 et 0,64.

L’algorithme d’optimisation Adam donne de meilleurs modèles qu’AdaDelta.

6.5 Autres hyper-paramètres

Les hyper-paramètres restant à être fixés ainsi que les valeurs explorées sont :

- le nombre de couches cachées N_{cc} , 2 à 5;
- le nombre de neurones par couche cachée $N_{n/c}$, 200 à 2000 par pas de 100;
- le mode d’initialisation des poids (WI), uniforme (u), normale (n), Glorot uniforme (gu), Glorot

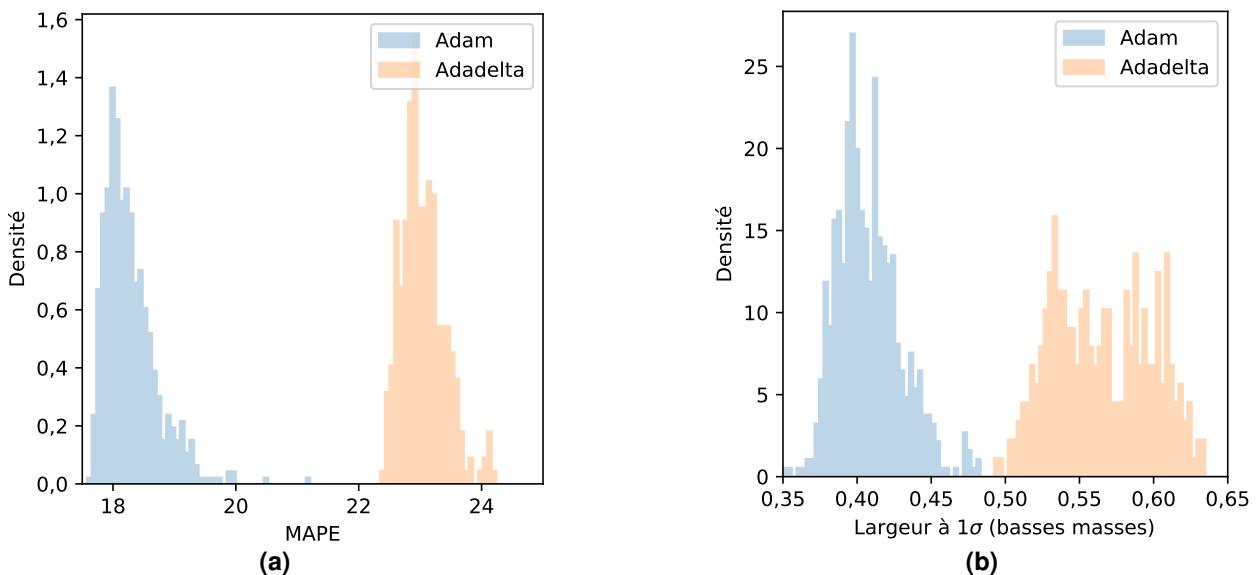


Figure 5.16 – Évaluations des DNNs regroupés selon l'algorithme d'optimisation par L_{MAPE} et $\Delta_{1\sigma}$.

normale (gn);

— la fonction d'activation (FA) des neurones des couches cachées, ReLU, SELU, ELU, Softplus.

Les évaluations à basse, moyenne et haute masse des DNNs utilisant les 27 variables d'entrée et entraînés par Adam avec $L = L_{MAPE}$, regroupés respectivement par N_{cc} , $N_{n/c}$, mode d'initialisation des poids et fonction d'activation sont données sur les figures 5.17, 5.18, 5.19 et 5.20 respectivement. Les distributions des scores pour les métriques d'évaluation y étant présentées sont semblables pour tous les groupes de modèles formés par une valeur fixée d'un de ces hyper-paramètres. La méthode employée jusqu'ici ne permet donc pas de conclure sur le choix d'une valeur pour un hyper-paramètre.

Nous avons alors choisi de sélectionner un modèle parmi ceux restant à ce stade à l'aide d'une procédure itérative rejetant tout modèle avec un score élevé selon une des métriques d'évaluation jusqu'à ce qu'il n'en reste que 10 au plus. Cette procédure est la suivante :

1. Déterminer la valeur maximale $x_{max}^{métrique m}$, sur l'ensemble des modèles sélectionnés, de chacune des métriques d'évaluation m utilisées. La valeur maximale autorisée $x_{OK}^{métrique m}$ pour la métrique m est initialement fixée à $x_{max}^{métrique m}$;
2. Fixer la valeur maximale autorisée à 99 % de sa valeur actuelle pour chacune des métriques m ;
3. Rejeter tout modèle dont une des métriques donne un score supérieur à $x_{OK}^{métrique m}$;
4. Reprendre à l'étape 2 si plus de 10 modèles sont encore sélectionnés.

Les modèles ainsi sélectionnés, au nombre de 7, sont listés dans le tableau 5.1 sans ordre particulier. Leurs réponses sont données sur les figures 5.21 et 5.22.

La même procédure appliquée à tous les modèles entraînés mène à une liste ne contenant que des DNNs, utilisant majoritairement les 27 variables d'entrée, tous entraînés par Adam avec comme fonction de coût L_{MAPE} , ce qui confirme que nos choix d'hyper-paramètres précédents sont pertinents.

Aucun modèle avec $N_{cc} \in \{2, 5\}$ n'est sélectionné. Pour 4 modèles, $N_{cc} = 3$. Le nombre de neurones par couche cachée est de 1000 pour 4 modèles sur 7, dont 3 sur les 4 avec $N_{cc} = 3$. Le WI le plus représenté est Glorot uniforme (5/7). Les FA sont disparates, chacune apparaissant une ou deux fois dans la sélection.

Chacun de ces modèles présente une réponse proche de 1 entre 70 et 400 GeV avec une résolution relative de l'ordre de 22 % à basse masse et 10 % à haute masse. Le modèle F conserve une réponse proche de 1 jusqu'à environ 500 GeV, cependant sa résolution à basse masse est légèrement dégradée par rapport aux autres modèles. Le modèle B a des hyper-paramètres « consensus », c'est-à-dire que chacune des valeurs de ses hyper-paramètres correspond à la valeur la plus représentée dans la sélection. C'est à partir de ce modèle que nous avons choisi de continuer notre étude. Les hyper-

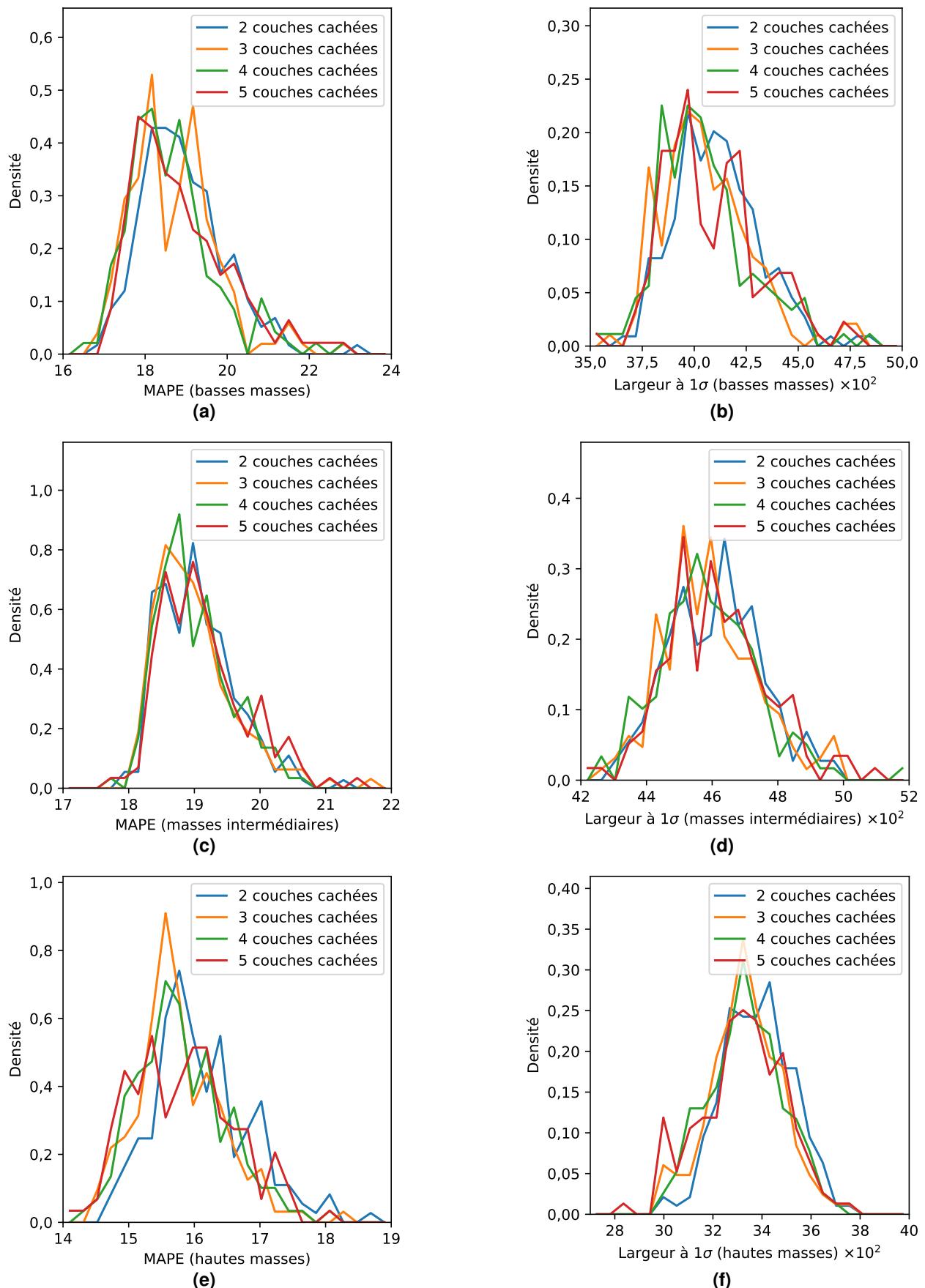


Figure 5.17 – Évaluations des DNNs regroupés selon N_{cc} par L_{MAPE} et $\Delta_{1\sigma}$.

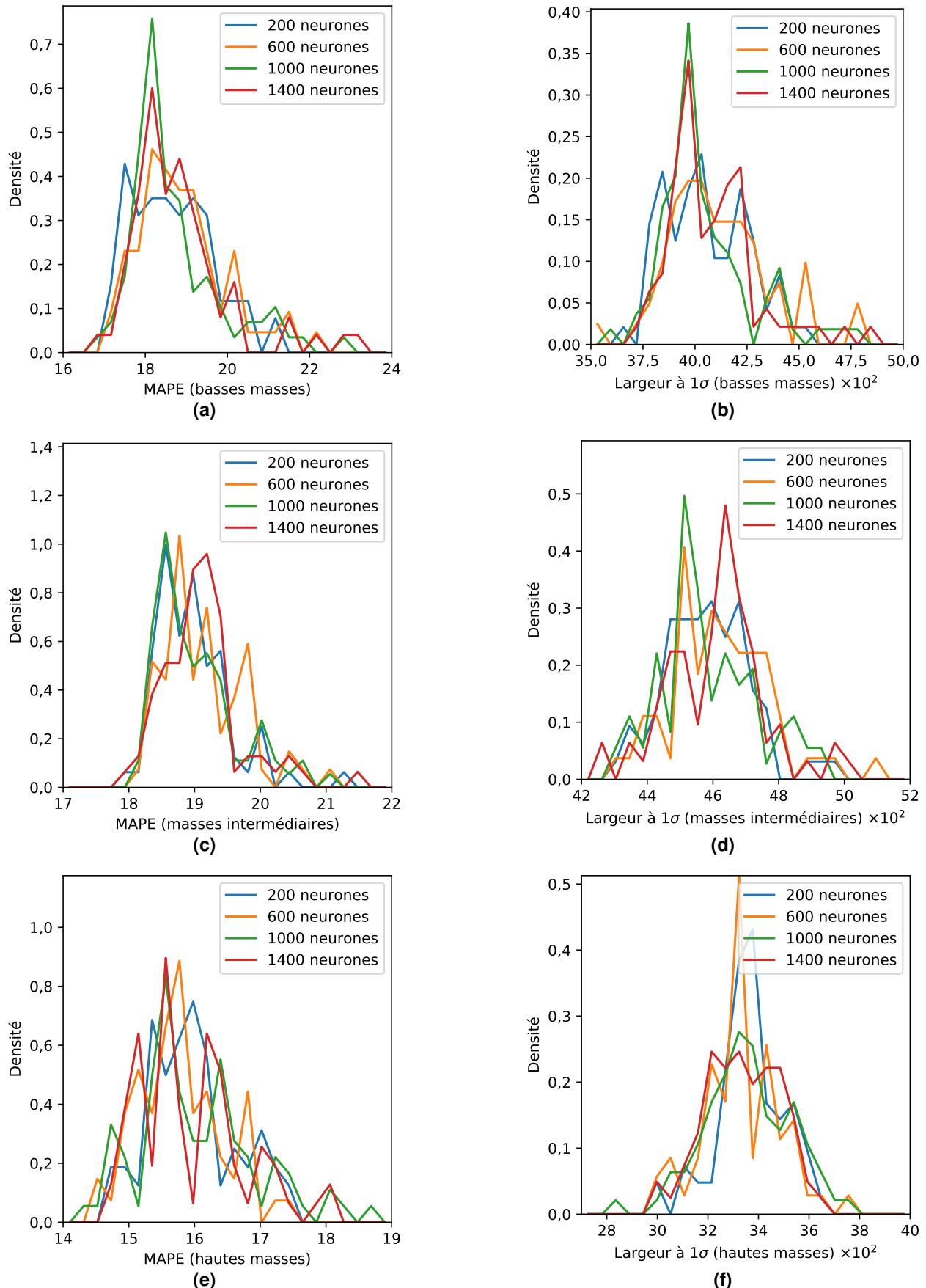


Figure 5.18 – Évaluations des DNNs regroupés selon N_{ne} par L_{MAPE} et $\Delta_{1\sigma}$.

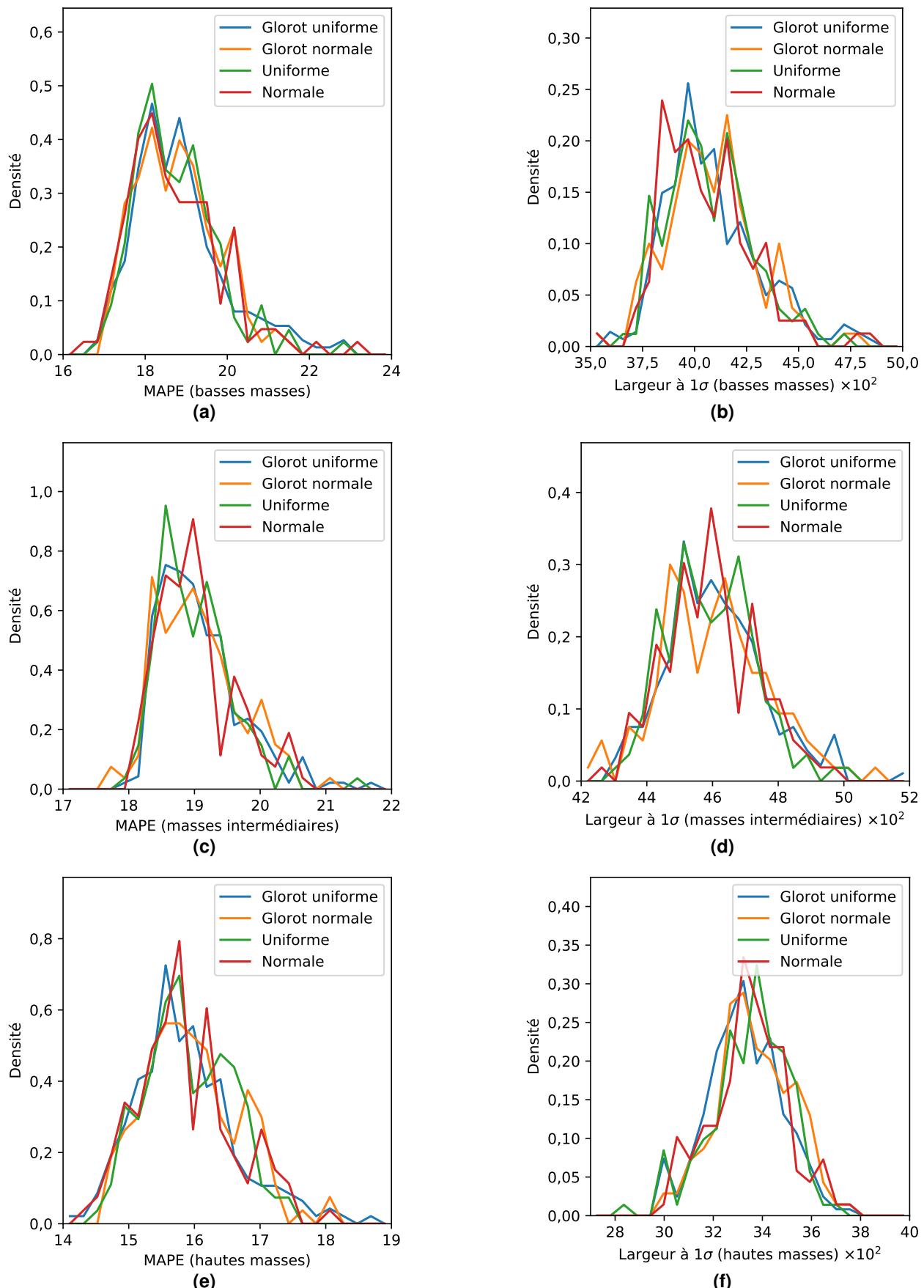


Figure 5.19 – Évaluations des DNNs regroupés selon le mode d'initialisation des poids par L_{MAPE} et $\Delta_{1\sigma}$.

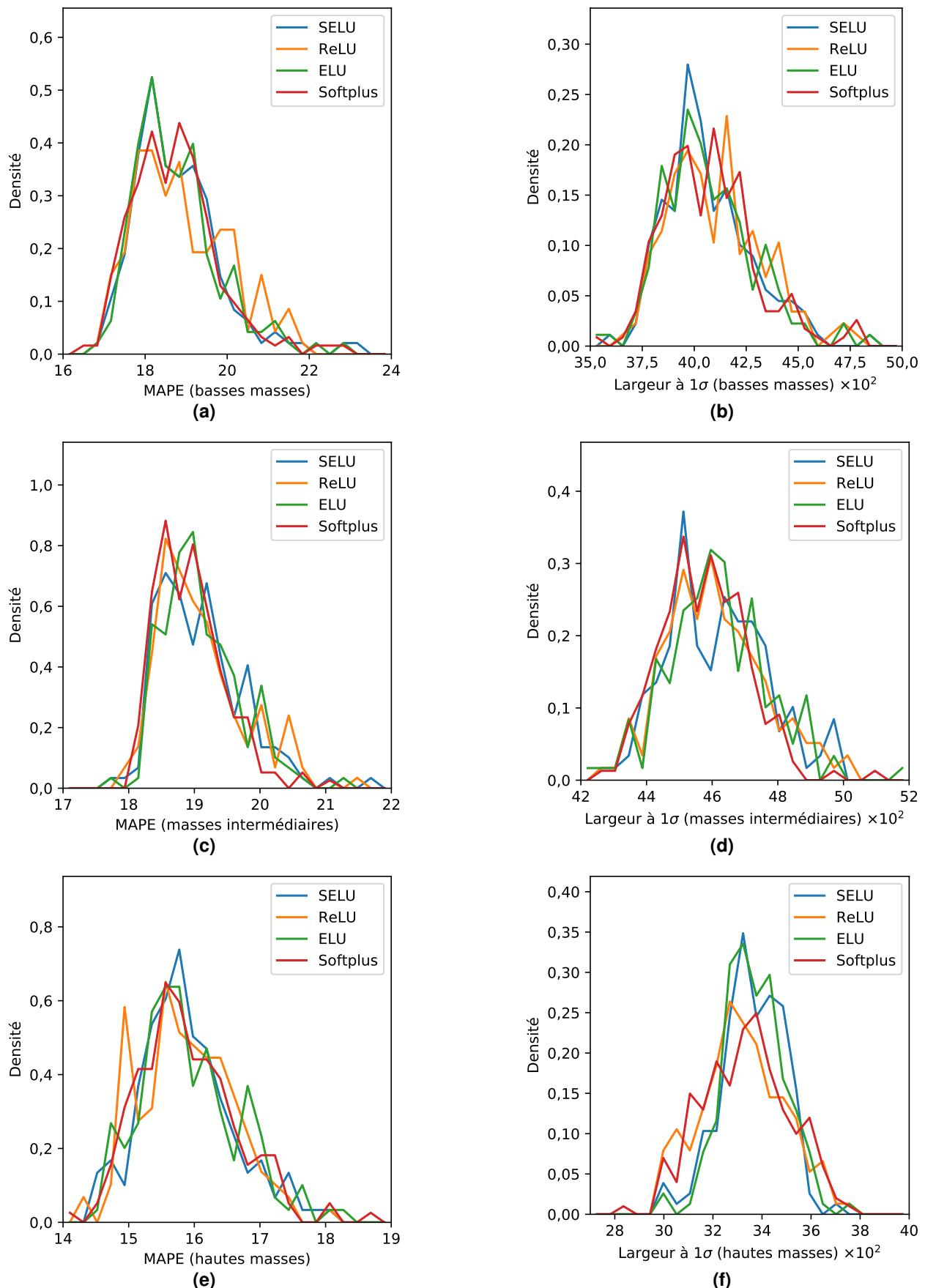
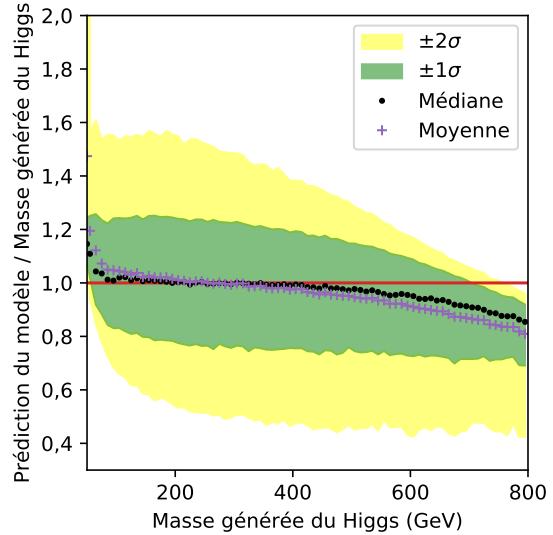


Figure 5.20 – Évaluations des DNNs regroupés selon la fonction d'activation par L_{MAPE} et $\Delta_{1\sigma}$.

Modèle	N_{cc}	$N_{n/c}$	WI	FA
A	3	1000	gu	ELU
B	3	1000	gu	Softplus
C	3	1000	n	SELU
D	3	1400	gu	ReLU
E	4	200	gn	ReLU
F	4	1000	gu	ELU
G	4	1400	gu	Softplus

Tableau 5.1 – Liste des 7 modèles sélectionnés.**Figure 5.21 – Réponse du modèle A.**

paramètres sélectionnés sont donnés dans le tableau 5.2 avec une comparaison à ceux utilisés par BÄRTSCHI & coll. [256].

Hyper-paramètre	Notre DNN	DNN de BÄRTSCHI & coll. [256]
Nombre de couches cachées N_{cc}	3	4
Neurones par couche cachée $N_{n/c}$	1000	200
Fonction d'activation	Softplus	ReLU
Algorithme d'optimisation	Adam	Adam
Fonction de coût	L_{MAPE}	L_{MSE}
Initialisation des poids	« Glorot Uniforme » [271]	?
Nombre d'entrées	27 (voir section 2.4)	17 (voir [256])

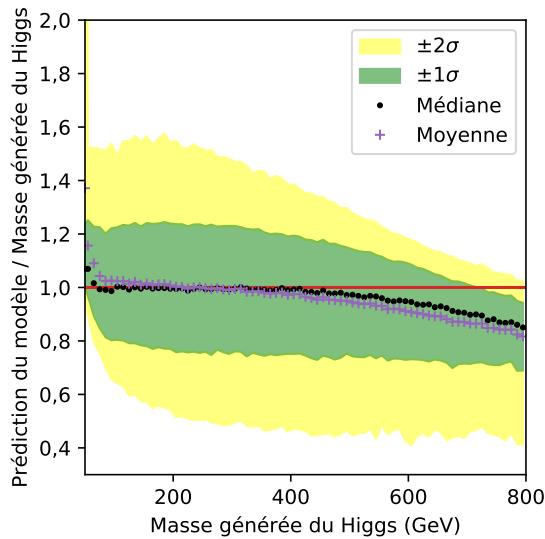
Tableau 5.2 – Comparaison de nos hyper-paramètres à ceux de BÄRTSCHI & coll. Le mode d'initialisation des poids utilisé par BÄRTSCHI & coll. n'est pas donné dans leur article.

7 Discussions

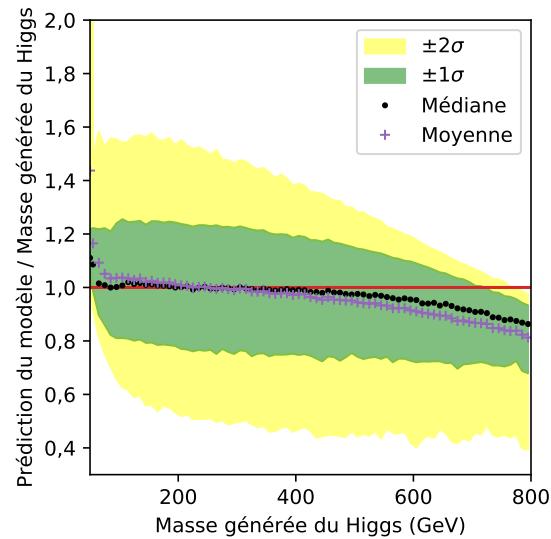
Les effets de l'empilement, de la reconstruction des particules, des faux taus hadroniques, de la séparation des canaux et de l'intervalle de masse sur les prédictions de masse sont discutées ci-après. Lors de cette thèse, ces effets ont été étudiés en parallèle de l'exploration des hyper-paramètres présentée en section 6 avec des modèles divers. À des fins de cohérence dans la comparaison des effets, nous utilisons ici le modèle B sélectionné précédemment comme référence.

7.1 Effet de l'empilement

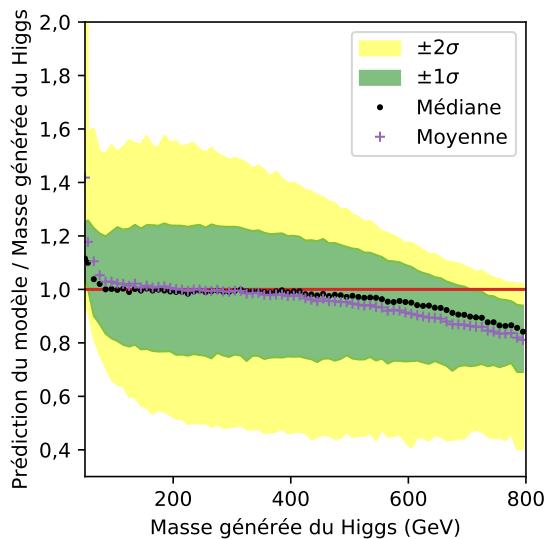
Dans les travaux de BÄRTSCHI & coll. [256], l'empilement (PU, *Pile-Up*) n'est pas considéré. Nous avons donc souhaité déterminer l'effet de l'empilement sur les prédictions de notre modèle. Pour cela, les mêmes événements que ceux décrits en section 2 ont été générés sans empilement. Un DNN, noté B^{0PU} , est entraîné sur ces événements sans empilement. Les hyper-paramètres de B^{0PU} sont ceux de B, à l'exception des variables d'entrée auxquelles N_{PU} est retiré, car $N_{PU} = 0$ pour tous les événements sans empilement. La réponse de B^{0PU} sur les événements de test sans empilement est représentée sur la figure 5.23a. La réponse moyenne du modèle est de $1,00 \pm 0,05$ pour m_H entre 70 GeV et 600 GeV avec une résolution relative de l'ordre de 22 % à basse masse et 10 % à haute masse.



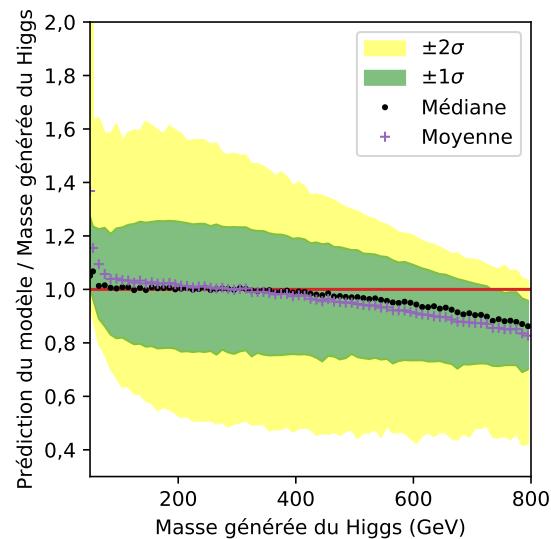
(a) Réponse du modèle B.



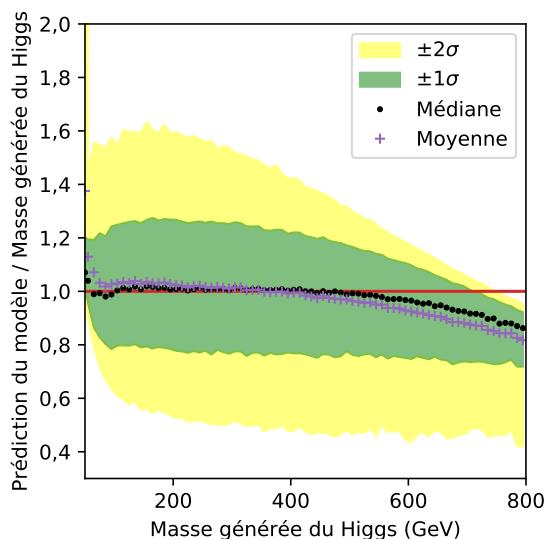
(b) Réponse du modèle C.



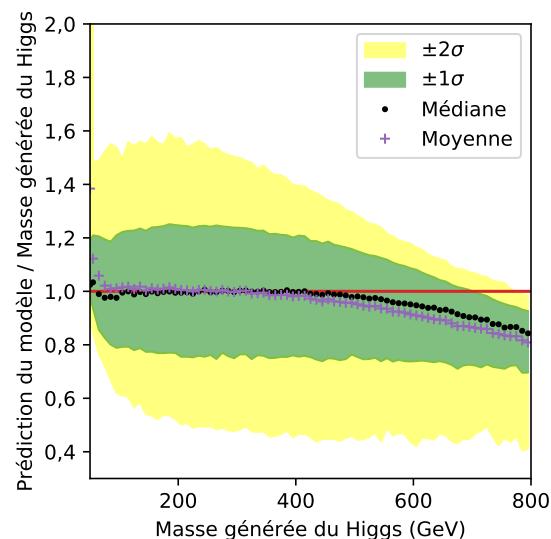
(c) Réponse du modèle D.



(d) Réponse du modèle E.



(e) Réponse du modèle F.



(f) Réponse du modèle G.

Figure 5.22 – Réponse des modèles B à G.

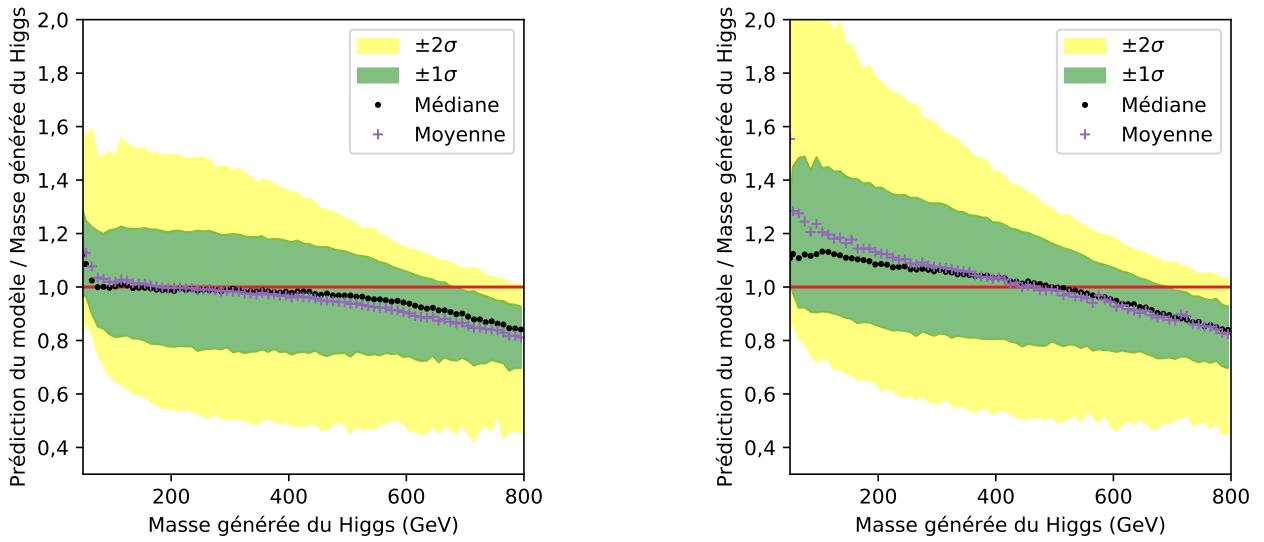


Figure 5.23 – Réponses du modèle B^{0PU} sur les événements sans et avec empilement.

Cependant, la réponse de B^{0PU} est dégradée sur des événements contenant de l’empilement, figure 5.23b. La réponse médiane se situe en effet à 1,13 à $m_H = 100 \text{ GeV}$ et diminue à 0,83 à $m_H = 800 \text{ GeV}$ avec empilement contre 1,00 et 0,83 sans empilement. La résolution relative à basse masse est de l’ordre de 25 % avec empilement.

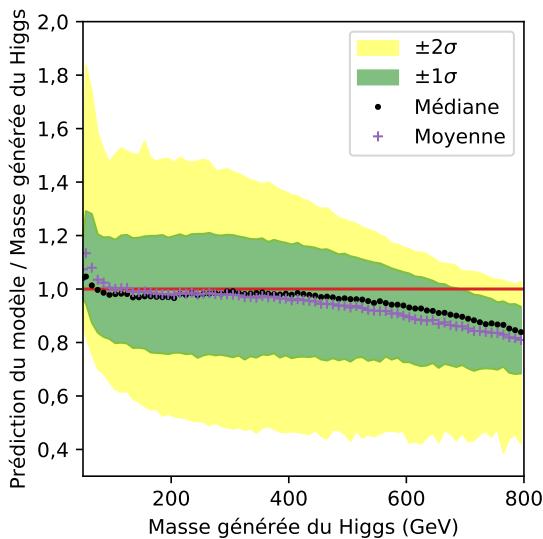
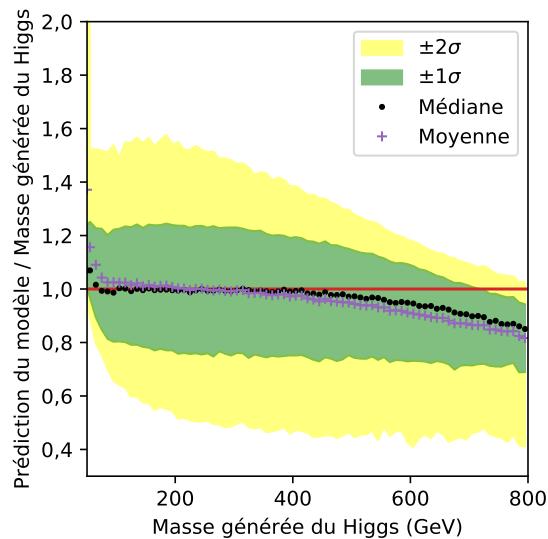
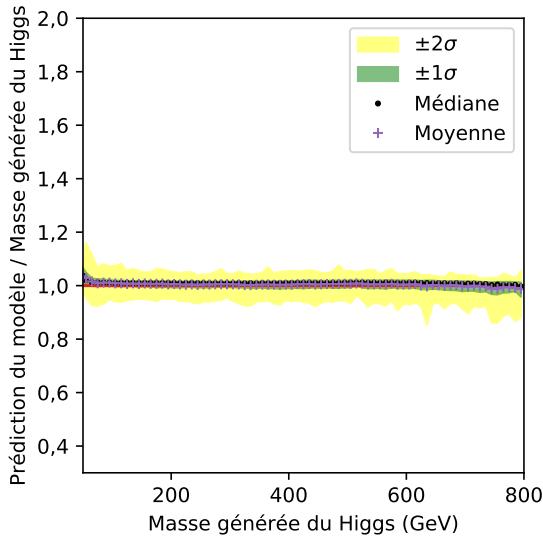
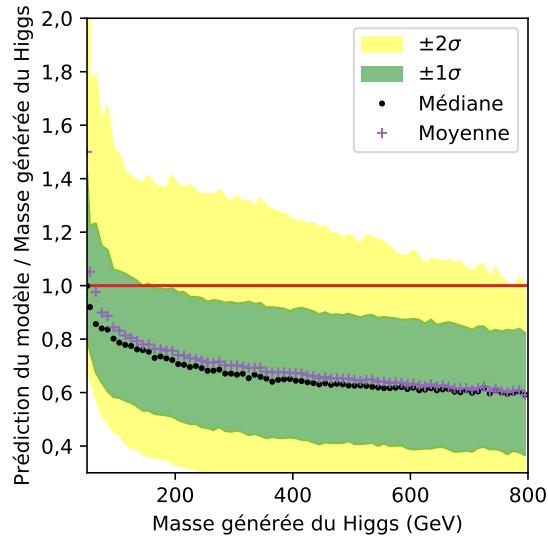
L’empilement peut être considéré comme un bruit blanc, dont l’énergie moyenne est reliée à N_{PU} . L’énergie portée par L_1 et L_2 , les éléments visibles de la désintégration de \mathcal{H} , est en revanche reliée à m_H . À haute masse, l’énergie de L_1 et L_2 est grande par rapport à celle de l’empilement. Les prédictions de B^{0PU} ne sont alors pas perturbées, menant à des performances similaires à celles du cas sans empilement. Lorsque m_H diminue, l’énergie disponible pour L_1 et L_2 est moindre et le bruit d’empilement est alors compétitif. Le modèle B^{0PU} n’est pas entraîné pour traiter ce bruit et ses prédictions sont perturbées. Il est donc primordial d’inclure l’empilement dans l’entraînement dans l’optique d’une utilisation de nos modèles dans les analyses de CMS.

La réponse du modèle B, entraîné avec empilement, peut être comparée dans le cas d’événements sans empilement, figure 5.24a, au cas d’événements avec empilement, figure 5.24b (identique à 5.22a). Le profil d’empilement utilisé pour générer les événements d’entraînement est celui de l’année 2017. Or, il apparaît que le modèle B est peu sensible au retrait de l’empilement, les réponses étant similaires sur les figures 5.24a et 5.24b. L’utilisation de B sur des événements dont le profil d’empilement est légèrement différent de celui de l’année 2017, comme c’est le cas pour les autres années du Run II (2016, 2018) est ainsi directement envisageable.

7.2 Effet de la reconstruction des particules

La reconstruction des particules est présentée dans le chapitre 2. Son effet peut être caractérisé par l’étude du modèle B^{gen} , ayant les mêmes hyper-paramètres que B mais entraîné en utilisant les objets générés au lieu de ceux reconstruits pour L_1 , L_2 et E_T^{miss} , c’est-à-dire pour les trois objets physiques liés à la désintégration des leptons τ (deux parties visibles L_1 et L_2 et E_T^{miss} pour les neutrinos). En particulier, les valeurs de $\vec{p}_T^{L_1}$, $\vec{p}_T^{L_2}$ et \vec{E}_T^{miss} correspondent exactement à la réalité. Il s’agit donc du cas où les objets physiques issus de \mathcal{H} sont parfaitement reconstruits. Toutes les autres variables, y compris la matrice de covariance de E_T^{miss} , restent celles obtenues avec les objets reconstruits.

La figure 5.25 montre les réponses du modèle B^{gen} sur les événements avec reconstruction parfaite et réelle. Dans le cas d’une reconstruction parfaite, la réponse médiane de B^{gen} est de l’ordre de $1,01 \pm 0,02$ de 70 à 800 GeV. La résolution relative est quant à elle de l’ordre de 3 % soit près de sept fois mieux que B.

(a) Réponse de B sur les événements sans empilement.(b) Réponse de B sur les événements avec empilement.**Figure 5.24** – Réponses du modèle B sur les événements sans et avec empilement.(a) Réponse de B^{gen} dans le cas d'une reconstruction parfaite.(b) Réponse de B^{gen} dans le cas d'une reconstruction réelle.**Figure 5.25** – Réponses du modèle B^{gen} dans le cas d'une reconstruction des particules parfaite et réelle.

Les DNNs sont donc en mesure de comprendre la physique des événements $\mathcal{H} \rightarrow \tau\tau$ afin d'estimer $m_{\mathcal{H}}$ à partir des objets physiques générés correspondant aux objets effectivement reconstruits par le détecteur. Cependant, comme le montre la figure 5.25b, l'utilisation de B^{gen} sur les variables reconstruites, effectivement accessibles expérimentalement, ne permet pas d'obtenir $m_{\mathcal{H}}$. En effet, la réponse moyenne de B^{gen} avec ces variables est inférieure à 1 et de l'ordre de 0,7 à haute masse. De plus, la résolution relative est de l'ordre de 40 %. Une des tâches des DNNs est donc de corriger cet effet de reconstruction.

7.3 Effet des faux taus hadroniques

La phénoménologie des événements contenant une paire de leptons τ est décrite dans le chapitre 1. Ces leptons peuvent se désintégrer hadroniquement en tau hadronique (τ_h) ou leptoniquement en électron (e) ou en muon (μ). Il existe ainsi six canaux différents dans les événements avec une paire de leptons τ , pouvant être répartis en trois groupes :

- complètement hadronique : $\tau_h \tau_h$, avec deux τ_h ;
- semi-leptoniques : $\mu \tau_h$ et $e \tau_h$, ou simplement $\ell \tau_h$, avec un τ_h ;
- leptoniques : $\mu\mu$, $e\mu$ et ee , ou simplement $\ell\ell$, sans τ_h .

Les faux taus hadroniques (faux τ_h) sont des objets physiques tels que des électrons, des muons et surtout des jets identifiés à tort comme des τ_h . Ils représentent près de 70 % des événements dans le canal $\tau_h \tau_h$, 38 % dans le canal $\mu \tau_h$ et 68 % dans le canal $e \tau_h$. Les faux τ_h sont particulièrement difficiles à modéliser dans les simulations [225, 226].

L'identification des τ_h est réalisée dans nos travaux à l'aide de l'algorithme DEEPTAU [176], qui présente un faible taux de mauvaise identification des τ_h , inférieur à 1 %. Cependant, une autre méthode d'identification des τ_h , basée sur un arbre de décision (BDT), peut être utilisée et présente un taux de mauvaise identification de jets en tant que τ_h pouvant atteindre 4 % [173]. Une sélection plus riche en faux τ_h est ainsi obtenue.

Les réponses du modèle B sur chacun des trois groupes de canaux (hadronique, semi-leptoniques et leptoniques) sont représentées figure 5.26 pour les deux ensembles de sélection des τ_h . Quel que soit le groupe d'état final, les réponses pour $m_H > 600 \text{ GeV}$ ne sont pas affectées par la sélection des τ_h . En effet, pour de hautes valeurs de m_H , les τ_h ont des impulsions suffisamment élevées pour être correctement sélectionnés par la séquence d'analyse. À basse masse en revanche, les impulsions des faux τ_h sont compétitives vis-à-vis de celles des vrais τ_h . La séquence d'analyse forme alors des dileptons contenant des faux τ_h . La réponse du modèle s'en retrouve modifiée, jusqu'à 20 % de plus pour des masses entre 100 GeV et 600 GeV. L'effet le plus important se situe à très basse masse où la résolution est fortement dégradée.

La figure 5.27 montre la différence $y_{\text{prédict}} - y_{\text{vraie}}$ entre les prédictions du modèle B et la valeur vraie de m_H pour des valeurs de m_H entre 50 et 200 GeV sur chacun des trois groupes de canaux et pour les deux ensembles de sélection des τ_h . Dans les canaux leptoniques ($\ell\ell$), figures 5.27e et 5.27f, l'effet de la sélection des τ_h est moindre que dans les autres canaux. Il n'y a en effet aucun τ_h dans le dilepton, seule la sélection des événements est modifiée. Un objet physique identifié comme un τ_h par le BDT et non par DEEPTAU peut en effet faire basculer l'événement d'un canal à l'autre, si le τ_h identifié par le BDT permet de construire un dilepton.

Dans le cas des canaux semi-leptoniques ($\ell \tau_h$), la différence entre $y_{\text{prédict}}$ de B et y_{vraie} à basse masse est en moyenne inférieure à 10 GeV pour une sélection des τ_h par DEEPTAU, figure 5.27c. La résolution relative est quant à elle inférieure à 25 %. Lorsque les τ_h sont identifiés par le BDT, figure 5.27d, le modèle surestime m_H de 25 GeV en moyenne pour $70 \text{ GeV} < m_H < 200 \text{ GeV}$ et de près de 40 GeV à $m_H = 50 \text{ GeV}$. La résolution relative est de l'ordre de 25 % au-dessus de 70 GeV, moins bonne qu'avec DEEPTAU, et augmente drastiquement pour des masses plus basses, ce qui n'est pas le cas avec DEEPTAU. Il s'agit donc de la contribution des faux τ_h .

Dans le canal $\tau_h \tau_h$, figures 5.27a et 5.27b, un effet similaire existe. La résolution relative est toujours de l'ordre de 22 % au-delà de 100 GeV, mais la présence des faux τ_h mène à une surestimation moyenne de 30 GeV pour $m_H > 110 \text{ GeV}$ et pouvant aller jusqu'à 100 GeV pour $m_H \simeq 50 \text{ GeV}$, soit une erreur de 200 %. La dégradation de la résolution à très basse masse commence dès 100 GeV, au lieu de 70 GeV pour les canaux $\ell \tau_h$. L'effet des faux τ_h est donc plus important que dans les canaux $\ell \tau_h$, ce qui s'explique facilement par la présence de deux τ_h au lieu d'un seul. Pour $m_H = 50 \text{ GeV}$, la résolution de B sur les événements avec DEEPTAU est également mauvaise. La sélection des τ_h se fait avec $p_T > 40 \text{ GeV}$, ce qui est difficile à obtenir pour $m_H = 50 \text{ GeV}$. Ces événements sont donc peu nombreux et vraisemblablement très contaminés par les faux τ_h .

Les faux τ_h introduisent donc un biais important sur une large gamme de masse et en particulier dans la région des bosons Z ($m_Z = 91,2 \text{ GeV}$) et h ($m_h = 125,1 \text{ GeV}$). L'inclusion des faux τ_h dans l'entraînement est non triviale, car la masse à prédire n'est pas définie, les faux τ_h n'étant pas des objets physiques provenant de \mathcal{H} .

7.4 Effet de la séparation des canaux

Les modèles construits sont entraînés et testés sur l'ensemble des événements, sans sélection sur le canal. Or, il est possible d'entraîner un DNN par canal afin de le spécialiser à la phénoménologie associée et obtenir, potentiellement, de meilleures estimations de m_H .

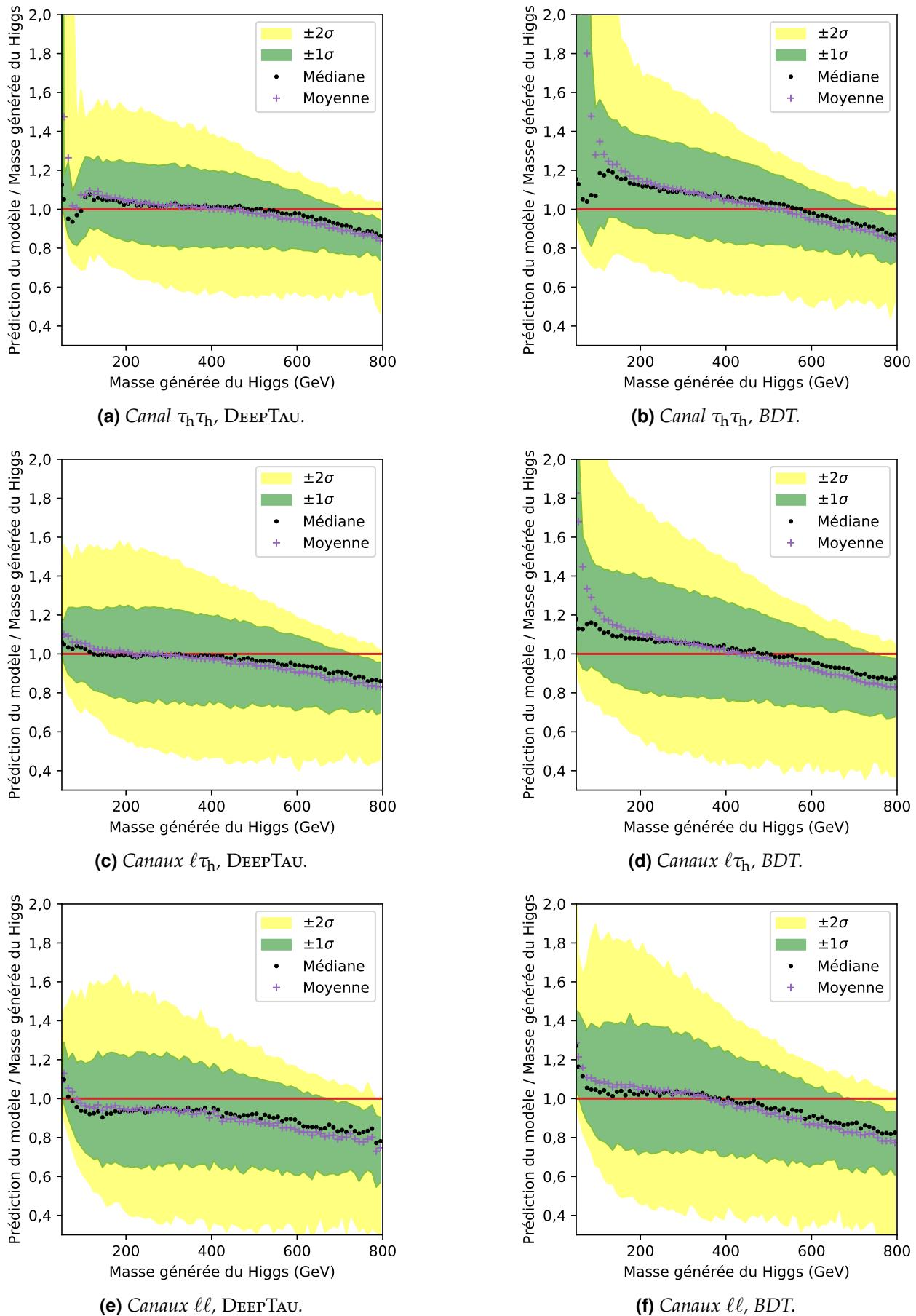


Figure 5.26 – Réponses du modèle B sur les différents types de canaux avec une quantité variable de faux τ_h .

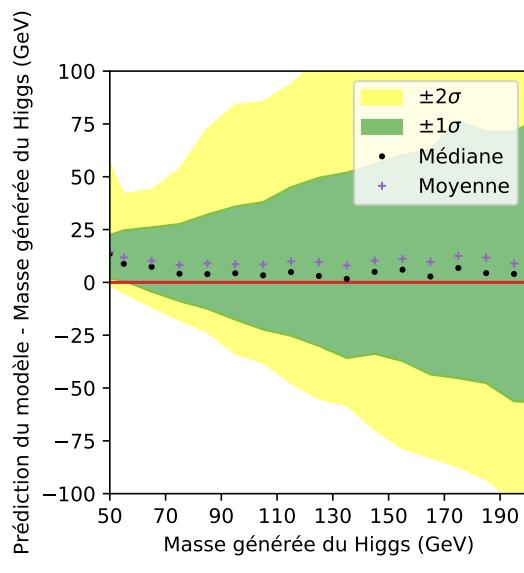
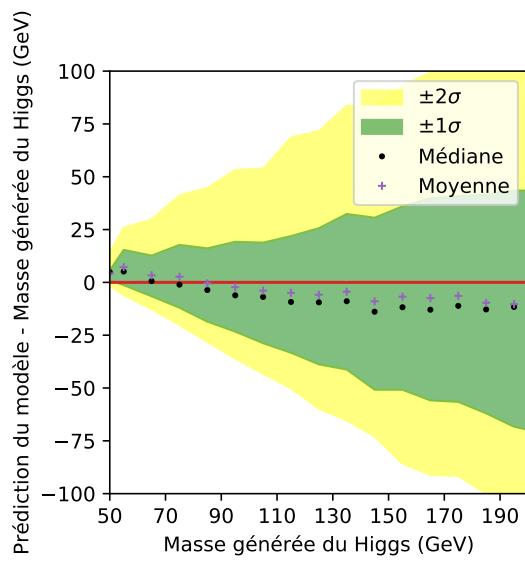
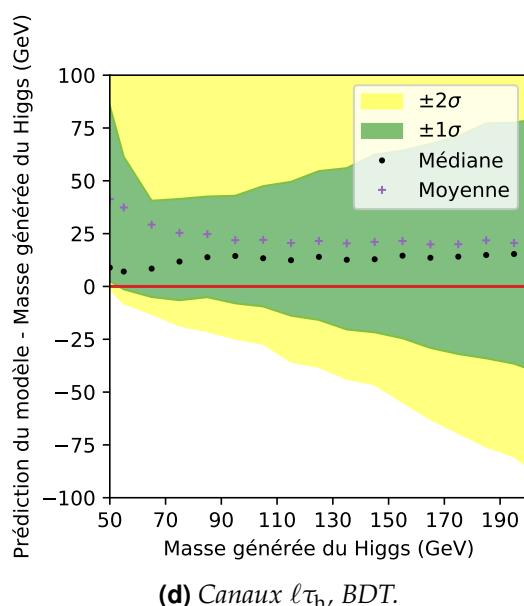
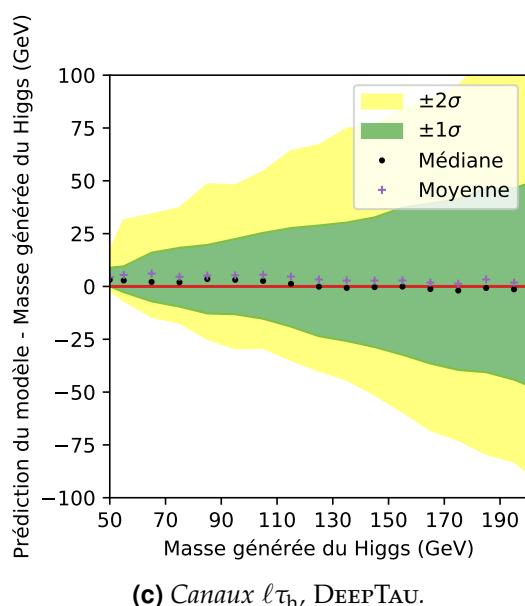
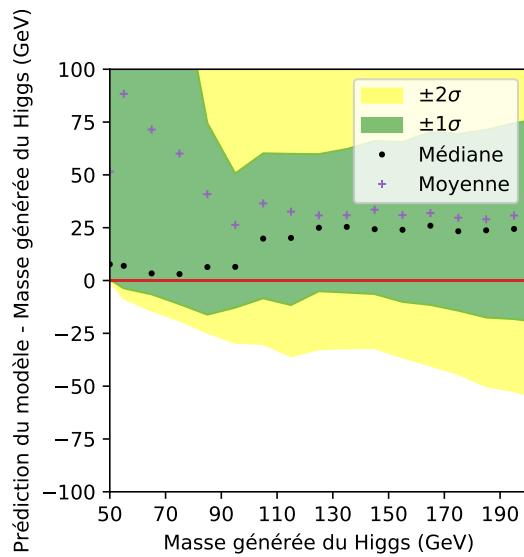
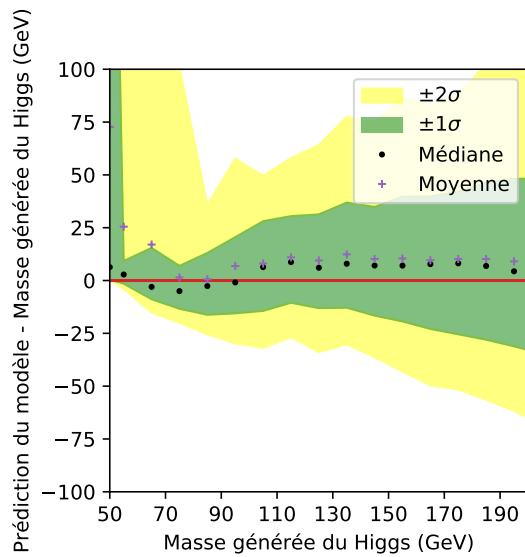


Figure 5.27 – Écarts à basse masse du modèle B sur les différents types de canaux avec une quantité variable de faux τ_h .

Les modèles notés B^x possèdent les mêmes hyper-paramètres que B mais sont entraînés uniquement sur les événements du canal x .

7.4.1 Séparation en six canaux

Les figures 5.28 et 5.29 donnent les réponses des modèles $B^{\tau_h \tau_h}$, $B^{\mu \tau_h}$, $B^{e \tau_h}$ et $B^{\mu \mu}$, $B^{e \mu}$, B^{ee} testés sur leurs canaux respectifs, comparées à celles de B sur les mêmes canaux.

Dans le canal $\tau_h \tau_h$, la réponse de $B^{\tau_h \tau_h}$, figure 5.28a, est plus proche de 1 que celle de B , figure 5.28b, entre 200 et 450 GeV. Au-delà, elle est jusqu'à 3 % plus basse. Pour les basses masses, elle est en revanche jusqu'à 10 % plus haute. Le comportement des modèles est toutefois similaire dans cette région : une baisse locale de la réponse est observable pour $m_H \simeq 80$ GeV. La coupure sur l'impulsion transverse des τ_h étant de 40 GeV pour chacun des deux τ_h , il s'agit probablement d'une transition entre les événements avec une majorité de vrais τ_h ($m_H > 80$ GeV) et ceux avec une contamination importante par les faux τ_h ($m_H < 80$ GeV). Le modèle $B^{\tau_h \tau_h}$ est donc difficilement entraîné dans cette région de masse. Pour $B^{\tau_h \tau_h}$ et B , la résolution relative sur le canal $\tau_h \tau_h$ est de 20 %.

Le modèle $B^{\mu \tau_h}$, figure 5.28c, possède une réponse équivalente à celle de B sur les mêmes événements, figure 5.28d, pour des masses inférieures à 400 GeV. À haute masse, la réponse moyenne du modèle B est toutefois plus proche de 1. Le même constat peut être fait dans le cas du canal $e \tau_h$, figures 5.28e et 5.28f. La réponse moyenne de B est toutefois plus proche de 1 que celle de $B^{e \tau_h}$ sur toute la gamme de masse.

Dans le cas des canaux leptonniques, figure 5.29, l'utilisation de B plutôt que $B^{\mu \mu}$, $B^{e \mu}$ ou B^{ee} selon le canal permet d'améliorer la résolution relative sur m_H dont les valeurs sont données dans le tableau 5.3. Les valeurs des réponses moyennes sont peu modifiées par rapport aux valeurs des résolutions.

Canal x	Modèle B^x		Modèle B	
	min	max	min	max
$\mu \mu$	20	50	10	40
$e \mu$	20	40	20	30
ee	20	50	10	30

Tableau 5.3 – Résolutions relatives minimales et maximales sur des intervalles de 10 GeV pour $B^{\mu \mu}$, $B^{e \mu}$ ou B^{ee} et B .

Il semble ainsi préférable d'utiliser un seul modèle global plutôt qu'un modèle par canal. Cet effet peut être dû à la statistique plus faible à disposition lors de l'entraînement des DNNs séparément pour chaque canal. Un compromis peut être obtenu en séparant non pas par canal, mais par groupe de canal.

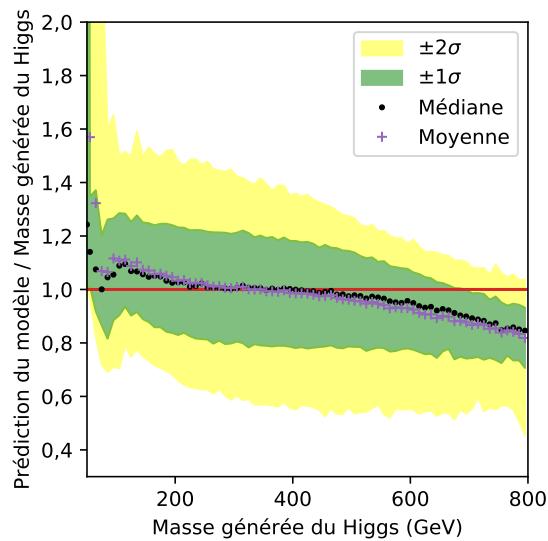
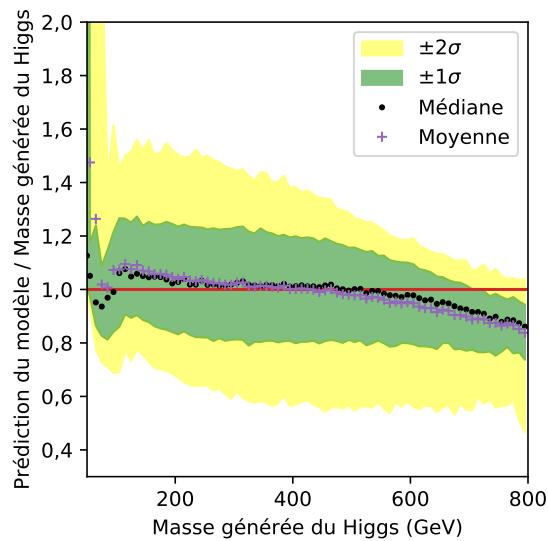
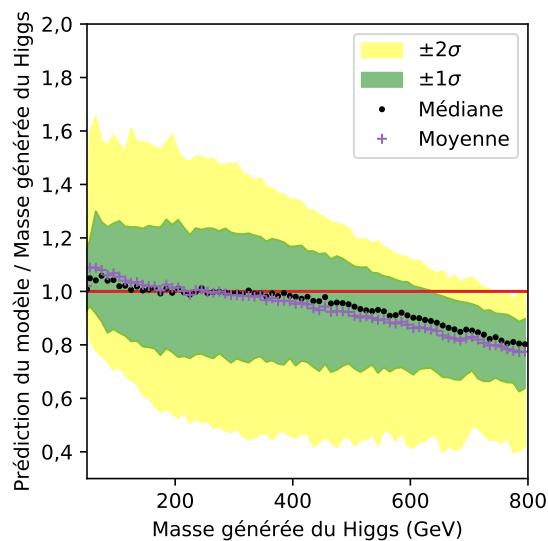
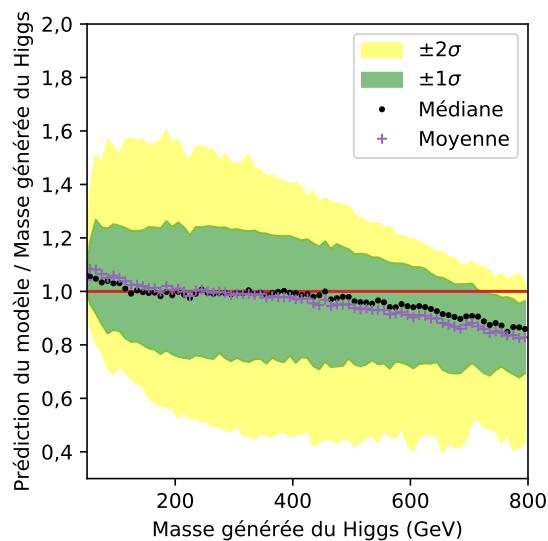
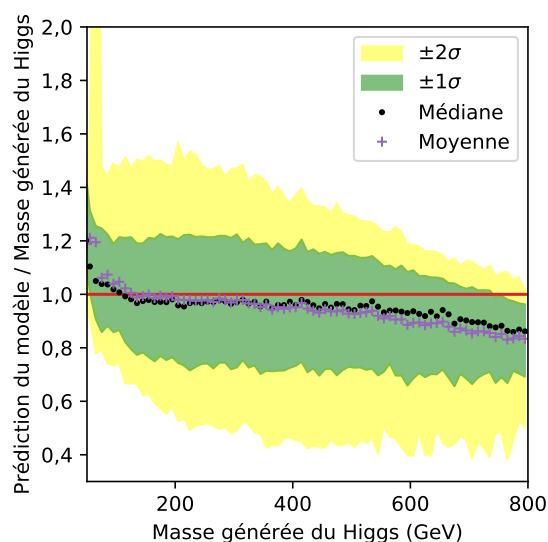
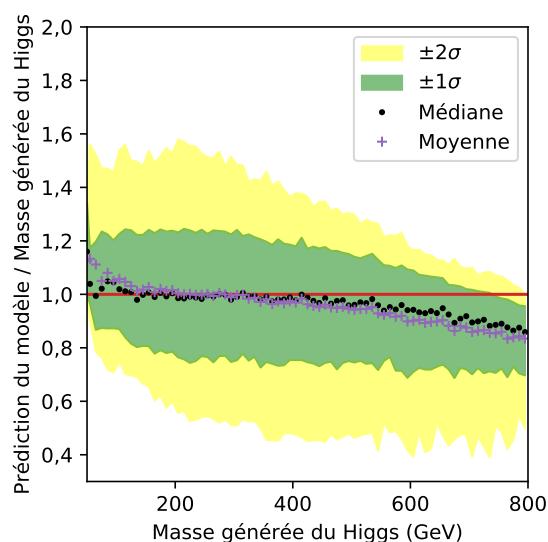
7.4.2 Séparation en trois groupes

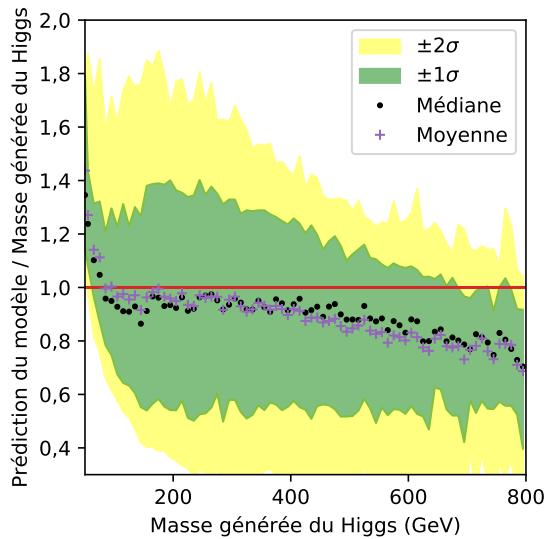
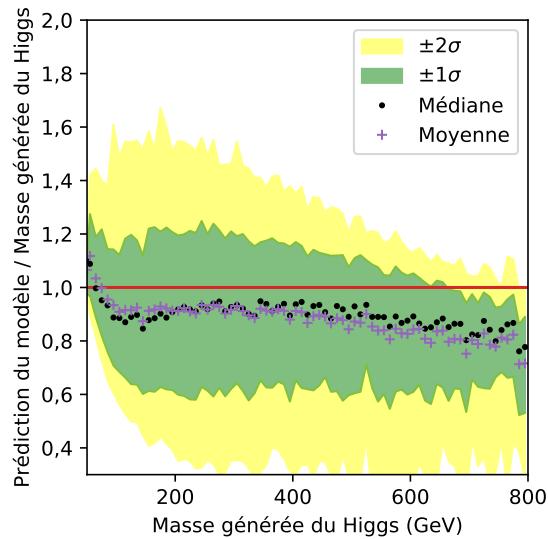
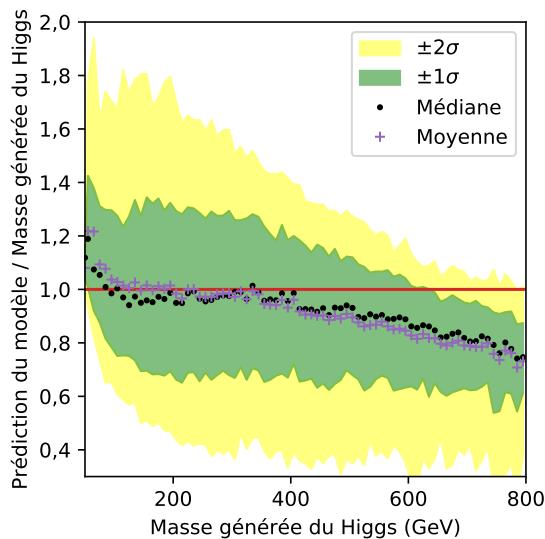
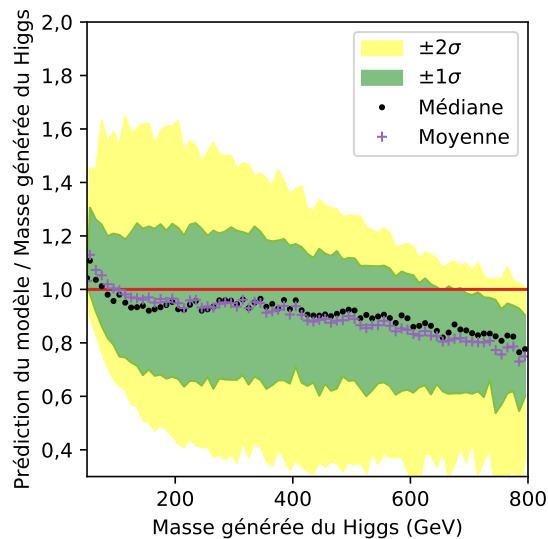
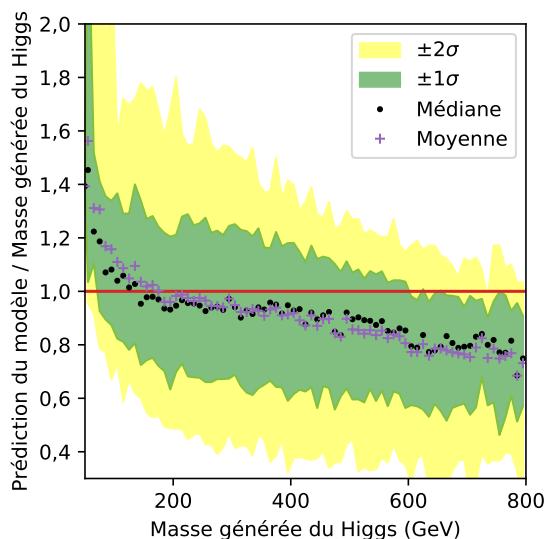
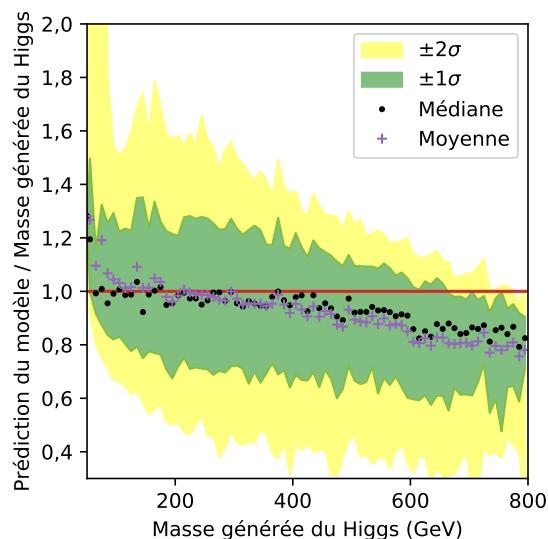
En dehors de toute considération de reconstruction des particules, la phénoménologie des canaux d'un même groupe est sensiblement la même. Au lieu de séparer les six canaux ($\tau_h \tau_h$, $\mu \tau_h$, $e \tau_h$, $\mu \mu$, $e \mu$, ee), il est possible de former trois groupes ($\tau_h \tau_h$, $\ell \tau_h$, $\ell \ell$), dans lesquels les quantités de τ_h et de neutrinos issus des désintégrations des leptons τ sont constantes. Cette nouvelle séparation permet ainsi d'avoir accès à de plus grandes quantités d'événements lors des entraînements, +100 % pour les canaux semi-leptoniques et +100 à +300 % pour les canaux leptoniques.

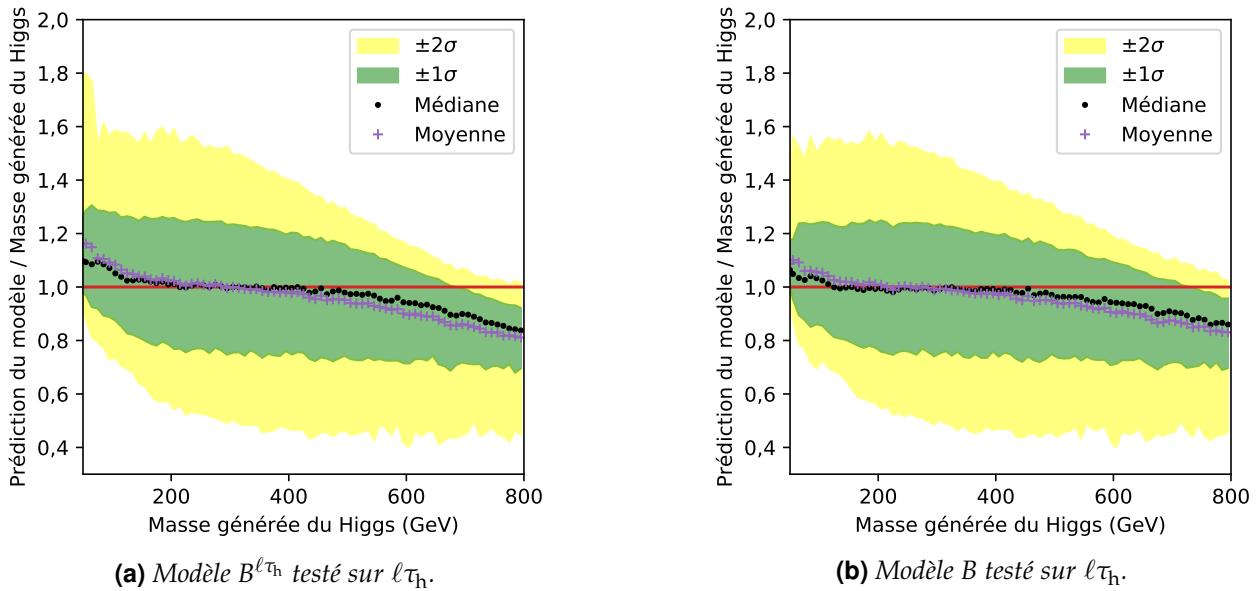
Le canal $\tau_h \tau_h$, seul de son groupe, est ainsi déjà traité dans la section précédente.

La figure 5.30 compare le modèle $B^{\ell \tau_h}$, entraîné sur les canaux semi-leptoniques, à B utilisé sur ces mêmes événements. Pour des masses supérieures à 300 GeV, les deux modèles sont équivalents en termes de réponse et de résolution relative. En revanche, à basse masse, le modèle B a une réponse moyenne de 1,10 contre 1,18 pour $B^{\ell \tau_h}$.

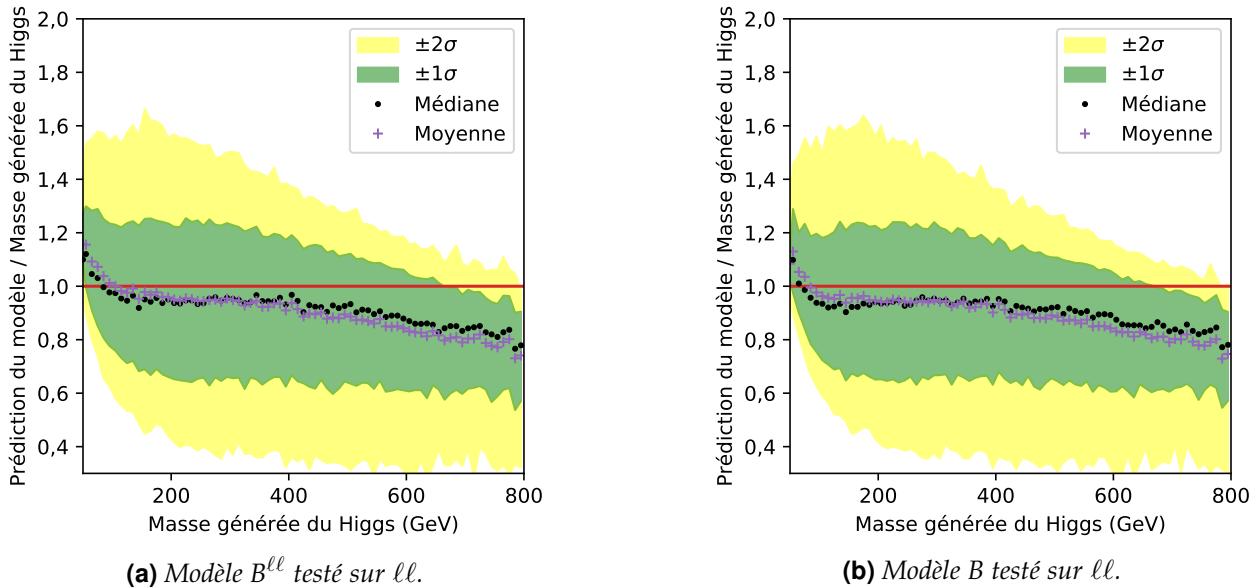
La figure 5.31 compare le modèle $B^{\ell \ell}$, entraîné sur les canaux leptoniques, à B utilisé sur ces mêmes événements. Les réponses de ces deux modèles sont équivalentes. Entre 100 et 200 GeV, la

(a) Modèle $B^{\tau_h \tau_h}$ testé sur $\tau_h \tau_h$.(b) Modèle B testé sur $\tau_h \tau_h$.(c) Modèle $B^{\mu \tau_h}$ testé sur $\mu \tau_h$.(d) Modèle B testé sur $\mu \tau_h$.(e) Modèle $B^{e \tau_h}$ testé sur $e \tau_h$.(f) Modèle B testé sur $e \tau_h$.**Figure 5.28** – Comparaison des modèles entraînés par canal ($\tau_h \tau_h$, $\mu \tau_h$, $e \tau_h$) au modèle B .

(a) Modèle $B^{\mu\mu}$ testé sur $\mu\mu$.(b) Modèle B testé sur $\mu\mu$.(c) Modèle $B^{e\mu}$ testé sur $e\mu$.(d) Modèle B testé sur $e\mu$.(e) Modèle B^{ee} testé sur ee .(f) Modèle B testé sur ee .**Figure 5.29 – Comparaison des modèles entraînés par canal ($\mu\mu$, $e\mu$, ee) au modèle B .**

Figure 5.30 – Comparaison de $B^{\ell\tau_h}$ à B .

réponse moyenne de $B^{\ell\ell}$ est légèrement plus proche de 1 que celle de B . Cette différence est toutefois négligeable face à la résolution relative de ces modèles, de l'ordre de 30 % dans cette région.

Figure 5.31 – Comparaison de $B^{\ell\ell}$ à B .

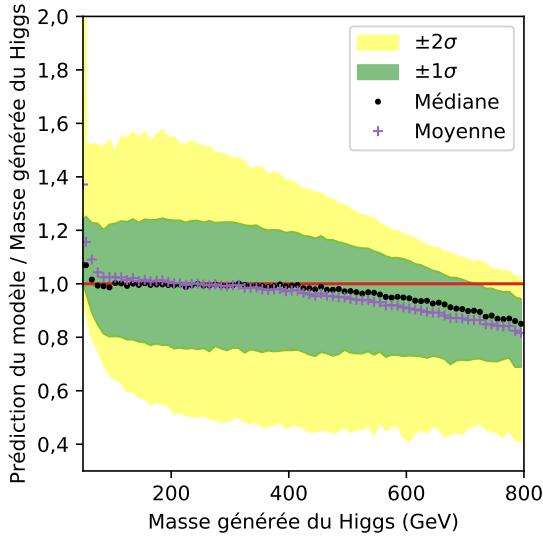
Utiliser un modèle par groupe de canaux ne permet donc pas non plus d'améliorer les estimations obtenues par rapport au modèle de référence entraîné sur l'ensemble des canaux. Ce modèle, B , a en variable d'entrée le nombre attendu de neutrinos dans l'état final, N_ν^{reco} , directement relié au groupe du canal. En effet, $N_\nu^{\text{reco}} = 2$ pour le canal hadronique, 3 pour les semi-leptoniques et 4 pour les leptoniques. Or, comme vu dans la section 6.1, tout modèle privé de cette information a des performances dégradées. Le modèle B identifie donc vraisemblablement correctement le groupe de canal grâce à N_ν^{reco} .

7.5 Effet de la définition de E_T^{miss}

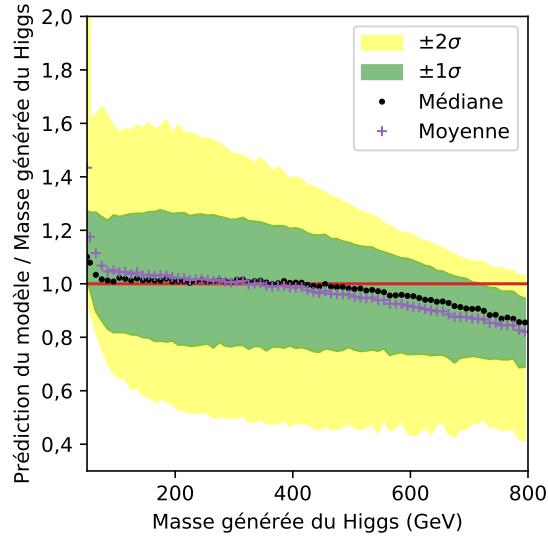
Dans l'analyse présentée au chapitre 4, E_T^{miss} est déterminée par l'algorithme PUPPI [171]. Il s'agit de la « PUPPIMET ». C'est pourquoi nous avons entraîné les modèles avec PUPPIMET. Toutefois, une

autre estimation de E_T^{miss} existe, directement à partir de l'algorithme de PF. C'est la « PFMET ». Ces deux définitions de E_T^{miss} sont introduites dans le chapitre 2.

Certaines analyses utilisent PFMET plutôt que PUPPIMET. Nous avons donc souhaité vérifier la portabilité du modèle B entraîné avec PUPPIMET à une utilisation avec PFMET. La figure 5.32 montre les réponses de B sur les mêmes événements, lorsque les variables reliées à E_T^{miss} sont obtenues à partir de PUPPIMET (figure 5.32a) ou PFMET (figure 5.32b).



(a) Modèle B testé avec PUPPIMET.

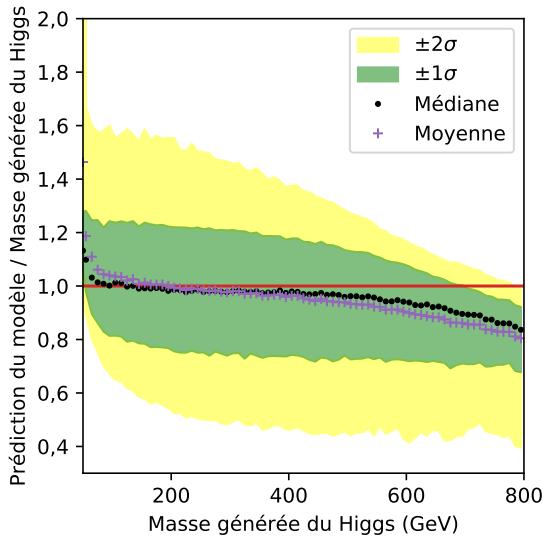


(b) Modèle B testé avec PFMET.

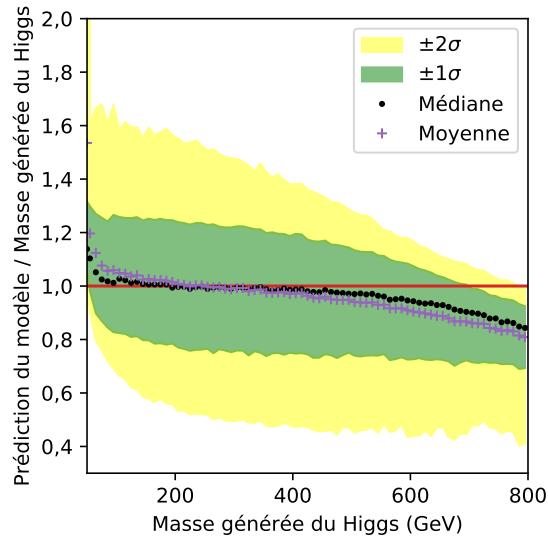
Figure 5.32 – Réponses du modèle B avec PUPPIMET ou PFMET.

L'utilisation de PFMET augmente la réponse de B. Cette augmentation est cependant inférieure à 3 %. La résolution relative est inchangée. Il est donc tout à fait possible d'utiliser le modèle B avec PFMET, bien qu'il soit entraînée avec PUPPIMET.

La possibilité d'obtenir de meilleures prédictions avec PFMET à l'aide d'un modèle entraîné avec PFMET a également été étudiée. Sur la figure 5.33, le modèle B^{PF} a les mêmes hyper-paramètres que B mais est donc entraîné directement avec PFMET.



(a) Modèle B^{PF} testé avec PUPPIMET.



(b) Modèle B^{PF} testé avec PFMET.

Figure 5.33 – Réponses du modèle B^{PF} avec PUPPIMET ou PFMET.

Le même effet de transition entre PFMET et PUPPIMET qu'avec B est observable avec B^{PF} . Ce-

pendant, la réponse moyenne de B avec PUPPIMET (figure 5.32a) est égale à $1,00 \pm 0,05$ de 80 GeV à 425 GeV , alors que ce n'est le cas que de 200 GeV à 425 GeV pour B^{PF} avec PFMET (figure 5.33b). De plus, la réponse moyenne de B avec PFMET (figure 5.32b) est plus proche de 1 pour $m_H \simeq 100\text{ GeV}$ que celle de B^{PF} avec PFMET (figure 5.33b). Pour les analyses utilisant PFMET, le modèle B basé sur PUPPIMET est donc recommandé plutôt que B^{PF} .

7.6 Effet de l'intervalle de masse

7.6.1 Étendue de l'intervalle

L'intervalle de masse exploré lors de l'entraînement s'étend de 50 à 800 GeV , ce qui correspond aux valeurs de la masse du boson de Higgs modifié \mathcal{H} utilisé lors de la génération des événements présentée dans la section 2. Cet intervalle est également le domaine de validité du modèle. La figure 5.34 montre les performances du modèle $B^{200-500}$, équivalent au modèle B mais entraîné uniquement entre 200 et 500 GeV .

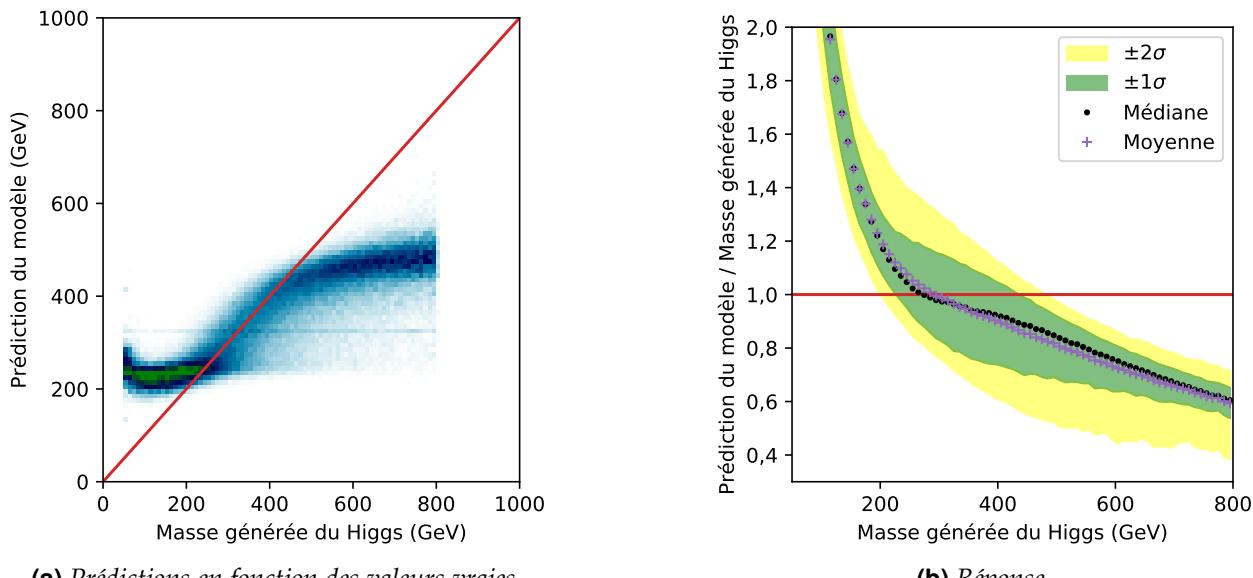


Figure 5.34 – Performances du modèle $B^{200-500}$.

L'histogramme à deux dimensions des prédictions de $B^{200-500}$ en fonction de la vraie valeur de m_H , figure 5.34a, montre que les prédictions du modèle sont contenues dans l'intervalle d'entraînement, à quelques exceptions près. Dans l'intervalle d'entraînement, les prédictions sont cohérentes avec m_H , la population de l'histogramme est proche de la première bissectrice ($y_{\text{prédictive}} = y_{\text{vraie}}$) en rouge. Les événements avec $m_H < 200\text{ GeV}$ sont prédits vers 230 GeV et ceux avec $m_H > 500\text{ GeV}$ sont prédits vers 480 GeV . Un modèle ne peut donc pas être utilisé afin de prédire des masses en dehors de son intervalle d'entraînement.

Afin d'obtenir un modèle pertinent dans l'optique d'une utilisation dans les analyses de CMS, il est donc important d'utiliser un intervalle contenant la gamme de masse des particules du modèle standard, en particulier des bosons Z et h à $91,2$ et $125,1\text{ GeV}$ respectivement. Pour une recherche de bosons de Higgs supplémentaires de haute masse, la limite supérieure de l'intervalle d'entraînement doit être la plus haute possible.

7.6.2 Effet de bord

Origine de l'effet de bord L'intervalle de masse utilisé pour l'entraînement du modèle B s'étend de 50 à 800 GeV . Comme discuté dans la section 2, il ne nous est pas possible de l'étendre avec la méthode utilisée pour générer les événements. Or, il existe un effet de bord sur les prédictions du modèle B lié à cet intervalle. La figure 5.35a montre l'histogramme à deux dimensions des prédictions de B

en fonction de la vraie valeur de m_H . Pour $m_H > 600 \text{ GeV}$, les prédictions de B saturent progressivement en dessous de 800 GeV. De même, la réponse moyenne de B à basse masse, figure 5.35b, est de $1,01 \pm 0,01$ pour $80 \text{ GeV} < m_H < 200 \text{ GeV}$. En dessous de 80 GeV, la réponse moyenne augmente et la limite de l'écart-type inférieur (limite basse de la bande verte $\pm 1\sigma$) passe de 0,8 à 1,0.

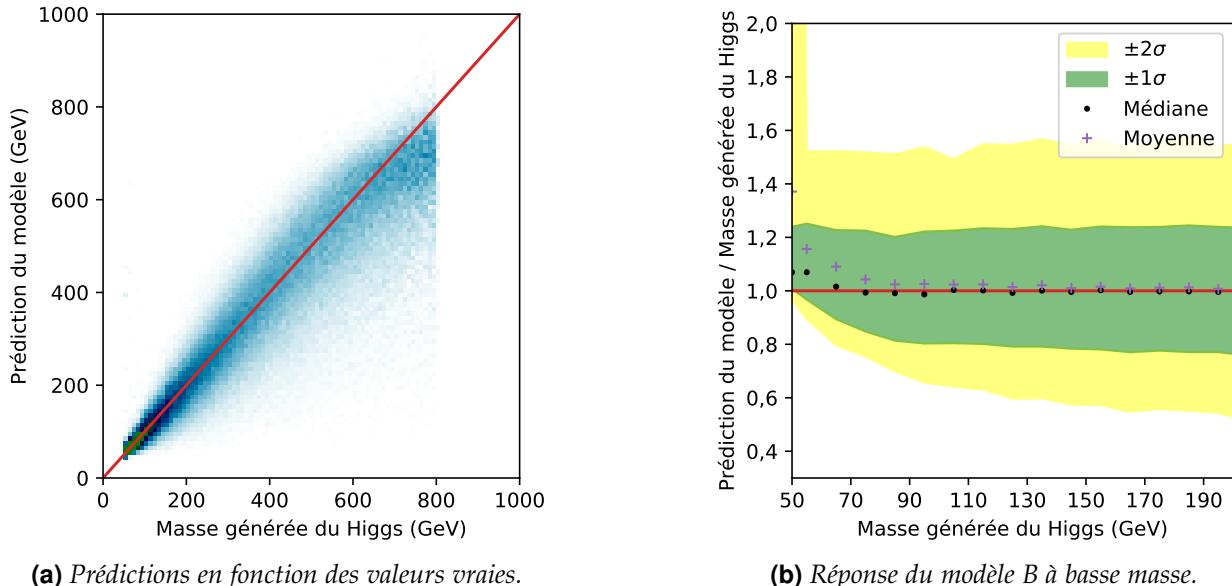
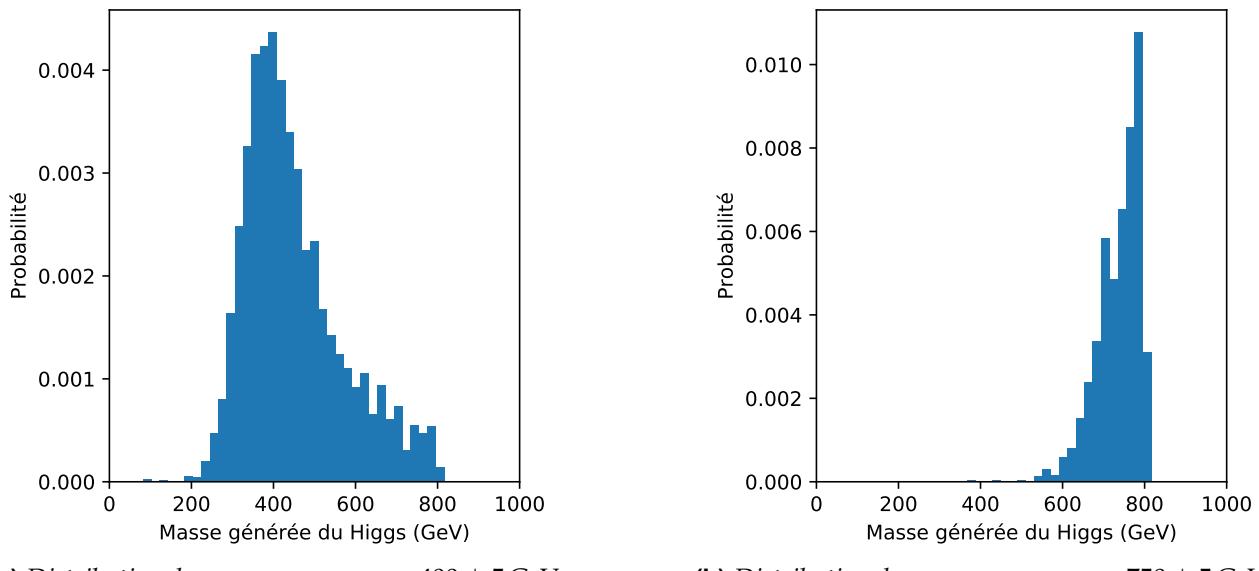


Figure 5.35 – Performances du modèle B.

Ainsi, m_H est surestimée à basse masse et sous-estimée à haute masse. Il s'agit de l'effet de bord de l'intervalle de masse. L'interprétation de cet effet est la suivante. Chaque ensemble d'événements prédits à une valeur de $y_{\text{prédict}}$ donnée est une même famille du point de vue du DNN. En termes de classification en un nombre infini de catégories au lieu de régression, cela revient à dire qu'une famille est donc une catégorie identifiée. Sur la figure 5.36 sont représentées les distributions de $y_{\text{vraie}} = m_H$ pour des valeurs de la masse prédictée par le modèle $y_{\text{prédict}}$ de 400 (figure 5.36a) et 750 GeV (figure 5.36b) à $\pm 5 \text{ GeV}$. Il s'agit donc de tranches horizontales de l'histogramme de la figure 5.35a, ce qui correspond à une famille d'événements selon le DNN.



(a) Distribution de y_{vraie} pour $y_{\text{prédict}} = 400 \pm 5 \text{ GeV}$.

(b) Distribution de y_{vraie} pour $y_{\text{prédict}} = 750 \pm 5 \text{ GeV}$.

Figure 5.36 – Distributions de y_{vraie} à $y_{\text{prédict}}$ fixée.

Loin des bords de l'intervalle d'entraînement, figure 5.36a, la distribution de y_{vraie} pour une famille est complète. Des deux côtés de la valeur centrale, les queues de la distribution sont présentes.

Lors de l'entraînement, le DNN « apprend » à prédire pour les événements de cette famille la valeur de $y_{\text{prédict}}$ minimisant la fonction de coût sur cette distribution. Nous obtenons dans ce cas une valeur proche de 400 GeV, ce qui est correct.

Au niveau du bord à haute masse, figure 5.36b, l'absence d'événements au-delà de 800 GeV donne une distribution tronquée de y_{vraie} pour une famille donnée. Seule l'extrémité à basse masse de la queue de la distribution est présente. Par conséquent, le DNN ne connaît que les basses masses de cette famille, il est ainsi tout à fait cohérent qu'il en sous-estime la masse. La minimisation de la fonction de coût mène donc à des prédictions biaisées. Si les événements au-delà de 800 GeV étaient présents dans cette famille, la distribution serait plus étendue vers les hautes masses, et la minimisation de la fonction de coût mènerait donc le DNN à prédire une masse plus élevée. L'effet est inversé pour le bord à basse masse, d'où la surestimation.

Principe de la correction La minimisation de la fonction de coût est donc réalisée correctement, mais sur des familles d'événements tronquées. Afin de contrer cet effet, l'idée retenue est de reformer des familles équilibrées en les tronquant de manière symétrique par rapport à la valeur de y_{vraie} devant leur correspondre. La figure 5.37a illustre le principe de cette coupure symétrique.

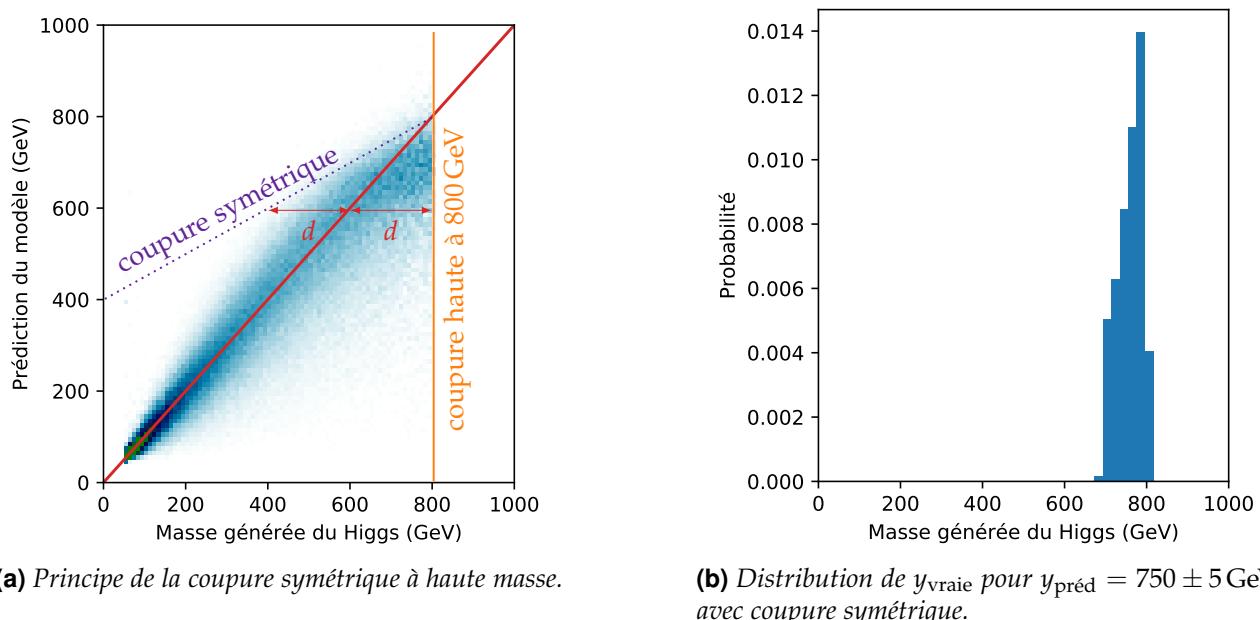


Figure 5.37 – Mise en place de la coupure symétrique.

La troncature des familles due à l'extrémité de l'intervalle à 800 GeV est symétrisée par rapport au centre de valeur y_{vraie} devant correspondre à chaque famille. Ainsi, tout événement d'une famille (tranche horizontale) situé à une distance d de la valeur centrale à prédire (sur la diagonale rouge) plus grande que la distance de cette valeur centrale à l'extrémité de l'intervalle (trait orange vertical) est rejeté de l'entraînement. La distribution de la famille de la figure 5.36b symétrisée par troncature selon cette méthode est présentée sur la figure 5.37b. La valeur de la fonction de coût sur cette distribution n'est plus minimale pour la valeur prédictée par le modèle, elle l'est en revanche pour une valeur prédictée plus élevée. Le modèle actuel sous-estimant m_H à haute masse, cette correction doit donc permettre d'obtenir un nouveau modèle avec une réponse plus proche de 1.

Modification de la fonction de coût Une coupure symétrique est également mise en place pour les basses masses. Cinq zones peuvent être définies dans le plan $(y_{\text{vraie}}, y_{\text{prédict}})$:

Zone 1 $y_{\text{vraie}} < 50 \text{ GeV}$:

absence d'événements due à la masse minimale de l'entraînement;

Zone 2 $y_{\text{vraie}} > 800 \text{ GeV}$:

absence d'événements due à la masse maximale de l'entraînement;

Zone 3 $|y_{\text{prédict}} - y_{\text{vraie}}| > |800 \text{ GeV} - y_{\text{prédict}}|$:
zone d'exclusion à haute masse;

Zone 4 $|y_{\text{prédict}} - y_{\text{vraie}}| > |50 \text{ GeV} - y_{\text{prédict}}|$:
zone d'exclusion à basse masse;

Zone 5 zone centrale.

Ces zones sont illustrées en figure 5.38. Dans la zone centrale, la fonction de coût est utilisée de manière classique, sans changement. Dans les zones 3 et 4 d'exclusion en revanche, afin de ne pas prendre en compte les événements comme prévu afin de symétriser les bords de l'intervalle d'entraînement au sein d'une famille, la fonction de coût est rendue égale à zéro. En d'autres termes, nous procédons au changement $L = L_{\text{MAPE}} \rightarrow L'$ avec

$$L' = L_{\text{MAPE}} \times \begin{cases} 0 & \text{si } (y_{\text{vraie}}, y_{\text{prédict}}) \in \text{zones 3 ou 4} \\ 1 & \text{sinon} \end{cases}. \quad (5.39)$$

La fonction de coût ainsi obtenue ne respecte pas la condition

$$L(y_{\text{vraie}}, y_{\text{prédict}}) = 0 \Leftrightarrow y_{\text{vraie}} = y_{\text{prédict}}, \quad (5.40)$$

des problèmes de convergence lors de l'entraînement peuvent survenir. C'est effectivement ce que nous avons pu observer lors de la mise en place de cette fonction de coût avec la condition d'exclusion de la zone 4. Nous avons alors choisi de multiplier la valeur de la fonction de coût par 0,1 dans la zone 4 au lieu de 0. De plus, nous avons observé que la multiplication de L_{MAPE} par la racine de y_{vraie} , conjointement avec les conditions d'exclusion, permettait d'améliorer encore la réponse du modèle. La fonction de coût ainsi utilisée est $L_{\text{MAPE}} \sqrt{y_{\text{vraie}}}$ définie par

$$L_{\text{MAPE}}(y_{\text{vraie}}, y_{\text{prédict}}) = L_{\text{MAPE}}(y_{\text{vraie}}, y_{\text{prédict}}) \times \begin{cases} 0 & \text{si } (y_{\text{vraie}}, y_{\text{prédict}}) \in \text{zone 3} \\ 0,1 & \text{si } (y_{\text{vraie}}, y_{\text{prédict}}) \in \text{zone 4} \\ 1 & \text{sinon} \end{cases} \quad (5.41)$$

avec

$$\begin{aligned} L_{\text{MAPE}}(y_{\text{vraie}}, y_{\text{prédict}}) &= L_{\text{MAPE}}(y_{\text{vraie}}, y_{\text{prédict}}) \times \sqrt{y_{\text{vraie}}} = \left| \frac{y_{\text{prédict}} - y_{\text{vraie}}}{y_{\text{vraie}}} \right| \times \sqrt{y_{\text{vraie}}} \\ \Leftrightarrow L_{\text{MAPE}}(y_{\text{vraie}}, y_{\text{prédict}}) &= \left| \frac{y_{\text{prédict}} - y_{\text{vraie}}}{\sqrt{y_{\text{vraie}}}} \right|. \end{aligned} \quad (5.42)$$

Nouveau modèle obtenu Le nouveau modèle obtenu, noté B' , est comparé à B sur la figure 5.39. Pour des masses inférieures à 70 GeV, la réponse médiane de B' , en figure 5.39d, est égale à 1 alors que celle de B , en figure 5.39b, est sujette à l'effet de bord. À haute masse, la réponse de B' en figure 5.39c est également plus proche de 1 que celle de B , en figure 5.39a. L'utilisation de L_{MAPE} comme fonction de coût permet donc de supprimer l'effet de bord à basse masse et de le réduire à haute masse.

Exploitation de la queue à haute masse des événements générés Lors de la génération des événements à haute masse, la largeur du boson de Higgs permet d'obtenir des événements avec m_H supérieure à 800 GeV, comme discuté en section 2. Jusqu'ici, nous ne considérons que les événements tels que $50 \text{ GeV} \leq m_H \leq 800 \text{ GeV}$. L'inclusion de la queue à haute masse des événements générés permet d'étendre artificiellement l'intervalle d'entraînement jusqu'à 1 TeV. Le biais éventuel

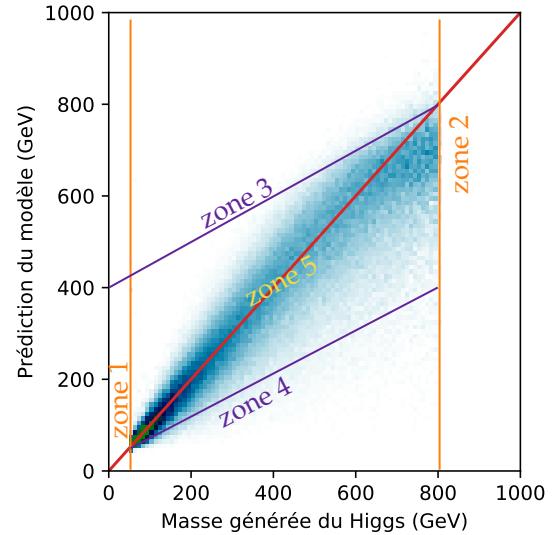
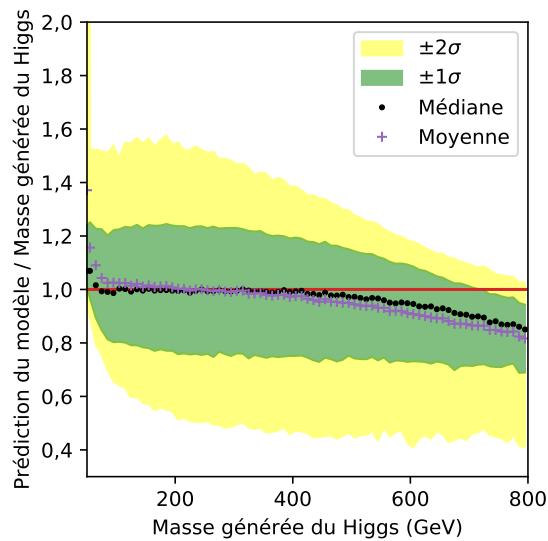
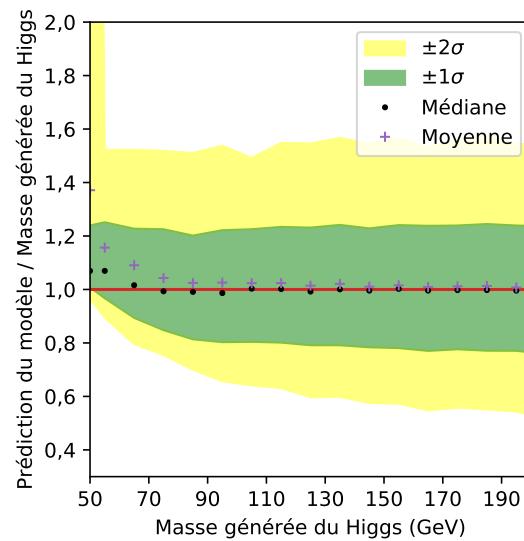
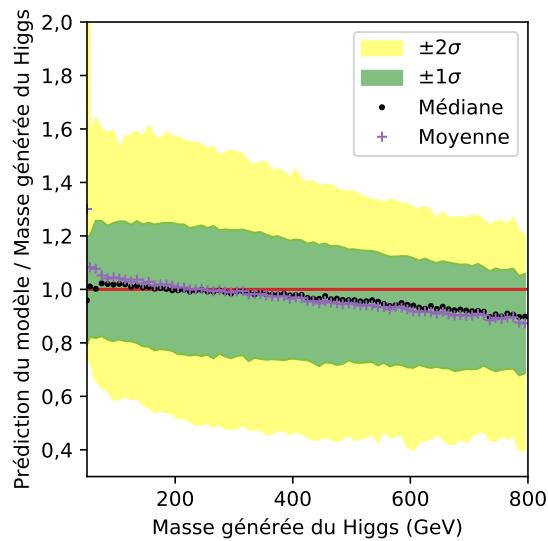
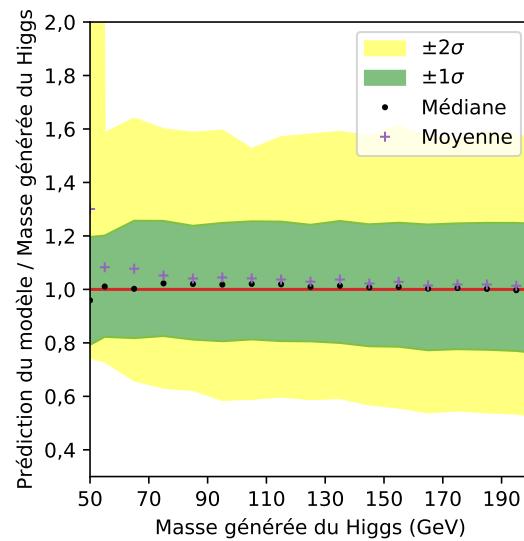
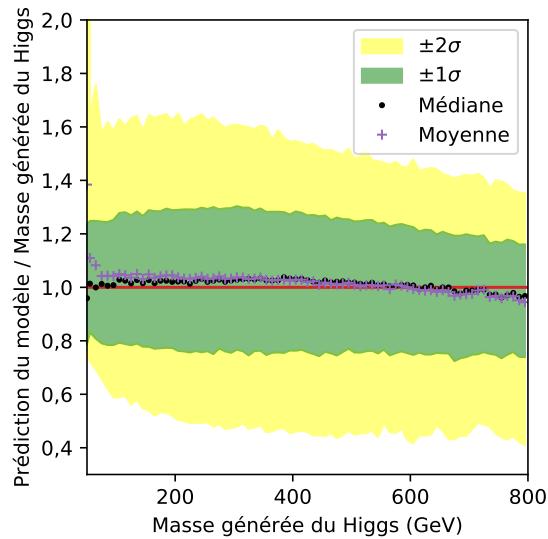
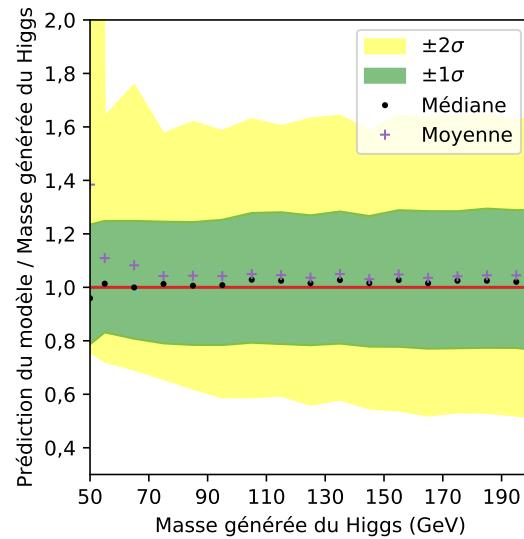


Figure 5.38 – Zones considérées pour l'entraînement.

(a) Réponse du modèle B .(b) Réponse du modèle B à basse masse.(c) Réponse du modèle B' .(d) Réponse du modèle B' à basse masse.(e) Réponse du modèle B'' .(f) Réponse du modèle B'' à basse masse.**Figure 5.39 – Comparaison des modèles B , B' et B'' .**

dû à la faible quantité d'événements au-delà de 800 GeV est évité grâce à la pondération présentée dans la section 2. De même, les définitions des cinq zones utilisées pour déterminer la fonction de coût sont adaptées à la nouvelle valeur maximale de $m_{\mathcal{H}}$ fixée à 1 TeV. Le modèle B" ainsi obtenu est comparé à B' sur la figure 5.39. La réponse à basse masse de B", figure 5.39f, est semblable à celle de B', figure 5.39d, ce qui est attendu. En revanche, la réponse moyenne de B" à haute masse, figure 5.39e, est de $1,00 \pm 0,04$ contre $0,93 \pm 0,07$ pour B', figure 5.39c. Enfin, la résolution relative de B' est de 22 %, celle de B" de 25 %. L'utilisation de la fonction de coût modifiée $L_{MA\sqrt{PE} \times b}$ et des événements entre 800 GeV et 1 TeV obtenus grâce à la largeur de \mathcal{H} permet ainsi de ramener la réponse moyenne du modèle à des valeurs de $1,00 \pm 0,05$ pour des valeurs de $m_{\mathcal{H}}$ allant de 80 à 800 GeV.

7.7 Modèle final

Le modèle B" que nous avons construit est donc entraîné sur des événements $\mathcal{H} \rightarrow \tau\tau$ où \mathcal{H} est le boson de Higgs du modèle standard h avec une masse modifiée entre 50 et 800 GeV, avec addition d'empilement selon le profil de l'année 2017, dont la sélection est réalisée selon la procédure décrite section 2. En particulier, l'algorithme DEEPTAU [176] est utilisé pour l'identification des taus hadroniques. La largeur de \mathcal{H} permet d'exploiter des événements où sa masse effective est supérieure à 800 GeV, jusqu'à 1 TeV. La gamme d'utilisation de notre modèle est toutefois considérée comme allant de 50 à 800 GeV uniquement. Les hyper-paramètres de B" sont ceux de B à l'exception de la fonction de coût :

- 3 couches cachées;
- 1000 neurones par couche cachée;
- fonction d'activation Softplus, $x \mapsto \ln(1 + e^x)$;
- algorithme d'optimisation Adam, présenté en section 5.3.2;
- fonction de coût $L_{MA\sqrt{PE} \times b}$, définie équation (5.41);
- initialisation des poids selon le mode « Glorot Uniforme » [271];
- 27 variables d'entrée données en section 2.4.

L'utilisation de B" dans les analyses de CMS est abordé dans la section suivante.

8 Utilisation du modèle dans les analyses CMS

Dans cette section, l'utilisation du modèle B" introduit dans la section 7 sur les événements de l'analyse présentée dans le chapitre 4 est discutée. Ce modèle issu du ML est conçu pour prédire la masse de la particule se désintégrant en paire de leptons τ . Ces prédictions sont notées m_{ML} .

8.1 Utilisation de m_{ML} comme variable discriminante

8.1.1 Performances de m_{ML} et de m_T^{tot} en tant qu'estimateurs de la masse

Dans l'analyse présentée au chapitre 4, la variable discriminante utilisée est m_T^{tot} . Il s'agit d'une approximation de la masse invariante du système dans l'état final, restreinte au plan transverse car l'ensemble des neutrinos est remplacé par E_T^{miss} . Nous avons souhaité étudier l'utilisation de m_{ML} comme variable discriminante.

La réponse de m_T^{tot} est représentée en fonction de $m_{\mathcal{H}}$ sur la figure 5.40a. Sa médiane est comprise entre 0,83 et 0,60 sur toute la gamme de masse, les valeurs de m_T^{tot} ne sont donc pas du tout concordantes avec la masse $m_{\mathcal{H}}$ du boson initial. La réponse médiane du modèle B" en revanche, figure 5.39e, est de $1,00 \pm 0,05$. Les valeurs de m_{ML} sont donc plus fidèles à $m_{\mathcal{H}}$ que celles de m_T^{tot} .

Cependant, pour une variable discriminante, l'enjeu est de séparer signal et bruit de fond et non d'avoir une réponse de 1. Pour cela, la résolution relative de la variable discriminante est importante. Une mauvaise résolution éteint les distributions des différents signaux qui se superposent, rendant difficile leur séparation.

Les résolutions relatives de m_T^{tot} et m_{ML} sont représentées figure 5.40b. Dans le cas de m_T^{tot} , la résolution relative est de 45 % à 50 GeV. Elle diminue à 31 % à 150 GeV, puis augmente jusqu'à 500 GeV

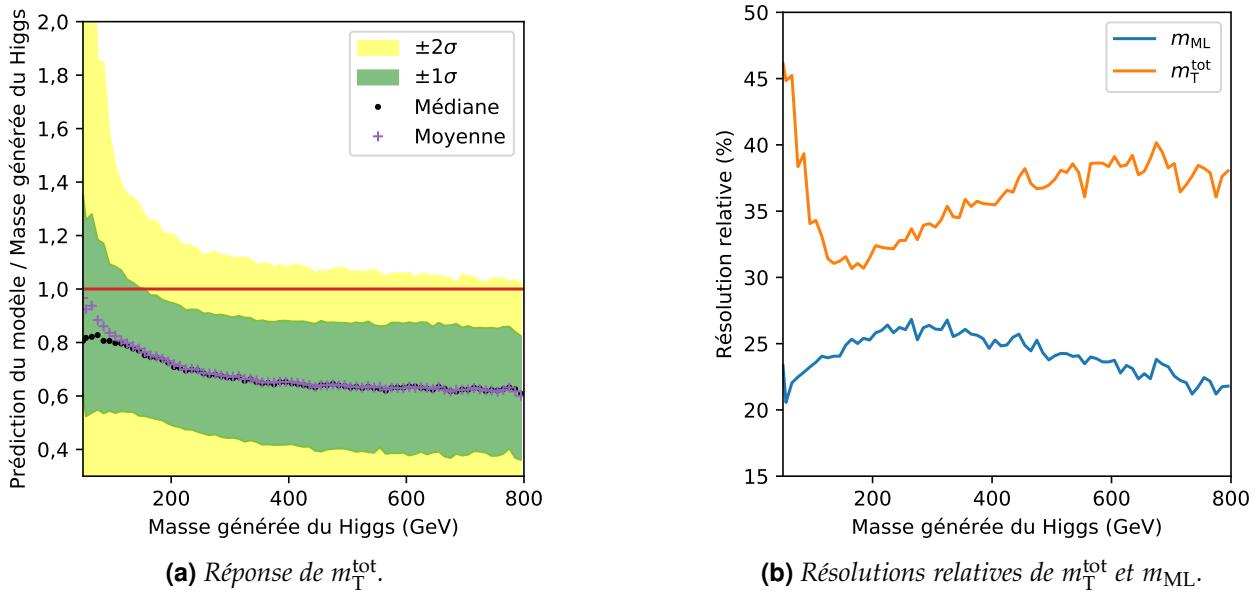


Figure 5.40 – Réponse de m_T^{tot} et comparaison de sa résolution relative à celle de m_{ML} .

où elle est d'environ 37 %. Pour m_{ML} en revanche, elle est de 21 % à basse masse, augmente progressivement jusqu'à 26 % à 270 GeV puis redescend à 22 % à haute masse. La résolution relative de m_{ML} est systématiquement meilleure que celle de m_T^{tot} . C'est pourquoi l'utilisation de m_{ML} au lieu de m_T^{tot} en tant que variable discriminante pour l'analyse du chapitre 4 semble envisageable.

8.1.2 Limites d'exclusion avec m_{ML}

L'analyse indépendante du modèle introduite au chapitre 4 a été réalisée sur l'année 2017 avec m_T^{tot} et m_{ML} comme variables discriminantes. Les incertitudes systématiques de normalisation et de forme, introduites au chapitre 4, ont été recalculées avec m_{ML} afin de réaliser le traitement statistique des données. Les résultats sont donnés en figure 5.41 pour les processus $gg \rightarrow \Phi \rightarrow \tau\tau$ et $gg \rightarrow b\bar{b}\Phi \rightarrow \tau\tau$. Il s'agit des limites « attendues », obtenues en considérant que l'estimation du bruit de fond correspond exactement aux observations.

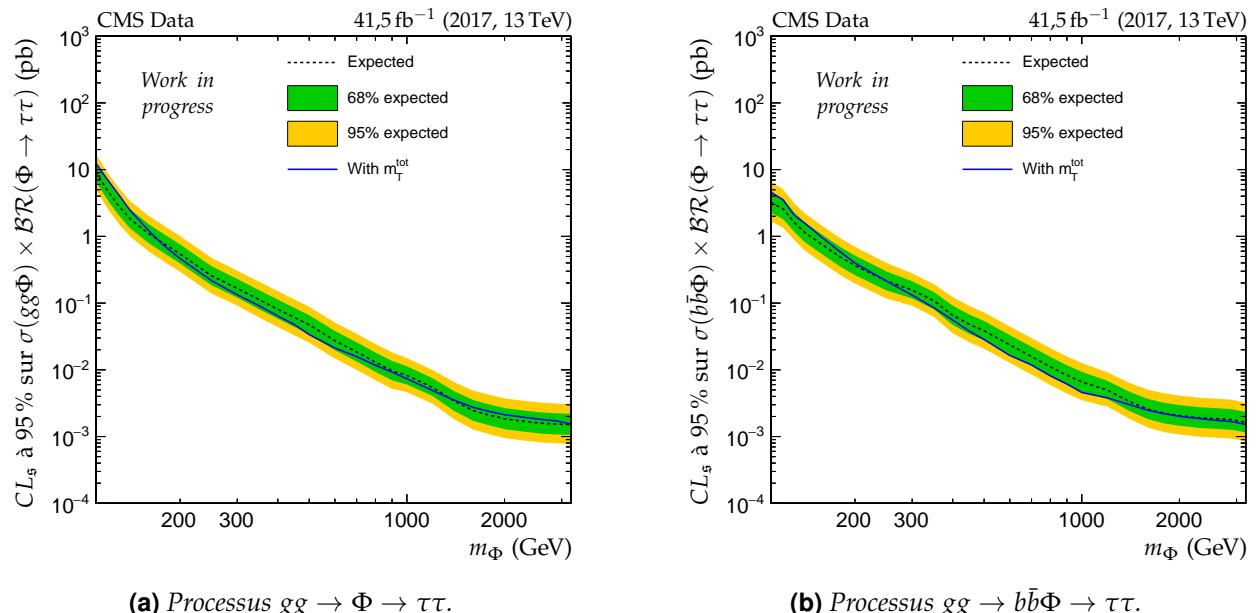


Figure 5.41 – Limites d'exclusion indépendantes du modèle physique attendues avec m_{ML} en tant que variable discriminante obtenues avec l'année 2017. Les limites obtenues avec m_T^{tot} sont également données (With m_T^{tot}).

Les limites d'exclusion avec m_{ML} sont équivalentes à celles données par m_T^{tot} dans la limite de l'incertitude à $\pm 1\sigma$ sur toute la gamme de masse étudiée. À basse masse, $m_\Phi < 180 \text{ GeV}$ pour $gg\Phi$ en figure 5.41a et $m_\Phi < 250 \text{ GeV}$ pour $bb\Phi$ en figure 5.41b, m_{ML} est un peu plus performante que m_T^{tot} . Pour des masses plus élevées et jusqu'à 1 TeV, c'est en revanche m_T^{tot} qui donne des résultats légèrement meilleurs. Au-delà, les deux variables ont les mêmes performances. Un bon estimateur de la masse d'une résonance n'est donc pas forcément une bonne variable discriminante.

8.1.3 Distributions de m_{ML} et de m_T^{tot}

Afin d'interpréter ces résultats, il est possible de se référer aux distributions de m_T^{tot} et m_{ML} . La figure 5.42 les présente pour la catégorie btag du canal $\tau_h \tau_h$. D'autres distributions sont disponibles dans l'annexe H.

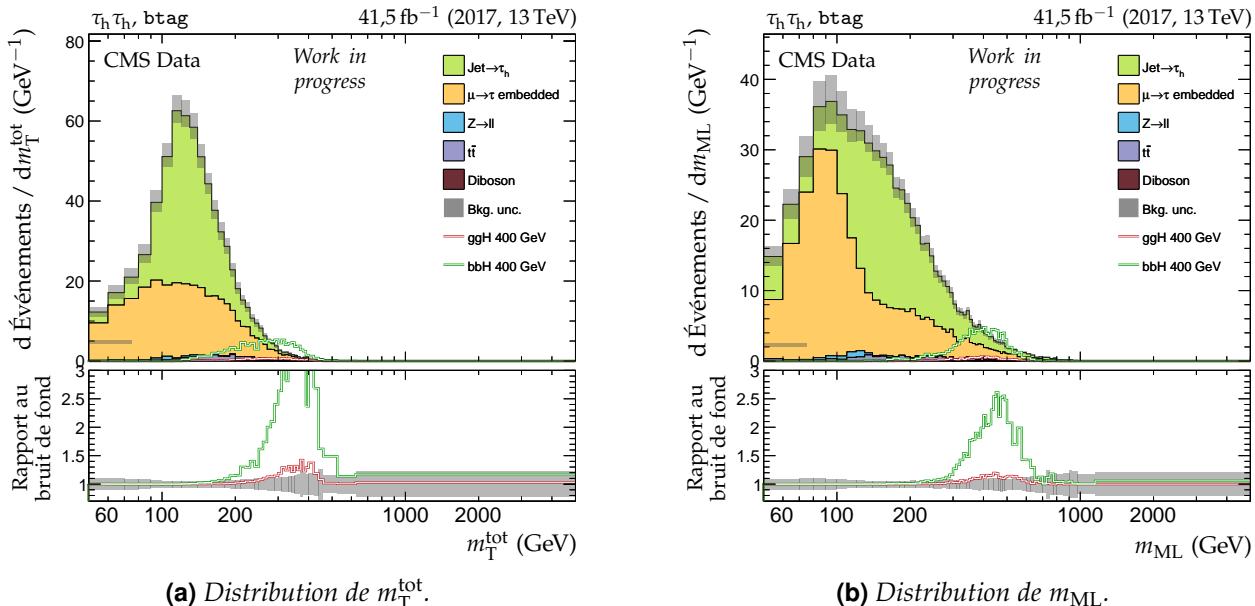


Figure 5.42 – Distributions de m_T^{tot} et m_{ML} en 2017 dans la catégorie btag du canal $\tau_h \tau_h$. Un signal correspondant à un boson de Higgs supplémentaire de masse 400 GeV est ajouté à titre d'illustration.

À haute masse, au-delà de 1 TeV, l'effet de la statistique est dominant à cause de la faible quantité d'événements présents. C'est pourquoi les deux variables donnent des résultats équivalents. Pour les masses intermédiaires en revanche, l'avantage de m_T^{tot} sur m_{ML} provient de la présence des faux τ_h , c'est-à-dire des événements où au moins un jet est identifié à tort comme un τ_h et utilisé pour former le dilepton. De tels jets ne proviennent pas de la désintégration d'un boson de Higgs en paire de leptons τ . S'il est possible de définir une masse pour un dilepton formé avec un ou deux faux τ_h , la valeur obtenue n'a pas de sens physique, ces jets n'étant pas issus de la même désintégration.

Comme cela est visible sur la figure 5.42, le bruit de fond dû aux faux τ_h ($\text{Jet} \rightarrow \tau_h$) forme une queue de distribution à haute masse plus importante avec m_{ML} qu'avec m_T^{tot} . Or, cette queue se retrouve dans la région de signal. Par exemple, selon m_T^{tot} , le signal d'un boson de Higgs supplémentaire de masse 400 GeV se trouve entre 120 et 500 GeV avec un maximum de 5 GeV^{-1} à 300 GeV. À cet endroit, le nombre d'événements de bruit de fond pour m_T^{tot} est d'environ 3 GeV^{-1} . Selon m_{ML} en revanche, le même signal se trouve entre 200 et 650 GeV avec un maximum de 6 GeV^{-1} à 400 GeV. À cet endroit, le nombre d'événements de bruit de fond pour m_{ML} est d'environ 5 GeV^{-1} .

Bien que les valeurs données par m_{ML} soient plus proches de la valeur vraie de la masse du boson et que le signal présente une valeur maximale plus élevée qu'avec m_T^{tot} , la queue à haute masse due aux faux τ_h dégrade le rapport du signal au bruit de fond. Ce dernier est en effet plus faible avec m_{ML} qu'avec m_T^{tot} .

Un effet intéressant est la meilleure séparation par m_{ML} que par m_T^{tot} des événements des données encapsulées ($\mu \rightarrow \tau$ embedded), décrites dans le chapitre 4, vis-à-vis des faux τ_h . Les données encapsulées décrivent principalement le boson Z et une fraction d'événements $t\bar{t}$. Dans le cas de m_T^{tot} , leur

distribution est largement étalée jusqu'à 300 GeV, avec un maximum d'événements de 20 GeV^{-1} à 95 GeV. La distribution des valeurs de m_{ML} sur ces mêmes événements exhibe deux composantes. La première forme un pic avec un maximum d'événements de 30 GeV^{-1} à 90 GeV, il s'agit du signal du boson Z. La seconde se situe à plus haute masse, jusqu'à 600 GeV, avec un maximum d'événements de 7 GeV^{-1} à environ 200 GeV. Ce groupe peut correspondre à la composante $t\bar{t}$ des données encapsulées. Pour le vérifier, la figure 5.43 montre les distributions de $m_{\text{T}}^{\text{tot}}$ et m_{ML} pour la catégorie no-btag du canal $\tau_h\tau_h$, où l'exclusion des événements $t\bar{t}$ est réalisée par le rejet des jets issus de quarks b . La distribution de m_{ML} dans les données encapsulées ne montre pas deux parties comme dans la catégories btag, ce qui confirme cette hypothèse. Notre modèle est donc en mesure de séparer les composantes du boson Z et $t\bar{t}$ des données encapsulées du canal $\tau_h\tau_h$, bien qu'il n'ait pas été entraîné dans ce but, alors que $m_{\text{T}}^{\text{tot}}$ ne le permet pas.

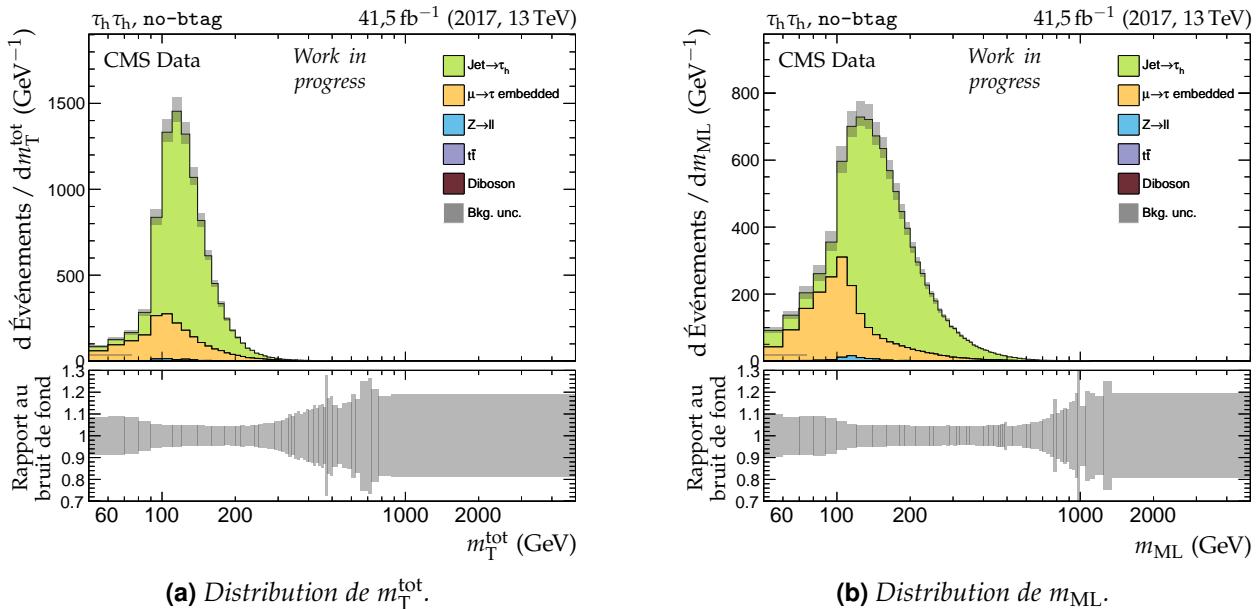


Figure 5.43 – Distributions de $m_{\text{T}}^{\text{tot}}$ et m_{ML} en 2017 dans la catégorie no-btag du canal $\tau_h\tau_h$.

Notre modèle permet de plus de mieux séparer les événements du boson Z des faux τ_h . Par exemple, les distributions de $m_{\text{T}}^{\text{tot}}$ et m_{ML} sont données dans la catégorie BSM no-btag loose- m_{T} pour l'année 2017 en figure 5.44. La composante du boson Z apparaît nettement avec m_{ML} aux alentours de 100 GeV, alors qu'elle est confondue avec les faux τ_h d'après $m_{\text{T}}^{\text{tot}}$. La sélection des événements pour les catégories BSM est introduite au chapitre 4. Elle contient en particulier la coupure $m_{\text{SVFIT}} \geq 250 \text{ GeV}$ avec m_{SVFIT} la masse prédicta par l'algorithme SVFIT [230]. Notre modèle identifie donc des événements correspondant au boson Z, de masse 91,2 GeV, alors que SVFIT les estime au-delà de 250 GeV.

8.2 Comparaison de m_{ML} à m_{SVFIT}

Au sein de la collaboration CMS, l'algorithme SVFIT [230] a le même objectif que notre modèle B'', estimer la masse d'une particule se désintégrant en paire de leptons τ , bien que la méthode employée soit différente. Cependant, nous avons observé précédemment que certains événements estimés au-delà de 250 GeV par SVFIT semblent correspondre au boson Z de masse 91,2 GeV selon notre modèle. Nous avons donc souhaité comparer les valeurs de m_{ML} prédites par B'' à celles de m_{SVFIT} fournies par SVFIT.

8.2.1 Distributions inclusives

La figure 5.45 montre les distributions inclusives, c'est-à-dire sur les événements de toutes les catégories confondues, de m_{SVFIT} et m_{ML} en 2017 dans les canaux $\tau_h\tau_h$, $e\tau_h$ et $e\mu$. Ces distributions sont deux à deux très similaires, ce qui est attendu car m_{SVFIT} comme m_{ML} sont deux estimateurs de la même grandeur physique. Les faux τ_h sont toutefois prédits à des masses légèrement plus élevées

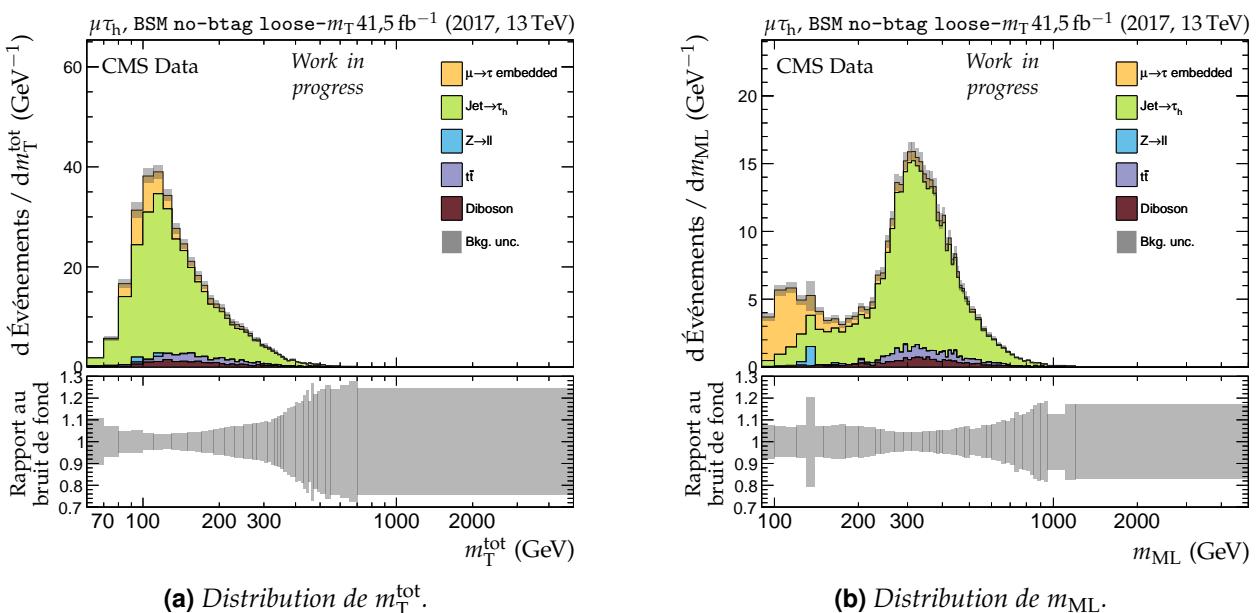


Figure 5.44 – Distributions de m_T^{tot} et m_{ML} en 2017 dans la catégorie BSM no-btag loose- m_T du canal $\mu\tau_h$.

par B" que par SVFIT. Il en résulte des queues de distribution à haute masse plus importantes avec m_{ML} , effet déjà observé lors de la comparaison de m_{ML} à m_T^{tot} . Ces comparaisons sur l'ensemble des topologies d'événements d'un canal ne permettent pas de comparer B" et SVFIT plus en détails. C'est pourquoi des comparaisons sur des sous-ensembles d'événements sont réalisées dans les sections suivantes.

8.2.2 Distributions des événements de haute masse

D'après la figure 5.44, notre modèle identifie des événements correspondant au boson Z parmi ceux que SVFIT estime au-delà de 250 GeV. Il y a donc un désaccord entre les deux estimateurs. Toutefois, SVFIT pourrait aussi trouver un signal à basse masse parmi les événements estimés à haute masse par B". Pour le vérifier, les distributions de m_{ML} sur les événements tels que $m_{\text{SVFIT}} > 250$ GeV sont représentées en figure 5.46 pour les canaux $\mu\tau_h$, $e\tau_h$ et $e\mu$ en 2017, en regard des distributions de m_{SVFIT} sur les événements tels que $m_{\text{ML}} > 250$ GeV.

Les distributions de m_{ML} confirment que B" parvient à trouver des événements correspondant au boson Z alors que SVFIT les estime au-delà de 250 GeV. Les distributions de m_{SVFIT} en revanche ne montrent aucun signal en particulier parmi les événements estimés au-delà de 250 GeV par B". Des investigations plus poussées peuvent être menées en sélectionnant des topologies particulières d'événements.

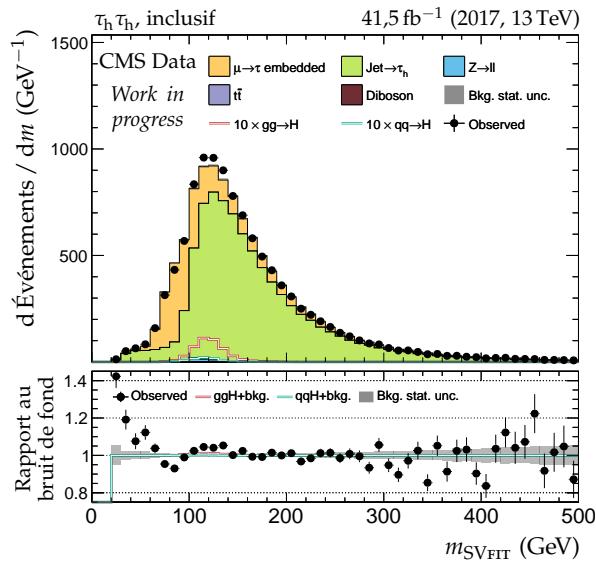
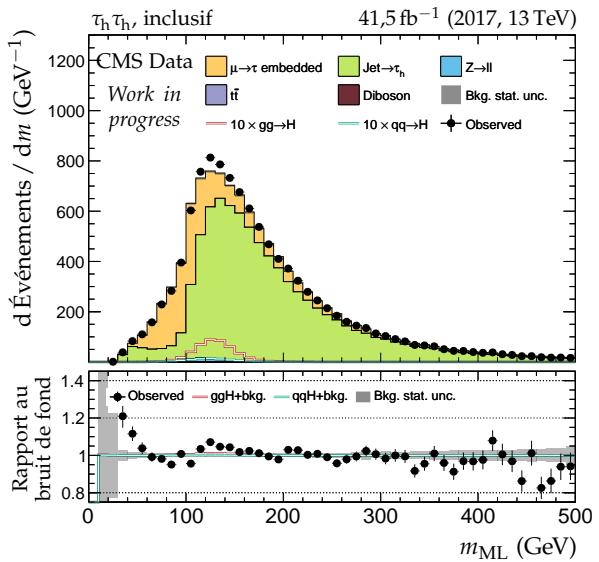
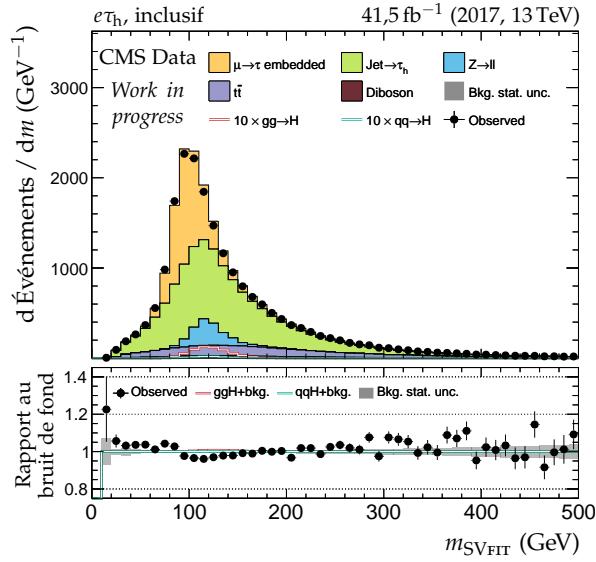
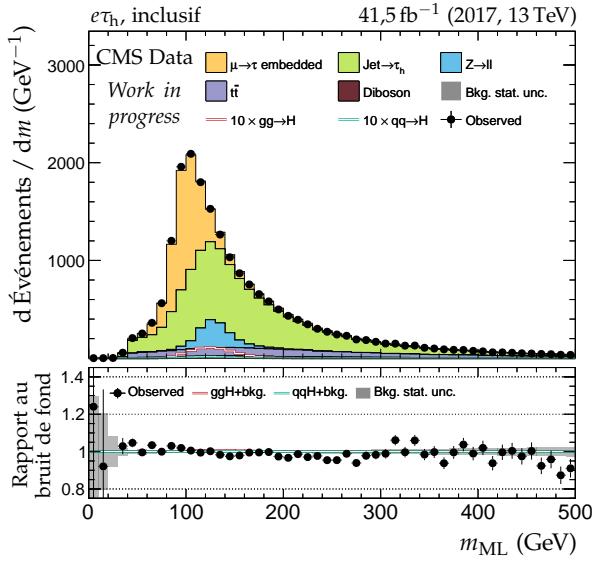
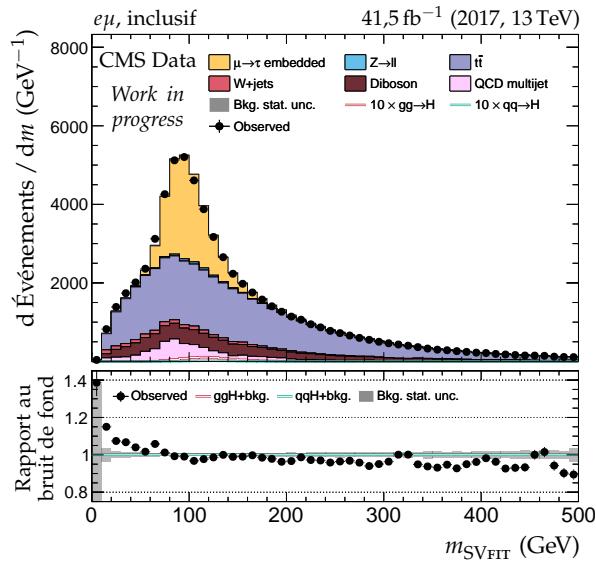
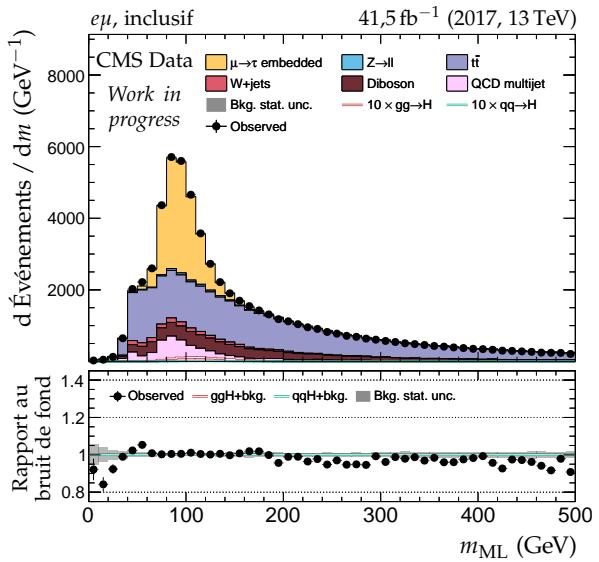
8.2.3 Distributions par topologies

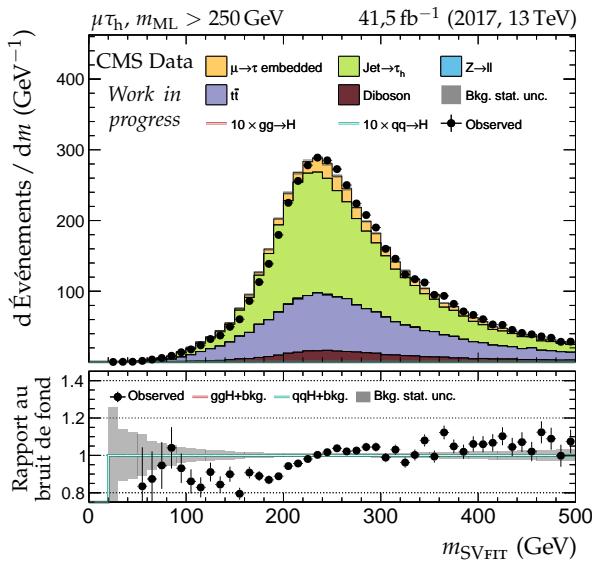
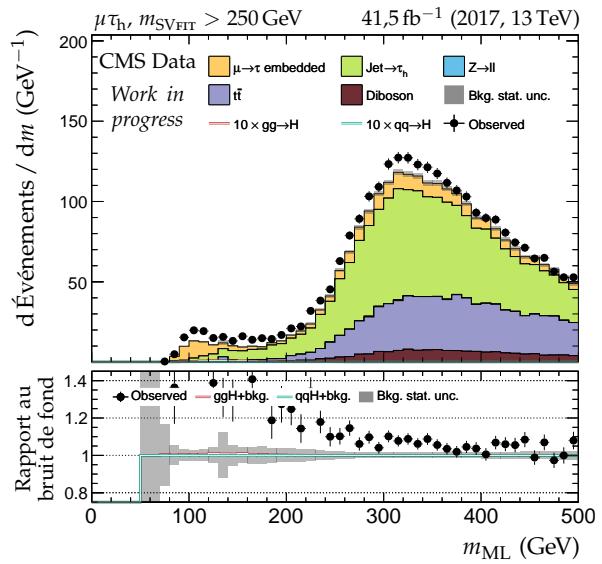
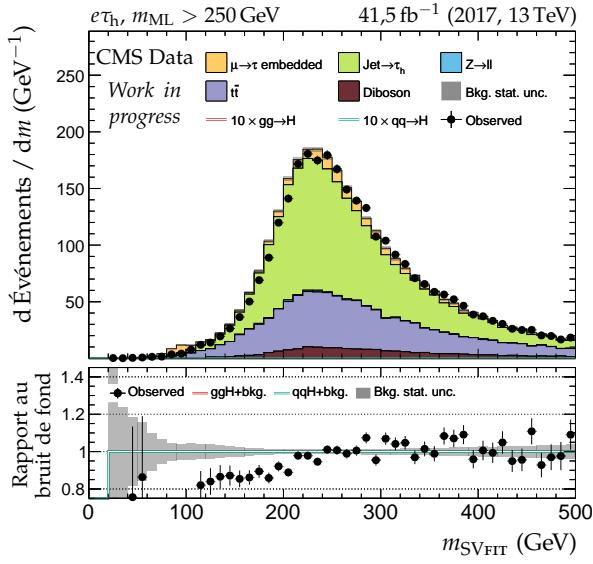
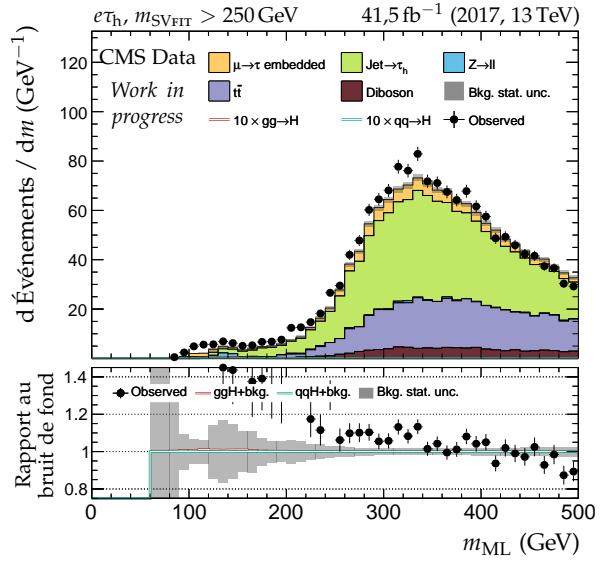
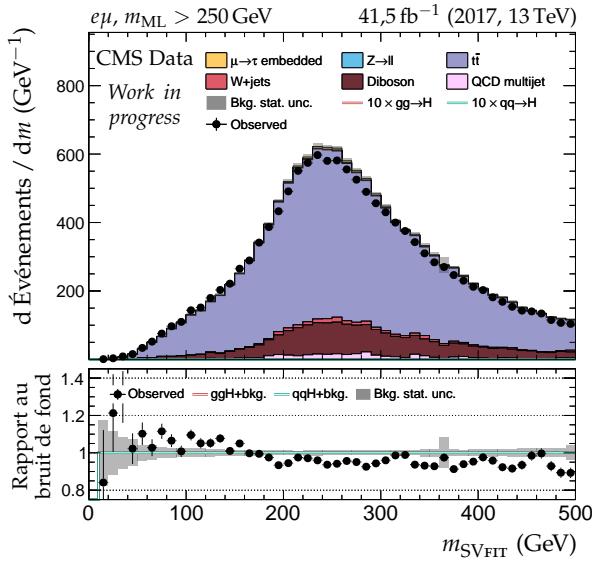
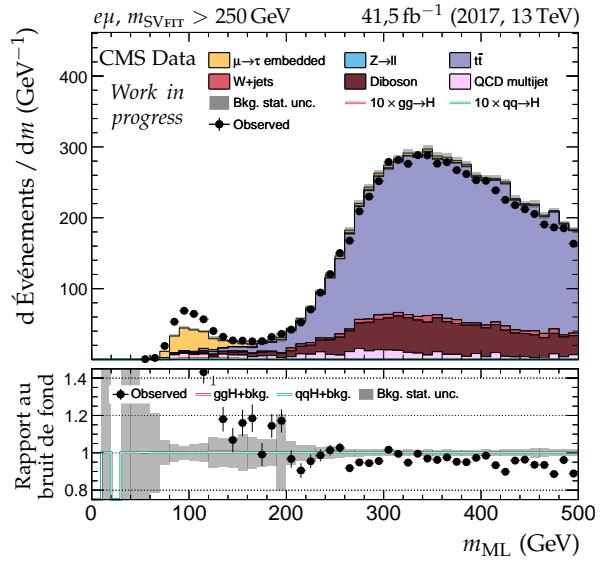
Les distributions de m_{SVFIT} et m_{ML} sont comparées dans le cas de topologies spécifiques d'événements. Ces topologies correspondent à certaines catégories de l'analyse du boson de Higgs du modèle standard dans sa désintégration en paire de leptons τ n'utilisant pas de réseau de neurones pour obtenir une variable discriminante [36, 205].

La figure 5.47 correspond aux événements du canal $\tau_h\tau_h$ sans jets et tels que la distance ΔR entre les deux éléments du dilepton dans le plan (η, ϕ) soit inférieure à 3,2. Avec m_{SVFIT} , le signal du boson Z est situé au-dessus de 100 GeV et est complètement mélangé avec les faux τ_h . En revanche, le passage à m_{ML} a pour effet de décaler les faux τ_h d'une dizaine de GeV vers les hautes valeurs alors que le signal du Z est en partie estimé à plus basse masse.

Cet effet est encore plus visible dans le cas des événements vérifiant l'une des deux conditions suivantes :

- moins de deux jets et tels que $\Delta R \geq 3,2$;

(a) m_{SVFIT} , canal $\tau_h \tau_h$.(b) m_{ML} , canal $\tau_h \tau_h$.(c) m_{SVFIT} , canal $e \tau_h$.(d) m_{ML} , canal $e \tau_h$.(e) m_{SVFIT} , canal $e \mu$.(f) m_{ML} , canal $e \mu$.**Figure 5.45 – Distributions de m_{SVFIT} et m_{ML} en 2017 dans les canaux $\tau_h \tau_h$, $e \tau_h$ et $e \mu$.**

(a) m_{SVFIT} pour $m_{\text{ML}} > 250$ GeV, canal $\mu \tau_h$.(b) m_{ML} pour $m_{\text{SVFIT}} > 250$ GeV, canal $\mu \tau_h$.(c) m_{SVFIT} pour $m_{\text{ML}} > 250$ GeV, canal $e \tau_h$.(d) m_{ML} pour $m_{\text{SVFIT}} > 250$ GeV, canal $e \tau_h$.(e) m_{SVFIT} pour $m_{\text{ML}} > 250$ GeV, canal $e \mu$.(f) m_{ML} pour $m_{\text{SVFIT}} > 250$ GeV, canal $e \mu$.**Figure 5.46** – Distributions de m_{SVFIT} et m_{ML} en 2017 sur les événements de haute masse des canaux $\mu \tau_h$, $e \tau_h$ et $e \mu$.

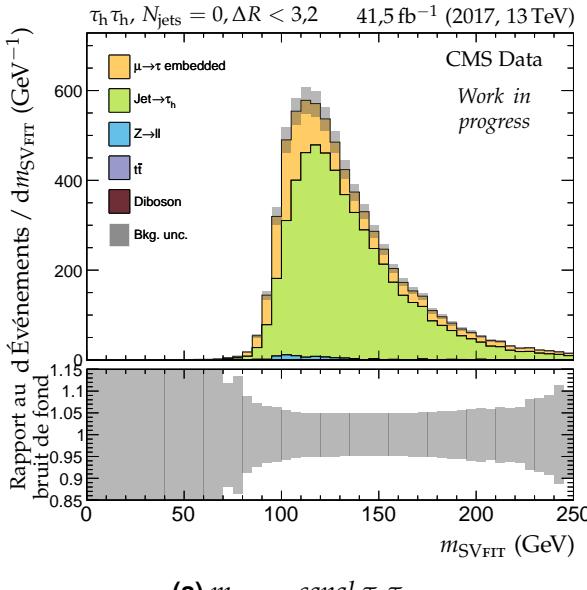
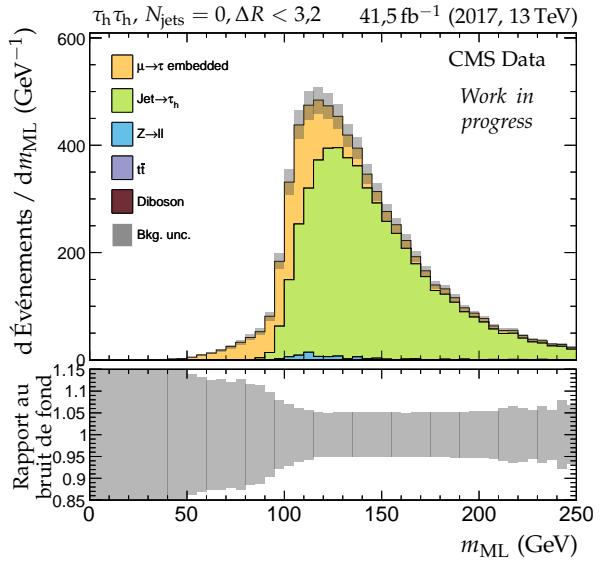
(a) m_{SVFIT} , canal $\tau_h \tau_h$.(b) m_{ML} , canal $\tau_h \tau_h$.

Figure 5.47 – Distributions de m_{SVFIT} et m_{ML} en 2017 dans le canal $\tau_h \tau_h$ avec les événements sans jets et tels que la distance ΔR entre les deux éléments du dilepton dans le plan (η, ϕ) soit inférieure à 3,2.

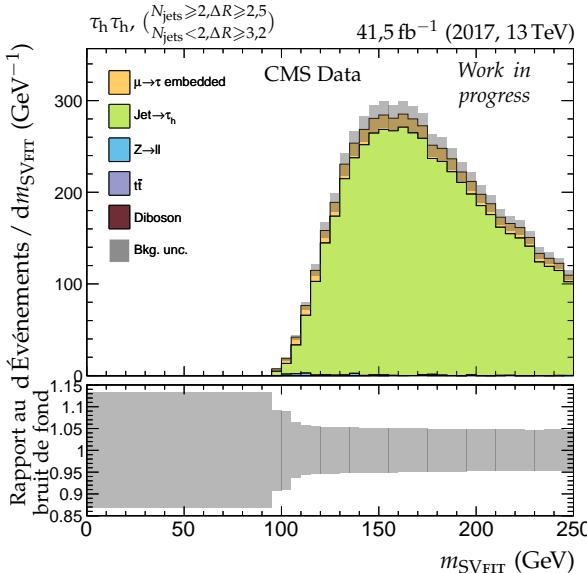
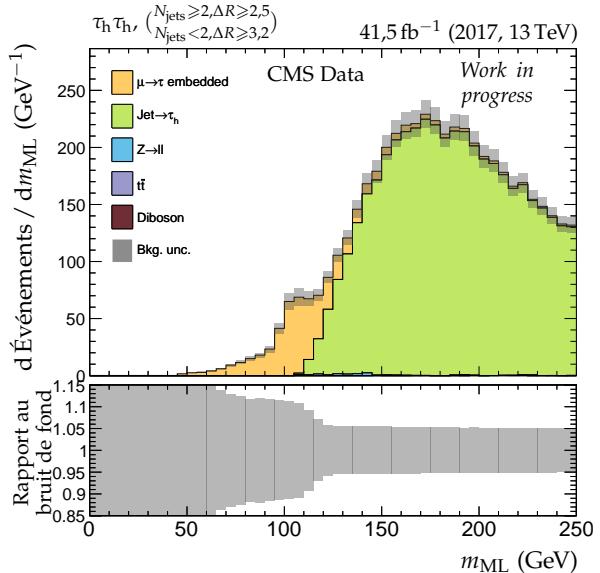
(a) m_{SVFIT} , canal $\tau_h \tau_h$.(b) m_{ML} , canal $\tau_h \tau_h$.

Figure 5.48 – Distributions de m_{SVFIT} et m_{ML} en 2017 dans le canal $\tau_h \tau_h$ avec les événements contenant moins de deux jets et tels que la distance ΔR entre les deux éléments du dilepton dans le plan (η, ϕ) soit supérieure à 3,2 ou contenant au moins deux jets et $\Delta R \geq 2,5$.

— au moins deux jets et tels que $\Delta R \geq 2,5$;

dont les distributions de m_{SVFIT} et m_{ML} sont données en figure 5.48. Dans ce cas, la distribution de m_{SVFIT} sur les données encapsulées est complètement confondue avec celle des faux τ_h , tandis que les valeurs de m_{ML} font apparaître un signal aux alentours de 100 GeV correspondant au boson Z , sa masse étant donc surestimée de 10 GeV environ.

La sensibilité de B'' au boson de Higgs du modèle standard h est comparable avec celle de SVFIT. Par exemple, avec les événements du canal $\mu \tau_h$ contenant au moins deux jets avec la masse invariante des deux jets principaux m_{jj} inférieure à 350 GeV et tels que la distance ΔR entre les deux éléments du dilepton dans le plan (η, ϕ) soit inférieure à 2,5, les distributions de m_{SVFIT} et m_{ML} en figure 5.49 montrent un rapport au bruit de fond similaire pour le signal associé à h .

Lorsque m_{jj} est supérieure à 1 TeV en revanche, en figure 5.50, la distribution du signal de h est

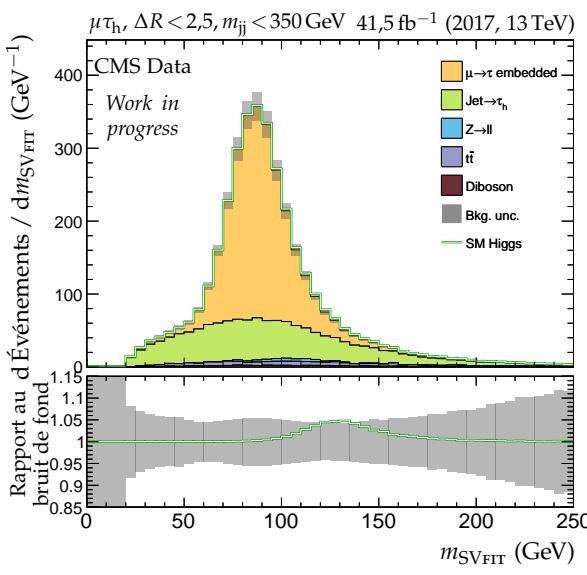
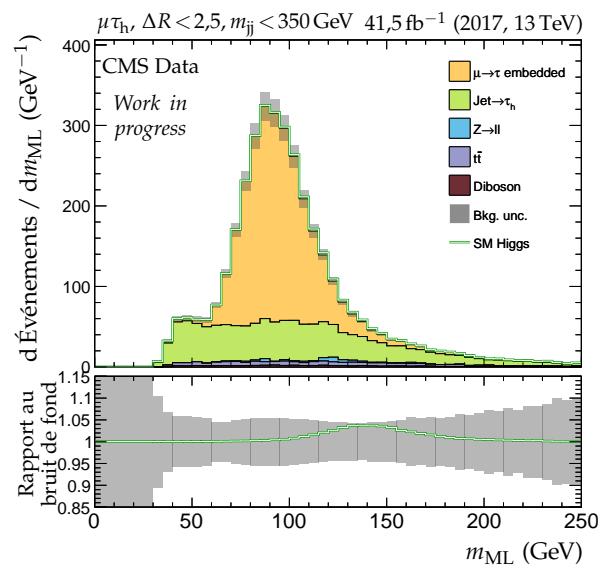
(a) m_{SVFIT} , canal $\mu \tau_h$.(b) m_{ML} , canal $\mu \tau_h$.

Figure 5.49 – Distributions de m_{SVFIT} et m_{ML} en 2017 dans le canal $\mu \tau_h$ avec les événements contenant au moins deux jets avec la masse invariante des deux jets principaux m_{jj} inférieure à 350 GeV et tels que la distance ΔR entre les deux éléments du dilepton dans le plan (η, ϕ) soit inférieure à 2,5.

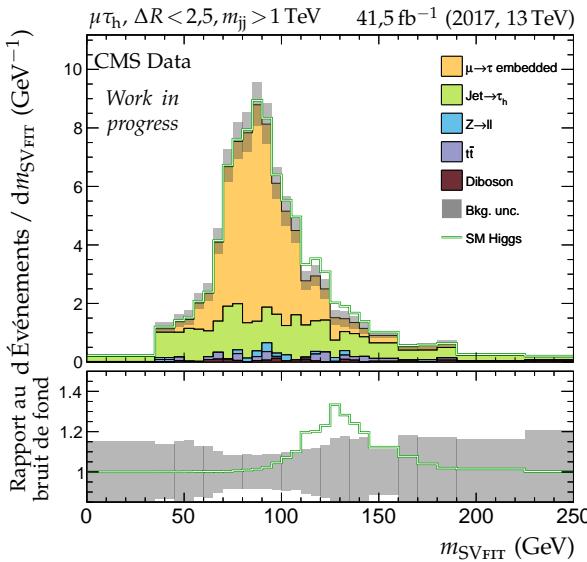
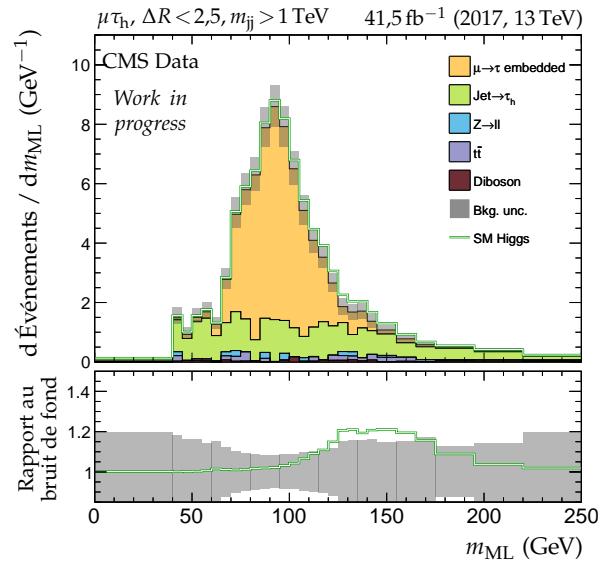
(a) m_{SVFIT} , canal $\mu \tau_h$.(b) m_{ML} , canal $\mu \tau_h$.

Figure 5.50 – Distributions de m_{SVFIT} et m_{ML} en 2017 dans le canal $\mu \tau_h$ avec les événements contenant au moins deux jets avec la masse invariante des deux jets principaux m_{jj} supérieure à 1 TeV et tels que la distance ΔR entre les deux éléments du dilepton dans le plan (η, ϕ) soit inférieure à 2,5.

plus étalée avec m_{ML} qu'avec m_{SVFIT} . Il en résulte une sensibilité diminuée.

Notre modèle propose donc des estimations de la masse des particules se désintégrant en paires de leptons τ comparables à SVFIT, actuellement utilisé au sein de la collaboration CMS. Selon les topologies des événements considérés, la description du boson de Higgs h est similaire. Celle du boson Z est parfois meilleure avec notre modèle.

8.2.4 Vitesses d'exécution

L'algorithme de SVFIT est connu pour être relativement long en termes de temps d'exécution. Cela provient de la démarche de SVFIT qui consiste à réaliser un ajustement de la valeur de m_{SVFIT}

aux observables de chaque événement. Plus de détails sur cette méthode sont disponibles dans la référence [230]. Dans le cas d'un DNN, l'ajustement en fonction des variables d'entrées est réalisé une fois pour toutes lors de l'entraînement du modèle. Le DNN B" a été entraîné en 15 minutes environ. Puis, l'obtention des prédictions m_{ML} de B" consiste à appliquer la fonction F de B" aux variables d'entrée. La figure 5.51 compare les temps d'exécution moyens par événement de deux scripts, l'un en C++ pour obtenir les valeurs de m_{SVFIT} , l'autre en Python pour obtenir celles de m_{ML} .

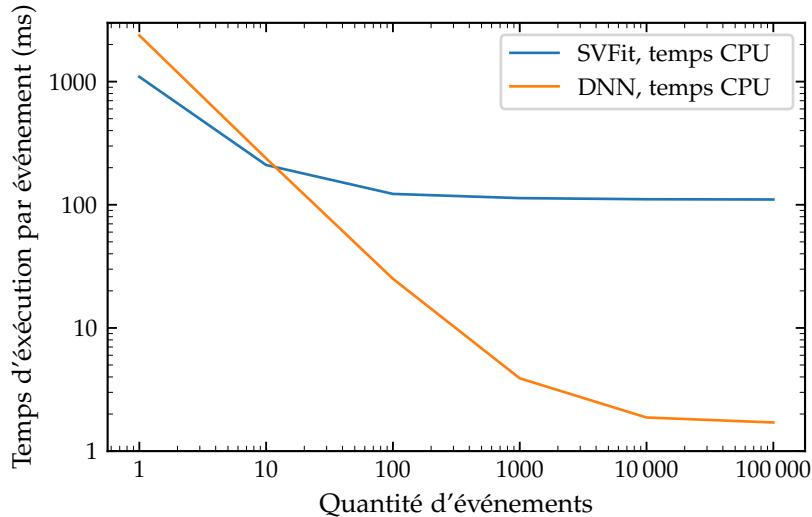


Figure 5.51 – Temps nécessaire à l'obtention des prédictions de masse avec SVFIT et avec le DNN B".

Pour 10 événements ou moins à traiter, le script de SVFIT est plus rapide que celui du DNN. Ceci est dû au langage utilisé ainsi qu'au temps de chargement du DNN. Cependant, une quantité si faible d'événements à traiter est rarement rencontrée dans les analyses du Run II à CMS où le nombre d'événements se compte au moins en millions. Sur la figure 5.51, le temps moyen par événement pour chacun des deux scripts stagne à partir de 100 événements avec SVFIT et 10 000 avec le DNN. Le script de SVFIT nécessite 110 ms par événement contre seulement 1,71 ms avec le DNN.

Les prédictions de notre modèle sont donc obtenues 60 fois plus rapidement que celles de SVFIT. Dans le contexte des futurs *runs* du LHC et surtout du HL-LHC, l'augmentation de la luminosité et donc du nombre d'événements à traiter rend l'utilisation d'un DNN à la place de SVFIT pertinente dans l'optique de minimiser les temps d'exécution des analyses.

9 Conclusion

Le *machine learning* (ML) est une branche de l'intelligence artificielle permettant d'obtenir des modèles pouvant réaliser des classifications ou des régressions. De tels modèles sont déjà exploités en physique des particules afin de réaliser diverses tâches, comme l'identification des jets issus de quarks b par exemple.

Nous avons étudié la possibilité de prédire la masse d'une résonance se désintégrant en paire de leptons τ grâce au ML. En effet, la phénoménologie de ces événements ne permet pas d'obtenir la masse invariante totale du système dans l'état final. Les travaux réalisés par BÄRTSCHI & coll. sur ce sujet donnent des résultats prometteurs, mais l'empilement n'y est pas pris en compte et la modélisation du détecteur CMS approximée. À partir d'événements simulés par nos soins à l'aide de FASTSIM, nous avons pris en compte l'empilement et modélisé le détecteur plus précisément.

Nous avons construit et entraîné des arbres de décision améliorés à l'aide de la librairie XGBOOST et des réseaux de neurones profonds à l'aide des librairies KERAS et TENSORFLOW. Le principe et l'entraînement de ces types de modèle ont été présentés. De nombreuses combinaisons d'hyperparamètres, propriétés des modèles régissant par exemple leur structure interne, ont été étudiées et comparées. Il en ressort que certaines variables d'entrée sont des informations pertinentes pour les modèles afin d'estimer plus fidèlement la masse de la résonance. Les réseaux de neurones proposent

de meilleures performances que les arbres de décision améliorés d'après les métriques d'évaluation que nous avons utilisé, en particulier pour les valeurs de masse de la résonance correspondant aux bosons Z et h du modèle standard. Les performances des réseaux de neurones dépendent également fortement de l'algorithme d'optimisation utilisé lors de l'entraînement.

Nous avons alors déterminé une combinaison performante d'hyper-paramètres correspondant au modèle B. Divers effets sur ses prédictions ont été étudiés. Ainsi, l'empilement doit être pris en compte lors de l'entraînement.

Un effet majeur sur la précision des prédictions est lié à la reconstruction des particules. Dans le cas d'une reconstruction parfaite des particules, c'est-à-dire en utilisant les objets générés correspondants au lieu des objets reconstruits, la résolution relative sur la masse de la résonance est de 3 % contre 20 à 25 % sinon. De plus, les faux τ_h perturbent les prédictions des modèles à basse masse, en particulier dans la région des bosons Z et h . Cependant, l'entraînement de modèles spécifiques aux différents canaux ou aux différentes phénoménologies de canaux n'apporte pas de gain en termes de précision des prédictions. L'utilisation de la PFMET au lieu de la PUPPIMET a un effet négligeable sur les prédictions du modèle face à sa résolution.

La gamme de masse explorée lors de l'entraînement définit la zone utile du modèle, ses prédictions étant en bonne approximation restreintes à cet intervalle. Cependant, il n'est pas possible d'étendre cet intervalle à l'infini et des effets de bord apparaissent sur les prédictions du modèle. Nous avons modifié la fonction de coût afin de rejeter dynamiquement certains événements de l'entraînement pour réduire cet effet de bord avec succès. L'exploitation de la queue à hautes valeurs de la distribution de la masse de la résonance, objectif des prédictions des modèles, a permis d'améliorer encore les prédictions moyennes obtenues avec le modèle B". Ce modèle permet de reconstruire avec succès la masse d'une résonance se désintégrant en paire de leptons τ entre 50 GeV et 800 GeV avec une précision de 20 à 25 %.

La prédition du modèle B", m_{ML} , a été utilisée en tant que variable discriminante à la place de m_T^{tot} pour obtenir les limites d'exclusion indépendantes du modèle de l'analyse présentée dans le chapitre 4 sur l'année 2017. Malgré des valeurs plus proches de la vraie masse de la résonance ainsi qu'une meilleure résolution que m_T^{tot} , m_{ML} ne permet pas de repousser les limites d'exclusion obtenues. Ceci est dû aux processus physiques tels que les faux τ_h ne correspondant pas à une résonance se désintégrant en paire de leptons τ mais passant les critères de sélection des événements appliqués. L'utilisation de m_{ML} en tant que variable discriminante pour la recherche de bosons de Higgs supplémentaires de haute masse n'est donc pas pertinente. D'autres analyses peuvent en revanche bénéficier de ce projet. Son utilisation dans un autre but que d'obtenir une variable discriminante est également envisageable, par exemple pour la sélection des événements.

Notre modèle permet en effet de mieux séparer les événements $Z \rightarrow \tau\tau$ des faux τ_h que m_T^{tot} . De plus, une comparaison des valeurs de m_{ML} à celles de m_{SVFIT} , obtenues par l'algorithme SVFIT déjà utilisé par la collaboration CMS, a permis de mettre en lumière une meilleure description du boson Z par notre modèle. En effet, certains événements $Z \rightarrow \tau\tau$ sont prédits au-delà de 250 GeV par SVFIT, alors que la masse du Z est de 91,2 GeV. Parmi ces événements, notre modèle en prédit aux alentours de 100 GeV, ce qui est plus proche de la valeur vraie. L'effet inverse, c'est-à-dire des événements tels que $m_{ML} > 250$ GeV alors que $m_{SVFIT} \simeq 100$ GeV pour le boson Z , n'est pas observé. La sensibilité au boson de Higgs du modèle standard h est similaire avec m_{SVFIT} ou m_{ML} dans certaines topologies d'événements. Pour d'autres, le signal de h est plus étendu avec m_{ML} qu'avec m_{SVFIT} , donnant une sensibilité moindre. L'utilisation de processus physiques plus variés pour entraîner les modèles pourrait améliorer leurs prédictions sur de telles topologies. Des performances en termes de résolution similaires voire meilleures que celles de SVFIT sont donc envisageables avec des réseaux de neurones.

Le temps nécessaire pour obtenir les prédictions de masse est 60 fois plus court avec notre modèle qu'avec SVFIT. Les futures analyses de la collaboration CMS seront basées sur de plus grandes quantité d'événements, l'utilisation des réseaux de neurones au lieu de SVFIT présente donc un intérêt certain afin de minimiser leur coût computationnel.

Le modèle B" développé au cours de ma thèse [265] peut être récupéré [266] et utilisé dans d'autres analyses. Le groupe en charge de l'analyse des événements avec une paire de leptons τ

dans le cadre du NMSSM (*Next to MSSM*), modèle contenant sept bosons de Higgs contre cinq dans le MSSM introduit au chapitre 1, a déjà manifesté un intérêt pour notre modèle. De même, l'utilisation de B'' pour l'analyse des événements $hh \rightarrow b\bar{b}\tau\tau$, c'est-à-dire avec deux bosons de Higgs dont l'un se désintègre en paire de quarks b et l'autre en paire de leptons τ , est déjà étudiée. La topologie de ces événements, différente des événements contenant uniquement $h \rightarrow \tau\tau$, permet de tester notre modèle dans des situations inédites.

Conclusion et perspectives

L'extension supersymétrique minimale du modèle standard (MSSM) introduite au chapitre 1 est une des théories visant à combler les lacunes du modèle standard (SM), par exemple l'existence de la matière noire. Dans le MSSM, quatre bosons de Higgs sont présents en plus de celui prévu par le SM (h), deux chargés (H^\pm) et deux neutres (H, A). La phénoménologie de ces derniers dans les collisionneurs tels que le LHC favorise le canal de désintégration en paire de leptons τ ($H/A \rightarrow \tau\tau$) pour la recherche d'un signal indiquant leur présence, qui serait une preuve de l'existence d'une nouvelle physique au-delà du SM (BSM).

Les travaux réalisés lors de cette thèse exploitent les données expérimentales récoltées par le détecteur CMS lors des collisions de protons du Run II du LHC à une énergie dans le centre de masse de 13 TeV, correspondant à une luminosité intégrée de 137 fb^{-1} . Le détecteur CMS a été présenté dans le chapitre 2. Les particules issues des collisions y laissent des signaux lors de leur passage. Ceux-ci sont utilisés pour reconstruire les particules correspondantes. Les propriétés de ces dernières permettent d'étudier les processus physiques ayant eu lieu lors de la collision initiale.

La signature expérimentale d'un parton issu de la collision, c'est-à-dire un quark ou un gluon, est un jet. Il s'agit d'un objet physique complexe composé de plusieurs particules. De nombreuses analyses de la collaboration CMS exploitent les jets et les incertitudes liées à leur énergie sont généralement parmi les plus importantes. La bonne caractérisation de ces objets physiques est donc cruciale. Dans cette thèse, les événements contenant un photon et un jet ($\gamma + \text{jet}$) sont utilisés afin de calibrer les jets en énergie. Les résultats obtenus lors de cette thèse pour les années 2018 et 2017-UL, présentés dans le chapitre 3, sont exploités dans la calibration officielle de la collaboration.

La recherche de bosons de Higgs supplémentaires de haute masse se désintégrant en paire de τ a été présentée dans le chapitre 4. L'estimation des bruits de fond dus aux processus du SM est majoritairement obtenue à partir des données observées elles-mêmes. Plusieurs catégories d'événements sont définies afin d'augmenter la sensibilité de l'analyse à H et A . Aucune déviation significative par rapport aux prédictions du SM n'est observée dans les distributions des variables discriminantes des différentes catégories. Des limites hautes ont alors été déterminées par la méthode CL_s sur la section efficace de production de H et A , multipliée par leur rapport de branchements à la désintégration en paire de leptons τ . Une région d'exclusion du MSSM en faveur du SM, déterminée dans le plan ($m_A, \tan\beta$) pour le scénario M_h^{125} , permet d'exclure $m_A < 600\text{ GeV}$. Dans le cas du scénario $M_{H_1}^{125}(\text{CPV})$, une violation de CP par les bosons de Higgs est possible. Les états propres de masse sont H_1, H_2 et H_3 au lieu de h, H et A , c'est pourquoi la région d'exclusion est donnée dans le plan ($m_{H^\pm}, \tan\beta$) et H_1 doit jouer le rôle du boson découvert en 2012. Les valeurs de m_{H^\pm} inférieures à 400 GeV sont exclues.

Les neutrinos issus des désintégrations des leptons τ sont invisibles dans les détecteurs du LHC. L'incertitude inhérente due à l'impossibilité de les mesurer dégrade la précision et les performances des analyses. Les travaux présentés dans le chapitre 5 ont permis d'obtenir un réseau de neurones profond (DNN) capable de reconstruire la masse d'une particule se désintégrant en paire de leptons τ entre 50 GeV et 800 GeV avec une précision de 20 à 25 %. Une avancée majeure par rapport aux précédentes études est l'inclusion de l'empilement dans l'entraînement du DNN qui peut alors être directement exploité dans les analyses de CMS.

Malgré une meilleure résolution sur le signal de H et A que m_T^{tot} , la variable discriminante actuellement utilisée dans l'analyse du chapitre 4, ce modèle ne permet pas d'étendre les limites d'exclusion obtenues. Cela est dû aux contributions des fausses paires de leptons τ , dont l'estimation de la masse par le DNN se retrouve dans la région de signal du MSSM. Un bon estimateur de masse n'est donc

pas forcément une bonne variable discriminante. Cependant, ce DNN permet de mieux séparer le signal du boson Z de celui des processus $t\bar{t}$ que m_T^{tot} . Il pourrait donc déjà bénéficier à d'autres analyses. De plus, une comparaison de ses estimations de masse à celles de l'algorithme SVFIT utilisé par la collaboration CMS montre une meilleure description du boson Z et une sensibilité au boson de Higgs du modèle standard équivalente dans certaines topologies d'événements, tout en étant 60 fois plus rapide à fournir ces estimations. Avec l'augmentation considérable de la quantité d'événements à traiter dans les futures analyses de physique des particules, notamment durant le Run III du LHC et au HL-LHC, la rapidité du DNN par rapport à SVFIT est un atout majeur.

L'entraînement du DNN est basé sur des événements où un boson de Higgs \mathcal{H} de masse variable est produit par fusion de gluons. L'exploitation d'autres modes de production pourrait améliorer les performances du DNN sur les topologies correspondantes. Il est de plus envisageable d'inclure des événements correspondant expressément au boson Z et aux modes de production associés, en plus de ceux pour lesquels $m_{\mathcal{H}} \simeq m_Z$, pour augmenter encore le pouvoir discriminant du DNN déjà plus important que celui de m_T^{tot} dans cette région de l'espace des phases. La prise en compte des fausses paires de leptons τ dans l'entraînement n'est pas triviale car il n'est pas possible de définir une valeur physique de masse à prédire dans ce cas.

L'utilisation du DNN issu des travaux de cette thèse est déjà envisagée dans deux analyses de la collaboration CMS. La première est l'analyse des événements avec une paire de leptons τ dans le cadre du NMSSM (*Next to MSSM*), théorie plus complexe que le MSSM dans laquelle existent sept bosons de Higgs au lieu de cinq. La topologie des événements y est la même que dans l'analyse menée dans cette thèse, l'implémentation du DNN est donc directe. La seconde porte sur les événements avec deux bosons de Higgs du SM (h), l'un se désintégrant en paire de τ et l'autre en paire de quarks b ($hh \rightarrow b\bar{b}\tau\tau$). L'utilisation du DNN n'est pas directe à cause de la présence des deux jets de quarks b , situation inédite par rapport aux travaux menés dans cette thèse. La prise en compte de ces jets dans les variables d'entrée du DNN n'est pas triviale et les études actuelles menées par le groupe en charge de cette analyse tendent à montrer une dégradation des performances par rapport au simple cas $\mathcal{H} \rightarrow \tau\tau$ pour lequel il est conçu. Comme exprimé précédemment, inclure des événements $hh \rightarrow b\bar{b}\tau\tau$ dans l'entraînement du DNN pourrait remédier à cette dégradation. Une piste prometteuse est d'étudier l'effet du boson de Higgs se désintégrant en $b\bar{b}$ sur le recul de celui donnant la paire de τ .

Dans l'optique de l'analyse « résonnante » des événements $hh \rightarrow b\bar{b}\tau\tau$, c'est-à-dire lorsque les deux bosons h sont eux-mêmes issus d'une seule particule initiale, il est envisageable de créer un autre DNN spécialement conçu pour prédire directement la masse de celle-ci. Par rapport au DNN utilisé pour les événements $\mathcal{H} \rightarrow \tau\tau$, la liste des variables d'entrée pourrait être complétée par des observables liées aux quarks b et aux jets résultants.

L'utilisation d'un DNN, ou plus généralement du *machine learning*, afin d'estimer la masse d'une résonance se désintégrant en paire de leptons τ est ainsi très prometteuse. Les analyses futures, en particulier lors du Run III dès 2022, pourraient bénéficier d'une meilleure résolution et d'une vitesse accrue par rapport aux outils actuels. Ces avancées pourraient mener à des mesures encore plus précises des paramètres du SM, à mieux contraindre les modèles BSM tels que le MSSM et le NMSSM voire à l'observation d'une nouvelle physique. De tels résultats permettront aux théoriciens de formuler de nouveaux modèles plus complets et plus à même de décrire l'Univers que l'actuel SM, qui seront eux-mêmes expérimentalement testés, perpétuant ainsi la marche scientifique ayant déjà mené avec succès à de nombreuses découvertes.

Annexe A

Systèmes d'unités

Le système d'unité utilisé dans cette thèse est le système dit « naturel » (UN), différent du système international (SI) [275] plus largement utilisé. À chaque grandeur physique correspond une dimension, basée sur les sept dimensions et unités fondamentales du SI :

- le temps T, en seconde ;
- la longueur L, en mètre ;
- la masse M, en kilogramme ;
- le courant électrique I, en ampère ;
- la température Θ, en kelvin ;
- la quantité de matière N, en mole ;
- l'intensité lumineuse J, en candela.

La définition des sept unités fondamentales repose sur autant de constantes physiques dont la valeur est fixée par convention. Ainsi, la seconde est déterminée par la fréquence de la transition hyperfine du césium $\Delta\nu_{\text{Cs}} = 9\,192\,631\,770\,\text{Hz}$. Le mètre peut alors être défini à partir de la vitesse de la lumière dans le vide $c = 299\,792\,458\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Puis, le kilogramme est obtenu grâce à ces deux premières unités et la constante de Planck $h = 6,626\,070\,15 \times 10^{-34}\,\text{J}\cdot\text{s}$. Les grandeurs physiques usuellement rencontrées, exprimées avec ces unités, ont généralement des valeurs facilement manipulables. Par exemple, une personne peut mesurer 1,7 m et peser 70 kg.

Cependant, en physique des particules, ces unités ne sont pas adaptées aux échelles des grandeurs physiques exploitées. C'est pourquoi un autre système d'unités, dites naturelles, (UN) est utilisé dans lequel $\hbar = c = 1$. Les dimensions fondamentales de masse, longueur et temps sont remplacées par les dimensions de \hbar , c et d'énergie en GeV, avec $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ et $1\,\text{GeV} = 10^9\,\text{eV} = 10^9 \times e \times 1\,\text{V}$, e étant la charge électrique élémentaire. Ce changement de dimensions fondamentales permet toujours de décrire toutes les grandeurs physiques, comme un changement de système de coordonnées permet toujours de décrire toutes les positions possibles.

Dans le UN, une masse s'exprime ainsi en $\text{GeV}\cdot\text{c}^{-2}$, une longueur en $\hbar\cdot c \cdot \text{GeV}^{-1}$, une durée en $\hbar\cdot\text{GeV}^{-1}$, etc. Par abus de langage, comme $\hbar = c = 1$, les facteurs \hbar et c sont omis. Une masse s'exprime alors en GeV, ce qui devrait pourtant correspondre à une énergie. Par exemple, l'électron possède une masse de $9,11 \times 10^{-31}\,\text{kg}$, soit 511 keV. Le tableau A.1 résume le passage entre (M, L, T), ($\hbar = c = 1$, GeV) et ($\hbar = c = 1$, GeV).

Grandeur	Dimensions : (M, L, T), ($\hbar = c = 1$, GeV)	Conversion SI → UN
Masse	M	$\text{GeV}\cdot\text{c}^{-2}$
Longueur	L	$\hbar\cdot c \cdot \text{GeV}^{-1}$
Durée	T	$\hbar\cdot\text{GeV}^{-1}$
Énergie	ML^2T^{-2}	GeV
Impulsion	MLT^{-1}	$\text{GeV}\cdot\text{c}^{-1}$
		GeV
		$1\,\text{kg} = 5,61 \times 10^{26}\,\text{GeV}$
		$1\,\text{m} = 5,07 \times 10^{15}\,\text{GeV}^{-1}$
		$1\,\text{s} = 1,52 \times 10^{24}\,\text{GeV}^{-1}$
		$1\,\text{J} = \frac{10^{-3}}{1,6 \times 10^{-19}}\,\text{GeV}$
		$1\,\text{kg}\cdot\text{m}\cdot\text{s}^{-1} = 1,87 \times 10^{18}\,\text{GeV}$

Tableau A.1 – Équivalence entre les systèmes d'unités international et naturel pour quelques grandeurs physiques.

Annexe B

Notions mathématiques

Convention de sommation d'Einstein Il s'agit d'un raccourci de notation allégeant les équations. Ainsi, pour un espace de Minkowski de métrique η ,

$$a_\mu b^\mu = a^\mu b_\mu = a^\mu \eta_{\mu\nu} b^\nu = a_\mu \eta^{\mu\nu} b_\nu = a^0 b^0 - \sum_{i=1}^3 a^i b^i \quad (\text{B.1})$$

car la métrique de Minkowski est ici

$$\eta = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.2})$$

Matrices de Pauli

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.3})$$

Matrices de Dirac ou matrices gamma

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} \mathbb{I}_{2 \times 2} & 0_{2 \times 2} \\ 0_{2 \times 2} & -\mathbb{I}_{2 \times 2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma^1 = \begin{pmatrix} 0_{2 \times 2} & \sigma_1 \\ -\sigma_1 & 0_{2 \times 2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\gamma^2 = \begin{pmatrix} 0_{2 \times 2} & \sigma_2 \\ -\sigma_2 & 0_{2 \times 2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^3 = \begin{pmatrix} 0_{2 \times 2} & \sigma_3 \\ -\sigma_3 & 0_{2 \times 2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.4})$$

Projecteur chiral

$$\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.5})$$

Matrices de Gell-Mann

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.6})$$

Annexe C

Diagrammes de Feynman

Les diagrammes de Feynman sont des représentations graphiques des équations mathématiques, issues de la théorie quantique des champs, décrivant les interactions entre particules. Grâce à leur aspect visuel simple, ils permettent une approche intuitive de ces équations souvent complexes. Ces diagrammes ont été inventés par Richard Feynman à la fin des années 40 afin de réaliser des calculs de diffusion de particules [276]. Un des tout premiers diagrammes de Feynman présents dans la littérature, sur la figure C.1, représente ainsi la diffusion entre deux électrons. Le temps s'y écoule de bas en haut; l'état initial est donc en bas du diagramme et l'état final en haut. Dans les diagrammes de Feynman du reste de cette thèse, le temps s'écoule de gauche à droite. Ainsi, l'état initial se trouve à gauche et l'état final à droite.

Les diagrammes de Feynman ne représentent pas pour autant la réalité physique des processus étudiés. En effet, seuls les états initiaux et finaux sont réels, les parties internes de chaque diagramme correspondant aux manières de passer d'un état à l'autre. Il faut prendre en compte plusieurs diagrammes de Feynman, parfois de plus en plus complexes, c'est-à-dire d'ordres supérieurs, afin d'obtenir une description fidèle du processus étudié.

Ainsi, pour un processus de type $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, c'est-à-dire un état initial contenant un anti-électron d'impulsion \vec{p}_1 et un électron d'impulsion \vec{p}_2 et un état final contenant un anti-électron d'impulsion \vec{p}_3 et un électron d'impulsion \vec{p}_4 , l'étude complète du phénomène physique (membre de gauche sur la figure C.2) doit prendre en compte la diffusion (premier terme du membre de droite), l'annihilation et réapparition de la paire e^+e^- par interaction électromagnétique (second terme) ou faible (troisième terme) mais aussi des processus plus complexes (quatrième et cinquième termes).

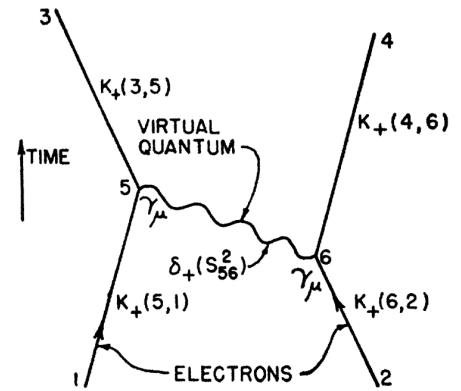


Figure C.1 – Diagramme de Feynman de la diffusion électron-électron présenté dans la référence [276].

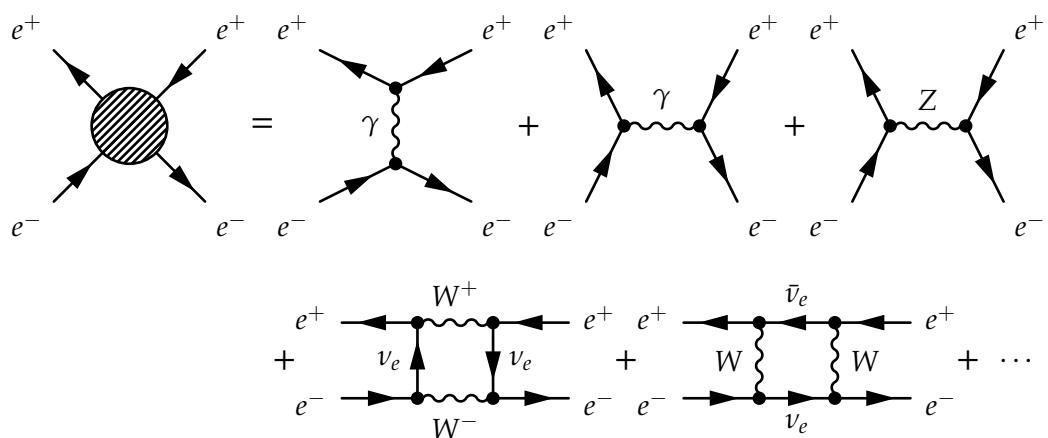


Figure C.2 – Prise en compte de plusieurs diagrammes de Feynman lors de l'étude d'un processus physique donné.

Selon le type de particule se propageant (fermion, photon, boson de Higgs ...), différents types de lignes sont utilisés dans les diagrammes de Feynman. Plusieurs conventions existent, en particulier pour les bosons. La convention utilisée dans cette thèse est illustrée sur la figure C.3.

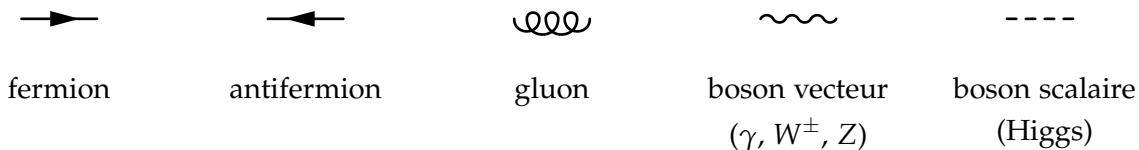


Figure C.3 – Types de particules et lignes correspondantes dans les diagrammes de Feynman.

Les interactions entre les particules ont lieu, dans les diagrammes de Feynman, au niveau des connexions entre les lignes correspondant à ces particules. Ces connexions sont les « vertex » du diagramme. Dans le cadre de la théorie quantique des champs, les interactions entre les particules sont possibles grâce aux termes du lagrangien faisant intervenir les champs correspondants à ces particules. Par exemple, dans le cas de l’interaction électromagnétique abordée dans le chapitre 1, un des termes du lagrangien est

$$\bar{\psi} \gamma^\mu e Q A_\mu \psi = \bar{\psi}_a [\gamma^\mu]_{ab} e Q A_\mu \psi_b, \quad (\text{C.1})$$

faisant intervenir le champ ψ des fermions, $\bar{\psi}$ pour les antifermions ainsi que le champ A_μ des photons. Ce terme correspond directement aux vertex comme celui de la figure C.4, sur laquelle les rôles des différents facteurs présents dans ce terme du lagrangien sont illustrés.

La probabilité de passer d’un état initial $|i\rangle$ à un état final $|f\rangle$ s’exprime

$$P(|i\rangle \rightarrow |f\rangle) = |\mathcal{S}_{fi}|^2, \quad \mathcal{S}_{fi} = \langle f | \mathcal{S} | i \rangle. \quad (\text{C.2})$$

où \mathcal{S} est la matrice de diffusion ou « matrice S » pour *scattering*. Pour déterminer \mathcal{S}_{fi} , il faut sommer les contributions des différents modes de passage de $|i\rangle$ à $|f\rangle$. Les termes de cette somme correspondent aux diagrammes de Feynman permettant le passage de $|i\rangle$ à $|f\rangle$, comme sur la figure C.2. Chacun de ces termes consiste en un produit de différents facteurs. Certains d’eux assurent la conservation de l’énergie et de l’impulsion. De plus, chaque ligne et vertex du diagramme de Feynman correspondant apporte un facteur supplémentaire, dont l’expression exacte est donnée par les règles de Feynman.

Ces diagrammes sont ainsi un outil incontournable en physique des particules. Des diagrammes analogues à ceux de Feynman sont utilisés en physique nucléaire et en physique de la matière condensée, le formalisme étant proche de celui de la physique des particules.

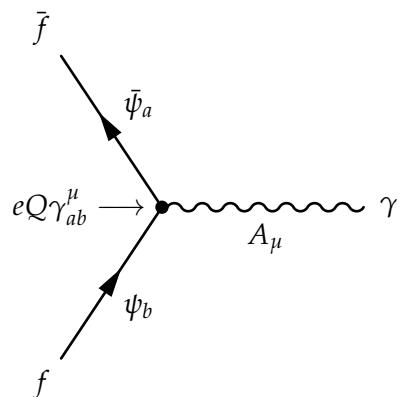


Figure C.4 – Diagramme de Feynman issu du terme du lagrangien du modèle standard de l’équation (C.1). Un fermion f et un antifermion \bar{f} sont présents dans l’état initial et sont décrits par un champ fermionique ψ et son adjoint $\bar{\psi}$. Le champ ψ interagit par ses composantes a et b avec le champ vectoriel A_μ au vertex, avec un couplage donné par $eQ\gamma_{ab}^\mu$. Il en résulte un photon γ , décrit par ce champ A_μ .

Annexe D

Jeux de données – $\gamma + \text{jets}$

Cette annexe présente les jeux de données utilisés pour les analyses du chapitre 3.

1 Jeux de données pour l'analyse 2018 des événements $\gamma + \text{jets}$

L'analyse est basée sur les données à $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ collectées en 2018 par l'expérience CMS, correspondant à une luminosité intégrée de $59,7 \text{ fb}^{-1}$. Les jeux de données utilisés ainsi que leurs gammes de *runs* et luminosités intégrées sont donnés dans le tableau D.1. Seuls les événements certifiés par la collaboration CMS sont considérés. Cette sélection est renseignée dans le fichier JSON

`Cert_314472-325175_13TeV_17SeptEarlyReReco2018ABC_PromptEraD_Collisions18_JSON.txt`

se trouvant dans `Collisions18/13TeV/ReReco/`. Les jeux de données simulées utilisés ainsi que leurs sections efficaces sont donnés dans le tableau D.2.

2 Jeux de données pour l'analyse 2017UL des événements $\gamma + \text{jets}$

L'analyse est basée sur les données à $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ collectées en 2017 par l'expérience CMS, correspondant à une luminosité intégrée de $41,6 \text{ fb}^{-1}$. Les jeux de données utilisés ainsi que leurs gammes de *runs* et luminosités intégrées sont donnés dans le tableau D.3. Seuls les événements certifiés par la collaboration CMS sont considérés. Cette sélection est renseignée dans le fichier JSON

`Cert_294927-306462_13TeV_UL2017_Collisions17_GoldenJSON.txt`

se trouvant dans `Collisions17/13TeV/Legacy_2017/`. Avant que ce fichier ne soit disponible et pour des études préliminaires, le fichier de certification utilisé était celui de l'analyse 2017 « non UL »,

`Cert_294927-306462_13TeV_EOY2017ReReco_Collisions17_JSON.txt`

se trouvant dans `Collisions17/13TeV/ReReco/`. Les jeux de données simulées utilisés ainsi que leurs sections efficaces sont donnés dans le tableau D.4.

Jeu de données	Gamme de run	$\mathcal{L} (\text{fb}^{-1})$
/EGamma/Run2018A-17Sep2018-v2/MINIAOD	315 252 – 316 995	13,98
/EGamma/Run2018B-17Sep2018-v1/MINIAOD	317 080 – 319 310	7,064
/EGamma/Run2018C-17Sep2018-v1/MINIAOD	319 337 – 320 065	6,899
/EGamma/Run2018D-PromptReco-v2/MINIAOD	320 673 – 325 175	31,75

Tableau D.1 – Jeux de données utilisés pour l’analyse 2018 des événements $\gamma + \text{jets}$.

Jeu de données simulées	$\sigma (\text{pb})$
/GJet_Pt-15To6000_TuneCP5-Flat_13TeV_pythia8 ¹	283 000,0

¹ /RunIIAutumn18MiniAOD-102X_upgrade2018_realistic_v15-v1/MINIAODSIM**Tableau D.2** – Jeux de données simulées utilisés pour l’analyse 2018 des événements $\gamma + \text{jets}$.

Jeu de données	Gamme de run	$\mathcal{L} (\text{fb}^{-1})$
/SinglePhoton/Run2017B-09Aug2019_UL2017-v1/MINIAOD	297 046 – 299 329	4,823
/SinglePhoton/Run2017C-09Aug2019_UL2017-v1/MINIAOD	299 368 – 302 029	9,664
/SinglePhoton/Run2017D-09Aug2019_UL2017-v1/MINIAOD	302 030 – 303 434	4,252
/SinglePhoton/Run2017E-09Aug2019_UL2017-v1/MINIAOD	303 824 – 304 797	9,278
/SinglePhoton/Run2017F-09Aug2019_UL2017-v1/MINIAOD	305 040 – 306 462	13,54

Tableau D.3 – Jeux de données utilisés pour l’analyse 2017UL des événements $\gamma + \text{jets}$.

Jeu de données simulées	$\sigma (\text{pb})$
/GJets_HT-40To100_TuneCP5_13TeV-madgraphMLM-pythia8 ¹	18 700,0
/GJets_HT-100To200_TuneCP5_13TeV-madgraphMLM-pythia8 ²	8 640,0
/GJets_HT-200To400_TuneCP5_13TeV-madgraphMLM-pythia8 ¹	2 185,0
/GJets_HT-400To600_TuneCP5_13TeV-madgraphMLM-pythia8 ¹	259,9
/GJets_HT-600ToInf_TuneCP5_13TeV-madgraphMLM-pythia8 ¹	85,31

¹ /RunIISummer19UL17MiniAOD-106X_mc2017_realistic_v6-v1/MINIAODSIM² /RunIISummer19UL17MiniAOD-4cores5k_106X_mc2017_realistic_v6-v1/MINIAODSIM**Tableau D.4** – Jeux de données simulées utilisés pour l’analyse 2017UL des événements $\gamma + \text{jets}$.

Annexe E

Jeux de données – $H \rightarrow \tau\tau$

L’analyse du chapitre 4 est basée sur les données à $\sqrt{s} = 13$ TeV collectées en 2016, 2017 et 2018 par l’expérience CMS, correspondant à une luminosité intégrée de $35,9 + 41,5 + 59,7 \text{ fb}^{-1}$. Seuls les événements certifiés par la collaboration CMS sont considérés. Cette sélection est renseignée dans les fichiers JSON du tableau E.1. Les jeux de données utilisés pour chacun des états finaux considérés, ainsi que leurs gammes de *runs* et luminosités intégrées respectives, sont donnés dans les tableaux E.2, E.3 et E.4.

La modélisation du boson de Higgs du modèle standard est obtenue avec les jeux de données simulées correspondent aux modes de production du boson de Higgs ggh , VBF, VH (Wh , Zh et $ggZh$) et $t\bar{t}h$. Les listes de ces jeux de données simulées utilisés pour les trois années analysées sont données dans les tableaux E.5, E.7 et E.9.

La modélisation des bosons de Higgs neutres additionnels du MSSM, c’est-à-dire $\Phi \rightarrow \tau\tau$ avec $\Phi = H, A$, est obtenue avec les jeux de données $gg \rightarrow \Phi \rightarrow \tau\tau$ et $gg \rightarrow bb\Phi \rightarrow \tau\tau$ simulé avec AMC@NLO [277] et PYTHIA pour l’hadronisation. Les listes de ces jeux de données simulées utilisés pour les trois années analysées sont données dans les tableaux E.6, E.8 et E.10.

Les jeux de données simulées utilisés afin de modéliser les bruits de fond sont listés dans les tableaux E.11, E.12 et E.13. Les différents processus sont regroupés comme suit :

- | | | |
|--|---|---|
| <ul style="list-style-type: none"> — $Z \rightarrow \tau\tau, Z \rightarrow \ell\ell$: — $Z \rightarrow LL$, — $Z + 1$ jet, — $Z + 2$ jets, — $Z + 3$ jets, — $Z + 4$ jets, — EWK $Z \rightarrow LL$, — EWK $Z \rightarrow \nu\nu$; — $t\bar{t}$; | <ul style="list-style-type: none"> — $W + \text{jets}$: — $W + \text{jets}$, — $W + 1$ jet, — $W + 2$ jets, — $W + 3$ jets, — $W + 4$ jets, — EWK W^-, — EWK W^+, — $W\gamma$; | <ul style="list-style-type: none"> — Diboson : — <i>Single top</i>, — VVTo2L2Nu, — WZTo2L2Q, — WZTo3LNu, — ZZTo2L2Q, — ZZTo4L. |
|--|---|---|

Les jeux de données encapsulées (*embedded*) sont listés dans les tableaux E.14, E.15 et E.16. Ces jeux de données sont utilisés dans une estimation du bruit de fond contenant des paires de leptons τ à partir des données elles-mêmes.

Année	Fichier de certification JSON
2016	Cert_271036-284044_13TeV_ReReco_07Aug2017_Collisions16_JSON.txt
2017	Cert_294927-306462_13TeV_EOY2017ReReco_Collisions17_JSON_v1.txt
2018	Cert_314472-325175_13TeV_17SeptEarlyReReco 2018ABC_PromptEraD_Collisions18_JSON.txt

Tableau E.1 – Fichiers de certification JSON.

Canal	Jeu de données	Gamme de run	\mathcal{L} (fb^{-1})
$\tau_h \tau_h$	/Tau/Run2016B-17Jul2018_ver2-v1/MINIAOD	272 007 – 275 376	5,788
$\tau_h \tau_h$	/Tau/Run2016C-17Jul2018-v1/MINIAOD	275 657 – 276 283	2,573
$\tau_h \tau_h$	/Tau/Run2016D-17Jul2018-v1/MINIAOD	276 315 – 276 811	4,248
$\tau_h \tau_h$	/Tau/Run2016E-17Jul2018-v1/MINIAOD	276 831 – 277 420	4,009
$\tau_h \tau_h$	/Tau/Run2016F-17Jul2018-v1/MINIAOD	277 772 – 278 808	3,102
$\tau_h \tau_h$	/Tau/Run2016G-17Jul2018-v1/MINIAOD	278 820 – 280 385	7,540
$\tau_h \tau_h$	/Tau/Run2016H-17Jul2018-v1/MINIAOD	280 919 – 284 044	8,606
$\mu \tau_h$	/SingleMuon/Run2016B-17Jul2018_ver2-v1/MINIAOD	272 007 – 275 376	5,788
$\mu \tau_h$	/SingleMuon/Run2016C-17Jul2018-v1/MINIAOD	275 657 – 276 283	2,573
$\mu \tau_h$	/SingleMuon/Run2016D-17Jul2018-v1/MINIAOD	276 315 – 276 811	4,248
$\mu \tau_h$	/SingleMuon/Run2016E-17Jul2018-v1/MINIAOD	276 831 – 277 420	4,009
$\mu \tau_h$	/SingleMuon/Run2016F-17Jul2018-v1/MINIAOD	277 772 – 278 808	3,102
$\mu \tau_h$	/SingleMuon/Run2016G-17Jul2018-v1/MINIAOD	278 820 – 280 385	7,540
$\mu \tau_h$	/SingleMuon/Run2016H-17Jul2018-v1/MINIAOD	280 919 – 284 044	8,606
$e \tau_h$	/SingleElectron/Run2016B-17Jul2018_ver2-v1/MINIAOD	272 007 – 275 376	5,788
$e \tau_h$	/SingleElectron/Run2016C-17Jul2018-v1/MINIAOD	275 657 – 276 283	2,573
$e \tau_h$	/SingleElectron/Run2016D-17Jul2018-v1/MINIAOD	276 315 – 276 811	4,248
$e \tau_h$	/SingleElectron/Run2016E-17Jul2018-v1/MINIAOD	276 831 – 277 420	4,009
$e \tau_h$	/SingleElectron/Run2016F-17Jul2018-v1/MINIAOD	277 772 – 278 808	3,102
$e \tau_h$	/SingleElectron/Run2016G-17Jul2018-v1/MINIAOD	278 820 – 280 385	7,540
$e \tau_h$	/SingleElectron/Run2016H-17Jul2018-v1/MINIAOD	280 919 – 284 044	8,606
$e \mu$	/MuonEG/Run2016B-17Jul2018_ver2-v1/MINIAOD	272 007 – 275 376	5,788
$e \mu$	/MuonEG/Run2016C-17Jul2018-v1/MINIAOD	275 657 – 276 283	2,573
$e \mu$	/MuonEG/Run2016D-17Jul2018-v1/MINIAOD	276 315 – 276 811	4,248
$e \mu$	/MuonEG/Run2016E-17Jul2018-v1/MINIAOD	276 831 – 277 420	4,009
$e \mu$	/MuonEG/Run2016F-17Jul2018-v1/MINIAOD	277 772 – 278 808	3,102
$e \mu$	/MuonEG/Run2016G-17Jul2018-v1/MINIAOD	278 820 – 280 385	7,540
$e \mu$	/MuonEG/Run2016H-17Jul2018-v1/MINIAOD	280 919 – 284 044	8,606

Tableau E.2 – Jeux de données utilisés en 2016.

Canal	Jeu de données	Gamme de <i>run</i>	\mathcal{L} (fb^{-1})
$\tau_h \tau_h$	/Tau/Run2017B-31Mar2018-v1/MINIAOD	297 046 – 299 329	4,823
$\tau_h \tau_h$	/Tau/Run2017C-31Mar2018-v1/MINIAOD	299 368 – 302 029	9,664
$\tau_h \tau_h$	/Tau/Run2017D-31Mar2018-v1/MINIAOD	302 030 – 303 434	4,252
$\tau_h \tau_h$	/Tau/Run2017E-31Mar2018-v1/MINIAOD	303 824 – 304 797	9,278
$\tau_h \tau_h$	/Tau/Run2017F-31Mar2018-v1/MINIAOD	305 040 – 306 462	13,54
$\mu \tau_h$	/SingleMuon/Run2017B-31Mar2018-v1/MINIAOD	297 046 – 299 329	4,823
$\mu \tau_h$	/SingleMuon/Run2017C-31Mar2018-v1/MINIAOD	299 368 – 302 029	9,664
$\mu \tau_h$	/SingleMuon/Run2017D-31Mar2018-v1/MINIAOD	302 030 – 303 434	4,252
$\mu \tau_h$	/SingleMuon/Run2017E-31Mar2018-v1/MINIAOD	303 824 – 304 797	9,278
$\mu \tau_h$	/SingleMuon/Run2017F-31Mar2018-v1/MINIAOD	305 040 – 306 462	13,54
$e \tau_h$	/SingleElectron/Run2017B-31Mar2018-v1/MINIAOD	297 046 – 299 329	4,823
$e \tau_h$	/SingleElectron/Run2017C-31Mar2018-v1/MINIAOD	299 368 – 302 029	9,664
$e \tau_h$	/SingleElectron/Run2017D-31Mar2018-v1/MINIAOD	302 030 – 303 434	4,252
$e \tau_h$	/SingleElectron/Run2017E-31Mar2018-v1/MINIAOD	303 824 – 304 797	9,278
$e \tau_h$	/SingleElectron/Run2017F-31Mar2018-v1/MINIAOD	305 040 – 306 462	13,54
$e \mu$	/MuonEG/Run2017B-31Mar2018-v1/MINIAOD	297 046 – 299 329	4,823
$e \mu$	/MuonEG/Run2017C-31Mar2018-v1/MINIAOD	299 368 – 302 029	9,664
$e \mu$	/MuonEG/Run2017D-31Mar2018-v1/MINIAOD	302 030 – 303 434	4,252
$e \mu$	/MuonEG/Run2017E-31Mar2018-v1/MINIAOD	303 824 – 304 797	9,278
$e \mu$	/MuonEG/Run2017F-31Mar2018-v1/MINIAOD	305 040 – 306 462	13,54

Tableau E.3 – Jeux de données utilisés en 2017.

Canal	Jeu de données	Gamme de <i>run</i>	\mathcal{L} (fb^{-1})
$\tau_h \tau_h$	/Tau/Run2018A-17Sep2018-v1/MINIAOD	315 252 – 316 995	13,98
$\tau_h \tau_h$	/Tau/Run2018B-17Sep2018-v1/MINIAOD	317 080 – 319 310	7,064
$\tau_h \tau_h$	/Tau/Run2018C-17Sep2018-v1/MINIAOD	319 337 – 320 065	6,899
$\tau_h \tau_h$	/Tau/Run2018D-PromptReco-v2/MINIAOD	320 673 – 325 175	31,75
$\mu \tau_h$	/SingleMuon/Run2018A-17Sep2018-v2/MINIAOD	315 252 – 316 995	13,98
$\mu \tau_h$	/SingleMuon/Run2018B-17Sep2018-v1/MINIAOD	317 080 – 319 310	7,064
$\mu \tau_h$	/SingleMuon/Run2018C-17Sep2018-v1/MINIAOD	319 337 – 320 065	6,899
$\mu \tau_h$	/SingleMuon/Run2018D-22Jan2019-v2/MINIAOD	320 673 – 325 175	31,75
$e \tau_h$	/EGamma/Run2018A-17Sep2018-v2/MINIAOD	315 252 – 316 995	13,98
$e \tau_h$	/EGamma/Run2018B-17Sep2018-v1/MINIAOD	317 080 – 319 310	7,064
$e \tau_h$	/EGamma/Run2018C-17Sep2018-v1/MINIAOD	319 337 – 320 065	6,899
$e \tau_h$	/EGamma/Run2018D-22Jan2019-v2/MINIAOD	320 673 – 325 175	31,75
$e \mu$	/MuonEG/Run2018A-17Sep2018-v1/MINIAOD	315 252 – 316 995	13,98
$e \mu$	/MuonEG/Run2018B-17Sep2018-v1/MINIAOD	317 080 – 319 310	7,064
$e \mu$	/MuonEG/Run2018C-17Sep2018-v1/MINIAOD	319 337 – 320 065	6,899
$e \mu$	/MuonEG/Run2018D-PromptReco-v2/MINIAOD	320 673 – 325 175	31,75

Tableau E.4 – Jeux de données utilisés en 2018.

Processus	Jeu de données simulées	$\sigma \times \mathcal{BR}$ (pb)
$ggh \rightarrow \tau\tau$	/GluGluHToTauTau_M125_13TeV ^{+1,2,3}	3,00 (N3LO)
VBF $h \rightarrow \tau\tau$	/VBFHToTauTau_M125_13TeV ^{+1,2,3}	0,237 (NNLO)
$W^+h \rightarrow \tau\tau$	/WplusHToTauTau_M125_13TeV ⁺¹	0,0527 (NNLO)
$W^-h \rightarrow \tau\tau$	/WminusHToTauTau_M125_13TeV ⁺¹	0,0334 (NNLO)
$Zh \rightarrow \tau\tau$	/ZHToTauTau_M125_13TeV ⁺¹	0,0477 (NNLO)
$ggZh \rightarrow q\bar{q}\tau\tau$	/ggZH_HToTauTau_ZToQQ_M125_13TeV ⁺¹	0,0054 (NNLO)
$ggZh \rightarrow \nu\bar{\nu}\tau\tau$	/ggZH_HToTauTau_ZToNuNu_M125_13TeV ⁺¹	0,0015 (NNLO)
$ggZh \rightarrow LL\tau\tau$	/ggZH_HToTauTau_ZToLL_M125_13TeV ⁺¹	0,0008 (NNLO)
$t\bar{t}h \rightarrow \tau\tau$	/tthJetToTT_M125_13TeV ⁴	0,0318 (NLO)
$ggh \rightarrow WW$	/GluGluHToWWTo2L2Nu_M125_13TeV ^{‡1}	1,09 (N3LO)
VBF $h \rightarrow WW$	/VBFHToWWTo2L2Nu_M125_13TeV ^{‡1}	0,0850 (NNLO)
$W^+h \rightarrow WW$	/WplusJ_HToWW_M125_13TeV ⁺¹	0,18 (NLO)
$W^-h \rightarrow WW$	/WminusJ_HToWW_M125_13TeV ⁺¹	0,114 (NLO)
$Zh \rightarrow WW$	/HZJ_HToWW_M125_13TeV ⁺¹	0,163 (NLO)
$ggZh \rightarrow WW$	/GluGluZH_HToWW_M125_13TeV ⁺¹	0,0262 (NLO)

¹ /RunII Summer16 MiniAODv3-PUMoriond17_94X_mcRun2_asymptotic_v3-v*/MINIAODSIM² /RunII Summer16 MiniAODv3-PUMoriond17_94X_mcRun2_asymptotic_v3_ext1-v*/MINIAODSIM³ /RunII Summer16 MiniAODv3-PUMoriond17_94X_mcRun2_asymptotic_v3_ext2-v*/MINIAODSIM⁴ /RunII Summer16 MiniAODv3-PUMoriond17_94X_mcRun2_asymptotic_v3_ext4-v*/MINIAODSIM[†] _powheg_pythia8^{||} _amcatnloFXFX_madspin_pythia8[‡] _powheg_JHUGenv628_pythia8**Tableau E.5** – Jeux de données simulées modélisant le boson de Higgs du modèle standard en 2016.

Processus	Jeu de données simulées
$gg \rightarrow \Phi \rightarrow \tau\tau$	/SUSYGluGluToHToTauTau_M-*_TuneCUETP8M1_13TeV-pythia8 ¹
$gg \rightarrow bb\Phi \rightarrow \tau\tau$	/SUSYGluGluToBBHToTauTau_M-*_TuneCUETP8M1_13TeV-amcatnlo-pythia8 ¹

¹ /RunII Summer16 MiniAODv3-PUMoriond17_94X_mcRun2_asymptotic_v3-v*/MINIAODSIM**Tableau E.6** – Jeux de données simulées modélisant les bosons de Higgs du MSSM en 2016.

Processus	Jeu de données simulées	$\sigma \times \mathcal{BR}$ (pb)
$ggh \rightarrow \tau\tau$	/GluGluHToTauTau_M125_13TeV ^{†1,2}	3,00 (N3LO)
VBF $h \rightarrow \tau\tau$	/VBFHToTauTau_M125_13TeV ^{†2}	0,237 (NNLO)
$W^+h \rightarrow \tau\tau$	/WplusHToTauTau_M125_13TeV ^{†3}	0,0527 (NNLO)
$W^-h \rightarrow \tau\tau$	/WminusHToTauTau_M125_13TeV ^{†3}	0,0334 (NNLO)
$Zh \rightarrow \tau\tau$	/ZHToTauTau_M125_13TeV ^{†3}	0,0477 (NNLO)
$ggZh \rightarrow q\bar{q}\tau\tau$	/ggZH_HToTauTau_ZToQQ_M125_13TeV ^{†3}	0,0054 (NNLO)
$ggZh \rightarrow \nu\nu\tau\tau$	/ggZH_HToTauTau_ZToNuNu_M125_13TeV ^{†3}	0,0015 (NNLO)
$ggZh \rightarrow LL\tau\tau$	/ggZH_HToTauTau_ZToLL_M125_13TeV ^{†3}	0,0008 (NNLO)
$t\bar{t}h \rightarrow \tau\tau$	/ttHToTauTau_M125_TuneCP5_13TeV ^{†2}	0,0318 (NLO)
$ggh \rightarrow WW$	/GluGluHToWWTo2L2Nu_M125_13TeV ^{§3}	1,09 (N3LO)
VBF $h \rightarrow WW$	/VBFHToWWTo2L2Nu_M125_13TeV ^{§3}	0,0850 (NNLO)
$W^+h \rightarrow WW$	/WplusJ_HToWW_M125_13TeV ^{‡3}	0,18 (NLO)
$W^-h \rightarrow WW$	/WminusJ_HToWW_M125_13TeV ^{‡3}	0,114 (NLO)
$Zh \rightarrow WW$	/HZJ_HToWW_M125_13TeV ³	0,163 (NLO)
$ggZh \rightarrow WW$	/GluGluZH_HToWW_M125_13TeV ^{‡3}	0,0262 (NLO)

¹ /RunIIFall17MiniAODv2-PU2017_12Apr2018_94X_mc2017_realistic_v14_ext1-v*/MINIAODSIM

² /RunIIFall17MiniAODv2-PU2017_12Apr2018_new_pmx_94X_mc2017_realistic_v14-v*/MINIAODSIM

³ /RunIIFall17MiniAODv2-PU2017_12Apr2018_94X_mc2017_realistic_v14-v*/MINIAODSIM

[†] _powheg_pythia8

[§] _powheg2_JHUGenV714_pythia8

[‡] _powheg_pythia8_TuneCP5

^{||} _powheg_JHUGenV714_pythia8_TuneCP5

Tableau E.7 – Jeux de données simulées modélisant le boson de Higgs du modèle standard en 2017.

Processus	Jeu de données simulées
$gg \rightarrow \Phi \rightarrow \tau\tau$	/SUSYGLuGluToHToTauTau_M-*_TuneCP5_13TeV-pythia8 ¹
$gg \rightarrow bb\Phi \rightarrow \tau\tau$	/SUSYGLuGluToBBHToTauTau_M-*_TuneCP5_13TeV-amcatnlo-pythia8 ¹

¹ /RunIIFall17MiniAODv2-PU2017_12Apr2018_94X_mc2017_realistic_v14-v1/MINIAODSIM

Tableau E.8 – Jeux de données simulées modélisant les bosons de Higgs du MSSM en 2017.

Processus	Jeu de données simulées	$\sigma \times \mathcal{BR}$ (pb)
$ggh \rightarrow \tau\tau$	/GluGluHToTauTau_M125_13TeV ^{†1}	3,00 (N3LO)
$VBF h \rightarrow \tau\tau$	/VBFHToTauTau_M125_13TeV ^{†2}	0,237 (NNLO)
$W^+h \rightarrow \tau\tau$	/WplusHToTauTau_M125_13TeV ^{†1}	0,0527 (NNLO)
$W^-h \rightarrow \tau\tau$	/WminusHToTauTau_M125_13TeV ^{†1}	0,0334 (NNLO)
$Zh \rightarrow \tau\tau$	/ZHToTauTau_M125_13TeV ^{†1}	0,0477 (NNLO)
$ggZh \rightarrow q\bar{q}\tau\tau$	/ggZH_HToTauTau_ZToQQ_M125_13TeV ^{†1}	0,0054 (NNLO)
$ggZh \rightarrow \nu\bar{\nu}\tau\tau$	/ggZH_HToTauTau_ZToNuNu_M125_13TeV ^{†1}	0,0015 (NNLO)
$ggZh \rightarrow LL\tau\tau$	/ggZH_HToTauTau_ZToLL_M125_13TeV ^{†1}	0,0008 (NNLO)
$t\bar{t}h \rightarrow \tau\tau$	/ttHToTauTau_M125_TuneCP5_13TeV ^{†1}	0,0318 (NLO)
$ggh \rightarrow WW$	/GluGluHToWWTo2L2Nu_M125_13TeV ^{‡1}	1,09 (N3LO)
$VBF h \rightarrow WW$	/VBFHToWWTo2L2Nu_M125_13TeV ^{‡1}	0,0850 (NNLO)
$W^+h \rightarrow WW$	/HWplusJ_HToWW_M125_13TeV ^{§1}	0,18 (NLO)
$W^-h \rightarrow WW$	/HWminusJ_HToWW_M125_13TeV ^{§1}	0,114 (NLO)
$Zh \rightarrow WW$	/HZJ_HToWW_M125_13TeV ^{§1}	0,163 (NLO)
$ggZh \rightarrow WW$	/GluGluZH_HToWW_M125_13TeV ¹	0,0262 (NLO)

¹ /RunIIAutumn18MiniAOD-102X_upgrade2018_realistic_v15-v*/MINIAODSIM² /RunIIAutumn18MiniAOD-102X_upgrade2018_realistic_v15_ext1-v*/MINIAODSIM[†] _powheg_pythia8[§] _powheg_jhugen714_pythia8_TuneCP5[‡] _powheg2_JHUGenV714_pythia8^{||} _powheg_pythia8_TuneCP5_PSweights**Tableau E.9** – Jeux de données simulées modélisant le boson de Higgs du modèle standard en 2018.

Processus	Jeu de données simulées
$gg \rightarrow \Phi \rightarrow \tau\tau$	/SUSYGluGluToHToTauTau_M-*_TuneCP5_13TeV-pythia8 ^{†1}
$gg \rightarrow bb\Phi \rightarrow \tau\tau$	/SUSYGluGluToBBHToTauTau_M-*_TuneCP5_13TeV-amcatnlo-pythia8 ^{†1}

¹ /RunIIAutumn18MiniAOD-102X_upgrade2018_realistic_v15-v*/MINIAODSIM**Tableau E.10** – Jeux de données simulées modélisant les bosons de Higgs du MSSM en 2018.

Processus	Jeu de données simulées	σ (pb)
$Z \rightarrow LL$ (basse masse)	/DYJetsToLL_M-10to50 ⁺¹	21 658,0 (NLO)
$Z \rightarrow LL$	/DYJetsToLL_M-50 ^{+2,3}	6077,22 (NNLO)
$Z + 1$ jet	/DY1JetsToLL_M-50 ⁺¹	1253,1*
$Z + 2$ jets	/DY2JetsToLL_M-50 ⁺¹	409,4*
$Z + 3$ jets	/DY3JetsToLL_M-50 ⁺¹	124,8*
$Z + 4$ jets	/DY4JetsToLL_M-50 ⁺¹	67,33*
EWK $Z \rightarrow LL$	/EWKZ2Jets_ZToLL_M-50 ^{+2,3}	4,321 (LO)
EWK $Z \rightarrow \nu\nu$	/EWKZ2Jets_ZToNuNu ^{+2,3}	10,66 (LO)
$t\bar{t}$	/TTTo2L2Nu ^{\$1}	88,29
$t\bar{t}$	/TTToHadronic ^{\$1}	377,96
$t\bar{t}$	/TTToSemiLeptonic ^{\$1}	365,35
VVTo2L2Nu	/VVTo2L2Nu_13TeV ^{1,2}	13,84
WZTo2L2Q	/WZTo2L2Q_13TeV ¹	5,52
WZTo3LNu	/WZTo3LNu_TuneCUETP8M1_13TeV ^{¶1}	4,43
ZZTo2L2Q	/ZZTo2L2Q_13TeV ¹	3,38
ZZTo4L	/ZZTo4L_13TeV ^{¶2}	1,26
Single top	/ST_t-channel_antitop_4f_inclusiveDecays ^{◊1}	80,95
Single top	/ST_t-channel_top_4f_inclusiveDecays ^{◊1}	136,02
Single top	/ST_tW_antitop_5f_inclusiveDecays ^{□2}	35,85
Single top	/ST_tW_top_5f_inclusiveDecays ^{□2}	35,85
$W +$ jets	/WJetsToLNu ^{+1,3}	61 526,7 (NNLO)
$W + 1$ jet	/W1JetsToLNu ⁺¹	11 805,6*
$W + 2$ jets	/W2JetsToLNu ⁺²	3891,0*
$W + 3$ jets	/W3JetsToLNu ⁺²	1153,2*
$W + 4$ jets	/W4JetsToLNu ^{+2,3}	60,67*
EWK W^-	/EWKWMinus2Jets_WToLNu_M-50 ^{+2,3}	23,24 (LO)
EWK W^+	/EWKWPlus2Jets_WToLNu_M-50 ^{+2,3}	29,59 (LO)

¹ /RunIISummer16MiniAODv3-PUMoriond17_94X_mcRun2_asymptotic_v3-v*/MINIAODSIM

² /RunIISummer16MiniAODv3-PUMoriond17_94X_mcRun2_asymptotic_v3_ext1-v*/MINIAODSIM

³ /RunIISummer16MiniAODv3-PUMoriond17_94X_mcRun2_asymptotic_v3_ext2-v*/MINIAODSIM

[¶] _TuneCUETP8M1_13TeV-madgraphMLM-pythia8

[¶] _amcatnloFXFX-pythia8

[◊] _13TeV-madgraph-pythia8

[◊] _13TeV-powhegV2-madspin-pythia8_TuneCUETP8M1

[□] _TuneCP5_PSweights_13TeV-powheg-pythia8

[□] _13TeV-powheg-pythia8_TuneCUETP8M1

^{||} _amcatnloFXFX_madspin_pythia8

* Déterminée à partir de la section efficace du jeu inclusif.

Tableau E.11 – Jeux de données simulées modélisant le bruit de fond en 2016.

Processus	Jeu de données simulées	σ (pb)
$Z \rightarrow LL$ (basse masse)	/DYJetsToLL_M-10to50 ⁺²	21 658,0 (NLO)
$Z \rightarrow LL$	/DYJetsToLL_M-50 ^{+3,4}	6077,22 (NNLO)
$Z + 1$ jet	/DY1JetsToLL_M-50 ^{+5,8}	977,1*
$Z + 2$ jets	/DY2JetsToLL_M-50 ^{+1,6}	347,3*
$Z + 3$ jets	/DY3JetsToLL_M-50 ^{+1,2}	126,1*
$Z + 4$ jets	/DY4JetsToLL_M-50 ⁺⁷	71,67*
EWK $Z \rightarrow LL$	/EWKZ2Jets_ZToLL_M-50 ⁺⁵	4,321 (LO)
EWK $Z \rightarrow \nu\nu$	/EWKZ2Jets_ZToNuNu ⁺⁵	10,66 (LO)
$t\bar{t}$	/TTTo2L2Nu ^{\$5}	88,29
$t\bar{t}$	/TTToHadronic ^{\$5}	377,96
$t\bar{t}$	/TTToSemiLeptonic ^{\$5}	365,35
VVTo2L2Nu	/VVTo2L2Nu_13TeV ¹	13,84
WZTo2L2Q	/WZTo2L2Q_13TeV ¹	5,52
WZTo3LNu	/WZTo3LNu ^{¶5}	4,43
ZZTo2L2Q	/ZZTo2L2Q_13TeV ¹	3,38
ZZTo4L	/ZZTo4L ^{¶1}	1,26
Single top	/ST_t-channel_antitop_4f_inclusiveDecays ^{◊1}	80,95
Single top	/ST_t-channel_top_4f_inclusiveDecays ^{◊5}	136,02
Single top	/ST_tW_antitop_5f_inclusiveDecays ^{§1}	35,85
Single top	/ST_tW_top_5f_inclusiveDecays ^{§1}	35,85
$W +$ jets	/WJetsToLNu ^{+1,2}	61 526,7 (NNLO)
$W + 1$ jet	/W1JetsToLNu ⁺¹	9370,5*
$W + 2$ jets	/W2JetsToLNu ⁺¹	3170,9*
$W + 3$ jets	/W3JetsToLNu ⁺¹	1132,5*
$W + 4$ jets	/W4JetsToLNu ⁺⁸	631,5*
EWK W^-	/EWKWMINUS2JETS_WToLNu_M-50 ⁺⁵	23,24 (LO)
EWK W^+	/EWKWPLUS2JETS_WToLNu_M-50 ⁺⁵	29,59 (LO)
$W\gamma$ (canal $e\mu$)	/WGToLNuG ⁺¹	464,4 (LO)

¹ /RunIIFall17MiniAODv2-PU2017_12Apr2018_94X_mc2017_realistic_v14-v*/MINIAODSIM² /RunIIFall17MiniAODv2-PU2017_12Apr2018_94X_mc2017_realistic_v14_ext1-v*/MINIAODSIM³ /RunIIFall17MiniAODv2-PU2017RECOsimStep_12Apr2018_94X_mc2017_realistic_v14-v*/MINIAODSIM⁴ /RunIIFall17MiniAODv2-PU2017RECOsimStep_12Apr2018_94X_mc2017_realistic_v14_ext1-v*/MINIAODSIM⁵ /RunIIFall17MiniAODv2-PU2017_12Apr2018_new_pmx_94X_mc2017_realistic_v14-v*/MINIAODSIM⁶ /RunIIFall17MiniAODv2-PU2017_12Apr2018_new_pmx_94X_mc2017_realistic_v14_ext1-v*/MINIAODSIM⁷ /RunIIFall17MiniAODv2-PU2017_12Apr2018_v2_94X_mc2017_realistic_v14-v*/MINIAODSIM⁸ /RunIIFall17MiniAODv2-PU2017_12Apr2018_v3_94X_mc2017_realistic_v14_ext1-v*/MINIAODSIM⁺ _TuneCP5_13TeV-madgraphMLM-pythia8[¶] _TuneCP5_13TeV-amcatnloFXFX-pythia8[‡] _TuneCP5_13TeV-madgraph-pythia8[◊] _TuneCP5_13TeV-powhegV2-madspin-pythia8[§] _TuneCP5_13TeV-powheg-pythia8^{*} Déterminée à partir de la section efficace du jeu inclusif.^{||} _amcatnloFXFX_madspin_pythia8

Tableau E.12 – Jeux de données simulées modélisant le bruit de fond en 2017.

Processus	Jeu de données simulées	σ (pb)
$Z \rightarrow LL$ (basse masse)	/DYJetsToLL_M-10to50 ⁺¹	21 658,0 (NLO)
$Z \rightarrow LL$	/DYJetsToLL_M-50 ⁺¹	6077,22 (NNLO)
$Z + 1$ jet	/DY1JetsToLL_M-50 ⁺¹	1007,6*
$Z + 2$ jets	/DY2JetsToLL_M-50 ⁺¹	344,3*
$Z + 3$ jets	/DY3JetsToLL_M-50 ⁺¹	125,3*
$Z + 4$ jets	/DY4JetsToLL_M-50 ⁺¹	71,20*
EWK $Z \rightarrow LL$	/EWKZ2Jets_ZToLL_M-50 ⁺¹	4,321 (LO)
EWK $Z \rightarrow \nu\nu$	/EWKZ2Jets_ZToNuNu ⁺¹	10,66 (LO)
$t\bar{t}$	/TTTo2L2Nu ^{\$1}	88,29
$t\bar{t}$	/TTToHadronic ^{\$1}	377,96
$t\bar{t}$	/TTToSemiLeptonic ^{\$1}	365,35
VVTo2L2Nu	/VVTo2L2Nu ¹	13,84
WZTo2L2Q	/WZTo2L2Q ¹	5,52
WZTo3LNu	/WZTo3LNu ^{¶2}	4,43
ZZTo2L2Q	/ZZTo2L2Q ¹	3,38
ZZTo4L	/ZZTo4L ^{¶1}	1,26
Single top	/ST_t-channel_antitop_4f_inclusiveDecays ^{◊1}	80,95
Single top	/ST_t-channel_top_4f_inclusiveDecays ^{◊1}	136,02
Single top	/ST_tW_antitop_5f_inclusiveDecays ^{§2}	35,85
Single top	/ST_tW_top_5f_inclusiveDecays ^{§2}	35,85
$W +$ jets	/WJetsToLNu ⁺¹	61 526,7 (NNLO)
$W + 1$ jet	/W1JetsToLNu ⁺¹	9328,1*
$W + 2$ jets	/W2JetsToLNu ⁺¹	3181,5*
$W + 3$ jets	/W3JetsToLNu ⁺¹	1116,2*
$W + 4$ jets	/W4JetsToLNu ⁺¹	629,3*
EWK W^-	/EWKWMinus2Jets_WToLNu_M-50 ^{□1}	23,24 (LO)
EWK W^+	/EWKWPlus2Jets_WToLNu_M-50 ^{□1}	29,59 (LO)

¹ /RunIIAutumn18MiniAOD-102X_upgrade2018_realistic_v15-v*/MINIAODSIM

² /RunIIAutumn18MiniAOD-102X_upgrade2018_realistic_v15_ext1-v*/MINIAODSIM

⁺ _TuneCP5_13TeV-madgraphMLM-pythia8

[¶] _TuneCP5_13TeV-amcatnloFXFX-pythia8

[‡] _TuneCP5_PSweights_13TeV-madgraph-pythia8

[◊] _TuneCP5_13TeV-powheg-madspin-pythia8

[§] _TuneCP5_13TeV-powheg-pythia8

[□] _TuneCP5_13TeV-madgraph-pythia8

^{||} _13TeV_amcatnloFXFX_madspin_pythia8

* Déterminée à partir de la section efficace du jeu inclusif.

Tableau E.13 – Jeux de données simulées modélisant le bruit de fond en 2018.

Canal	Jeu de données	Canal	Jeu de données
$\tau_h \tau_h$	/EmbeddingRun2016B/TauTau *	$e\mu$	/EmbeddingRun2016B/E1Mu *
$\tau_h \tau_h$	/EmbeddingRun2016C/TauTau *	$e\mu$	/EmbeddingRun2016C/E1Mu *
$\tau_h \tau_h$	/EmbeddingRun2016D/TauTau *	$e\mu$	/EmbeddingRun2016D/E1Mu *
$\tau_h \tau_h$	/EmbeddingRun2016E/TauTau *	$e\mu$	/EmbeddingRun2016E/E1Mu *
$\tau_h \tau_h$	/EmbeddingRun2016F/TauTau *	$e\mu$	/EmbeddingRun2016F/E1Mu *
$\tau_h \tau_h$	/EmbeddingRun2016G/TauTau *	$e\mu$	/EmbeddingRun2016G/E1Mu *
$\tau_h \tau_h$	/EmbeddingRun2016H/TauTau *	$e\mu$	/EmbeddingRun2016H/E1Mu *
$\mu \tau_h$	/EmbeddingRun2016B/MuTau *	$e\tau_h$	/EmbeddingRun2016B/E1Tau *
$\mu \tau_h$	/EmbeddingRun2016C/MuTau *	$e\tau_h$	/EmbeddingRun2016C/E1Tau *
$\mu \tau_h$	/EmbeddingRun2016D/MuTau *	$e\tau_h$	/EmbeddingRun2016D/E1Tau *
$\mu \tau_h$	/EmbeddingRun2016E/MuTau *	$e\tau_h$	/EmbeddingRun2016E/E1Tau *
$\mu \tau_h$	/EmbeddingRun2016F/MuTau *	$e\tau_h$	/EmbeddingRun2016F/E1Tau *
$\mu \tau_h$	/EmbeddingRun2016G/MuTau *	$e\tau_h$	/EmbeddingRun2016G/E1Tau *
$\mu \tau_h$	/EmbeddingRun2016H/MuTau *	$e\tau_h$	/EmbeddingRun2016H/E1Tau *

* FinalState-inputDoubleMu_94X_Legacy_miniAOD-v5/USER

Tableau E.14 – Jeux de données encapsulées en 2016.

Canal	Jeu de données	Canal	Jeu de données
$\tau_h \tau_h$	/EmbeddingRun2017B/TauTau *	$e\mu$	/EmbeddingRun2017B/E1Mu *
$\tau_h \tau_h$	/EmbeddingRun2017C/TauTau *	$e\mu$	/EmbeddingRun2017C/E1Mu *
$\tau_h \tau_h$	/EmbeddingRun2017D/TauTau *	$e\mu$	/EmbeddingRun2017D/E1Mu *
$\tau_h \tau_h$	/EmbeddingRun2017E/TauTau *	$e\mu$	/EmbeddingRun2017E/E1Mu *
$\tau_h \tau_h$	/EmbeddingRun2017F/TauTau *	$e\mu$	/EmbeddingRun2017F/E1Mu *
$\mu \tau_h$	/EmbeddingRun2017B/MuTau *	$e\tau_h$	/EmbeddingRun2017B/E1Tau *
$\mu \tau_h$	/EmbeddingRun2017C/MuTau *	$e\tau_h$	/EmbeddingRun2017C/E1Tau *
$\mu \tau_h$	/EmbeddingRun2017D/MuTau *	$e\tau_h$	/EmbeddingRun2017D/E1Tau *
$\mu \tau_h$	/EmbeddingRun2017E/MuTau *	$e\tau_h$	/EmbeddingRun2017E/E1Tau *
$\mu \tau_h$	/EmbeddingRun2017F/MuTau *	$e\tau_h$	/EmbeddingRun2017F/E1Tau *

* FinalState-inputDoubleMu_94X_miniAOD-v2/USER

Tableau E.15 – Jeux de données encapsulées en 2017.

Canal	Jeu de données	Canal	Jeu de données
$\tau_h \tau_h$	/EmbeddingRun2018A/TauTau [*]	$e\mu$	/EmbeddingRun2018A/E1Mu [*]
$\tau_h \tau_h$	/EmbeddingRun2018B/TauTau [*]	$e\mu$	/EmbeddingRun2018B/E1Mu [*]
$\tau_h \tau_h$	/EmbeddingRun2018C/TauTau [*]	$e\mu$	/EmbeddingRun2018C/E1Mu [*]
$\tau_h \tau_h$	/EmbeddingRun2018D/TauTau [*]	$e\mu$	/EmbeddingRun2018D/E1Mu [*]
$\mu \tau_h$	/EmbeddingRun2018A/MuTau [*]	$e\tau_h$	/EmbeddingRun2018A/E1Tau [*]
$\mu \tau_h$	/EmbeddingRun2018B/MuTau [*]	$e\tau_h$	/EmbeddingRun2018B/E1Tau [*]
$\mu \tau_h$	/EmbeddingRun2018C/MuTau [*]	$e\tau_h$	/EmbeddingRun2018C/E1Tau [*]
$\mu \tau_h$	/EmbeddingRun2018D/MuTau [*]	$e\tau_h$	/EmbeddingRun2018D/E1Tau [*]

* FinalState-inputDoubleMu_102X_miniAOD-v1/USER

Tableau E.16 – Jeux de données encapsulées en 2018.

Annexe F

Chemins de déclenchement – $H \rightarrow \tau\tau$

Pour l’analyse détaillée dans le chapitre 4, l’enregistrement des données à CMS est activé selon les chemins de déclenchements (HLT paths) listés dans les tableaux F.2 à F.13, pour les années 2016, 2017 et 2018 et pour les canaux $\tau_h\tau_h$, $\mu\tau_h$, $e\tau_h$ et $e\mu$ selon la répartition donnée dans le tableau F.1.

Année	$\tau_h\tau_h$	$\mu\tau_h$	$e\tau_h$	$e\mu$
2016	F.2	F.3	F.4	F.5
2017	F.6	F.7	F.8	F.9
2018	F.10	F.11	F.12	F.13

Tableau F.1 – Tableaux contenant les informations des HLT paths pour chaque année et canal de l’analyse.

La fréquence des collisions ainsi que la variété des objets à reconstruire rendent impossible la reconstruction chaque trace du trajectographe en temps réel [145]. Afin d’estimer les objets physique en présence, une « graine » (*L1 Seed*) est générée à partir de quelques informations directement issues du détecteur. Elle définit une estimation initiale de la trajectoire d’une particule d’un type donné ainsi que l’incertitude sur celle-ci. Pour chaque HLT path, une liste de *L1 Seed* utilisées est indiquée.

De plus, dans l’analyse détaillée dans le chapitre 4, il est requis que les objets d’intérêts correspondent aux objets ayant déclenché le HLT path. Des filtres permettent de déterminer l’objet ayant déclenché le HLT path à comparer avec l’objet d’intérêt et sont également renseignés.

HLT path	L1 Seed	Filtre à tau vérifié
HLT_VLooseIsoPFTau_120_Trk50_eta2p1_v	L1_SingleTau100er	hltPFTau120TrackPt50LooseAbsOrRelVLooseIso
HLT_VLooseIsoPFTau_140_Trk50_eta2p1_v	L1_SingleTau100er	hltPFTau140TrackPt50LooseAbsOrRelVLooseIso
HLT_DoubleMedium_Iso_PFTau35_Trk1_eta2p1_Reg_v	L1_DoubleIsoTau*er, * in 26, 27, 28, 30, 32, 39	hltDoublePFTau35TrackPt1MediumIsolationDz02Reg
HLT_DoubleMedium_CombinedIsoPFTau_35Trk1_eta2p1_Reg_v	L1_DoubleIsoTau*er, * in 26, 27, 28, 30, 32, 39	hltDoublePFTau35TrackPt1MediumCombinedIsolationDz02Reg

Tableau F.2 – Chemins de déclenchement utilisés en 2016 pour le canal $\tau_h\tau_h$.

HLT path	L1 Seed	Filtre à muon vérifié	Filtre à tau vérifié
HLT_IsoMu22_v	L1_SingleMu20	hltL3crIsoL1sMu20L1f0L2f10QL3f22QL3trkIsoFiltered0p09	-
HLT_IsoMu22_eta2p1_v	L1_SingleMu20er	hltL3crIsoL1sSingleMu20erL1f0L2f10QL3f22QL3trkIsoFiltered0p09	-
HLT_VLooseIsoPFTau_120_Trk50_eta2p1_v	L1_SingleTau100er	-	hltPFTau120TrackPt50LooseAbsOrRelVLooseIso
HLT_VLooseIsoPFTau_140_Trk50_eta2p1_v	L1_SingleTau100er	-	hltPFTau140TrackPt50LooseAbsOrRelVLooseIso
HLT_IsoMu19_eta2p1_LooseIsoPFTau20_v	L1_Mu18er_Tau20er	hltL3crIsoL1sMu18erTauJet20erL1f0L2f10QL3f19QL3trkIsoFiltered0p09hltOverlapFilterIsoMu19LooseIsoPFTau20	hltPFTau20TrackLooseIsoAgainstMuonhltOverlapFilterIsoMu19LooseIsoPFTau20
HLT_IsoMu19_eta2p1_LooseIsoPFTau20_SingleL1_v	L1_SingleMu18er ou L1_SingleMu20er	hltL3crIsoL1sSingleMu18erIorSingleMu20erL1f0L2f10QL3f19QL3trkIsoFiltered0p09hltOverlapFilterSingleIsoMu19LooseIsoPFTau20	hltPFTau20TrackLooseIsoAgainstMuonhltOverlapFilterSingleIsoMu19LooseIsoPFTau20

Tableau F.3 – Chemins de déclenchement utilisés en 2016 pour le canal $\mu\tau_h$.

HLT path	L1 Seed	Filtre à électron vérifié	Filtre à tau vérifié
HLT_Ele25_eta2p1_WPTight_Gsf_v	L1_SingleEG40 ou SingleIsoEG24er ou L1_SingleIsoEG22er	hltEle25erWPTightGsf TrackIsoFilter	-
HLT_VLooseIsoPF_Tau120_Trk50_eta2p1_v	L1_SingleTau100er	-	hltPFTau120TrackPt50LooseAbsOrRelVLooseIso
HLT_VLooseIsoPF_Tau140_Trk50_eta2p1_v	L1_SingleTau100er	-	hltPFTau140TrackPt50LooseAbsOrRelVLooseIso
Run < 276215 and MC			
HLT_Ele24_eta2p1_WPLoose_Gsf_Loose_IsoPFTau20_SingleL1_v	L1_SingleEG40 ou SingleIsoEG24er ou L1_SingleIsoEG22er	hltEle24WPLooseL1SingleIsoEG22erGsfTrackIsoFilterhltOverlapFilterSingleIsoEle24WPLooseGsfLooseIsoPFTau20	hltPFTau20TrackLooseIsohltOverlapFilterSingleIsoEle24WPLooseGsfLooseIsoPFTau20
276215 ≤ Run < 278270			
HLT_Ele24_eta2p1_WPLoose_Gsf_Loose_IsoPFTau20_v	L1_IsoEG22er_Tau20er_dEta_Min0p2	hltEle24WPLooseL1IsoEG22erTau20erGsfTrackIsoFilterhltOverlapFilterIsoEle24WPLooseGsfLooseIsoPFTau20	hltPFTau20TrackLooseIsohltOverlapFilterIsoEle24WPLooseGsfLooseIsoPFTau20
278270 ≤ Run			
HLT_Ele24_Eta2p1_WPLoose_Gsf_Loose_IsoPFTau30_v	L1_IsoEG22er_IsoTau26er_dEta_Min0p2	hltEle24WPLooseL1IsoEG22erIsoTau26erGsfTrackIsoFilterhltOverlapFilterIsoEle24WPLooseGsfLooseIsoPFTau30	hltPFTau30TrackLooseIsohltOverlapFilterIsoEle24WPLooseGsfLooseIsoPFTau30

Tableau F.4 – Chemins de déclenchement utilisés en 2016 pour le canal $e\tau_h$.

HLT path	L1 Seed	Filtre à muon vérifié	Filtre à électron vérifié
Runs B-F and MC			
HLT_Mu23_Trk_IsoVVL_Ele12_CaloIdL_Track_IdL_IsoVL_v	L1_Mu12_EG10	hltMu23TrkIsoVVLEle12CaloIdL TrackIdLIsoVLMuonlegL3 IsoFiltered23	hltMu23TrkIsoVVLEle12CaloIdL TrackIdLIsoVLElectronlegTrack IsoFilter
HLT_Mu8_Trk_IsoVVL_Ele23_CaloIdL_Track_IdL_IsoVL_v	L1_Mu5_EG15	hltMu8TrkIsoVVLEle23CaloIdL TrackIdLIsoVLMuonlegL3 IsoFiltered8	hltMu8TrkIsoVVLEle23CaloIdL TrackIdLIsoVLElectronlegTrack IsoFilter
Runs G-H			
HLT_Mu23_Trk_IsoVVL_Ele12_CaloIdL_Track_IdL_IsoVL_DZ_v	L1_Mu12_EG10	hltMu23TrkIsoVVLEle12CaloIdLTrack IdLIsoVLMuonlegL3IsoFiltered23 et hltMu23TrkIsoVVLEle12CaloIdL TrackIdLIsoVLDZFilter	hltMu23TrkIsoVVLEle12CaloIdLTrack IdLIsoVLElectronlegTrackIsoFilter et hltMu23TrkIsoVVLEle12CaloIdL TrackIdLIsoVLDZFilter
HLT_Mu8_Trk_IsoVVL_Ele23_CaloIdL_Track_IdL_IsoVL_DZ_v	L1_Mu5_EG15	hltMu8TrkIsoVVLEle23CaloIdLTrack IdLIsoVLMuonlegL3IsoFiltered8 et hltMu8TrkIsoVVLEle23CaloIdLTrack IdLIsoVLDZFilter	hltMu8TrkIsoVVLEle23CaloIdLTrack IdLIsoVLElectronlegTrackIsoFilter et hltMu8TrkIsoVVLEle23CaloIdLTrack IdLIsoVLDZFilter

Tableau F.5 – Chemins de déclenchement utilisés en 2016 pour le canal $e\mu$.

HLT path	L1 Seed	Filtre à tau vérifié
HLT_MediumCharged_IsoPFTau180HighPt_RelaxedIso_Trk50_eta2p1_v	L1_SingleTau80to140er	hltPFTau180TrackPt50LooseAbsOrRelMediumHighPtRelaxedIsoIso et hltSelectedPFTau180MediumChargedIsolationL1HTMatched
HLT_DoubleMedium_ChargedIsoPFTau40_Trk1_TightID_eta2p1_Reg_v	L1_DoubleIsoTau*er2p1	hltDoublePFTau40TrackPt1MediumChargedIsolationAnd TightOOSCPhotonsDz02Reg
HLT_DoubleTight_ChargedIsoPFTau40_Trk1_eta2p1_Reg_v	L1_DoubleIsoTau*er2p1	hltDoublePFTau40TrackPt1TightChargedIsolationDz02Reg
HLT_DoubleTight_ChargedIsoPFTau35_Trk1_TightID_eta2p1_Reg_v	L1_DoubleIsoTau*er2p1	hltDoublePFTau35TrackPt1TightChargedIsolationAnd TightOOSCPhotonsDz02Reg

* in 28, 30, 32, 33, 34, 35, 36, 38, 70

Tableau F.6 – Chemins de déclenchement utilisés en 2017 pour le canal $\tau_h\tau_h$.

HLT path	L1 Seed	Filtre à muon vérifié	Filtre à tau vérifié
HLT_IsoMu24_v	L1_SingleMu22	hltL3crIsoL1sSingleMu22L1f0L2 f10QL3f24QL3trkIsoFiltered0p07	-
HLT_IsoMu27_v	L1_SingleMu22 ou L1_SingleMu25	hltL3crIsoL1sMu22Or25L1f0L2 f10QL3f27QL3trkIsoFiltered0p07	-
HLT_Medium_ChargedIsoPFTau180HighPtRelaxedIso_Trk50_eta2p1_v	L1_SingleTau80to140er	-	hltPFTau180TrackPt50LooseAbsOr RelMediumHighPtRelaxedIsoIso et hltSelectedPFTau180Medium ChargedIsolationL1HTMatched
HLT_IsoMu20_eta2p1_Loose_ChargedIsoPFTau27_eta2p1_CrossL1_v	L1_Mu18er2p1 _Tau24er2p1	hltL3crIsoL1sMu18erTau24erIsoMu 20erTau24erL1f0L2f10QL3f20QL3trk IsoFiltered0p07hltOverlapFilterIso Mu20LooseChargedIsoPFTau27L1 Seeded	hltSelectedPFTau27LooseCharged IsolationAgainstMuonL1HTLT MatchedhltOverlapFilterIsoMu20 LooseChargedIsoPFTau27L1Seeded

Tableau F.7 – Chemins de déclenchement utilisés en 2017 pour le canal $\mu\tau_h$.

HLT path	L1 Seed	Filtre à électron vérifié	Filtre à tau vérifié
HLT_Ele27_WPTight_Gsf_v	L1_SingleEGXX ou L1_SingleEGXXer2p1 ou L1_SingleIsoEGXX ou L1_SingleIsoEGXXer2p1	hltEle27WPTightGsf TrackIsoFilter	-
HLT_Ele32_WPTight_Gsf_v	L1_SingleEGXX ou L1_SingleEGXXer2p1 ou L1_SingleIsoEGXX ou L1_SingleIsoEGXXer2p1	hltEle32WPTightGsf TrackIsoFilter	-
HLT_Ele35_WPTight_Gsf_v	L1_SingleEGXX ou L1_SingleEGXXer2p1 ou L1_SingleIsoEGXX ou L1_SingleIsoEGXXer2p1	hltEle35noerWPTightGsf TrackIsoFilter	-
HLT_Medium_ChargedIsoPFTau_180HighPtRelaxed_Iso_Trk50_eta2p1_v	L1_SingleTau80to140er	-	hltPFTau180TrackPt50LooseAbs OrRelMediumHighPtRelaxed IsoIso et hltSelectedPFTau180 MediumChargedIsolationL1 HLTMatched
HLT_Ele24_eta2p1_WPTight_Gsf_LooseCharged_IsoPFTau30_eta2p1_CrossL1_v	L1_LooseIsoEG22er2p1 _IsoTau26er2p1 _dR_Min0p3 IsoPFTau30 _eta2p1_CrossL1_v	hltEle24erWPTightGsfTrackIso FilterForTauhltOverlapFilterIso Ele24WPTightGsfLooseIso PFTau30	hltSelectedPFTau30Loose ChargedIsolationL1HLTMatched hltOverlapFilterIsoEle24WPTight GsfLooseIsoPFTau30

Tableau F.8 – Chemins de déclenchement utilisés en 2017 pour le canal $e\tau_h$.

HLT path	L1 Seed	Filtre à muon vérifié	Filtre à électron vérifié
HLT_Mu23_Trk_IsoVVL_Ele12_CaloIdL_IdL_IsoVL_DZ_v	L1_Mu23EG10 ou L1_Mu20EG17 CaloIdL_Track IdL_IsoVL_DZ_v	hltMu23TrkIsoVVLEle12CaloIdL TrackIdLIsoVLMuonlegL3 IsoFiltered23	hltMu23TrkIsoVVLEle12CaloIdL TrackIdLIsoVLElectronleg TrackIsoFilter
HLT_Mu8_Trk_IsoVVL_Ele23_CaloIdL_Track_IdL_IsoVL_DZ_v	L1_Mu5EG23 ou L1_Mu5IsoEG20 ou L1_Mu7EG23 ou L1_Mu7IsoEG20 ou L1_MuIso7EG23	hlt3fL1sMu7EG23f0Filtered8 ou hltMu8TrkIsoVVLEle23CaloIdLTrack IdLIsoVLMuonlegL3IsoFiltered8	hltMu8TrkIsoVVLEle23CaloIdL TrackIdLIsoVLElectronlegTrack IsoFilter

Tableau F.9 – Chemins de déclenchement utilisés en 2017 pour le canal $e\mu$.

HLT path	L1 Seed	Filtre à tau vérifié
HLT_MediumCharged_IsoPFTau180HighPt_RelaxedIso_Trk50_eta2p1_v	L1_SingleTau80to140er	hltPFTau180TrackPt50LooseAbsOrRelMediumHighPtRelaxedIsoIso et hltSelectedPFTau180MediumChargedIsolationL1HLTMatched
HLT_DoubleMedium_ChargedIsoPFTau40_Trk1_TightID_eta2p1_Reg_v	L1_DoubleIsoTau*er2p1	hltDoublePFTau40TrackPt1MediumChargedIsolationAnd TightOOSCPhotonsDz02Reg
HLT_DoubleTight_ChargedIsoPFTau40_Trk1_eta2p1_Reg_v	L1_DoubleIsoTau*er2p1	hltDoublePFTau40TrackPt1TightChargedIsolationDz02Reg
HLT_DoubleTight_ChargedIsoPFTau35_Trk1_TightID_eta2p1_Reg_v	L1_DoubleIsoTau*er2p1	hltDoublePFTau35TrackPt1TightChargedIsolationAnd TightOOSCPhotonsDz02Reg
HLT_DoubleMedium_ChargedIsoPFTauHPS35_Trk1_eta2p1_Reg_v	L1_DoubleIsoTau*er2p1	hltHpsDoublePFTau35TrackPt1MediumChargedIsolationDz02Reg

* in 28, 30, 32, 33, 34, 35, 36, 38, 70

Tableau F.10 – Chemins de déclenchement utilisés en 2018 pour le canal $\tau_h\tau_h$.

HLT path	L1 Seed	Filtre à muon vérifié	Filtre à tau vérifié
HLT_IsoMu24_v	L1_SingleMu22	hltL3crIsoL1sSingleMu22L1f0L2 f10QL3f24QL3trkIsoFiltered0p07	-
HLT_IsoMu27_v	L1_SingleMu22 ou L1_SingleMu25	hltL3crIsoL1sMu22Or25L1f0L2 f10QL3f27QL3trkIsoFiltered0p07	-
HLT_Medium ChargedIsoPFTau	L1_SingleTau 80to140er	-	hltPFTau180TrackPt50LooseAbsOr RelMediumHighPtRelaxedIsoIso et hltSelectedPFTau180Medium ChargedIsolationL1HLTMatched
180HighPtRelaxed Iso_Trk50_eta2p1_v			
HLT_IsoMu20 _eta2p1_Loose ChargedIsoPFTau27 _eta2p1_CrossL1_v	L1_Mu18er2p1 _Tau24er2p1	hltL3crIsoL1sMu18erTau24erIorMu 20erTau24erL1f0L2f10QL3f20QL3trk IsoFiltered0p07hltOverlapFilterIso Mu20LooseChargedIsoPFTau27L1 Seeded	hltSelectedPFTau27LooseCharged IsolationAgainstMuonL1HLT MatchedhltOverlapFilterIsoMu20 LooseChargedIsoPFTau27L1Seeded

Tableau F.11 – Chemins de déclenchement utilisés en 2018 pour le canal $\mu\tau_h$.

HLT path	L1 Seed	Filtre à électron vérifié	Filtre à tau vérifié
HLT_Ele32_WPTight_Gsf_v	L1_SingleEGXX ou L1_SingleEGXXer2p1 ou L1_SingleIsoEGXX ou L1_SingleIsoEGXXer2p1	hltEle32WPTightGsf TrackIsoFilter	-
HLT_Ele35_WPTight_Gsf_v	L1_SingleEGXX ou L1_SingleEGXXer2p1 ou L1_SingleIsoEGXX ou L1_SingleIsoEGXXer2p1	hltEle35noerWPTightGsf TrackIsoFilter	-
HLT_Medium ChargedIsoPFTau 180HighPtRelaxed Iso_Trk50_eta2p1_v	L1_SingleTau80to140er	-	hltPFTau180TrackPt50LooseAbs OrRelMediumHighPtRelaxed IsoIso et hltSelectedPFTau180 MediumChargedIsolationL1 HLTMatched
HLT_Ele24_eta2p1_WPTight_Gsf_LooseCharged_IsoPFTau30 _eta2p1_CrossL1_v	L1_LooseIsoEG22er2p1 _IsoTau26er2p1 _dR_Min0p3	hltEle24erWPTightGsfTrackIso FilterForTauhltOverlapFilterIso Ele24WPTightGsfLooseIso PFTau30	hltSelectedPFTau30Loose ChargedIsolationL1HLTMatched hltOverlapFilterIsoEle24WPTight GsfLooseIsoPFTau30
HLT_Ele24_eta2p1_WPTight_Gsf_LooseCharged_IsoPFTauHPS30 _eta2p1_CrossL1_v	L1_LooseIsoEG22er2p1 _IsoTau26er2p1 _dR_Min0p3	hltEle24erWPTightGsfTrackIso FilterForTauhltOverlapFilterIso Ele24WPTightGsfLooseIso PFTau30	hltSelectedPFTau30Loose ChargedIsolationL1HLTMatched hltOverlapFilterIsoEle24WPTight GsfLooseIsoPFTau30

Tableau F.12 – Chemins de déclenchement utilisés en 2018 pour le canal $e\tau_h$.

HLT path	L1 Seed	Filtre à muon vérifié	Filtre à électron vérifié
HLT_Mu23_Trk_IsoVVL_Ele12_CaloIdL_Track_IdL_IsoVL_DZ_v	L1_Mu23EG10 ou L1_Mu20EG17	hltMu23TrkIsoVVLEle12CaloIdL TrackIdLIsoVLMuonlegL3 IsoFiltered23	hltMu23TrkIsoVVLEle12CaloIdL TrackIdLIsoVLElectronleg TrackIsoFilter
HLT_Mu8_Trk_IsoVVL_Ele23_CaloIdL_Track_IdL_IsoVL_DZ_v	L1_Mu5EG23 ou L1_Mu5IsoEG20 ou L1_Mu7EG23 ou L1_Mu7IsoEG20 ou L1_MuIso7EG23	hltL3fL1sMu7EG23f0Filtered8 ou hltMu8TrkIsoVVLEle23CaloIdLTrack IdLIsoVLMuonlegL3IsoFiltered8	hltMu8TrkIsoVVLEle23CaloIdL TrackIdLIsoVLElectronlegTrack IsoFilter

Tableau F.13 – Chemins de déclenchement utilisés en 2018 pour le canal $e\mu$.

Bibliographie

- [1] S. L. GLASHOW. « The renormalizability of vector meson interactions ». *Nuclear Physics* **10** (1959), p. 107-117. DOI : [10.1016/0029-5582\(59\)90196-8](https://doi.org/10.1016/0029-5582(59)90196-8).
- [2] A. SALAM & J. WARD. « Weak and electromagnetic interactions ». *Nuovo Cim* **11** (fév. 1959), p. 568-577. DOI : [10.1007/BF02726525](https://doi.org/10.1007/BF02726525).
- [3] S. WEINBERG. « A model of leptons ». *Physical Review Letters* **19** (21 nov. 1967), p. 1264-1266. DOI : [10.1103/PhysRevLett.19.1264](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.1264).
- [4] C. S. WU & coll. « Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay ». *Physical Review* **105** (4 fév. 1957), p. 1413-1415. DOI : [10.1103/PhysRev.105.1413](https://doi.org/10.1103/PhysRev.105.1413).
- [5] J. H. CHRISTENSON & coll. « Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson ». *Physical Review Letters* **13** (4 juil. 1964), p. 138-140. DOI : [10.1103/PhysRevLett.13.138](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.138).
- [6] M. KOBAYASHI & T. MASKAWA. « CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction ». *Progress of Theoretical Physics* **49.2** (fév. 1973), p. 652-657. DOI : [10.1143/PTP.49.652](https://doi.org/10.1143/PTP.49.652).
- [7] N. CABIBBO. « Unitary Symmetry and Leptonic Decays ». *Physical Review Letters* **10** (12 juin 1963), p. 531-533. DOI : [10.1103/PhysRevLett.10.531](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.10.531).
- [8] N. CABIBBO. « Unitary Symmetry and Nonleptonic Decays ». *Physical Review Letters* **12** (2 jan. 1964), p. 62-63. DOI : [10.1103/PhysRevLett.12.62](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.12.62).
- [9] Particle Data Group. « Review of Particle Physics ». *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **8** (août 2020). DOI : [10.1093/ptep/ptaa104](https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104).
- [10] F. ENGLERT & R. BROUT. « Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons ». *Physical Review Letters* **13.9** (9 août 1964), p. 321-323. DOI : [10.1103/PhysRevLett.13.321](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.321).
- [11] P. W. HIGGS. « Broken symmetries, massless particles and gauge fields ». *Physics Letters* **12.2** (sept. 1964). DOI : [10.1016/0031-9163\(64\)91136-9](https://doi.org/10.1016/0031-9163(64)91136-9).
- [12] P. W. HIGGS. « Broken symmetries and the masses of gauge bosons ». *Physics Letters* **13.16** (oct. 1964). DOI : [10.1103/physrevlett.13.508](https://doi.org/10.1103/physrevlett.13.508).
- [13] G. S. GURALNIK, C. R. HAGEN & T. W. B. KIBBLE. « Global Conservation Laws and Massless Particles ». *Physical Review Letters* **13.20** (20 nov. 1964), p. 585-587. DOI : [10.1103/PhysRevLett.13.585](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.585).
- [14] T. W. B. KIBBLE. « Symmetry Breaking in Non-Abelian Gauge Theories ». *Physical Review* **155** (5 mar. 1967), p. 1554-1561. DOI : [10.1103/PhysRev.155.1554](https://doi.org/10.1103/PhysRev.155.1554).
- [15] P. W. HIGGS. « Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons ». *Physical Review* **145** (4 mai 1966), p. 1156-1163. DOI : [10.1103/PhysRev.145.1156](https://doi.org/10.1103/PhysRev.145.1156).
- [16] S. L. GLASHOW. « Partial symmetries of weak interactions ». *Nuclear Physics* **22.4** (1961), p. 579-588. DOI : [10.1016/0029-5582\(61\)90469-2](https://doi.org/10.1016/0029-5582(61)90469-2).
- [17] G. ARNISON & coll. « Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$ ». *Physics Letters* **B122.1** (1983), p. 103-116. DOI : [10.1016/0370-2693\(83\)91177-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)91177-2).
- [18] M. BANNER & coll. « Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN pp collider ». *Physics Letters* **B122.5** (1983), p. 476-485. DOI : [10.1016/0370-2693\(83\)91605-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)91605-2).

- [19] G. ARNISON & coll. « Further evidence for charged intermediate vector bosons at the SPS collider ». *Physics Letters* **B129**.3 (1983), p. 273-282. doi : [10.1016/0370-2693\(83\)90860-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)90860-2).
- [20] G. ARNISON & coll. « Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around $95\text{ GeV}\cdot c^{-2}$ at the CERN SPS collider ». *Physics Letters* **B126**.5 (1983), p. 398-410. doi : [10.1016/0370-2693\(83\)90188-0](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)90188-0).
- [21] P. BAGNAIA & coll. « Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN pp collider ». *Physics Letters* **B129**.1 (1983), p. 130-140. doi : [10.1016/0370-2693\(83\)90744-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)90744-X).
- [22] The ATLAS Collaboration. « Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC ». *Physics Letters* **B716**.1 (2012), p. 1-29. doi : [10.1016/j.physletb.2012.08.020](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020).
- [23] The CMS Collaboration. « Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC ». *Physics Letters* **B716**.1 (2012), p. 30-61. doi : [10.1016/j.physletb.2012.08.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021).
- [24] The CMS Collaboration. « Observation of a new boson with mass near 125 GeV in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV ». *Journal of High Energy Physics* **06** (juin 2013). doi : [10.1007/jhep06\(2013\)081](https://doi.org/10.1007/jhep06(2013)081).
- [25] G. AAD & coll. « Combined measurement of the Higgs boson mass in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments ». *Physical Review Letters* **114**.19 (mai 2015). doi : [10.1103/physrevlett.114.191803](https://doi.org/10.1103/physrevlett.114.191803).
- [26] G. AAD & coll. « Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV ». *Journal of High Energy Physics* **08** (août 2016). doi : [10.1007/jhep08\(2016\)045](https://doi.org/10.1007/jhep08(2016)045).
- [27] The CMS Collaboration. « A measurement of the Higgs boson mass in the diphoton decay channel ». *Physics Letters* **B805** (2020), p. 135425. doi : [10.1016/j.physletb.2020.135425](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2020.135425).
- [28] The CMS Collaboration. « Measurements of the Higgs boson width and anomalous HVV couplings from on-shell and off-shell production in the four-lepton final state ». *Physical Review* **D99** (11 juin 2019), p. 112003. doi : [10.1103/PhysRevD.99.112003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.112003).
- [29] The CMS Collaboration. « Measurement of Higgs boson production and properties in the WW decay channel with leptonic final states ». *Journal of High Energy Physics* **96** (jan. 2014). doi : [10.1007/JHEP01\(2014\)096](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2014)096).
- [30] The CMS Collaboration. *Properties of the Higgs-like boson in the decay $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV*. Rapp. tech. CMS-PAS-HIG-13-002. Geneva : CERN, 2013. url : <https://cds.cern.ch/record/1523767>.
- [31] The CMS Collaboration. « Measurement of the properties of a Higgs boson in the four-lepton final state ». *Physical Review* **D89** (9 mai 2014), p. 092007. doi : [10.1103/PhysRevD.89.092007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.89.092007).
- [32] The CMS Collaboration. « Observation of the diphoton decay of the Higgs boson and measurement of its properties ». *The European Physical Journal* **C74** (oct. 2014). doi : [10.1140/epjc/s10052-014-3076-z](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3076-z).
- [33] The CMS Collaboration. « Search for a Higgs boson decaying into a b -quark pair and produced in association with b quarks in proton-proton collisions at 7 TeV ». *Physics Letters* **B722** (2013), p. 207-232. doi : [10.1016/j.physletb.2013.04.017](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2013.04.017). arXiv : [1302.2892 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1302.2892).
- [34] The CMS Collaboration. « Search for the standard model Higgs boson produced in association with a W or a Z boson and decaying to bottom quarks ». *Physical Review* **D89** (jan. 2014), p. 012003. doi : [10.1103/PhysRevD.89.012003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.89.012003).
- [35] The CMS Collaboration. « Evidence for the 125 GeV Higgs boson decaying to a pair of τ leptons ». *Journal of High Energy Physics* **05** (20 jan. 2014). doi : [10.1007/JHEP05\(2014\)104](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2014)104). arXiv : [1401.5041v2 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1401.5041v2).

- [36] The CMS Collaboration. « Observation of the Higgs boson decay to a pair of τ leptons with the CMS detector ». *Physics Letters* **B779** (avr. 2018), p. 283-316. doi : [10.1016/j.physletb.2018.02.004](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.02.004).
- [37] The CMS Collaboration. *Measurement of Higgs boson decay to a pair of muons in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*. Rapp. tech. CMS-PAS-HIG-19-006. Geneva : CERN, 2020. URL : <https://cds.cern.ch/record/2725423>.
- [38] The CMS Collaboration. « Observation of $t\bar{t}h$ Production ». *Physical Review Letters* **120** (23 juin 2018), p. 231801. doi : [10.1103/PhysRevLett.120.231801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.231801).
- [39] T. M. HAHN & coll. « Neutrons and Gamma-Rays from the Proton Bombardment of Beryllium ». *Physical Review* **85.5** (mar. 1952), p. 934. doi : [10.1103/PhysRev.85.934](https://doi.org/10.1103/PhysRev.85.934).
- [40] H. L. ANDERSON & coll. « Total Cross Sections of Negative Pions in Hydrogen ». *Physical Review* **85.5** (mar. 1952), p. 934-935. doi : [10.1103/PhysRev.85.934.2](https://doi.org/10.1103/PhysRev.85.934.2).
- [41] H. L. ANDERSON & coll. « Total Cross Sections of Positive Pions in Hydrogen ». *Physical Review* **85.5** (mar. 1952), p. 936. doi : [10.1103/PhysRev.85.936](https://doi.org/10.1103/PhysRev.85.936).
- [42] V. E. BARNES & coll. « Observation of a Hyperon with Strangeness Minus Three ». *Physical Review Letters* **12.8** (fév. 1964), p. 204-206. doi : [10.1103/PhysRevLett.12.204](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.12.204).
- [43] S. DÜRR & coll. « Ab Initio Determination of Light Hadron Masses ». *Science* **322.5905** (nov. 2008), p. 1224-1227. doi : [10.1126/science.1163233](https://doi.org/10.1126/science.1163233).
- [44] G. P. SALAM. *Elements of QCD for hadron colliders*. 2010. arXiv : [1011.5131 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/pdf/1011.5131.pdf). URL : <https://arxiv.org/pdf/1011.5131.pdf>.
- [45] D. J. GROSS & F. WILCZEK. « Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories ». *Physical Review Letters* **30** (26 juin 1973), p. 1343-1346. doi : [10.1103/PhysRevLett.30.1343](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.30.1343).
- [46] H. D. POLITZER. « Reliable Perturbative Results for Strong Interactions ? » *Physical Review Letters* **30** (26 juin 1973), p. 1346-1349. doi : [10.1103/PhysRevLett.30.1346](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.30.1346).
- [47] J.-C. WINTER, F. KRAUSS & G. SOFF. « A modified cluster-hadronisation model ». *European Physical Journal* **C36.3** (août 2004), p. 381-395. doi : [10.1140/epjc/s2004-01960-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s2004-01960-8).
- [48] B. ANDERSSON & coll. « Parton fragmentation and string dynamics » (avr. 1983). URL : [http://cds.cern.ch/record/143980](https://cds.cern.ch/record/143980).
- [49] The DØ Collaboration. « Measurement of the B_s^0 lifetime in the exclusive decay channel $B_s^0 \rightarrow J/\Psi\phi$ ». *Physical Review Letters* **94** (fév. 2005). doi : [10.1103/physrevlett.94.042001](https://doi.org/10.1103/physrevlett.94.042001).
- [50] G. BELLINI, I. BIGI & P. DORNAN. « Lifetimes of charm and beauty hadrons ». *Physics Reports* **289.1** (1997), p. 1-155. doi : [10.1016/S0370-1573\(97\)00005-7](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(97)00005-7).
- [51] L. TORTEROTOT. *CMSTransverseTikZ : event displays in the CMS transverse plane with TikZ*. URL : <https://gitlab.com/lucastorterotot/cmstransversetikz>.
- [52] The CMS Collaboration. *Performance of quark/gluon discrimination in 8 TeV pp data*. Rapp. tech. CMS-PAS-JME-13-002. Geneva : CERN, 2013. URL : [http://cds.cern.ch/record/1599732](https://cds.cern.ch/record/1599732).
- [53] The CDF Collaboration. « Observation of top quark production in $p\bar{p}$ collisions with the collider detector at Fermilab ». *Physical Review Letters* **74.14** (avr. 1995), p. 2626-2631. doi : [10.1103/physrevlett.74.2626](https://doi.org/10.1103/physrevlett.74.2626).
- [54] The DØ Collaboration. « Observation of the top quark ». *Physical Review Letters* **74.14** (avr. 1995), p. 2632-2637. doi : [10.1103/physrevlett.74.2632](https://doi.org/10.1103/physrevlett.74.2632).
- [55] S. MELE. « The Measurement of the Number of Light Neutrino Species at LEP ». *Advanced Series on Directions in High Energy Physics* **23** (2015), p. 89-106. URL : [http://cds.cern.ch/record/2103251](https://cds.cern.ch/record/2103251).
- [56] The Super-Kamiokande Collaboration. « Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos ». *Physical Review Letters* **81** (8 août 1998), p. 1562-1567. doi : [10.1103/PhysRevLett.81.1562](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1562).

- [57] The SNO Collaboration. « Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory ». *Physical Review Letters* **89** (1 juin 2002). doi : [10.1103/PhysRevLett.89.011301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.011301).
- [58] Z. MAKI, M. NAKAGAWA & S. SAKATA. « Remarks on the Unified Model of Elementary Particles ». *Progress of Theoretical Physics* **28**.5 (nov. 1962), p. 870-880. doi : [10.1143/PTP.28.870](https://doi.org/10.1143/PTP.28.870).
- [59] J. SCHECHTER & J. W. F. VALLE. « Neutrino masses in $SU(2) \times U(1)$ theories ». *Physical Review* **D22** (9 nov. 1980), p. 2227-2235. doi : [10.1103/PhysRevD.22.2227](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.22.2227).
- [60] A. DAVIDSON & K. C. WALL. « Family mass hierarchy from universal seesaw mechanism ». *Physical Review Letters* **60** (18 mai 1988), p. 1813-1816. doi : [10.1103/PhysRevLett.60.1813](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.60.1813).
- [61] R. N. MOHAPATRA & G. SENJANOVIĆ. « Neutrino masses and mixings in gauge models with spontaneous parity violation ». *Physical Review* **D23** (jan. 1981), p. 165-180. doi : [10.1103/PhysRevD.23.165](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.23.165).
- [62] R. N. MOHAPATRA & G. SENJANOVIĆ. « Neutrino Mass and Spontaneous Parity Nonconservation ». *Physical Review Letters* **44** (14 avr. 1980), p. 912-915. doi : [10.1103/PhysRevLett.44.912](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.44.912).
- [63] M. GELL-MANN, P. RAMOND & R. SLANSKY. « Complex Spinors and Unified Theories » (1979). arXiv : [1306.4669 \[hep-th\]](https://arxiv.org/abs/1306.4669). URL : <http://cds.cern.ch/record/133618>.
- [64] E. MAJORANA. « Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone ». *Il Nuovo Cimento* **14**.171 (1937). doi : [10.1007/BF02961314](https://doi.org/10.1007/BF02961314).
- [65] E. MAJORANA & L. MAIANI. « A symmetric theory of electrons and positrons ». *Ettore Majorana Scientific Papers* (2006). doi : [10.1007/978-3-540-48095-2_10](https://doi.org/10.1007/978-3-540-48095-2_10).
- [66] W. RODEJOHANN. « Neutrino-less double beta decay and particle physics ». *International Journal of Modern Physics* **E20**.9 (2011). doi : [10.1142/S0218301311020186](https://doi.org/10.1142/S0218301311020186).
- [67] J. SCHECHTER & J. W. F. VALLE. « Neutrinoless double- β decay in $SU(2) \times U(1)$ theories ». *Physical Review* **D25** (11 juin 1982), p. 2951-2954. doi : [10.1103/PhysRevD.25.2951](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.25.2951).
- [68] Y. NAGASHIMA. *Beyond the Standard Model of Elementary Particle Physics*. Weinheim : Wiley-VCH, juin 2014. URL : <http://cds.cern.ch/record/1620277>.
- [69] D. CLOWE & coll. « A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter ». *Astrophysical Journal* **648**.2 (août 2006). doi : [10.1086/508162](https://doi.org/10.1086/508162).
- [70] P. A. R. ADE & coll. « Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results ». *Astronomy & Astrophysics* **571** (oct. 2014). doi : [10.1051/0004-6361/201321529](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321529).
- [71] Y. A. GOL'FAND & E. P. LIKHTMAN. « Extension of the algebra of Poincare group generators and violation of P invariance ». *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* **13**.8 (1971), p. 323-325. URL : <http://cds.cern.ch/record/433516>.
- [72] J. WESS & B. ZUMINO. « Supergauge transformations in four dimensions ». *Nuclear Physics* **B70**.1 (1974), p. 39-50. doi : [10.1016/0550-3213\(74\)90355-1](https://doi.org/10.1016/0550-3213(74)90355-1).
- [73] S. P. MARTIN. « A Supersymmetry primer ». *Advanced Series on Directions in High Energy Physics* (juil. 1998), p. 1-98. doi : [10.1142/9789812839657_0001](https://doi.org/10.1142/9789812839657_0001).
- [74] J. F. GUNION & coll. *The Higgs hunter's guide*. T. **80**. Upton, NY : Brookhaven Nat. Lab., 1989. URL : <https://cds.cern.ch/record/425736>.
- [75] J. F. GUNION & coll. *Errata for "The Higgs Hunter's Guide"*. Rapp. tech. hep-ph/9302272. Fév. 1993. URL : <https://cds.cern.ch/record/559892>.
- [76] P. FAYET. « Supergauge invariant extension of the Higgs mechanism and a model for the electron and its neutrino ». *Nuclear Physics* **B90** (1975), p. 104-124. doi : [10.1016/0550-3213\(75\)90636-7](https://doi.org/10.1016/0550-3213(75)90636-7).
- [77] P. FAYET. « Spontaneously broken supersymmetric theories of weak, electromagnetic and strong interactions ». *Physics Letters* **B69**.4 (1977), p. 489-494. doi : [10.1016/0370-2693\(77\)90852-8](https://doi.org/10.1016/0370-2693(77)90852-8).

- [78] M. CARENA & coll. « MSSM Higgs boson searches at the LHC : benchmark scenarios after the discovery of a Higgs-like particle ». *European Physical Journal* **C73**.9 (sept. 2013). doi : [10.1140/epjc/s10052-013-2552-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2552-1).
- [79] E. BAGNASCHI & coll. « MSSM Higgs boson searches at the LHC : benchmark scenarios for Run 2 and beyond ». *The European Physical Journal* **C79**.7 (juil. 2019). doi : [10.1140/epjc/s10052-019-7114-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7114-8).
- [80] The CMS Collaboration. « Search for neutral MSSM Higgs bosons decaying to a pair of tau leptons in pp collisions ». *Journal of High Energy Physics* **10** (oct. 2014). doi : [10.1007/jhep10\(2014\)160](https://doi.org/10.1007/jhep10(2014)160).
- [81] The CMS Collaboration. « Search for additional neutral MSSM Higgs bosons in the di-tau final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ ». *Journal of High Energy Physics* **09**.007 (sept. 2018). doi : [10.1007/JHEP09\(2018\)007](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2018)007).
- [82] G. RIDOLFI, G. ROSS & F. ZWIRNER. « Supersymmetry ». *Large Hadron Collider Workshop Proceedings. II.* CERN. Geneva : CERN, oct. 1990, p. 606-683.
- [83] LHC Higgs Cross Section Working Group. « Inclusive Observables ». *Handbook of LHC Higgs Cross Sections. 1.* CERN Yellow Reports : Monographs. Geneva : CERN, 2011. url : <https://cds.cern.ch/record/1318996>.
- [84] LHC Higgs Cross Section Working Group. « Differential Distributions ». *Handbook of LHC Higgs Cross Sections. 2.* CERN Yellow Reports : Monographs. Geneva : CERN, 2012. url : <https://cds.cern.ch/record/1416519>.
- [85] LHC Higgs Cross Section Working Group. « Higgs Properties ». *Handbook of LHC Higgs Cross Sections. 3.* CERN Yellow Reports : Monographs. Geneva : CERN, 2013. url : <https://cds.cern.ch/record/1559921>.
- [86] LHC Higgs Cross Section Working Group. « Deciphering the Nature of the Higgs Sector ». *Handbook of LHC Higgs Cross Sections. 4.* CERN Yellow Reports : Monographs. Geneva : CERN, oct. 2016. url : <http://cds.cern.ch/record/2227475>.
- [87] P. BOLZONI & coll. « Vector boson fusion at next-to-next-to-leading order in QCD : Standard model Higgs boson and beyond ». *Physical Review* **D85** (3 fév. 2012). doi : [10.1103/PhysRevD.85.035002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.035002).
- [88] S. DAWSON, A. DJOUADI & M. SPIRA. « QCD Corrections to Supersymmetric Higgs Boson Production : The Role of Squark Loops ». *Physical Review Letters* **77**.1 (juil. 1996), p. 16-19. doi : [10.1103/physrevlett.77.16](https://doi.org/10.1103/physrevlett.77.16).
- [89] S. H. NEDDERMEYER & C. D. ANDERSON. « Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles ». *Physical Review* **51** (10 mai 1937), p. 884-886. doi : [10.1103/PhysRev.51.884](https://doi.org/10.1103/PhysRev.51.884).
- [90] O. S. BRÜNING & coll. « The LHC Main Ring ». *LHC Design Report. 1.* CERN Yellow Reports : Monographs. Geneva : CERN, 2004. url : <https://cds.cern.ch/record/782076>.
- [91] O. S. BRÜNING & coll. « The LHC Infrastructure and General Services ». *LHC Design Report. 2.* CERN Yellow Reports : Monographs. Geneva : CERN, 2004. url : <https://cds.cern.ch/record/815187>.
- [92] M. BENEDIKT & coll. « The LHC Injector Chain ». *LHC Design Report. 3.* CERN Yellow Reports : Monographs. Geneva : CERN, 2004. url : <https://cds.cern.ch/record/823808>.
- [93] Site internet du CERN. url : <https://home.cern/>.
- [94] F. J. HASERT & coll. « Search for elastic muon neutrino electron scattering ». *Physics Letters* **B46**.1 (1973), p. 121-124. doi : [10.1016/0370-2693\(73\)90494-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(73)90494-2). url : [http://cds.cern.ch/record/243640](https://cds.cern.ch/record/243640).
- [95] F. HASERT & coll. « Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment ». *Physics Letters* **B46**.1 (1973), p. 138-140. doi : [10.1016/0370-2693\(73\)90499-1](https://doi.org/10.1016/0370-2693(73)90499-1).

- [96] F. J. HASERT & coll. « Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment ». *Nuclear Physics* **B73.1** (1974), p. 1-22. URL : <http://cds.cern.ch/record/203096>.
- [97] CERN. *The World Wide Web Project*. 1989. URL : <http://info.cern.ch/hypertext/WWW/TheProject.html>.
- [98] CERN. *The first touchscreen used at CERN*. URL : <https://www.youtube.com/watch?v=tQe5dlzScwU>.
- [99] P. J. DORNAN. « The ALEPH Experiment ». *Philosophical Transactions : Physical Sciences and Engineering* **336.1642** (1991), p. 201-211. URL : <http://www.jstor.org/stable/53783>.
- [100] P. S. L. BOOTH. « The DELPHI Experiment ». *Philosophical Transactions : Physical Sciences and Engineering* **336.1642** (1991), p. 213-222. URL : <http://www.jstor.org/stable/53784>.
- [101] D. P. STICKLAND. « The L3 Experiment ». *Philosophical Transactions : Physical Sciences and Engineering* **336.1642** (1991), p. 223-236. URL : <http://www.jstor.org/stable/53785>.
- [102] A. MICHELINI. « OPAL Detector Performance ». *Philosophical Transactions : Physical Sciences and Engineering* **336.1642** (1991), p. 237-246. URL : <http://www.jstor.org/stable/53786>.
- [103] CERN. *MapCERN*. URL : <https://maps.web.cern.ch/>.
- [104] *Long term LHC schedule*. URL : <https://lhc-commissioning.web.cern.ch/>.
- [105] J. GAO, L. HARLAND-LANG & J. Rojo. « The structure of the proton in the LHC precision era ». *Physics Reports* **742** (mai 2018). DOI : [10.1016/j.physrep.2018.03.002](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2018.03.002).
- [106] R. D. BALL & coll. « Parton distributions for the LHC Run II ». *Journal of High Energy Physics* **4** (avr. 2015). DOI : [10.1007/jhep04\(2015\)040](https://doi.org/10.1007/jhep04(2015)040).
- [107] J. Rojo & coll. « The PDF4LHC report on PDFs and LHC data : results from Run I and preparation for Run II ». *Journal of Physics* **G42.10** (sept. 2015). DOI : [10.1088/0954-3899/42/10/103103](https://doi.org/10.1088/0954-3899/42/10/103103).
- [108] The CMS Collaboration. *CMS Luminosity Measurements for the 2016 Data Taking Period*. Rapp. tech. CMS-PAS-LUM-17-001. Geneva : CERN, 2017. URL : <http://cds.cern.ch/record/2257069>.
- [109] The CMS Collaboration. *CMS luminosity measurement for the 2017 data-taking period at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$* . Rapp. tech. CMS-PAS-LUM-17-004. Geneva : CERN, 2018. URL : <http://cds.cern.ch/record/2621960>.
- [110] The CMS Collaboration. *CMS luminosity measurement for the 2018 data-taking period at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$* . Rapp. tech. CMS-PAS-LUM-18-002. Geneva : CERN, 2019. URL : <http://cds.cern.ch/record/2676164>.
- [111] The CMS Collaboration. *CMS Luminosity – Public Results*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults>.
- [112] The ALICE Collaboration. « The ALICE experiment at the CERN LHC. A Large Ion Collider Experiment ». *Journal of Instrumentation* **3.S08002** (2008). URL : <http://cds.cern.ch/record/1129812>.
- [113] The ATLAS Collaboration. « The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider ». *Journal of Instrumentation* **3.S08003** (2008). URL : <http://cds.cern.ch/record/1129811>.
- [114] The CMS Collaboration. « The CMS experiment at the CERN LHC. The Compact Muon Solenoid experiment ». *Journal of Instrumentation* **3.S08004** (2008). URL : <http://cds.cern.ch/record/1129810>.
- [115] The LHCb Collaboration. « The LHCb Detector at the LHC ». *Journal of Instrumentation* **3.S08005** (2008). URL : <http://cds.cern.ch/record/1129809>.
- [116] The LHCf Collaboration. « The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider ». *Journal of Instrumentation* **3.S08006** (2008). URL : <http://cds.cern.ch/record/1129808>.

- [117] The TOTEM Collaboration. « The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider ». *Journal of Instrumentation* **3**.S08007 (2008). URL : <http://cds.cern.ch/record/1129807>.
- [118] The MoEDAL Collaboration. *Technical Design Report of the MoEDAL Experiment*. Rapp. tech. CERN-LHCC-2009-006. MoEDAL-TDR-001. Juin 2009. URL : <https://cds.cern.ch/record/1181486>.
- [119] The CMS Collaboration. *CMS : letter of intent by the CMS Collaboration for a general purpose detector at LHC*. Rapp. tech. CERN-LHCC-92-003. LHCC-I-1. Geneva : CERN, 1992. URL : <https://cds.cern.ch/record/290808>.
- [120] T. SAKUMA. *3D SketchUp images of the CMS detector*. CMS Document Database. Sept. 2018. URL : <https://cms-docdb.cern.ch/cgi-bin/PublicDocDB>ShowDocument?docid=13631>.
- [121] The CMS Collaboration. *The CMS tracker system project : Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. Geneva : CERN, 1997. URL : <https://cds.cern.ch/record/368412>.
- [122] The CMS Collaboration. *The CMS electromagnetic calorimeter project : Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. Geneva : CERN, 1997. URL : <https://cds.cern.ch/record/349375>.
- [123] The CMS Collaboration. *The CMS hadron calorimeter project : Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. Geneva : CERN, 1997. URL : <https://cds.cern.ch/record/357153>.
- [124] The CMS Collaboration. *The CMS magnet project : Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. Geneva : CERN, 1997. URL : <http://cds.cern.ch/record/331056>.
- [125] The CMS Collaboration. *The CMS muon project : Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. Geneva : CERN, 1997. URL : <https://cds.cern.ch/record/343814>.
- [126] P. ARCE & coll. « The network of photodetectors and diode lasers of the CMS Link alignment system ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **A896** (2018), p. 1-23. URL : <http://cds.cern.ch/record/2637152>.
- [127] The CMS Collaboration. « Detector Performance and Software ». *CMS Physics : Technical Design Report. 1*. Technical Design Report CMS. Geneva : CERN, 2006. URL : <http://cds.cern.ch/record/922757>.
- [128] The CMS Collaboration. « The CMS detector magnet ». *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **10**.1 (2000). URL : <http://cds.cern.ch/record/438917>.
- [129] The CMS Collaboration. « Precise mapping of the magnetic field in the CMS barrel yoke using cosmic rays ». *Journal of Instrumentation* **5** (mar. 2010). doi : [10.1088/1748-0221/5/03/t03021](https://doi.org/10.1088/1748-0221/5/03/t03021).
- [130] A. DOMINGUEZ & coll. *CMS Technical Design Report for the Pixel Detector Upgrade*. Rapp. tech. Sept. 2012. URL : <https://cds.cern.ch/record/1481838>.
- [131] The CMS Collaboration. « Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker ». *Journal of Instrumentation* **9** (mai 2014). URL : <http://cds.cern.ch/record/1704291>.
- [132] The CMS Collaboration. « Precision measurement of the structure of the CMS inner tracking system using nuclear interactions ». *Journal of Instrumentation* **13** (juil. 2018). URL : <https://cds.cern.ch/record/2629890>.
- [133] The CMS Collaboration. *The Phase-1 Upgrade of the CMS Pixel Detector*. Rapp. tech. CMS-CR-2017-135. 06. Geneva : CERN, mai 2017. URL : <https://cds.cern.ch/record/2265423>.
- [134] The CMS Collaboration. « Energy calibration and resolution of the CMS electromagnetic calorimeter in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ ». *Journal of Instrumentation* **8** (juin 2013). URL : <https://cds.cern.ch/record/1554142>.
- [135] The CMS Collaboration. « CMS ECAL Response to Laser Light » (mar. 2019). URL : <https://cds.cern.ch/record/2668200>.
- [136] The CMS Collaboration. « ECAL 2016 refined calibration and Run2 summary plots » (avr. 2020). URL : <https://cds.cern.ch/record/2717925>.

- [137] J. MANS & coll. *CMS Technical Design Report for the Phase 1 Upgrade of the Hadron Calorimeter*. Rapp. tech. Sept. 2012. URL : <https://cds.cern.ch/record/1481837>.
- [138] The CMS Collaboration. « HCAL Energy Reconstruction Performance » (nov. 2016). URL : <https://cds.cern.ch/record/2235509>.
- [139] The CMS Collaboration. « HCAL Out Of Time Pileup Subtraction and Energy Reconstruction » (mai 2018). URL : <https://cds.cern.ch/record/2320408>.
- [140] The CMS Collaboration. « HCAL Calibration Status in Summer 2017 » (mai 2017). URL : <https://cds.cern.ch/record/2281146>.
- [141] The CMS Collaboration. « The performance of the CMS muon detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV at the LHC ». *Journal of Instrumentation* **8** (juin 2013). URL : <https://cds.cern.ch/record/1558674>.
- [142] The CMS Collaboration. « Performance of the CMS muon detector and muon reconstruction with proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». *Journal of Instrumentation* **13** (avr. 2018). URL : <https://cds.cern.ch/record/2313130>.
- [143] The CMS Collaboration. *CMS TriDAS project : Technical Design Report*. T. **1**. Technical Design Report CMS. Geneva : CERN. URL : <http://cds.cern.ch/record/706847>.
- [144] The CMS Collaboration. *CMS TriDAS project : Technical Design Report*. T. **2**. Technical Design Report CMS. Geneva : CERN, 2002. URL : <http://cds.cern.ch/record/578006>.
- [145] The CMS Collaboration. « The CMS trigger system ». *Journal of Instrumentation* **12.1** (jan. 2017). URL : <https://cds.cern.ch/record/2212926>.
- [146] A. TAPPER & D. ACOSTA. *CMS Technical Design Report for the Level-1 Trigger Upgrade*. Rapp. tech. Juin 2013. URL : <https://cds.cern.ch/record/1556311>.
- [147] The CMS Collaboration. « Particle-flow reconstruction and global event description with the CMS detector ». *Journal of Instrumentation* **12.10** (juin 2017). DOI : [10.1088/1748-0221/12/10/P10003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/10/P10003). arXiv : [1706.04965v2 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1706.04965v2).
- [148] The CMS Collaboration. « The CMS Particle Flow Algorithm ». *EPJ Web of Conferences* **191** (2018). URL : <https://cds.cern.ch/record/2678077>.
- [149] T. SPEER & coll. *Track Reconstruction in the CMS Tracker*. Rapp. tech. CMS-CR-2005-014. Geneva : CERN, juil. 2005. URL : <http://cds.cern.ch/record/884424>.
- [150] R. FRÜHWIRTH. « Application of Kalman filtering to track and vertex fitting ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **A262.2** (1987), p. 444-450. DOI : [10.1016/0168-9002\(87\)90887-4](https://doi.org/10.1016/0168-9002(87)90887-4).
- [151] The CMS Collaboration. *Journal of Instrumentation* **10.06** (juin 2015). DOI : [10.1088/1748-0221/10/06/p06005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/06/p06005).
- [152] D. ALSPACH & H. SORENSEN. « Nonlinear Bayesian estimation using Gaussian sum approximations ». *IEEE Transactions on Automatic Control* **17.4** (1972), p. 439-448. DOI : [10.1109/TAC.1972.1100034](https://doi.org/10.1109/TAC.1972.1100034).
- [153] H. A. BETHE. « Molière's Theory of Multiple Scattering ». *Physical Review* **89** (6 mar. 1953). DOI : [10.1103/PhysRev.89.1256](https://doi.org/10.1103/PhysRev.89.1256).
- [154] B. P. NIGAM, M. K. SUNDARESAN & T.-Y. WU. « Theory of Multiple Scattering : Second Born Approximation and Corrections to Molière's Work ». *Physical Review* **115** (3 août 1959). DOI : [10.1103/PhysRev.115.491](https://doi.org/10.1103/PhysRev.115.491).
- [155] The CMS Collaboration. *Studies of Tracker Material*. Rapp. tech. CMS-PAS-TRK-10-003. 2010. URL : <https://cds.cern.ch/record/1279138>.
- [156] The CMS Collaboration. « Jet energy scale and resolution in the CMS experiment in pp collisions at 8 TeV ». *Journal of Instrumentation* **12.02** (fév. 2017). DOI : [10.1088/1748-0221/12/02/p02014](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/02/p02014).

- [157] J. L. BENTLEY. « Multidimensional Binary Search Trees Used for Associative Searching ». *Communications of the ACM* **18**.9 (sept. 1975), p. 509-517. doi : [10.1145/361002.361007](https://doi.org/10.1145/361002.361007).
- [158] The CMS Collaboration. *Baseline muon selections for Run-II*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/SWGuideMuonIdRun2>.
- [159] The CMS Collaboration. *Multivariate Electron Identification for Run2*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/MultivariateElectronIdentificationRun2>.
- [160] T. CHEN & C. GESTRIN. « XGBOOST : A Scalable Tree Boosting System ». *Proceedings of the 22nd ACM SIGKDD International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining* (août 2016). doi : [10.1145/2939672.2939785](https://doi.org/10.1145/2939672.2939785).
- [161] J. ALWALL & coll. « MADGRAPH 5 : Going Beyond ». *Journal of High Energy Physics* **06** (2011). doi : [10.1007/jhep06\(2011\)128](https://doi.org/10.1007/jhep06(2011)128). arXiv : [1106.0522 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1106.0522).
- [162] M. CACCIARI, G. P. SALAM & G. SOYEZ. « The Anti- k_T jet clustering algorithm ». *Journal of High Energy Physics* **04** (avr. 2008). doi : [10.1088/1126-6708/2008/04/063](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063). arXiv : [0802.1189 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/0802.1189).
- [163] M. CACCIARI, G. P. SALAM & G. SOYEZ. « FASTJET user manual ». *European Physical Journal* **C72** (nov. 2012). doi : [10.1140/epjc/s10052-012-1896-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-1896-2). arXiv : [1111.6097 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1111.6097).
- [164] The CMS Collaboration. « Jet energy scale and resolution performance with 13 TeV data collected by CMS in 2016-2018 ». (avr. 2020). URL : <https://cds.cern.ch/record/2715872>.
- [165] The CMS Collaboration. « Identification of b-quark jets with the CMS experiment ». *Journal of Instrumentation* **8**.04 (avr. 2013). doi : [10.1088/1748-0221/8/04/p04013](https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/04/p04013).
- [166] D. GUEST & coll. « Jet flavor classification in high-energy physics with deep neural networks ». *Physical Review* **D94**.11 (déc. 2016). doi : [10.1103/physrevd.94.112002](https://doi.org/10.1103/physrevd.94.112002).
- [167] The CMS Collaboration. « Identification of heavy-flavour jets with the CMS detector in pp collisions at 13 TeV ». *Journal of Instrumentation* **13**.05 (mai 2018). doi : [10.1088/1748-0221/13/05/p05011](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/05/p05011).
- [168] F. CHOLLET & coll. KERAS. 2015. URL : <https://keras.io>.
- [169] M. ABADI & coll. TENSORFLOW : *Large-scale machine learning on heterogeneous distributed systems*. Software available from tensorflow.org. 2015. URL : <https://www.tensorflow.org/>.
- [170] The CMS Collaboration. *Performance of missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the CMS detector*. Rapp. tech. Geneva : CERN, 2018. URL : <https://cds.cern.ch/record/2628600>.
- [171] D. BERTOLINI & coll. « Pileup per particle identification ». *Journal of High Energy Physics* **10** (oct. 2014). doi : [10.1007/jhep10\(2014\)059](https://doi.org/10.1007/jhep10(2014)059).
- [172] The CMS Collaboration. *MET Analysis*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/WorkBookMetAnalysis>.
- [173] The CMS Collaboration. « Reconstruction and identification of tau lepton decays to hadrons and tau neutrino at CMS ». *Journal of Instrumentation* **11**.1 (2016). doi : [10.1088/1748-0221/11/01/P01019](https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/01/P01019). arXiv : [1510.07488 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1510.07488).
- [174] The CMS Collaboration. « Performance of reconstruction and identification of τ leptons decaying to hadrons and ν_τ in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». *Journal of Instrumentation* **13**.10 (2018). doi : [10.1088/1748-0221/13/10/P10005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/10/P10005). arXiv : [1809.02816 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1809.02816).
- [175] I. GOODFELLOW, Y. BENGIO & A. COURVILLE. *Deep Learning*. MIT Press, 2016. URL : <http://www.deeplearningbook.org>.
- [176] The CMS Collaboration. « Performance of the DeepTau algorithm for the discrimination of taus against jets, electron, and muons ». (oct. 2019). URL : <https://cds.cern.ch/record/2694158>.
- [177] K. ANDROSOV. « DeepTau ID ». *Meeting calcolo CMS Italia*. Juin 2019. URL : https://indico.cern.ch/event/819693/contributions/3438506/attachments/1858497/3053529/2019-06-07_DeepTau_ID.pdf.

- [178] T. SJÖSTRAND, S. MRENNA & P. SKANDS. « PYTHIA 6.4 physics and manual ». *Journal of High Energy Physics* **05** (mai 2006). doi : [10.1088/1126-6708/2006/05/026](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2006/05/026).
- [179] T. SJÖSTRAND & coll. « An Introduction to PYTHIA 8.2 ». *Computer Physics Communications* **191** (2015), p. 159-177. doi : [10.1016/j.cpc.2015.01.024](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2015.01.024). arXiv : [1410.3012 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1410.3012).
- [180] S. ALIOLI & coll. « A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs : the POWHEG BOX ». *Journal of High Energy Physics* **06** (2010). doi : [10.1007/jhep06\(2010\)043](https://doi.org/10.1007/jhep06(2010)043). arXiv : [1002.2581 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1002.2581).
- [181] S. FRIXIONE, P. NASON & B. R. WEBBER. « Matching NLO QCD and parton showers in heavy flavour production ». *Journal of High Energy Physics* **8** (août 2003). doi : [10.1088/1126-6708/2003/08/007](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2003/08/007).
- [182] J. BELLM & coll. « HERWIG 7.0/HERWIG++ 3.0 release note ». *European Physical Journal* **C76**.196 (avr. 2016). doi : [10.1140/epjc/s10052-016-4018-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4018-8).
- [183] A. SCHÄLICKE & coll. « An event generator for particle production in high-energy collisions ». *Progress in Particle and Nuclear Physics* **53**.1 (2004), p. 329-338. doi : [10.1016/j.ppnp.2004.02.031](https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2004.02.031). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S014664100400047X>.
- [184] S. AGOSTINELLI & coll. « GEANT4 – A simulation toolkit ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **A506**.3 (2003), p. 250-303. doi : [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
- [185] J. ALLISON & coll. « GEANT4 developments and applications ». *IEEE Transactions on Nuclear Science* **53**.1 (fév. 2006), p. 270-278. doi : [10.1109/tns.2006.869826](https://doi.org/10.1109/tns.2006.869826).
- [186] J. ALLISON & coll. « Recent developments in GEANT4 ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **A835** (2016), p. 186-225. doi : [10.1016/j.nima.2016.06.125](https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125).
- [187] The CMS Collaboration. *E/gamma Physics Object Group*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/EgammaPOG>.
- [188] The CMS Collaboration. *Recommendation for Using b-tag Objects in Physics Analyses*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/BtagRecommendation>.
- [189] The CMS Collaboration. *Tau ID recommendations for Run-2*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/TauIDRecommendationForRun2>.
- [190] A. RASPEREZA. *Recoil Corrections for the 2017 Dataset*. Oct. 2018. URL : https://indico.cern.ch/event/762837/contributions/3172618/attachments/1731302/2798220/Recoils_20181010.pdf.
- [191] The CMS Collaboration. « First results from the CMS SiPM-based hadronic endcap calorimeter ». Geneva, août 2018. URL : <https://cds.cern.ch/record/2636475>.
- [192] The CMS Collaboration. *Pileup Removal Algorithms*. Rapp. tech. CMS-PAS-JME-14-001. Geneva : CERN, 2014. URL : <https://cds.cern.ch/record/1751454>.
- [193] The CMS Collaboration. « Event generator tunes obtained from underlying event and multi-parton scattering measurements ». *European Physical Journal* **C76**.3 (2016). doi : [10.1140/epjc/s10052-016-3988-x](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-3988-x). arXiv : [1512.00815 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1512.00815).
- [194] H. LATTAUD. « Photon et jets avec l’expérience CMS du LHC : de la calibration à la mesure ». Thèse de doct. Université Claude Bernard Lyon 1, sept. 2019. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02422226>.
- [195] The CMS Collaboration. « Performance of photon reconstruction and identification with the CMS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV ». *Journal of Instrumentation* **10** (fév. 2015). URL : <https://cds.cern.ch/record/1988093>.
- [196] The CMS Collaboration. « Measurement of differential cross sections for inclusive isolated-photon and photon+jets production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». *European Physical Journal* **C79**.20 (juil. 2018). URL : [http://cds.cern.ch/record/2628267](https://cds.cern.ch/record/2628267).

- [197] The CMS Collaboration. « Extraction and validation of a new set of CMS PYTHIA 8 tunes from underlying-event measurements ». *European Physical Journal* **C80** (mar. 2019). URL : <https://cds.cern.ch/record/2669320>.
- [198] DELPHI, OPAL, ALEPH, LEP Working Group for Higgs Boson Searches, L3. « Search for neutral MSSM Higgs bosons at LEP ». *European Physical Journal* **C47** (2006), p. 547-587. doi : [10.1140/epjc/s2006-02569-7](https://doi.org/10.1140/epjc/s2006-02569-7). arXiv : [hep-ex/0602042 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0602042).
- [199] The CDF Collaboration. « Search for Higgs bosons predicted in two-Higgs-doublet models via decays to tau lepton pairs in 1,96 TeV $p\bar{p}$ collisions ». *Physical Review Letters* **103** (2009). doi : [10.1103/PhysRevLett.103.201801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.201801). arXiv : [0906.1014 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/0906.1014).
- [200] The DØ Collaboration. « Search for Higgs bosons decaying to $\tau\tau$ pairs in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1,96$ TeV ». *Physics Letters* **B707** (2012), p. 323-329. doi : [10.1016/j.physletb.2011.12.050](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2011.12.050). arXiv : [1106.4555 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1106.4555).
- [201] The CMS Collaboration. « Search for neutral Higgs bosons decaying to tau pairs in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV ». *Physics Letters* **B713** (2012), p. 68-90. doi : [10.1016/j.physletb.2012.05.028](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.05.028). arXiv : [1202.4083 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1202.4083).
- [202] The CMS Collaboration. « Higgs to tau tau (MSSM) ». CMS-PAS-HIG-13-021 (2013). URL : [http://cds.cern.ch/record/1623367](https://cds.cern.ch/record/1623367).
- [203] The CMS Collaboration. « Search for additional neutral Higgs bosons decaying to a pair of tau leptons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV ». CMS-PAS-HIG-14-029 (2015). URL : <https://cds.cern.ch/record/2041463>.
- [204] G. TOUQUET. « Search for an additional neutral MSSM Higgs boson decaying to tau leptons with the CMS experiment ». Thèse de doct. Université Claude Bernard Lyon 1, oct. 2019. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-02526393>.
- [205] A. GOTTMANN. « Global Interpretation of $\tau\tau$ Events in the Context of the Standard Model and Beyond ». Thèse de doct. Fakultät für Physik des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT), juin 2020. URL : <https://publish.etp.kit.edu/record/22014>.
- [206] The CMS Collaboration. « Search for neutral MSSM Higgs bosons decaying into a pair of bottom quarks ». *Journal of High Energy Physics* **11** (2015). doi : [10.1007/JHEP11\(2015\)071](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2015)071). arXiv : [1506.08329 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1506.08329).
- [207] The CMS Collaboration. « Search for neutral MSSM Higgs bosons decaying to $\mu^+\mu^-$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV ». *Physics Letters* **B752** (2016), p. 221-246. doi : [10.1016/j.physletb.2015.11.042](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.11.042). arXiv : [1508.01437 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1508.01437).
- [208] The ATLAS Collaboration. « Search for the neutral Higgs bosons of the Minimal Supersymmetric Standard Model in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector ». *Journal of High Energy Physics* **02** (2013). doi : [10.1007/JHEP02\(2013\)095](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2013)095). arXiv : [1211.6956 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1211.6956).
- [209] The ATLAS Collaboration. « Search for additional heavy neutral Higgs and gauge bosons in the ditau final state produced in 36 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector ». *Journal of High Energy Physics* **1** (jan. 2018). doi : [10.1007/jhep01\(2018\)055](https://doi.org/10.1007/jhep01(2018)055).
- [210] The ATLAS Collaboration. « Search for Heavy Higgs Bosons Decaying into Two Tau Leptons with the ATLAS Detector Using pp Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». *Physical Review Letters* **125** (5 juil. 2020), p. 051801. doi : [10.1103/PhysRevLett.125.051801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.051801).
- [211] J. ANDREJKOVIC & coll. « BSM $H \rightarrow \tau\tau$ analysis on full Run 2 CMS data at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». *CMS analysis Note* (2021). URL : https://cms.cern.ch/iCMS/jsp/db_notes/noteInfo.jsp?cmsnoteid=CMS%5C20AN-2020/218.
- [212] The CMS Collaboration. « MSSM $H/A \rightarrow \tau\tau$ search with full Run-2 data ». 2021. URL : <https://cms.cern.ch/iCMS/analysisadmin/cadilines?line=HIG-21-001&tp=an&id=2409&ancode=HIG-21-001>.

- [213] L. TORTEROTOT. « Search for additional neutral Higgs bosons decaying to τ leptons pairs in the CMS experiment at the LHC ». *JRJC 2019. Book of Proceedings*. Août 2020, p. 53-56. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-02971995>.
- [214] C. BERNET. *Heppy : a python framework for high-energy physics data analysis*. URL : <https://github.com/cbernet/heppy>.
- [215] L. MONETA & coll. « The RooStats Project ». *13th International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research (ACAT2010)*. 2010. URL : http://pos.sissa.it/archive/conferences/093/057/ACAT2010_057.pdf.
- [216] L. TORTEROTOT, C. BERNET & E. AŞILAR. *MergeBinErrors fix on total bin error*. Fév. 2020. URL : <https://github.com/cms-analysis/CombineHarvester/pull/243>.
- [217] D. WINTERBOTTOM, A. Dow & M. H. HASSANSHAHJI. « Electron and muon scale factor measurements for Higgs to tau tau analyses ». *CMS analysis Note* (2020). URL : https://cms.cern.ch/iCMS/jsp/db_notes/noteInfo.jsp?cmsnoteid=CMS%5C%20AN-2020/014.
- [218] T. LENZ, M. MEYER & A. RASPEREZA. « Tau ID scale factors for the DEEPtau ID for full Run II data using high- p_T taus ». *CMS analysis Note* (nov. 2019). URL : https://cms.cern.ch/iCMS/jsp/db_notes/noteInfo.jsp?cmsnoteid=CMS%5C%20AN-2019/263.
- [219] E. BAGNASCHI & A. VICINI. « The Higgs transverse momentum distribution in gluon fusion as a multiscale problem ». *Journal of High Energy Physics* **01** (2016). DOI : [10.1007/JHEP01\(2016\)056](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2016)056).
- [220] E. BAGNASCHI & coll. « Resummation ambiguities in the Higgs transverse-momentum spectrum in the Standard Model and beyond ». *Journal of High Energy Physics* **01** (2016). DOI : [10.1007/JHEP01\(2016\)090](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2016)090).
- [221] D. JANG. « Search for MSSM Higgs decaying to tau pairs in $p\bar{p}$ collision at $\sqrt{s} = 1,96$ TeV at CDF ». Thèse de doct. Rutgers, The State University of New Jersey, mai 2006. URL : <https://lss.fnal.gov/archive/thesis/2000/fermilab-thesis-2006-11.pdf>.
- [222] The CMS Collaboration. *DeepJet : deep learning based on physics objects for jet reconstruction*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/DeepFlavour>.
- [223] The CMS Collaboration. « An embedding technique to determine $\tau\tau$ backgrounds in proton-proton collision data ». *Journal of Instrumentation* **14.06** (juin 2019). DOI : [10.1088/1748-0221/14/06/p06032](https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/06/p06032).
- [224] The CMS Collaboration. *Measurement of Higgs boson production and decay to the $\tau\tau$ final state*. Rapp. tech. CMS-PAS-HIG-18-032. Geneva : CERN, 2019. URL : <https://cds.cern.ch/record/2668685>.
- [225] J. ANDREJKOVIC & coll. « Data-driven background estimation of fake-tau backgrounds in di-tau final states with 2016 and 2017 data ». *CMS analysis Note* (oct. 2018). URL : https://cms.cern.ch/iCMS/jsp/db_notes/noteInfo.jsp?cmsnoteid=CMS%5C%20AN-2018/257.
- [226] J. ANDREJKOVIC & J. BECHTEL. « Data-driven background estimation of fake-tau backgrounds in di-tau final states with the full Run-II dataset ». *CMS analysis Note* (juin 2020). URL : https://cms.cern.ch/iCMS/jsp/db_notes/noteInfo.jsp?cmsnoteid=CMS%5C%20AN-2019/170.
- [227] The CMS Collaboration. *Measurement of Higgs boson production in the decay channel with a pair of τ leptons*. Rapp. tech. CMS-PAS-HIG-19-010. Geneva : CERN, 2020. URL : [http://cds.cern.ch/record/2725590](https://cds.cern.ch/record/2725590).
- [228] J. ANDREJKOVIC & coll. « Measurement of Higgs(125) boson properties in decays to a pair of tau leptons with full Run II data using Machine-Learning techniques ». *CMS analysis Note* (sept. 2020). URL : https://cds.cern.ch/iCMS/jsp/db_notes/noteInfo.jsp?cmsnoteid=CMS%5C%20AN-2019/177.
- [229] J. ANDREJKOVIC & coll. « Multi-class neural network architecture and training for measurements of Higgs(125) boson decays to two tau leptons on full Run II data ». *CMS analysis Note* (mai 2020). URL : https://cds.cern.ch/iCMS/jsp/db_notes/noteInfo.jsp?cmsnoteid=CMS%5C%20AN-2019/178.

- [230] L. BIANCHINI & coll. « Reconstruction of the Higgs mass in $H \rightarrow \tau\tau$ Events by Dynamical Likelihood techniques ». *Journal of Physics : Conference Series* **513**.2 (juin 2014). doi : [10.1088/1742-6596/513/2/022035](https://doi.org/10.1088/1742-6596/513/2/022035).
- [231] The CMS Collaboration. *Luminosity Physics Object Group (Lumi POG)*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/TWikiLUM>.
- [232] The CMS Collaboration. *Standard Model Cross Sections for CMS at 13 TeV*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/StandardModelCrossSectionsat13TeV>.
- [233] The CMS Collaboration. *MSSM Neutral Higgs*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCHWMSSMNeutral>.
- [234] The CMS Collaboration. *MET Uncertainties*. URL : https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/MissingETRun2Corrections#MET_Uncertainties.
- [235] The CMS Collaboration. *Jet Energy Resolution*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/JetResolution>.
- [236] T. JUNK. « Confidence level computation for combining searches with small statistics ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **A434**.2–3 (sept. 1999), p. 435-443. doi : [10.1016/S0168-9002\(99\)00498-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00498-2). arXiv : [hep-ex/9902006 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9902006).
- [237] A. L. READ. « Modified frequentist analysis of search results (the CL_s method) ». *Workshop on confidence limits, CERN, Geneva, Switzerland, 17-18 Jan 2000 : Proceedings*. CERN-OPEN-2000-205. Mai 2000. URL : <http://cds.cern.ch/record/451614>.
- [238] A. L. READ. « Presentation of search results : The $CL(s)$ technique ». *Journal of Physics* **G28**.10 (sept. 2002), p. 2693-2704. doi : [10.1088/0954-3899/28/10/313](https://doi.org/10.1088/0954-3899/28/10/313).
- [239] R. BARLOW & C. BEESTON. « Fitting using finite Monte Carlo samples ». *Computer Physics Communications* **77**.2 (1993), p. 219-228. doi : [10.1016/0010-4655\(93\)90005-W](https://doi.org/10.1016/0010-4655(93)90005-W).
- [240] J. S. CONWAY. « Incorporating Nuisance Parameters in Likelihoods for Multisource Spectra » (2011), p. 115-120. doi : [10.5170/CERN-2011-006.115](https://doi.org/10.5170/CERN-2011-006.115).
- [241] The ATLAS Collaboration, The CMS Collaboration, The LHC Higgs Combination Group. *Procedure for the LHC Higgs boson search combination in Summer 2011*. Rapp. tech. CMS-NOTE-2011-005. ATL-PHYS-PUB-2011-11. Geneva : CERN, août 2011. URL : <https://cds.cern.ch/record/1379837>.
- [242] G. BOURGATTE. « Étude des propriétés CP du boson de Higgs dans le canal $\tau\tau$ dans l’expérience CMS auprès du LHC ». Thèse de doct. Université de Strasbourg, déc. 2020. URL : <http://cds.cern.ch/record/2750735>.
- [243] S. BERGE, W. BERNREUTHER & H. SPIESBERGER. « Higgs CP properties using the τ decay modes at the ILC ». *Physics Letters* **B727**.4 (2013), p. 488-495. doi : [10.1016/j.physletb.2013.11.006](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2013.11.006).
- [244] K. DESCH & coll. « Probing the CP nature of the Higgs boson at linear colliders with τ spin correlations ; the case of mixed scalar–pseudoscalar couplings ». *Physics Letters* **B579** (jan. 2004), p. 157-164. doi : [10.1016/j.physletb.2003.10.074](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2003.10.074).
- [245] V. CHEREPANOV, E. RICHTER-WAS & Z. WAS. « Monte Carlo, fitting and Machine Learning for Tau leptons ». *SciPost Physics Proceedings* (1 2019), p. 18. doi : [10.21468/SciPostPhysProc.1.018](https://doi.org/10.21468/SciPostPhysProc.1.018).
- [246] The FCC Collaboration. *Future Circular Collider conceptual design report*. URL : <https://fcc-cdr.web.cern.ch/>.
- [247] DEEPMIND. *AlphaGo*. URL : <https://www.deeplearning.com/research/case-studies/alphago-the-story-so-far>.
- [248] C. BERNET. *The Data Frog – Image Recognition : Dogs vs Cats !* URL : <https://thedatafrog.com/en/articles/dogs-vs-cats/>.
- [249] M. MIR. *House Prices Prediction Using Deep Learning*. URL : <https://towardsdatascience.com/house-prices-prediction-using-deep-learning-dea265cc3154>.

- [250] M. SCHAM. « Standard Model $H \rightarrow \tau\tau$ Analysis with a Neural Network Trained on a Mix of Simulation and Data Samples ». Mém. de mast. Fakultät für Physik des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT), juin 2020. URL : <https://publish.etp.kit.edu/record/21993>.
- [251] T. KOPF. « Recoil Calibration as a Neural Network Task ». Mém. de mast. Fakultät für Physik des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT), fév. 2019. URL : <https://publish.etp.kit.edu/record/21500>.
- [252] P. BALDI, P. SADOWSKI & D. WHITESON. « Enhanced Higgs Boson to $\tau^+\tau^-$ Search with Deep Learning ». *Physical Review Letters* **114**.11 (mar. 2015). doi : [10.1103/physrevlett.114.111801](https://doi.org/10.1103/physrevlett.114.111801).
- [253] A. ELAGIN & coll. « A new mass reconstruction technique for resonances decaying to $\tau\tau$ ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **654**.1 (2011), p. 481-489. doi : [10.1016/j.nima.2011.07.009](https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.07.009).
- [254] A. J. BARR & coll. « Speedy Higgs boson discovery in decays to tau lepton pairs : $h \rightarrow \tau\tau$ ». *Journal of High Energy Physics* **2011**.10 (oct. 2011). doi : [10.1007/JHEP10\(2011\)080](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2011)080).
- [255] B. GRIPAIOS & coll. « Reconstruction of Higgs bosons in the di-tau channel via 3-prong decay ». *Journal of High Energy Physics* **2013**.3 (mar. 2013). doi : [10.1007/JHEP03\(2013\)106](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2013)106).
- [256] P. BÄRTSCHI & coll. « Reconstruction of τ lepton pair invariant mass using an artificial neural network ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **929** (2019), p. 29-33. doi : [10.1016/j.nima.2019.03.029](https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.03.029).
- [257] J. de FAVEREAU & coll. « DELPHES 3 : a modular framework for fast simulation of a generic collider experiment ». *Journal of High Energy Physics* **2** (fév. 2014). doi : [10.1007/jhep02\(2014\)057](https://doi.org/10.1007/jhep02(2014)057).
- [258] A. MERTENS. « New features in DELPHES 3 ». *Journal of Physics : Conference Series* **608**.1 (2015). Sous la dir. de L. FIALA, M. LOKAJICEK & N. TUMOVA. doi : [10.1088/1742-6596/608/1/012045](https://doi.org/10.1088/1742-6596/608/1/012045).
- [259] S. ABDULLIN & coll. « The Fast Simulation of the CMS Detector at LHC ». *Journal of Physics : Conference Series* **331**.3 (déc. 2011). doi : [10.1088/1742-6596/331/3/032049](https://doi.org/10.1088/1742-6596/331/3/032049).
- [260] A. GIAMMANCO. « The Fast Simulation of the CMS Experiment ». *Journal of Physics : Conference Series* **513**.2 (juin 2014). doi : [10.1088/1742-6596/513/2/022012](https://doi.org/10.1088/1742-6596/513/2/022012).
- [261] M. KOMM. « Fast emulation of track reconstruction in the CMS simulation ». *Journal of Physics : Conference Series* **898** (oct. 2017). doi : [10.1088/1742-6596/898/4/042034](https://doi.org/10.1088/1742-6596/898/4/042034).
- [262] S. SEKMEN. *Recent Developments in CMS Fast Simulation*. 2017. arXiv : [1701.03850](https://arxiv.org/abs/1701.03850).
- [263] E. AŞILAR, L. TORTEROTOT & C. BERNET. « Reconstruction of di-tau mass using deep neural networks ». *CMS analysis Note* (2021). URL : https://cms.cern.ch/iCMS/jsp/db_notes/noteInfo.jsp?cmsnoteid=CMS%5C20AN-2021/054.
- [264] E. AŞILAR. *How to produce nanoAOD events of $h \rightarrow \tau\tau$ where Higgs has a 130 GeV mass*. URL : https://github.com/easilar/cmssw/blob/from-CMSSW_10_2_22/README.
- [265] L. TORTEROTOT, E. AŞILAR & C. BERNET. *Reconstruction of di-tau mass using Machine Learning*. URL : https://github.com/lucastorterotot/DL_for_HTT_mass.
- [266] L. TORTEROTOT. *DiTau_ML_mass – Estimations of di-tau mass using Machine Learning*. URL : https://github.com/lucastorterotot/DiTau_ML_mass.
- [267] A. CAUCHY. « Méthode générale pour la résolution des systèmes d'équations simultanées ». *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des Sciences*. **25**. 1847, p. 536-538. URL : <https://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k2982c/f3.item>.
- [268] L. BOTTOU. « Online Algorithms and Stochastic Approximations ». *Online Learning and Neural Networks*. Sous la dir. de D. SAAD. Cambridge, UK : Cambridge University Press, 1998. URL : <http://leon.bottou.org/papers/bottou-98x>.
- [269] Kaggle Competitions. URL : <https://www.kaggle.com/competitions>.

- [270] W. SARLE. « Neural Networks and Statistical Models ». 1994. URL : https://people.orie.cornell.edu/davidr/or474/nn_sas.pdf.
- [271] X. GLOROT & Y. BENGIO. « Understanding the difficulty of training deep feedforward neural networks ». *Proceedings of the Thirteenth International Conference on Artificial Intelligence and Statistics*. Sous la dir. d'Y. W. TEH & M. TITTERINGTON. 9. Proceedings of Machine Learning Research. PMLR, mai 2010, p. 249-256. URL : <http://proceedings.mlr.press/v9/glorot10a.html>.
- [272] J. DUCHI, E. HAZAN & Y. SINGER. « Adaptive Subgradient Methods for Online Learning and Stochastic Optimization ». *Journal of Machine Learning Research* **12**.61 (2011), p. 2121-2159. URL : <http://jmlr.org/papers/v12/duchi11a.html>.
- [273] G. HINTON. *Neural Networks for Machine Learning*. Coursera Video Lectures, Academic Torrents. 2012. URL : [https://archive.org/search.php?query=creator%3A%22Geoffrey+Hinton%22&and\[\]=year%3A%222012%22](https://archive.org/search.php?query=creator%3A%22Geoffrey+Hinton%22&and[]=year%3A%222012%22).
- [274] D. P. KINGMA & J. BA. « Adam : A Method for Stochastic Optimization » (2017). arXiv : [1412.6980 \[cs.LG\]](https://arxiv.org/abs/1412.6980).
- [275] *Le système international d'unités*. 9^e éd. Bureau international des poids et mesures. 2019. URL : <https://www.bipm.org/utils/common/pdf/si-brochure/SI-Brochure-9.pdf>.
- [276] R. P. FEYNMAN. « Space-Time Approach to Quantum Electrodynamics ». *Physical Review* **76**.6 (sept. 1949), p. 769-789. doi : [10.1103/PhysRev.76.769](https://doi.org/10.1103/PhysRev.76.769).
- [277] J. ALWALL & coll. « The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations ». *Journal of High Energy Physics* **07** (2014), p. 079. doi : [10.1007/JHEP07\(2014\)079](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2014)079). arXiv : [1405.0301 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1405.0301).

