

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



N° d'ordre NNT : ?
LYCEN – ?

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 du doctorat : Physique des particules

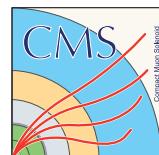
Soutenue publiquement le XX xxxx 2021 par

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



À ...

Remerciements

Remerciements

Colin

Ece

<membres du jury>

direction IP2I, groupe CMS

Yi Giuseppe, Juska, Mikko (service task)

Gaël

Hugues

KIT : Roger Wolf (welcoming in the collaborative team), Artur Gottmann (lots...), Sebastian Brommer (use of KIT resources), Maximilian Burkart (account at KIT) Sebastian W. (custom loss)

MSSM HTT groupe (also IC HEPHY DESY ...)

autres doctorants IP2I, Aurélien, JF, Greg, Antoine

parents

Sarah

<oubliés>

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*

Résumé

Mots clés

...

Abstract

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

Abstract

Keywords

...

Table des matières

1	Introduction	1
2	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	Lagrangien et équation d'Euler-Lagrange	6
2.2	Interaction électromagnétique	8
2.3	Interaction électrofaible	9
2.4	Mécanisme de Higgs et brisure spontanée de symétrie	14
2.5	Interaction forte	17
3	Succès et limites du modèle standard	20
3.1	Succès	20
3.2	Limites	20
4	Au-delà du modèle standard	23
4.1	La supersymétrie	23
4.2	Modèles à deux doublets de Higgs	24
4.3	L'extension supersymétrique minimale du modèle standard	25
5	Phénoménologie des bosons de Higgs du MSSM	27
5.1	Production de bosons de Higgs	28
5.2	Désintégration de bosons de Higgs	31
5.3	Désintégration des leptons tau	33
6	Conclusion	34
3	Dispositif expérimental	37
1	Introduction	37
2	Le CERN	38
2.1	Les origines du CERN	38
2.2	Réalisations du CERN	38
2.3	Les accélérateurs du CERN	39
3	Le LHC : <i>Large Hadron Collider</i>	39
3.1	Exploitation du LHC	39
3.2	Accélération de protons	39
3.3	Collisions de protons	41
3.4	Luminosité, nombre d'événements et statistiques	43
3.5	L'empilement	45
3.6	Les expériences du LHC	45
4	L'expérience CMS : <i>Compact Muon Solenoid</i>	46
4.1	Vue d'ensemble et système de coordonnées	46
4.2	Le solénoïde	47
4.3	Le trajectographe	49
4.4	Le calorimètre électromagnétique ou ECAL	51
4.5	Le calorimètre hadronique ou HCAL	53

4.6	Les chambres à muons	54
4.7	Prise de données à CMS	56
5	Reconstruction des événements	57
5.1	Éléments d'identification du <i>Particle Flow</i>	58
5.2	Identification et reconstruction des particules	60
6	Simulation d'événements	65
6.1	Génération d'événements	66
6.2	Simulation du détecteur	66
6.3	Corrections apportées aux simulations	66
7	Conclusion	68
4	Objets physiques de haut niveau	69
1	Introduction	69
2	Énergie transverse manquante	70
2.1	Définition	70
2.2	Corrections de l'énergie transverse manquante	71
3	Formation des jets	72
3.1	Gerbe partonique	72
3.2	Hadronisation	74
4	Reconstruction des jets	75
4.1	Algorithmes de regroupement	75
4.2	Identification des jets dans CMS	78
4.3	Saveur des jets	78
5	Calibration en énergie des jets dans CMS	82
5.1	Correction de l'empilement	83
5.2	Correction de la réponse du détecteur en p_T et en η	85
5.3	Corrections résiduelles	86
5.4	Incertitude sur la correction en énergie des jets	88
5.5	Correction de la résolution en énergie	90
6	Phénoménologie des événements $\gamma + \text{jets}$	91
6.1	Principe des événements $\gamma + \text{jets}$ et réponse balancée	91
6.2	Activité additionnelle des jets	92
7	Correction résiduelle absolue en p_T avec les événements $\gamma + \text{jets}$	93
7.1	Événements utilisés	93
7.2	Analyse	95
7.3	Résultats	101
8	Correction de la résolution en énergie avec les événements $\gamma + \text{jets}$	107
8.1	Définition de la résolution en énergie des jets	108
8.2	Analyse	108
8.3	Résultats	109
9	Taus hadroniques	111
9.1	Obtention de candidats	111
9.2	Modes de désintégration	112
9.3	Sélection d'un candidat	113
9.4	Mauvaises reconstruction	113
9.5	Corrections	113
10	Conclusion	115
5	Recherche de bosons de Higgs supplémentaires de haute masse	117
1	Introduction	117
2	Corrections	119
2.1	Pondérations dues aux collisions	119
2.2	Efficacité des chemins de déclenchement	119
2.3	Impulsions des particules	120

3	Sélection des événements	121
3.1	Sélection pour l'enregistrement des données	121
3.2	Sélection des jets	122
3.3	Obtention du <i>dilepton</i>	122
4	Modélisation du bruit de fond	127
4.1	Méthode des données encapsulées ou <i>embedding</i>	130
4.2	Estimation du bruit de fond QCD dans le canal <i>eμ</i>	131
4.3	Méthode des facteurs de faux ou <i>fake factors</i>	133
5	Catégorisation des événements et variables discriminantes	137
5.1	Catégories « BSM »	139
5.2	Catégories « SM »	142
5.3	Combinaison des catégories SM et BSM	143
6	Incertitudes systématiques	145
6.1	Incertitudes de normalisation	146
6.2	Incertitudes de forme	147
7	Extraction du signal	149
7.1	Modèle de vraisemblance	150
7.2	Méthode CL_s	152
7.3	Limites indépendantes du modèle	153
7.4	Interprétation dans les scénarios du MSSM	154
8	Résultats et interprétations	155
9	Conclusion	155
6	Reconstruction de la masse d'une résonance grâce au Machine Learning	157
1	Introduction	157
2	XGBOOST	159
2.1	Principe	159
2.2	Entraînement	159
3	DNN	160
3.1	Neurones	160
3.2	Réseaux de neurones	160
3.3	Entraînement	160
4	Événements utilisés	161
4.1	Génération avec FASTSIM	161
4.2	Sélection des événements	162
4.3	Événements obtenus et pondération	163
5	Sélection d'un modèle	163
5.1	Variables d'entrée	163
5.2	Type de modèle	165
5.3	Fonction de coût	165
5.4	Initialisation des poids et optimisation	166
5.5	Structure	167
5.6	Fonction d'activation	169
6	Discussions	169
6.1	Effets de l'intervalle de masse	169
6.2	Effets de l'empilement	169
6.3	Effets de la reconstruction	169
6.4	Effets des faux taus hadroniques	169
6.5	Effets de la séparation des canaux	169
6.6	Effets de bord	169
6.7	Modèle final	169
7	Utilisation du modèle dans les analyses CMS	170
8	Conclusion	170

7 Conclusion	171
A Notions mathématiques	173
B Diagrammes de Feynman	175
C Jeux de données – $\gamma + \text{jets}$	177
1 Jeux de données pour l'analyse 2018 des événements $\gamma + \text{jets}$	177
2 Jeux de données pour l'analyse 2017UL des événements $\gamma + \text{jets}$	177
D Jeux de données – $H \rightarrow \tau\tau$	179
E Chemins de déclenchement – $H \rightarrow \tau\tau$	191

Table des figures

2.1	Les particules fondamentales du modèle standard.	4
2.2	Une particule se déplace au cours du temps.	6
2.3	Variation de la trajectoire d'une particule.	6
2.4	Diagrammes de Feynman possibles à partir du terme $\bar{\psi}\gamma^\mu e Q A_\mu \psi$ du lagrangien \mathcal{L}_{QED}	10
2.5	Diagrammes de Feynman de production de paire $W^+ W^-$ à l'arbre.	10
2.6	Diagramme de Feynman correspondant à l'interaction entre trois bosons.	13
2.7	Forme du potentiel du Higgs V selon le signe de μ^2	15
2.8	Combinaisons des couleurs des quarks dans les hadrons.	18
2.9	Interaction entre un quark et un gluon.	18
2.10	Diagrammes de Feynman correspondant à l'interaction entre trois et quatre gluons.	18
2.11	Mesure de α_s en fonction de l'échelle d'énergie.	19
2.12	Spectre de masse des hadrons légers.	20
2.13	Diagrammes de Feynman des corrections à la masse du boson de Higgs.	22
2.14	Masses des bosons de Higgs du MSSM.	27
2.15	Sections efficaces des modes de production du boson de Higgs du modèle standard.	29
2.16	Production de boson de Higgs par fusion de gluons et de bosons vecteurs.	29
2.17	Production de boson de Higgs en association avec un boson.	29
2.18	Production de boson de Higgs en association avec un quark top.	29
2.19	Production de boson de Higgs du MSSM par fusion de gluons et de bosons vecteurs.	30
2.20	Production de boson de Higgs du MSSM en association avec un boson.	31
2.21	Production de boson de Higgs du MSSM en association avec un quark b	31
2.22	Rapports de branchement des bosons de Higgs du MSSM.	32
2.23	Désintégration $h, H, A \rightarrow \tau^+ \tau^-$	33
2.24	Diagrammes de Feynman de désintégration d'un τ^-	34
3.1	Emplacements des grandes expériences du LEP et du LHC.	40
3.2	Complexe des accélérateurs du CERN.	40
3.3	Diagramme de Feynman de la propagation d'un proton avec apparition d'une paire $q\bar{q}$	41
3.4	Fonctions de distribution partoniques.	42
3.5	Luminosité totale et empilement en 2016.	44
3.6	Luminosité totale et empilement en 2017.	44
3.7	Luminosité totale et empilement en 2018.	44
3.8	Vue ouverte du détecteur CMS.	46
3.9	Système de coordonnées du détecteur CMS.	47
3.10	Vue longitudinale d'un quadrant du détecteur CMS.	48
3.11	Champ magnétique dans le détecteur CMS.	49
3.12	Schéma détaillé du trajectographe du détecteur CMS.	50
3.13	Résolution en p_T du trajectographe.	50
3.14	Comparaison des trajectographes à pixels utilisés en 2016 et à partir de 2017.	51
3.15	Schéma du calorimètre électronique de CMS.	51
3.16	Évolution temporelle de la réponse du ECAL.	52
3.17	Résolution relative de l'énergie des électrons dans le ECAL lors du Run II.	53
3.18	Schéma du calorimètre hadronique de CMS.	53
3.19	Réponse relative du calorimètre hadronique de CMS.	54

3.20	Schéma des chambres à muons de CMS.	55
3.21	Distribution de la masse invariante de deux muons.	55
3.22	Architecture du système de déclenchement L1.	56
3.23	Coupe transverse schématique du détecteur CMS.	57
3.24	Points d'interactions entre particules des événements et matière composant le détecteur.	59
3.25	Représentation d'une collision de protons.	67
4.1	Effet de la correction de recul de E_T^{miss}	72
4.2	Un boson Z se désintègre en paire quark-antiquark.	73
4.3	Formation de deux gerbes partoniques.	73
4.4	Formation de jets dans le cadre du modèle d'agglomération hadronique.	74
4.5	Formation de jets dans le cadre du modèle des cordes de Lund.	74
4.6	Formes des jets reconstruits à partir de différents algorithmes.	76
4.7	Temps de recombinaison d'un événement dijet.	77
4.8	Compositions des jets reconstruits lors du Run II.	77
4.9	Trois jets, dont un de saveur lourde.	80
4.10	Performances des algorithmes d'identification de la saveur des jets.	81
4.11	Performances de la discrimination quark-gluon pour la saveur des jets.	81
4.12	Étapes successives de la JEC.	82
4.13	Valeur moyenne de la réponse de jets d'événements QCD simulés.	83
4.14	Contribution additionnelle de l'empilement au niveau particule.	85
4.15	Réponse des jets reconstruits en fonction de p_T et η lors du Run II.	85
4.16	Correction résiduelle relative en η lors du Run II.	87
4.17	Correction résiduelle absolue en p_T pour $ \eta < 1,3$ lors du Run II.	87
4.18	Correction résiduelle de saveur en fonction de l'impulsion du jet.	88
4.19	Incertitudes relatives sur la JEC en fonction de p_T et η lors du Run II.	89
4.20	Résolution en énergie des jets.	90
4.21	Résolution en énergie des photons.	91
4.22	Diagrammes de Feynman donnant un photon et un jet dans l'état final.	91
4.23	Topologies typiques des événements $\gamma + \text{jets}$	92
4.24	Diagrammes de Feynman de processus avec ISR ou FSR.	92
4.25	Régions des calorimètres à exclure de l'analyse dans le plan (η, ϕ)	95
4.26	Densités de probabilité de N_{PU} pour 2018.	97
4.27	Densités de probabilité de N_{PU} pour 2017-UL.	98
4.28	Observables d'événements $\gamma + \text{jets}$ en 2018.	99
4.29	Réponses balancée et MPF en 2018.	100
4.30	Extrapolation vers $\alpha = 0$ de la réponse des jets.	101
4.31	Réponses balancées en 2018 avant extrapolation.	102
4.32	Réponses MPF en 2018 avant extrapolation.	103
4.33	Réponses balancées en 2018 après extrapolation.	104
4.34	Réponses MPF en 2018 après extrapolation.	105
4.35	Distributions de la réponse MPF moyenne en fonction de p_T en 2018.	107
4.36	Comparaison des réponses MPF avant et après correction résiduelle absolue en 2018.	108
4.37	Détermination de la résolution en énergie des jets.	110
4.38	Facteurs correctifs de la résolution en énergie des jets.	110
4.39	Réponses balancées avant et après correction de la résolution en énergie des jets.	111
4.40	Diagramme de Feynman de désintégration hadronique d'un τ^-	111
5.1	Production de boson de Higgs du MSSM par fusion de gluons.	120
5.2	Illustration de la définition de $\hat{\zeta}$ [207]. Le plan de ce schéma est le plan transverse.	127
5.3	Diagrammes de Feynman des signaux et principaux bruits de fond de l'analyse.	128
5.4	Schéma récapitulatif de la méthode des données encapsulées.	131
5.5	Distributions de E_T^{miss} pour le canal $\mu\tau_h$ en 2018.	132
5.6	Définition schématique des régions A, B, C et D pour l'estimation du bruit de fond QCD. .	132

5.7	Fractions des sources de <i>fakes</i> τ_h dans le canal $\mu\tau_h$ en 2018.	134
5.8	Illustration de la méthode des facteurs de faux.	135
5.9	Ajustement de FF_Q dans le canal $\mu\tau_h$ en 2018.	136
5.10	Ajustements de FF_W et FF_t dans le canal $\mu\tau_h$ en 2018.	137
5.11	Corrections résiduelles des facteurs de faux dans le canal $\mu\tau_h$ en 2018.	138
5.12	Distributions de la masse transverse de l'électron pour le canal $e\tau_h$ en 2018.	138
5.13	Illustrations des catégorisations basées sur m_T^ℓ et D_ζ	139
5.14	Catégories BSM pour les quatre canaux considérés.	140
5.15	Diagrammes de Feynman d'un événement $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\tau_h$, avec trois neutrinos dans l'état final.	140
5.16	Distributions de m_T^{tot} en 2017 pour deux catégories et canaux.	141
5.17	Réduction à une dimension de la catégorie xxh .	143
5.18	Distributions de NN_{score} en 2017 dans le canal $e\mu$.	144
5.19	Définition des deux régions utilisant des catégories différentes.	145
5.20	Distributions de m_T^{tot} pour le canal $\tau_h\tau_h$ en 2017 dans la catégorie no-btag.	145
5.21	Distributions de m_T^{tot} avec et sans regroupement des incertitudes.	151
6.1	Structure d'un neurone.	160
6.2	Structure d'un réseau de neurones.	160
6.3	Efficacité de sélection des événements.	161
6.4	Distributions de la masse générée de \mathcal{H} .	164
B.1	Diagramme de Feynman de la diffusion électron-électron.	175
B.2	Prise en compte de plusieurs diagrammes de Feynman.	175
B.3	Types de particules et lignes correspondantes dans les diagrammes de Feynman.	176
B.4	Diagramme de Feynman issu du terme (B.1).	176

Liste des tableaux

2.1	Représentation des fermions selon leur chiralité et leur isospin faible.	11
2.2	Valeurs des hypercharges, isospins faibles et charges électriques pour les leptons.	13
2.3	Valeurs expérimentales des 19 paramètres libres du modèle standard.	21
2.4	Couplages des bosons de Higgs neutres.	25
2.5	Particules et leurs superpartenaires.	27
2.6	Couplages des bosons de Higgs neutres dans la limite découplée.	28
2.7	Rapports de branchement des événements $h \rightarrow \tau\tau$.	34
3.1	<i>Runs</i> du LHC.	41
3.2	Caractéristiques du solénoïde supraconducteur de CMS.	48
3.3	Aires effectives de correction de l’isolation de l’électron.	62
3.4	Coupures du <i>cut-based veto ID</i> .	64
3.5	Aires effectives de correction de l’isolation du photon.	64
3.6	Coupures utilisées pour l’identification des photons.	64
3.7	Corrections à l’énergie des électrons.	68
4.1	Critères d’identification des jets pour l’année 2016.	79
4.2	Critères d’identification des jets pour l’année 2017.	79
4.3	Critères d’identification des jets pour l’année 2018.	79
4.4	Critères d’identification des jets pour les années 2017-UL et 2018-UL.	79
4.5	Liste des périodes de prise de données considérées et luminosités correspondantes.	93
4.6	Sections efficaces des différents événements $\gamma +$ jets simulés.	94
4.7	Chemins de déclenchement.	96
4.8	Intervalles de p_T^γ .	96
4.9	Intervalles larges de $ \eta^{\text{jet}} $.	96
4.10	Intervalles de α utilisés pour la JES.	99
4.11	Rapports des réponses balancée et MPF obtenus en 2018.	106
4.12	Rapports des réponses balancée et MPF obtenus en 2018 après extrapolation vers $\alpha = 0$.	107
4.13	Intervalles de p_T^γ utilisés pour la JER.	109
4.14	Intervalles fins de $ \eta^{\text{jet}} $ utilisés pour la JER.	109
4.15	Intervalles de α utilisés pour la JER.	109
4.16	Modes de désintégration du τ considérés.	112
4.17	Efficacités d’identification de l’algorithme DEEPTAU.	113
4.18	Corrections au taux d’identification des muons comme des τ_h .	114
4.19	Corrections au taux d’identification des électrons comme des τ_h .	114
4.20	Corrections à l’énergie des taus hadroniques.	114
4.21	Corrections à l’énergie des leptons identifiés comme des taus hadroniques.	115
5.1	Contributions en pourcent des bruits de fond aux canaux étudiés.	128
5.2	Valeurs prises par <code>gen_match</code> .	130
5.3	Remplacement des événements simulés par une estimation basée sur les données.	130
5.4	Catégories SM de bruit de fond pour les quatre canaux considérés.	143
C.1	Jeux de données utilisés pour l’analyse 2018 des événements $\gamma +$ jets.	178

C.2 Jeux de données simulées utilisés pour l’analyse 2018 des événements $\gamma + \text{jets}$	178
C.3 Jeux de données utilisés pour l’analyse 2017UL des événements $\gamma + \text{jets}$	178
C.4 Jeux de données simulées utilisés pour l’analyse 2017UL des événements $\gamma + \text{jets}$	178
D.1 Fichiers de certification JSON.	180
D.2 Jeux de données utilisés en 2016.	180
D.3 Jeux de données utilisés en 2017.	181
D.4 Jeux de données utilisés en 2018.	181
D.5 Jeux de données simulées modélisant le boson de Higgs du modèle standard en 2016.	182
D.6 Jeux de données simulées modélisant les bosons de Higgs neutres additionnels du MSSM en 2016.	182
D.7 Jeux de données simulées modélisant le boson de Higgs du modèle standard en 2017.	183
D.8 Jeux de données simulées modélisant les bosons de Higgs neutres additionnels du MSSM en 2017.	183
D.9 Jeux de données simulées modélisant le boson de Higgs du modèle standard en 2018.	184
D.10 Jeux de données simulées modélisant les bosons de Higgs neutres additionnels du MSSM en 2018.	184
D.11 Jeux de données simulées modélisant le bruit de fond en 2016.	185
D.12 Jeux de données simulées modélisant le bruit de fond en 2017.	186
D.13 Jeux de données simulées modélisant le bruit de fond en 2018.	187
D.14 Jeux de données encapsulées en 2016.	188
D.15 Jeux de données encapsulées en 2017.	188
D.16 Jeux de données encapsulées en 2018.	189
E.1 Tableaux contenant les informations des chemins de déclenchement.	191
E.2 Chemins de déclenchement utilisés en 2016 pour le canal $\tau_h \tau_h$	192
E.3 Chemins de déclenchement utilisés en 2016 pour le canal $\mu \tau_h$	192
E.4 Chemins de déclenchement utilisés en 2016 pour le canal $e \tau_h$	192
E.5 Chemins de déclenchement utilisés en 2016 pour le canal $e \mu$	193
E.6 Chemins de déclenchement utilisés en 2017 pour le canal $\tau_h \tau_h$	193
E.7 Chemins de déclenchement utilisés en 2017 pour le canal $\mu \tau_h$	193
E.8 Chemins de déclenchement utilisés en 2017 pour le canal $e \tau_h$	194
E.9 Chemins de déclenchement utilisés en 2017 pour le canal $e \mu$	194
E.10 Chemins de déclenchement utilisés en 2018 pour le canal $\tau_h \tau_h$	194
E.11 Chemins de déclenchement utilisés en 2018 pour le canal $\mu \tau_h$	195
E.12 Chemins de déclenchement utilisés en 2018 pour le canal $e \tau_h$	195
E.13 Chemins de déclenchement utilisés en 2018 pour le canal $e \mu$	195

Chapitre 1

Introduction

MS = th description ptcs et interactions

50+ ans échanges th et expé

MAIS matière et énergie noire, asymétrie matière antimat., ... BSM

LHC!

CMS

« ce qui suit dans ce manuscrit »

Grandeur	Dimensions : (M , L , T), (\hbar , c , GeV), ($\hbar = c = 1$, GeV)		Conversion SI \leftrightarrow UN
Masse	M	$\text{GeV} \cdot c^{-2}$	GeV
Longueur	L	$\hbar \cdot c \cdot \text{GeV}^{-1}$	GeV^{-1}
Durée	T	$\hbar \cdot \text{GeV}^{-1}$	GeV^{-1}
Énergie	$ML^2 T^{-2}$	GeV	$1 \text{ J} = \frac{10^{-3}}{1,6 \times 10^{-19}} \text{ GeV}$
Impulsion	MLT^{-1}	$\text{GeV} \cdot c^{-1}$	$1 \text{ kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1} = 1,87 \times 10^{18} \text{ GeV}$

Chapitre 2

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	Lagrangien et équation d'Euler-Lagrange	6
2.2	Interaction électromagnétique	8
2.3	Interaction électrofaible	9
2.4	Mécanisme de Higgs et brisure spontanée de symétrie	14
2.5	Interaction forte	17
3	Succès et limites du modèle standard	20
3.1	Succès	20
3.2	Limites	20
4	Au-delà du modèle standard	23
4.1	La supersymétrie	23
4.2	Modèles à deux doublets de Higgs	24
4.3	L'extension supersymétrique minimale du modèle standard	25
5	Phénoménologie des bosons de Higgs du MSSM	27
5.1	Production de bosons de Higgs	28
5.2	Désintégration de bosons de Higgs	31
5.3	Désintégration des leptons tau	33
6	Conclusion	34

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, les particules, ainsi que 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 ».

Ces limitations au modèle standard, dont certaines sont présentées dans la section 3.2, mènent à de nouveaux modèles dits « au-delà du modèle standard », dont il est question dans la section 4. Parmi eux se trouvent des modèles dit « à deux doublets de Higgs », c'est-à-dire avec un secteur de Higgs plus complexe, comme la supersymétrie.

Il existe plusieurs degrés de complexité dans ces nouveaux modèles, aussi seule l'extension supersymétrique minimale du modèle standard, ou MSSM, sera considérée pour l'analyse menée dans

cette thèse. Dans le cadre du MSSM, de nouvelles particules existent et la phénoménologie de ces particules, présentée dans la section 5, 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 fondamentale si elle ne possède pas de sous-structure observée à ce jour. Le modèle standard décrit le comportement de ces particules fondamentales qui peuvent être catégorisées selon plusieurs critères. Le premier d'entre eux est le « spin », une observable quantique intrinsèque aux particules. Les particules de spin demi-entier sont les fermions, celles de spin entier les bosons.

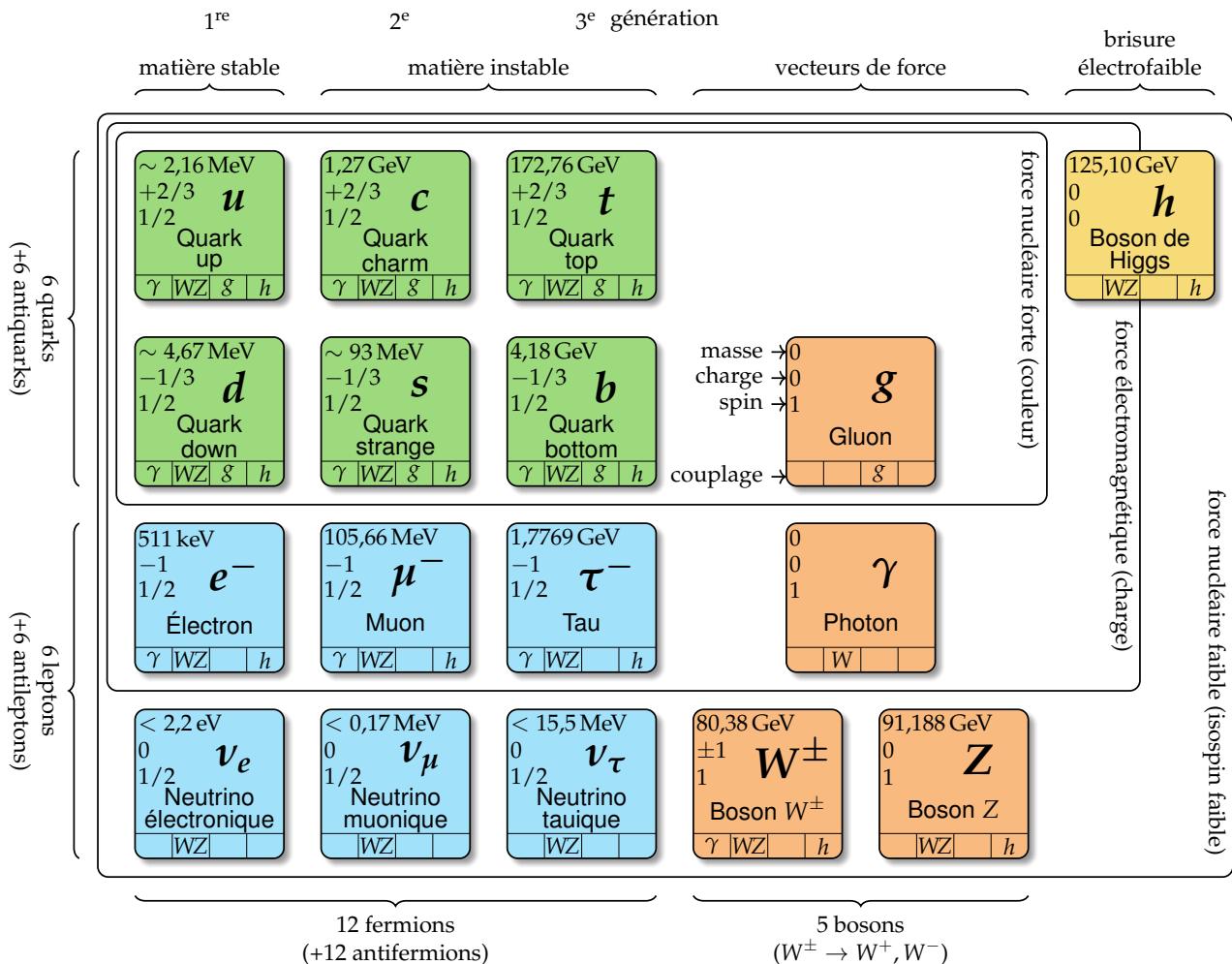


Figure 2.1 – Les particules fondamentales du modèle standard.

1.1 Les fermions

Les fermions sont les particules fondamentales 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 chacun de leurs nombres quantiques égaux entre eux, 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 2.1. 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. L'isospin faible est un nombre quantique décrit dans la 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 $+\frac{1}{3}e$). Les quarks 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, car les particules portant une charge de couleur ne sont pas stables à elles 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 « anticolore ». Ainsi, un quark up (*u*) rouge et un antiquark down (\bar{d}) « antiroUGE » forment un pion chargé π^+ .

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. Les neutrinos 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 fondamentales de spin entier. Ils suivent la statistique de Bose-Einstein qui n'interdit pas la présence de plusieurs bosons ayant tous leurs nombres quantiques égaux entre eux, 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 est rouge après interaction.

Le boson de Higgs est de spin nul, il s'agit donc d'un boson scalaire. Ce boson est une conséquence du mécanisme de brisure spontanée de symétrie électrofaible, mécanisme donnant leurs masses aux particules. Ce mécanisme est présenté dans la section 2.4.

2 Formalisme théorique et interactions

Il ne suffit pas de lister les particules fondamentales pour obtenir un modèle, il faut également décrire leur comportement, c'est-à-dire leur évolution à travers le temps et l'espace. 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.

Les lois de la mécanique classique ne sauraient remplir ce rôle. Le comportement des particules fondamentales est obtenu par l'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 Lagrangien et équation d'Euler-Lagrange

2.1.1 Lagrangien en mécanique Newtonienne

Soit une particule de masse m , soumise à une force F , 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 2.2.

Comme cela est enseigné dès les premiers cours de physique, 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 simplement dans ce cas sous la forme

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = F. \quad (2.1)$$

La position de la particule à tout instant est alors obtenue.

Or, cette méthode ne permet pas de décrire le comportement des particules fondamentales. En effet, à leur échelle, la mécanique quantique prévaut et il n'est 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. La particule peut suivre la trajectoire déterminée avec la mécanique classique, c'est-à-dire celle de la figure 2.2, comme toute autre trajectoire reliant A à B , comme illustré sur la figure 2.3.

Si le principe fondamental de la dynamique tel que formulé par Newton ne tient plus dans le contexte de la mécanique quantique, il existe un autre principe physique toujours en place, la conservation de l'énergie. Dans le cas de la particule précédemment décrit, il s'agit de la somme de son énergie cinétique T et de son énergie potentielle V , c'est-à-dire

$$E = T + V = C^{\text{te}} \quad (2.2)$$

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,

$$\bar{E} = \langle E \rangle = \langle T \rangle + \langle V \rangle = C^{\text{te}} \quad (2.3)$$

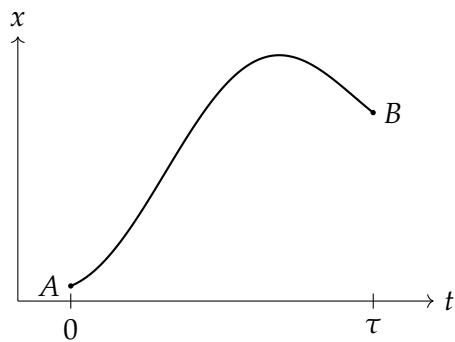


Figure 2.2 – Une particule se déplace au cours du temps d'un point A à un point B le long d'une dimension x .

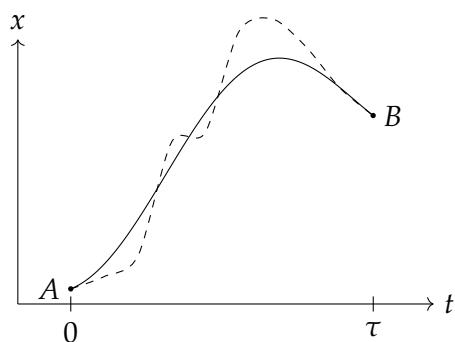


Figure 2.3 – Variation de la trajectoire d'une particule se déplaçant au cours du temps d'un point A à un point B .

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

$$\langle T \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau T(\dot{x}(t)) dt, \quad \langle V \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau V(x(t)) dt. \quad (2.4)$$

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

$$\frac{\delta \langle V \rangle}{\delta x(t')} = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{\delta V(x(t))}{\delta x(t')} dt = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{dV(x(t))}{dx(t)} \delta(t - t') dt = \frac{1}{\tau} \left. \frac{dV}{dx(t)} \right|_{t=t'} = -\frac{1}{\tau} F(x(t')) \quad (2.5)$$

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

$$\begin{aligned} \frac{\delta \langle T \rangle}{\delta x(t')} &= \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{\delta T(\dot{x}(t))}{\delta x(t')} dt = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{dT(\dot{x}(t))}{dx(t)} \delta'(t - t') dt = -\frac{1}{\tau} \int_0^\tau \delta(t - t') \frac{d}{dt} \left(\frac{dT(\dot{x}(t))}{d\dot{x}(t)} \right) dt \\ &= -\frac{1}{\tau} \left. \frac{d}{dt} \left(\frac{dT(\dot{x}(t))}{d\dot{x}(t)} \right) \right|_{t=t'} = -\frac{1}{\tau} m \left. \frac{d^2x}{dt^2} \right|_{t=t'} \end{aligned} \quad (2.6)$$

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

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = F \Leftrightarrow \frac{\delta \langle T \rangle}{\delta x(t')} = \frac{\delta \langle V \rangle}{\delta x(t')} \Leftrightarrow \frac{\delta}{\delta x(t')} (\langle T \rangle - \langle V \rangle) = 0. \quad (2.7)$$

Ainsi, la différence entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle du système étudié semble jouer un rôle particulier lorsque l'on s'intéresse aux différentes trajectoires possibles pour ce système. Le lagrangien L du système étudié est alors défini comme

$$L = T - V. \quad (2.8)$$

2.1.2 Équation d'Euler-Lagrange

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

$$S = \int_0^\tau dt L. \quad (2.9)$$

Compte-tenu de l'équation (2.7), l'action vérifie pour la trajectoire classique

$$\frac{\delta S}{\delta x(t')} = 0, \quad (2.10)$$

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

$$\frac{\delta S}{\delta x(t')} = \int_0^\tau dt \left[\frac{\delta L}{\delta x(t)} \delta(t - t') + \frac{\delta L}{\delta \dot{x}(t)} \delta'(t - t') \right] = \frac{\delta L}{\delta x(t')} - \frac{d}{dt} \frac{\delta L}{\delta \dot{x}(t')}, \quad (2.11)$$

ce qui implique

$$\frac{\delta L}{\delta x(t')} - \frac{d}{dt} \frac{\delta L}{\delta \dot{x}(t')} = 0. \quad (2.12)$$

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.

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

$$L = \int d^3x \mathcal{L}, \quad S = \int d^4x \mathcal{L} \quad (2.13)$$

où x désigne la coordonnée dans l'espace de Minkowski, c'est-à-dire l'espace-temps à quatre dimensions. Soit à présent une densité lagrangienne dépendant d'un champ $\phi(x)$ et de ses dérivées $\partial_\mu \phi(x)$. Alors,

$$S = \int d^4x \mathcal{L}(\phi(x), \partial_\mu \phi(x)) \quad (2.14)$$

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

$$\frac{\delta S}{\delta \phi} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} - \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} = 0. \quad (2.15)$$

Il s'agit à présent de déterminer la densité lagrangienne \mathcal{L} du modèle standard. Par la suite, la densité lagrangienne \mathcal{L} est nommée « lagrangien » dans un souci de praticité.

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

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y. \quad (2.16)$$

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

$$\mathcal{L}_{\text{fermion libre}} = \bar{\psi} (i\cancel{D} - m) \psi = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi = i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\bar{\psi} \psi \quad (2.17)$$

où la notation « slash » pour un objet k signifie $\cancel{k} = \gamma^\mu k_\mu$, i est l'unité imaginaire ($i^2 = -1$), 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 A, ∂_μ la dérivée partielle par rapport à la coordonnée μ dans l'espace-temps de Minkowski et m la masse de la particule considérée. Le terme $\gamma^\mu \partial_\mu$, par convention de sommation d'Einstein exposée dans l'annexe A, 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

$$\psi \rightarrow e^{iQ\alpha} \psi, \quad \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi} e^{-iQ\alpha} \quad (2.18)$$

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

$$\bar{\psi} \psi \rightarrow \bar{\psi} e^{-iQ\alpha} e^{iQ\alpha} \psi = \bar{\psi} \psi \quad (2.19)$$

et

$$\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi \rightarrow \bar{\psi} e^{-iQ\alpha} \gamma^\mu \partial_\mu (e^{iQ\alpha} \psi) = \bar{\psi} e^{-iQ\alpha} e^{iQ\alpha} \gamma^\mu \partial_\mu (\psi) + \bar{\psi} e^{-iQ\alpha} \gamma^\mu \partial_\mu (e^{iQ\alpha}) \psi = \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi \quad (2.20)$$

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

En revanche, pour une transformation locale,

$$i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi \rightarrow i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi + ie^{-iQ\alpha} \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu (e^{iQ\alpha}) \psi = i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - \bar{\psi} \gamma^\mu Q \partial_\mu \alpha \psi \quad (2.21)$$

ce qui fait apparaître un terme supplémentaire, $i\bar{\psi}\gamma^\mu Q\partial_\mu\alpha\psi$, 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

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ieQA_\mu \quad (2.22)$$

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

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha. \quad (2.23)$$

Ainsi, en réécrivant le lagrangien du fermion de l'équation (2.17) avec la dérivée covariante,

$$\mathcal{L}'_{\text{fermion libre}} = i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi + \bar{\psi}\gamma^\mu eQA_\mu\psi = \mathcal{L}_{\text{fermion libre}} + \bar{\psi}\gamma^\mu eQA_\mu\psi, \quad (2.24)$$

le dernier terme se transforme en

$$\bar{\psi}\gamma^\mu eQA_\mu\psi \rightarrow \bar{\psi}e^{-iQ\alpha}\gamma^\mu eQ\left(A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha\right)e^{iQ\alpha}\psi = \bar{\psi}\gamma^\mu eQA_\mu\psi + \bar{\psi}\gamma^\mu Q\partial_\mu\alpha\psi \quad (2.25)$$

et le dernier terme obtenu compense exactement le terme brisant l'invariance de jauge dans l'équation (2.21).

Le nouveau terme introduit par l'utilisation de la dérivée covariante, $\bar{\psi}\gamma^\mu eQA_\mu\psi$, 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, il faut introduire un terme cinétique qui soit invariant de jauge dans le lagrangien, ce qui peut se faire avec

$$\mathcal{L}_{\text{photon libre}} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (2.26)$$

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

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = \underbrace{\bar{\psi}(iD - m)\psi}_{\text{fermions}} - \underbrace{\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}}_{\text{photons}} = \underbrace{\bar{\psi}(iD - m)\psi}_{\mathcal{L}_{\text{fermion libre}}} + \underbrace{\bar{\psi}\gamma^\mu eQA_\mu\psi}_{\text{interaction}} - \underbrace{\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}}_{\mathcal{L}_{\text{photon libre}}}. \quad (2.27)$$

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 B. La « connexion » ainsi obtenue est nommée « vertex ». La structure du terme d'interaction, $\bar{\psi}\gamma^\mu eQA_\mu\psi$, 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 2.4.

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*. L'interaction électrofaible a été développée à partir des travaux de Sheldon Glashow [1], Abdus Salam [2] et Steven Weinberg [3], récompensés à ce titre par le prix Nobel de physique en 1979.

Une des raisons pour unifier ces deux forces provient du calcul de la section efficace de production de paire W^+W^- . La section efficace d'un processus physique ainsi que son lien avec le nombre

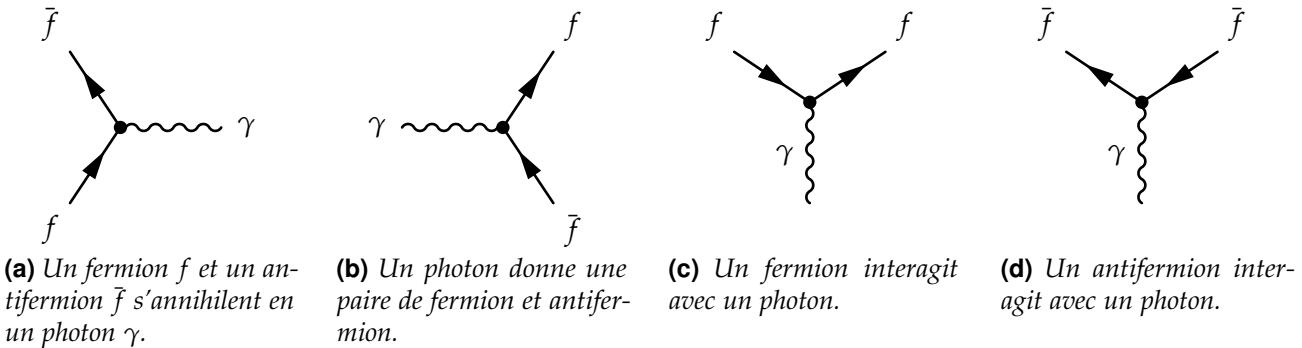


Figure 2.4 – Diagrammes de Feynman possibles à partir du terme $\bar{\psi}\gamma^\mu e Q A_\mu \psi$ du lagrangien \mathcal{L}_{QED} .

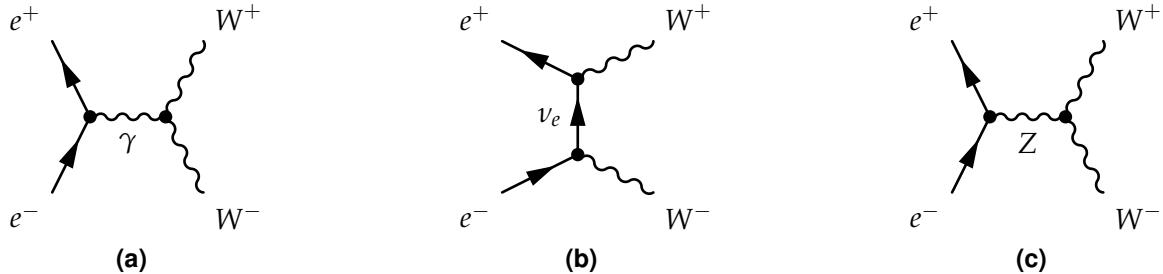


Figure 2.5 – Diagrammes de Feynman de production de paire W^+W^- à l'arbre.

d'événements de ce processus est abordé dans le chapitre 3. Pour obtenir cette section efficace sans avoir de divergence, ce qui ne saurait représenter la réalité physique, il est nécessaire de considérer les diagrammes des figures 2.5a, 2.5b et 2.5c. L'analogie entre les diagrammes 2.5a et 2.5c pousse ainsi à unifier les deux forces.

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 supplémentaire 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 passage d'un objet à son image par un miroir le ferait. 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.

Dans les termes de couplage du lagrangien, un facteur γ^μ correspond à un couplage vectoriel, comme pour l'électromagnétisme. Un facteur $\gamma^\mu \gamma^5$ correspond quant à lui à un couplage vectoriel axial. Un facteur $\gamma^\mu (1 \pm \gamma^5)$ somme ainsi un vecteur à un vecteur axial, ce qui implique une violation de la symétrie de parité. Les expériences montrent que les bosons W ne sont couplés qu'aux fermions de chiralité gauche et aux antifermions de chiralité droite. Or, il est possible de projeter un spinor ψ afin d'obtenir sa composante de chiralité gauche ψ_L à l'aide du projecteur chiral γ^5 ,

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\psi. \quad (2.28)$$

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

$$\bar{\psi}_L = (\psi_L)^\dagger \gamma^0 = \left(\frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\psi\right)^\dagger \gamma^0 = \psi^\dagger \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\gamma^0 = \psi^\dagger \gamma^0 \frac{1}{2}(1 + \gamma^5) = \bar{\psi}_R, \quad (2.29)$$

d'où le couplage entre fermions de chiralité gauche et antifermions de chiralité droite. Dans la notation $SU(2)_L$, L signifie ainsi *left*. Les couplages du boson Z ne sont pas purement en $(1 - \gamma^5)$, il est

alors également 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 expliquée 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' $\text{« isospin faible »}$, noté I . Il se comporte mathématiquement comme le spin des particules, d'où son nom *isospin*. Les fermions de chiralité gauche sont rassemblés en doublet 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 2.1.

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 2.1 – 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

$$\psi \rightarrow e^{\frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)}\psi, \quad \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}e^{-\frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)} \quad (2.30)$$

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 A. 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 (2.30) est l'analogie directe de l'équation (2.19).

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

$$\psi \rightarrow \left(1 + \frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)\right)\psi, \quad \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}\left(1 - \frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)\right). \quad (2.31)$$

Les termes du lagrangien du fermion libre, introduit dans l'équation (2.17), se transforment alors comme

$$-m\bar{\psi}\psi \rightarrow -m\bar{\psi} \left(1 - \frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)\right) \left(1 + \frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)\right) \psi = -m\bar{\psi}\psi + \mathcal{O}(\alpha^2) \quad (2.32)$$

et

$$i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi \rightarrow i\bar{\psi} \left(1 - \frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)\right) \gamma^\mu\partial_\mu \left(\left(1 + \frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)\right) \psi\right) = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - \bar{\psi}\frac{1}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \gamma^\mu\partial_\mu\boldsymbol{\alpha}(x)\psi + \mathcal{O}(\alpha^2) \quad (2.33)$$

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,

$$D_\mu = \partial_\mu - \frac{i}{2}g_I\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu(x), \quad (2.34)$$

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

$$\mathbf{W}_\mu \rightarrow \mathbf{W}_\mu + \frac{1}{g_I}\partial_\mu\boldsymbol{\alpha} - (\boldsymbol{\alpha} \wedge \mathbf{W}_\mu). \quad (2.35)$$

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

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'_{\text{fermion libre}} &= i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi + \bar{\psi}\gamma^\mu\frac{1}{2}g_I\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \\ &= \mathcal{L}_{\text{fermion libre}} + \bar{\psi}\gamma^\mu\frac{1}{2}g_I\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu\psi. \end{aligned} \quad (2.36)$$

Ainsi, le terme supplémentaire du lagrangien se transforme tel que

$$\begin{aligned} \bar{\psi}\gamma^\mu\frac{1}{2}g_I\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu\psi &\rightarrow \bar{\psi} \left(1 - \frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)\right) \gamma^\mu\frac{g_I}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \left(\mathbf{W}_\mu + \frac{1}{g_I}\partial_\mu\boldsymbol{\alpha} - (\boldsymbol{\alpha} \wedge \mathbf{W}_\mu)\right) \left(1 + \frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)\right) \psi \\ &= \bar{\psi}\gamma^\mu\frac{g_I}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu\psi - \bar{\psi}\frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)\gamma^\mu\frac{g_I}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu\psi + \bar{\psi}\gamma^\mu\frac{g_I}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu\frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)\psi \\ &\quad + \bar{\psi}\gamma^\mu\frac{1}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \partial_\mu\boldsymbol{\alpha}\psi - \bar{\psi}\gamma^\mu\frac{g_I}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot (\boldsymbol{\alpha} \wedge \mathbf{W}_\mu)\psi + \mathcal{O}(\alpha^2). \end{aligned} \quad (2.37)$$

Or,

$$(\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha})(\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{b}) = (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}) + i\boldsymbol{\tau} \cdot (\boldsymbol{\alpha} \wedge \mathbf{b}) \Leftrightarrow \boldsymbol{\tau} \cdot (\boldsymbol{\alpha} \wedge \mathbf{b}) = i[(\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}) - (\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha})(\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{b})]. \quad (2.38)$$

Ainsi,

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\tau} \cdot (\boldsymbol{\alpha} \wedge \mathbf{W}_\mu) &= \frac{1}{2} [\boldsymbol{\tau} \cdot (\boldsymbol{\alpha} \wedge \mathbf{W}_\mu) - \boldsymbol{\tau} \cdot (\mathbf{W}_\mu \wedge \boldsymbol{\alpha})] \\ &= \frac{i}{2} [[(\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{W}_\mu) - (\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha})(\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu)] - [(\mathbf{W}_\mu \cdot \boldsymbol{\alpha}) - (\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu)(\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha})]] \\ &= \frac{i}{2} [(\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu)(\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}) - (\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha})(\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu)]. \end{aligned} \quad (2.39)$$

En combinant les équations (2.37) et (2.39), il vient

$$\bar{\psi}\gamma^\mu\frac{1}{2}g_I\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu\psi \rightarrow \bar{\psi}\gamma^\mu\frac{g_I}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu\psi + \bar{\psi}\gamma^\mu\frac{1}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \partial_\mu\boldsymbol{\alpha}\psi + \mathcal{O}(\alpha^2), \quad (2.40)$$

où le dernier terme obtenu compense exactement le terme brisant l'invariance de jauge dans l'équation (2.33).

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,

$$\mathbf{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu\mathbf{W}_\nu - \partial_\nu\mathbf{W}_\mu + g_I(\mathbf{W}_\mu \wedge \mathbf{W}_\nu). \quad (2.41)$$

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

$$\mathcal{L}_{SU(2)} = \bar{\psi}(iD - m)\psi - \frac{1}{4}\mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu}. \quad (2.42)$$

Une nouvelle différence notable et importante vis-à-vis de \mathcal{L}_{QCD} est la non linéarité de $W_{\mu\nu}$ par rapport à W_μ et 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 2.6, sont donc possibles dans une théorie de jauge avec une symétrie locale $SU(2)$.

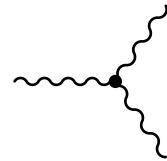


Figure 2.6 – Diagramme de Feynman correspondant à l'interaction entre trois bosons.

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,

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}, \quad (2.43)$$

dont les résultats pour les différents leptons sont présentés dans le tableau 2.2.

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

$$A_\mu \leftrightarrow B_\mu, \quad F_{\mu\nu} \leftrightarrow F_{\mu\nu}^{(B)}, \quad e \leftrightarrow g_Y, \quad Q \leftrightarrow \frac{1}{2}Y. \quad (2.44)$$

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 (2.28) et (2.29).

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

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_I I \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu - \frac{i}{2} g_Y Y B_\mu, \quad (2.45)$$

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

$$D_\mu L = \left[\partial_\mu - \frac{i}{2} g_I \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu + \frac{i}{2} g_Y Y B_\mu \right] L, \quad (2.46)$$

$$D_\mu R = [\partial_\mu + ig_Y B_\mu] R, \quad (2.47)$$

compte-tenu des différentes valeurs de Y et I données dans le tableau 2.2.

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

$$\mathcal{L}_{EW} = i\bar{\psi} D^\mu \psi - \frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^{(B)} \cdot F^{(B)\mu\nu}. \quad (2.48)$$

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 (2.48) 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,

Champ	v_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 2.2 – Valeurs des hypercharges, isospins faibles et charges électriques pour les leptons.

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,

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad (2.49)$$

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]

$$|\mathcal{M}_{CKM}| = \begin{pmatrix} 0,973\,70 \pm 0,000\,14 & 0,2245 \pm 0,0008 & 0,003\,82 \pm 0,000\,24 \\ 0,221 \pm 0,004 & 0,987 \pm 0,011 & 0,0410 \pm 0,0014 \\ 0,0080 \pm 0,0003 & 0,0388 \pm 0,0011 & 1,013 \pm 0,030 \end{pmatrix}. \quad (2.50)$$

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 (2.48). En effet, un terme de masse pour les fermions serait de la forme

$$-m\bar{\psi}\psi = -m(\bar{\psi}_R + \bar{\psi}_L)(\psi_R + \psi_L) = -m(\bar{\psi}_R\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_L\psi_L) = -m(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R). \quad (2.51)$$

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 s'agit d'un champ à quatre composantes, qu'il est possible d'écrire sous la forme d'un doublet d'isospin faible,

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_3 + i\phi_4 \\ \phi_1 + i\phi_2 \end{pmatrix}. \quad (2.52)$$

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

$$\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} e^{i\frac{\beta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\beta}{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \rightarrow e^{\frac{i}{2}\tau \cdot \alpha} \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (2.53)$$

La dérivée covariante définie par l'équation (2.45) agit donc sur le champ de Higgs selon

$$D_\mu \phi = \left[\partial_\mu - \frac{i}{2} g_I \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{W}_\mu - \frac{i}{2} g_Y B_\mu \right] \phi, \quad (2.54)$$

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

$$\mathcal{L}_h = (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi) \quad (2.55)$$

avec

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad \lambda > 0. \quad (2.56)$$

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,

$$\begin{cases} \frac{\partial V}{\partial \phi} \Big|_{\text{éq}} = 0 \\ \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} \Big|_{\text{éq}} \geqslant 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \left(2\mu^2 + 4\lambda \frac{v^2}{2}\right) \frac{v}{\sqrt{2}} = 0 \\ 2\mu^2 + 12\lambda \frac{v^2}{2} \geqslant 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \mu^2 \geqslant 0 \Rightarrow v = 0 \\ \mu^2 < 0 \Rightarrow v^2 = \frac{-\mu^2}{\lambda}. \end{cases} \quad (2.57)$$

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 2.7. La forme de ce potentiel n'est pas sans rappeler celle d'un chapeau mexicain.

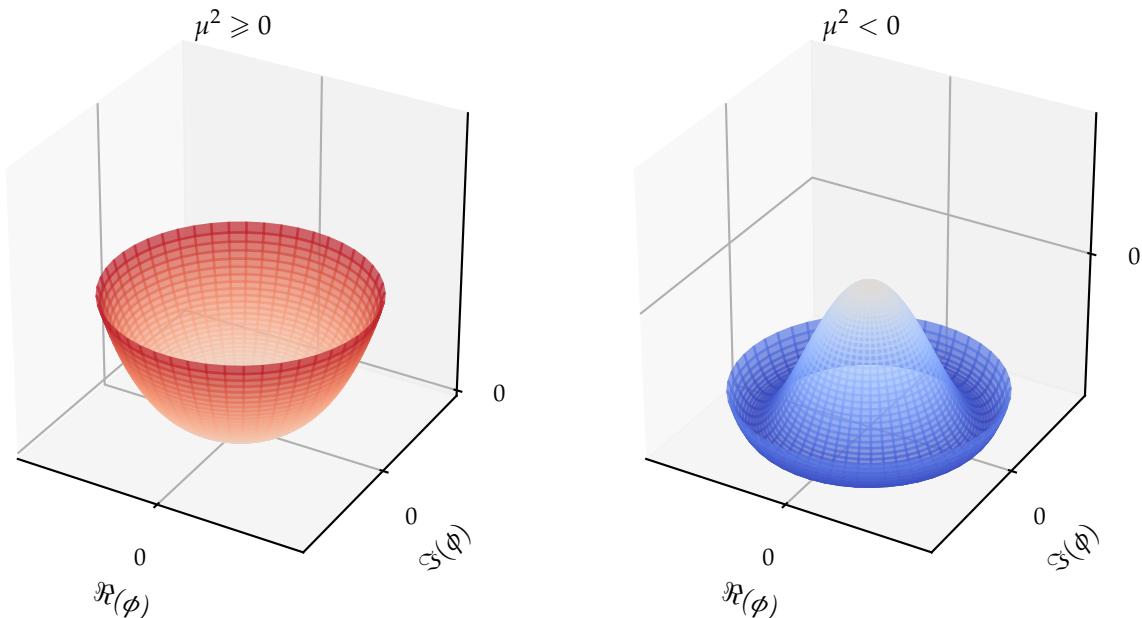


Figure 2.7 – Forme du potentiel du Higgs V selon le signe de μ^2 .

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

$$\langle \phi \rangle_0 = \frac{v}{\sqrt{2}} \neq 0, \quad (2.58)$$

ce qui implique le phénomène de brisure spontanée de symétrie.

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

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (2.59)$$

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

2.4.2 Masses des bosons

Lorsque l'expression (2.59) de ϕ est injectée dans \mathcal{L}_h , le terme cinétique devient

$$\begin{aligned} (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) &= \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h \\ &+ \frac{(v+h)^2}{8} g_I^2 \left(W_\mu^1 + iW_\mu^2 \right) \left(W^{\mu 1} - iW^{\mu 2} \right) \\ &+ \frac{(v+h)^2}{8} \left(g_I W_\mu^3 - g_Y B_\mu \right) \left(g_I W^{\mu 3} - g_Y B^\mu \right) + \mathcal{O}(h^2). \end{aligned} \quad (2.60)$$

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,

$$\text{bosons } W^\pm : \quad W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2 \right), \quad m_W = \frac{1}{2} v g_I, \quad (2.61)$$

$$\text{photon } \gamma : \quad A_\mu = \frac{g_Y W_\mu^3 + g_I B_\mu}{\sqrt{g_I^2 + g_Y^2}}, \quad m_A = 0, \quad (2.62)$$

$$\text{boson } Z : \quad Z_\mu = \frac{g_I W_\mu^3 - g_Y B_\mu}{\sqrt{g_I^2 + g_Y^2}}, \quad m_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g_I^2 + g_Y^2}. \quad (2.63)$$

Ces équations peuvent être réécrites en introduisant l'angle de mélange faible noté θ_W [16], tel que

$$\cos \theta_W = \frac{g_I}{\sqrt{g_I^2 + g_Y^2}}, \quad \sin \theta_W = \frac{g_Y}{\sqrt{g_I^2 + g_Y^2}}. \quad (2.64)$$

Alors,

$$\text{photon } \gamma : \quad A_\mu = B_\mu \cos \theta_W + W_\mu^3 \sin \theta_W, \quad m_A = 0, \quad (2.65)$$

$$\text{boson } Z : \quad Z_\mu = W_\mu^3 \cos \theta_W - B_\mu \sin \theta_W, \quad m_Z = \frac{m_W}{\cos \theta_W}. \quad (2.66)$$

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 $125,10 \pm 0,14 \text{ GeV}$ [9].

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'exprime

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\frac{m\sqrt{2}}{v} \bar{\psi} \phi \psi = -\frac{m\sqrt{2}}{v} \left(\bar{\psi}_L \phi \psi_R + \bar{\psi}_R \phi^\dagger \psi_L \right), \quad (2.67)$$

donnant après la brisure spontanée de symétrie précédemment décrite les termes de masse pour les fermions d'isospin faible bas,

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -m \bar{\psi} \psi + \frac{m}{v} \bar{\psi} h \psi. \quad (2.68)$$

En effet, la brisure de symétrie dans le cas de la jauge unitaire (2.59) 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,

$$\phi^C = i\sigma_2 \phi^* = \begin{pmatrix} \phi^* \\ -\phi^- \end{pmatrix} \quad (2.69)$$

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

$$\phi^C = \frac{-1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + h(x) \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.70)$$

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

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = y \bar{\psi} \phi \psi + \text{h.c.} = \sum_{i=1}^3 y_i^\ell \bar{\ell}_i \phi \ell_i + \sum_{i=1}^3 y_i^d \bar{d}_i \phi d_i + \sum_{i=1}^3 y_i^u \bar{u}_i \phi^C u_i, \quad y_i^x = -\frac{\sqrt{2}}{v} m_i^x \quad (2.71)$$

où i correspond à la génération des fermions, ℓ_i , d_i et u_i aux champs listés dans le tableau 2.1 et m_i^x à la masse du fermion de type x et de génération i .

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^- [27-29] et Ω^- [30]. Dans le modèle des quarks, ces baryons sont composés comme

$$\Delta^{++} = (uuu), \quad \Delta^- = (ddd), \quad \Omega^- = (sss). \quad (2.72)$$

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. Il suffit alors que chaque quark porte une couleur différente, c'est-à-dire

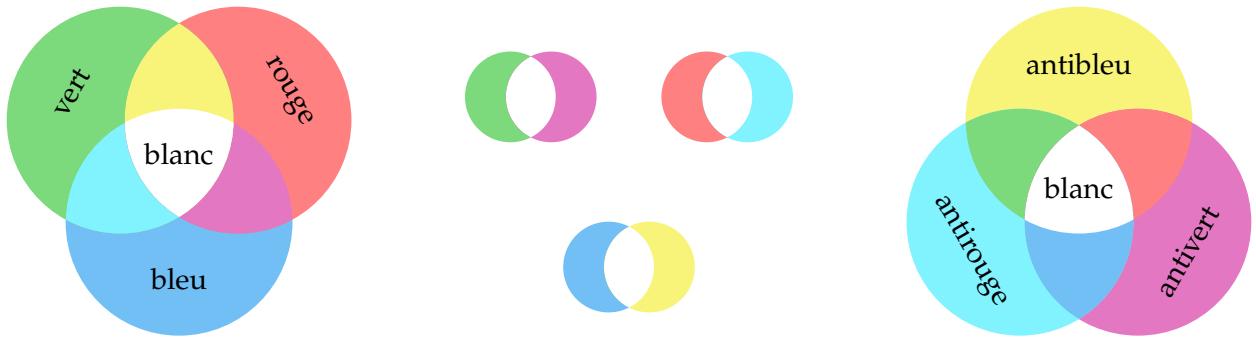
$$\Delta^{++} = (\textcolor{red}{u}\textcolor{blue}{u}\textcolor{green}{u}), \quad \Delta^- = (\textcolor{red}{d}\textcolor{blue}{d}\textcolor{green}{d}), \quad \Omega^- = (\textcolor{red}{s}\textcolor{blue}{s}\textcolor{green}{s}). \quad (2.73)$$

Les baryons ainsi formés de trois quarks (un rouge, un vert et un bleu) portent une charge de couleur globale nulle, ils sont de couleur « blanche », comme cela est visible sur la figure 2.8a. Dans le cas des antibaryons formés de trois antiquarks, sur la figure 2.8c, c'est l'association des trois anticoloreurs 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'anticoloreur correspondante. Les trois combinaisons possibles sont illustrées sur la figure 2.8b. Il s'agit alors de mésons.

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,



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

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

(c) Un antibaryon est constitué de trois antiquarks, un de chaque anticolleur.

Figure 2.8 – 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.

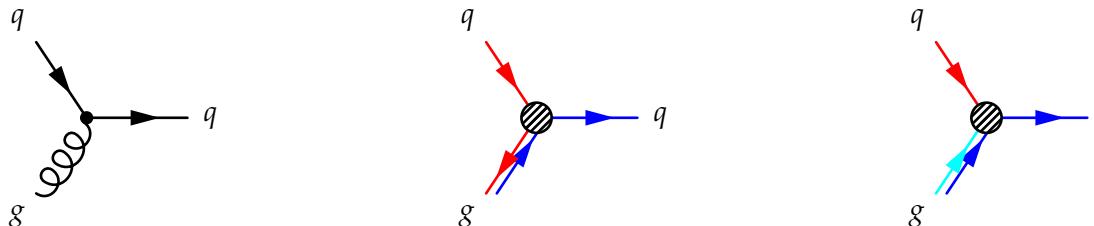
bleue), la théorie quantique des champs associée à l'interaction forte se base sur le groupe $SU(3)_C$, où C signifie « couleur ».

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

$$\tau \in \mathcal{M}_2(\mathbb{C})^3 \leftrightarrow \lambda \in \mathcal{M}_3(\mathbb{C})^8, \quad \alpha \in \mathbb{R}^3 \leftrightarrow \theta \in \mathbb{R}^8, \quad g_I \leftrightarrow \alpha_s, \quad W_\mu \leftrightarrow G_\mu, \quad W_{\mu\nu} \leftrightarrow G_{\mu\nu} \quad (2.74)$$

où λ est un vecteur à huit composantes, chacune étant une matrice de Gell-Mann, définies dans l'annexe A, 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 2.9.



(a) Diagramme de Feynman de l'interaction.

(b) Représentation du flux de couleur conservé.

(c) Interprétation en utilisant les anticouleurs.

Figure 2.9 – Interaction entre un quark rouge et un gluon bleu-antiroUGE, donnant un quark bleu.**Figure 2.10 –** 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 (2.74) appliquée à l'équation (2.41), est lourd de conséquences. Il permet le couplage entre trois et quatre gluons, comme cela est illustré sur la figure 2.10, 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, ce qui est discuté dans le chapitre 4.

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 2.11.

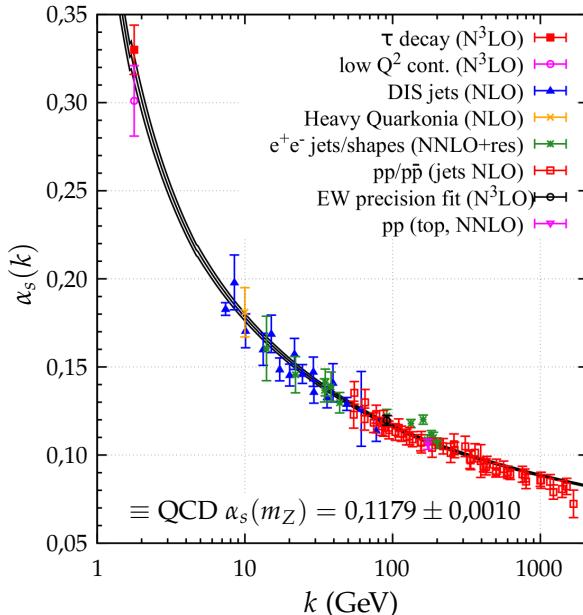


Figure 2.11 – Mesures de α_s en fonction de l'échelle d'énergie k (points) et prédiction théorique (courbe) [9]. Le degré des calculs perturbatifs de QCD utilisés pour extraire α_s est indiqué entre parenthèses (NLO : next-to-leading order, c'est-à-dire jusqu'à l'ordre suivant le premier degré non nul ; NNLO : un ordre de plus que NLO ; etc.).

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 pourtant 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 requière 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 2.12 pour les hadrons légers.

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

$$\alpha_s(k) = \frac{\alpha_s(\mu)}{1 + \frac{11n_c - 2n_f}{12\pi} \alpha_s(\mu) \ln\left(\frac{k^2}{\mu^2}\right)} \quad (2.75)$$

avec n_c le nombre de couleurs et n_f le nombre de saveurs de quarks, c'est-à-dire $n_c = 3$ et $n_f = 6$ [32]. Cette relation peut ainsi se réécrire

$$\alpha_s(k) = \frac{6\pi}{21 \ln\left(\frac{k}{\Lambda_{\text{QCD}}}\right)}, \quad \Lambda_{\text{QCD}} = 218 \pm 24 \text{ MeV}, \quad (2.76)$$

avec Λ_{QCD} l'échelle d'énergie à laquelle α_s diverge. Il ressort que α_s décroît lorsque l'échelle d'énergie augmente. Cette diminution de α_s aux hautes énergies est la « liberté asymptotique » [33, 34], régime où les particules colorées ne sont plus confinées et peuvent se propager comme des particules libres. Aux LHC, les énergies de collision permettent d'atteindre ce régime.

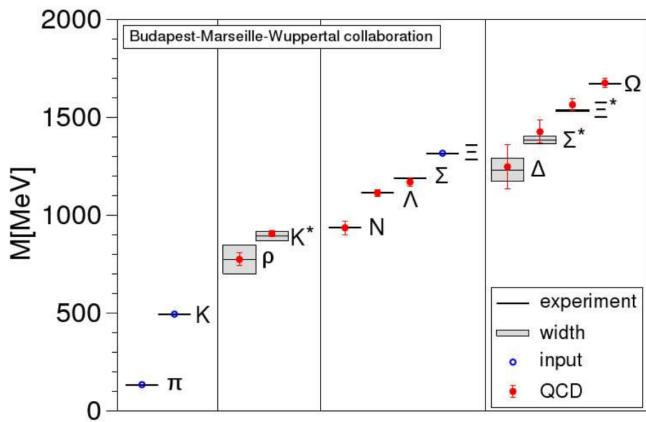


Figure 2.12 – Spectre de masse des hadrons légers [31]. Les lignes horizontales ainsi que les zones grisées sont les valeurs expérimentales et les largeurs de désintégration. Les résultats obtenus en utilisant des calculs de QCD sur réseau sont représentés par des cercles, avec les erreurs associées. Seules les masses des hadrons π , K et Ξ sont sans barre d'erreur, elles sont utilisées pour fixer les paramètres libres du modèle.

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], leur observation est réalisée en 1983 [17-21]. De même, le quark top postulé en 1973 [6] est observé 22 ans plus tard [35, 36]. Dernier tour de force en date, le boson de Higgs, prédit en 1964 [10-13] et observé en 2012 [22, 23].

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

$$\mathcal{L}_{SM} = \underbrace{-\frac{1}{4}\mathcal{F}_{\mu\nu}\mathcal{F}^{\mu\nu}}_{\text{bosons vecteurs libres}} + \underbrace{i\bar{\psi}\not{D}\psi}_{\text{fermions et interactions}} + \underbrace{(D^\mu\phi)^\dagger(D_\mu\phi) - V(\phi)}_{\text{boson de Higgs et interactions avec les autres bosons}} + \underbrace{(y\bar{\psi}\phi\psi + \text{h.c.)}}_{\text{termes de Yukawa (interactions fermions-Higgs)}}$$
(2.77)

où « h.c. » signifie conjugué hermitien et

$$\mathcal{F}_{\mu\nu}\mathcal{F}^{\mu\nu} = \mathbf{G}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{G}^{\mu\nu} + \mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} + F_{\mu\nu}^{(B)}F^{(B)\mu\nu}, \quad (2.78)$$

$$\not{D} = \gamma^\mu D_\mu = \gamma^\mu \left[\partial_\mu - ig_I I \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu - ig_Y \frac{Y}{2} B_\mu - i\alpha_s \frac{C}{2} \boldsymbol{\lambda} \cdot \mathbf{G}_\mu \right], \quad (2.79)$$

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2. \quad (2.80)$$

Le modèle standard ainsi construit permet d'expliquer la plupart des phénomènes observés avec une grande précision. Cependant, il ne propose pas d'explications à certaines observations discutées dans la section suivante.

3.2 Limites

La plupart des phénomènes connus sont parfaitement décrits par le modèle standard et son formalisme, mais ils ne le sont pas tous. En effet, 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 théorie plus fondamentale au-delà à même de pouvoir 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 $\frac{1}{2}m_Z$ [37]. 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 (2.77), les neutrinos ne possèdent pas de masse. Or, des oscillations entre saveurs de neutrinos ont été observées [38, 39]. Ces oscillations impliquent d'une part que les neutrinos possèdent une masse, et d'autre part que les états propres de l'interaction faible ne sont pas les états propres de masse des neutrinos.

Donner une masse aux neutrinos demande d'introduire des neutrinos de chiralité droite, non présents dans le modèle standard. 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 [40-44], 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.

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 [45], pour Pontecorvo, Maki, Nakagawa et Sakata, analogue à la matrice CKM introduite dans la section 2.3.4. Dans ce cas,

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{\mu 2} & U_{\tau 3} \\ U_{e1} & U_{\mu 2} & U_{\tau 3} \\ U_{e1} & U_{\mu 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}, \quad (2.81)$$

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.

Nombre de paramètres libres Le modèle standard tel que décrit dans la section 2 comporte 19 paramètres libres, listés dans le tableau 2.3. Une théorie comportant moins de paramètres libres 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

Grandeur	Symbol	Valeur
Masse du quark up	m_u	$2,16^{+0,49}_{-0,26}$ MeV
Masse du quark down	m_d	$4,67^{+0,48}_{-0,17}$ MeV
Masse du quark strange	m_s	93^{+11}_{-5} MeV
Masse du quark charm	m_c	$1,27^{+0,02}_{-0,035}$ GeV
Masse du quark bottom	m_b	$4,18^{+0,03}_{-0,02}$ GeV
Masse du quark top	m_t	$172,76 \pm 0,30$ GeV
Masse de l'électron	m_e	$0,510\,998\,946\,1 \pm 0,000\,000\,003\,1$ MeV
Masse du muon	m_μ	$105,658\,374\,5 \pm 0,000\,002\,4$ MeV
Masse 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
Masse du boson de Higgs	m_h	$125,10 \pm 0,14$ GeV

Tableau 2.3 – Valeurs expérimentales des 19 paramètres libres du modèle standard [9].

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 libre, les masses des trois neutrinos. De plus, la matrice PMNS permettant de décrire leurs oscillation demande quatre paramètres libres, analogues aux quatre paramètres reliés à la matrice CKM dans le tableau 2.3. Il y a donc potentiellement 26 paramètres libres pour un modèle standard incluant les neutrinos massifs.

Ajustement fin Le calcul de la masse du boson de Higgs demande d'introduire des diagrammes de Feynman avec des boucles, comme ceux de la figure 2.13.

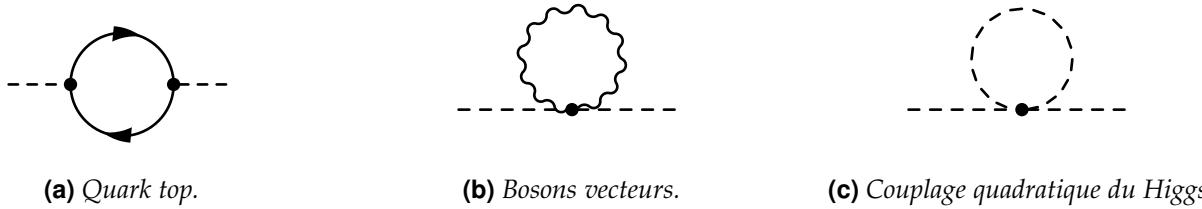


Figure 2.13 – Diagrammes de Feynman des contributions aux corrections radiatives à la masse du boson de Higgs.

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 [46] :

$$\text{du top, figure 2.13a} \quad -\frac{3}{8\pi^2} y_t^2 \Lambda^2 \quad \sim -(2 \text{ TeV})^2 \quad (2.82)$$

$$\text{des bosons vecteurs, figure 2.13b} \quad +\frac{1}{16\pi^2} g^2 \Lambda^2 \quad \sim +(0,7 \text{ TeV})^2 \quad (2.83)$$

$$\text{du Higgs, figure 2.13c} \quad +\frac{1}{16\pi^2} \lambda^2 \Lambda^2 \quad \sim +(0,5 \text{ TeV})^2 \quad (2.84)$$

où y_t^2 est la constante de couplage de Yukawa du quark top défini équation (2.71), g la constante de couplage de l'interaction associée au boson vecteur considéré, λ la paramètre du terme quadratique du potentiel de Higgs (2.56) 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

$$m_h^2 = m_{h0}^2 - \frac{3}{8\pi^2} y_t^2 \Lambda^2 + \frac{1}{16\pi^2} g^2 \Lambda^2 + \frac{1}{16\pi^2} \lambda^2 \Lambda^2 + \dots \quad (2.85)$$

Le boson de Higgs a été observé avec une masse de $125,10 \pm 0,14 \text{ GeV}$. Or, les corrections sont de l'ordre du TeV. Les paramètres dont elles dépendent devraient donc être ajustés jusqu'à la 32^e décimale, ce qui semble peu naturel.

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 quantifiée. 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.

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 [47]. 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, inexplicable par le modèle standard. Les mesures cosmologiques [48] 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 des modèles BSM les plus prometteurs est la supersymétrie (SUSY), présentée dans la section 4.1. La SUSY nécessite d’introduire un second doublet de Higgs, elle est ainsi 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) [49-51] 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. À chaque particule du modèle standard correspond alors une nouvelle particule du fait de cette symétrie, nommée « 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 potentiellement possibles, dans lesquelles les nombres baryonique B et leptonique L ne sont pas conservés et $B - L$ non plus. Or, ce type d’interactions rendent le proton instable, ce qui n’est pas observé expérimentalement. Une nouvelle symétrie est ainsi introduite afin de supprimer ces interactions violent la conservation de $B - L$, la parité R . L’opérateur de parité R est défini comme

$$P_R = (-1)^{3(B-L)-2s} \quad (2.86)$$

où s correspond au spin de la particule. Les particules du modèle standard possèdent une parité R égale à 1, leurs superpartenaires une parité R égale à -1. 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 est un des modèles BSM les plus prometteurs. Ce type de modèle permet en effet de résoudre, s’il est confirmé expérimentalement, de nombreuses lacunes du modèle standard. Les trois forces fondamentales décrites par le modèle standard pourraient être unifiées grâce à ce modèle. 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, potentiellement 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 [52].

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 du conjugué de charge du doublet de Higgs afin de donner une masse aux quarks d’isospin faible

haut [46]. Un second doublet de Higgs, couplé aux fermions d'isospin faible haut, doit nécessairement être introduit [46, 52]. La SUSY est donc un cas particulier de modèle à deux doublets de Higgs.

4.2 Modèles à deux doublets de Higgs

Les modèles à deux doublets de Higgs (2HDM, 2 Higgs Doublets Model) introduisent un second doublet de Higgs. Ainsi, au lieu d'avoir uniquement le doublet ϕ défini par (2.52), il en existe deux, ϕ_1 et ϕ_2 . Le potentiel de Higgs (2.56) du modèle standard est remplacé par le potentiel scalaire le plus général possible brisant spontanément $SU(2)_L \times U(1)_Y$ en $U(1)_{em}$ [52, 53],

$$\begin{aligned} V(\phi_1, \phi_2) = & \lambda_1 \left(\phi_1^\dagger \phi_1 - \frac{1}{2} v_1^2 \right)^2 + \lambda_2 \left(\phi_2^\dagger \phi_2 - \frac{1}{2} v_2^2 \right)^2 \\ & + \lambda_3 \left[\left(\phi_1^\dagger \phi_1 - \frac{1}{2} v_1^2 \right) + \left(\phi_2^\dagger \phi_2 - \frac{1}{2} v_2^2 \right) \right]^2 + \lambda_4 \left[(\phi_1^\dagger \phi_1)(\phi_2^\dagger \phi_2) - (\phi_1^\dagger \phi_2)(\phi_2^\dagger \phi_1) \right] \\ & + \lambda_5 \left[\Re(\phi_1^\dagger \phi_2) - \frac{1}{2} v_1 v_2 \cos \xi \right]^2 + \lambda_6 \left[\Im(\phi_1^\dagger \phi_2) - \frac{1}{2} v_1 v_2 \sin \xi \right]^2 \\ & + \lambda_7 \left[\Re(\phi_1^\dagger \phi_2) - \frac{1}{2} v_1 v_2 \cos \xi \right] \left[\Im(\phi_1^\dagger \phi_2) - \frac{1}{2} v_1 v_2 \sin \xi \right]. \end{aligned} \quad (2.87)$$

Le dernier terme de (2.87) peut être éliminé en redéfinissant les phases des champs scalaires. Les paramètres λ_i sont réels et dans le cas de la SUSY, $\lambda_5 = \lambda_6$. Dans le cas $\sin \xi \neq 0$, le secteur de Higgs du modèle viole la symétrie CP . Le minimum du potentiel ainsi construit est tel que

$$\langle \phi_1 \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \phi_2 \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\xi} \end{pmatrix}. \quad (2.88)$$

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,

$$\tan \beta = \frac{\langle \phi_2 \rangle_0}{\langle \phi_1 \rangle_0} = \frac{v_2}{v_1} \quad (2.89)$$

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

$$v^2 = v_1^2 + v_2^2. \quad (2.90)$$

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

$$\text{deux Higgs chargés : } H^\pm = -\phi_1^\pm \sin \beta + \phi_2^\pm \cos \beta, \quad m_{H^\pm}^2 = \frac{1}{2} \lambda_4 v^2, \quad (2.91)$$

$$\text{un Higgs pseudo-scalaire : } A = \sqrt{2} (-\Im(\phi_1^0) \sin \beta + \Im(\phi_2^0) \cos \beta), \quad m_A^2 = \frac{1}{2} \lambda_6 v^2, \quad (2.92)$$

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

$$\mathcal{M} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 4v_1^2(\lambda_1 + \lambda_3) + v_2^2 \lambda_5 & (4\lambda_3 + \lambda_5)v_1 v_2 \\ (4\lambda_3 + \lambda_5)v_1 v_2 & 4v_2^2(\lambda_2 + \lambda_3) + v_1^2 \lambda_5 \end{pmatrix}. \quad (2.93)$$

Ces deux bosons de Higgs sont

$$h = \sqrt{2} \left(-\Re(\phi_1^0 - v_1/\sqrt{2}) \sin \alpha + \Re(\phi_2^0 - v_2/\sqrt{2}) \cos \alpha \right), \quad (2.94)$$

$$H = \sqrt{2} \left(\Re(\phi_1^0 - v_1/\sqrt{2}) \cos \alpha + \Re(\phi_2^0 - v_2/\sqrt{2}) \sin \alpha \right), \quad (2.95)$$

où l'angle de mélange α s'obtient par

$$\sin 2\alpha = \frac{2\mathcal{M}_{12}}{\sqrt{(\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22})^2 + 4\mathcal{M}_{12}^2}}, \quad \cos 2\alpha = \frac{\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22}}{\sqrt{(\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22})^2 + 4\mathcal{M}_{12}^2}} \quad (2.96)$$

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

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left(\mathcal{M}_{11} + \mathcal{M}_{22} \mp \sqrt{(\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22})^2 + 4\mathcal{M}_{12}^2} \right). \quad (2.97)$$

Enfin, v est fixée par la masse du W ,

$$m_W = \frac{1}{2} v g_I. \quad (2.98)$$

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 [52],

- 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 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 ainsi 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 2.4.

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 2.4 – Couplages des bosons de Higgs neutres des modèles de type II par rapport aux couplages du boson de Higgs du modèle standard [52].

Les modèles à deux doublets de Higgs sont donc une extension du modèle standard ajoutant une nouvelle physique, par exemple l'existence de nouveaux bosons de Higgs. Ces modèles, par rapport à d'autres possibilités explorées, apportent le moins de nouveaux paramètres arbitraires possibles, ce qui est un critère important dans l'élaboration d'une nouvelle théorie. Enfin, ils doivent 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 [54, 55] est un modèle supersymétrique et donc, à ce titre, un cas particulier de modèle à deux doublets de Higgs. Il s'agit du modèle le plus simple permettant d'introduire la supersymétrie 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 traitant de la supersymétrie comme [52]

$$H_d = \begin{pmatrix} \phi_1^{0*} \\ -\phi_1^- \end{pmatrix}, \quad H_u = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix}. \quad (2.99)$$

L'expression du potentiel de Higgs général des 2HDM (2.87) devient

$$\begin{aligned} V(H_d, H_u) = & \mu_d^2 H_d^\dagger H_d + \mu_u^2 H_u^\dagger H_u - \mu^2 (H_d \wedge H_u + \text{h.c.}) \\ & + \frac{g_I^2 + g_Y^2}{8} (H_d^\dagger H_d - H_u^\dagger H_u)^2 + \frac{g_I^2}{2} (H_d^\dagger H_u)^2 \end{aligned} \quad (2.100)$$

en posant [46, 52, 53]

$$\lambda_2 = \lambda_1, \quad (2.101a)$$

$$\lambda_3 = \frac{1}{8}(g_I^2 + g_Y^2) - \lambda_1, \quad (2.101b)$$

$$\lambda_4 = 2\lambda_1 - \frac{1}{2}g_Y^2, \quad (2.101c)$$

$$\lambda_5 = \lambda_6 = 2\lambda_1 - \frac{1}{2}(g_I^2 + g_Y^2), \quad (2.101d)$$

$$\mu_d^2 = \mu^2 \tan \beta - \frac{1}{2}m_Z^2 \cos(2\beta), \quad (2.101e)$$

$$\mu_u^2 = \mu^2 \cot \beta + \frac{1}{2}m_Z^2 \cos(2\beta), \quad (2.101f)$$

$$\mu^2 = -\frac{1}{2}v_1 v_2(g_I^2 + g_Y^2 - 4\lambda_1). \quad (2.101g)$$

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

$$\langle H_d \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle H_u \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}. \quad (2.102)$$

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

$$m_A^2 = \mu^2(\tan \beta + \cot \beta) = \frac{2\mu^2}{\sin 2\beta}, \quad (2.103)$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + m_W^2, \quad (2.104)$$

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left(m_A^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta} \right), \quad (2.105)$$

et l'angle de mélange des Higgs scalaires neutres vérifie

$$\cos 2\alpha = -\frac{m_A^2 - m_Z^2}{m_H^2 - m_h^2} \cos 2\beta, \quad \sin 2\alpha = -\frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_H^2 - m_h^2} \sin 2\beta. \quad (2.106)$$

Enfin, la masse du W vérifie toujours (2.98) et celle du Z peut être exprimée en fonction des paramètres du MSSM. Ainsi,

$$m_W = \frac{1}{2}vg_I \Leftrightarrow m_W^2 = \frac{1}{4}v^2g_I^2, \quad m_Z^2 = \frac{\mu_d^2 - \mu_u^2 \tan^2 \beta}{\tan^2 \beta - 1}. \quad (2.107)$$

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 (2.89). Il est à noter que l'équation (2.105) implique l'existence d'un boson de Higgs neutre de masse inférieure à $m_Z = 91,19$ 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 les corrections dues au quark top et à son superpartenaire le stop. La correction à la masse du boson de Higgs léger est ainsi donnée par [46]

$$m_h^2 \rightarrow m_h^2 + \delta m_h^2 \simeq m_Z^2 + \frac{3m_t^4}{2\pi^2 v^2} \left[\ln \frac{m_S^2}{m_t^2} + \frac{X_t^2}{m_S^2} \left(1 - \frac{X_t^2}{12m_S^2} \right) \right] \quad (2.108)$$

où

$$X_t = A_t - \mu \cot \beta \quad (2.109)$$

est le paramètre de mélange du stop avec A_t la constante de couplage entre les Higgs et le stop et

$$m_S = \sqrt{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}. \quad (2.110)$$

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 du stop, \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 « scénario » dans lesquels les paramètres intervenant dans les corrections d'ordres supérieurs sont fixés [56, 57]. 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 2.14 en fonction de m_A pour $\tan \beta = 3$ et 30 dans le cas de mélange

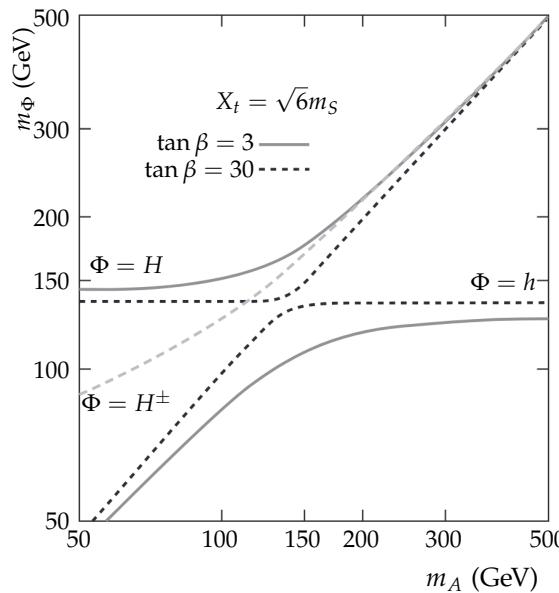


Figure 2.14 – Masses des bosons de Higgs du MSSM en fonction de m_A pour $\tan \beta = 3$ et 30 dans le cas de mélange maximal du stop avec $m_{\tilde{t}} = 2$ TeV et les autres paramètres de la SUSY fixés à 1 TeV [46].

maximal du stop avec $m_{\tilde{t}} = 2$ TeV et les autres paramètres de la SUSY fixés à 1 TeV [46]. Ainsi, pour $m_A \lesssim 125$ GeV, H joue le rôle du modèle standard et il existe un Higgs léger. Pour $m_A \gtrsim 125$ GeV, h joue le rôle du modèle standard et les bosons de Higgs supplémentaires sont de masses plus élevées.

Les particules du MSSM et leurs superpartenaires sont résumés dans le tableau 2.5. Un test expérimental est possible par la recherche d'un signal correspondant aux bosons de Higgs supplémentaires, ce qui est un des sujets 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	$\frac{1}{2}$	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 2.5 – 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.

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 du MSSM à observer. Comme cela a été développé dans la section précédente, le MSSM implique l'existence de quatre bosons de Higgs supplémentaires, en particulier deux nouveaux bosons de Higgs neutres, H et A . Si de tels bosons 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 2.4 en fonction de α et β . Or, α et β sont reliés par les équations (2.106), donnant

$$\tan 2\alpha = \frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_A^2 - m_Z^2} \tan 2\beta. \quad (2.111)$$

Les observations expérimentales semblent favoriser $m_A \gg m_Z$ [25, 26, 58, 59]. Dans ce cas, H et A sont de masses similaires et h doit jouer le rôle du boson de Higgs du modèle standard observé expérimentalement en 2012 [22-24]. Cette situation correspond à la limite découpée, dans laquelle

$$\lim_{m_A \gg m_Z} \tan 2\alpha = \tan 2\beta \quad (2.112)$$

d'après (2.111). Alors, dans la limite découpée, $\alpha \sim \beta$ ou $\alpha \sim \beta \pm \frac{\pi}{2}$. Or, $\beta \geq 0$ et $\alpha \leq 0$ et $\tan \beta$ est contraint par [60]

$$1 < \tan \beta \lesssim \frac{m_t}{m_b} \simeq 42. \quad (2.113)$$

Il ne reste donc plus que la possibilité $\alpha \sim \beta - \frac{\pi}{2}$. Dans la limite découpée, les couplages du tableau 2.4 deviennent alors ceux du tableau 2.6.

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 2.6 – 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 2.6 présentent trois caractéristiques d'intérêt :

- le boson de Higgs le plus léger, h , se comporte comme le boson de Higgs du modèle standard, ce qui le rend tout à fait cohérent avec les observations actuelles ;
- les bosons de Higgs neutres massifs 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 ;
- les bosons de Higgs neutres massifs 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 des bosons de Higgs neutres supplémentaires, 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 une mesure précise des sections efficaces a pu être réalisée dans le cadre du modèle standard [61-64]. Ces sections efficaces sont représentées en fonction de l'énergie de collision dans le centre de masse sur la figure 2.15. 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, avec près de 85 % des bosons de Higgs produits ainsi. Ce mode est noté ggh et est représenté figure 2.16a. L'interaction entre gluons et Higgs est réalisée par une boucle de quarks. Or, comme cela est vu dans la section 2.4.3, page 16, le couplage du Higgs aux fermions est proportionnel à la masse du fermion. 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 2.16b et 2.16c. Deux quarks produisent

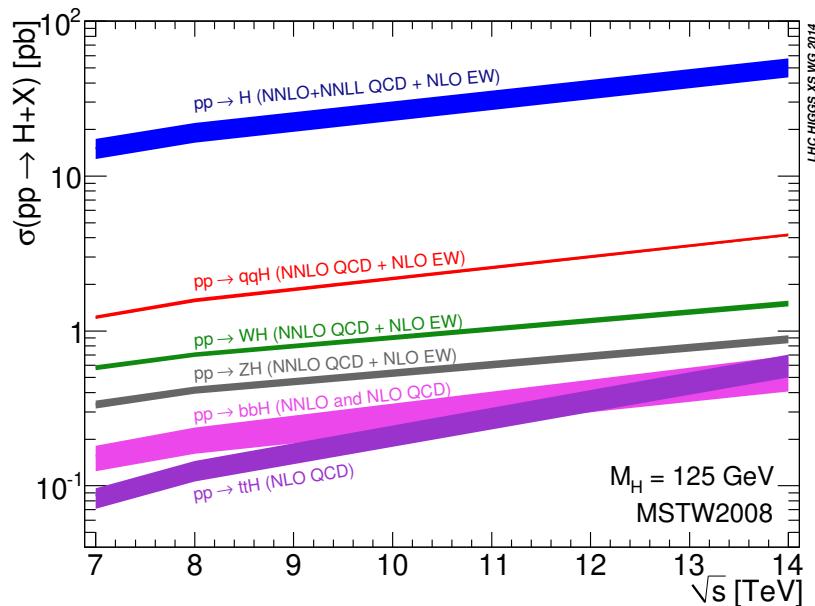


Figure 2.15 – Sections efficaces des modes de production du boson de Higgs du modèle standard [61-64].

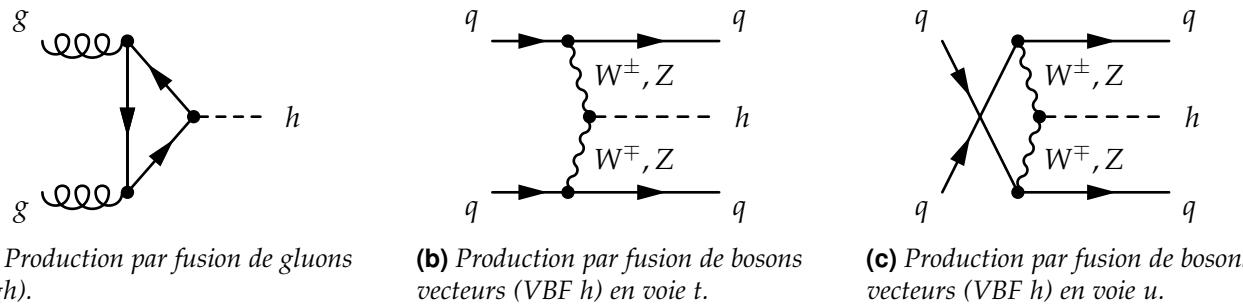


Figure 2.16 – Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du modèle standard par fusion de gluons (ggh) et fusion de bosons vecteurs (VBF).

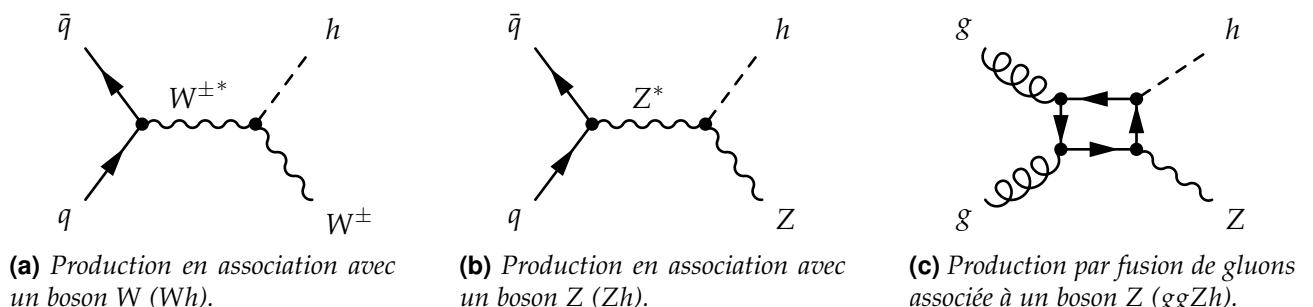


Figure 2.17 – Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du modèle standard en association avec un boson vecteur (VH).



Figure 2.18 – Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du modèle standard en association avec un quark top (tth).

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 moindre 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 le chapitre 4. Le calcul de la section efficace de ce processus inclu les corrections QCD (chromodynamique quantique, *Quantum ChromoDynamic*), abordée dans la section 2.5, au NNLO et les corrections électrofaibles au NLO [64, 65]. 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 2.17a ou Z sur la figure 2.17b). Ce boson émet alors un Higgs, d'où la dénomination « Higgs-strahlung » 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 [64]. Une fusion de gluons peut également amener à une production d'un Higgs en association avec un Z , c'est le cas du processus de la figure 2.17c.

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 ($b\bar{b}h$) avec lesquels la production de Higgs est accompagnée de jets. Le mode $t\bar{t}h$ est illustré sur la figure 2.18. Ces processus contribuent peu à la production de boson 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 2.6, les processus présentés dans la section précédente sont modifiés. Ainsi, la fusion de gluons de la figure 2.16a 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 si'ils ont des masses suffisamment basses [66]. Le mode VBF, dont les processus sont présentés sur les figures 2.16b et 2.16c, 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 [61]. Ces nouveaux processus sont représentés sur la figure 2.19.



(a) Production par fusion de gluons.

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

Figure 2.19 – 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).

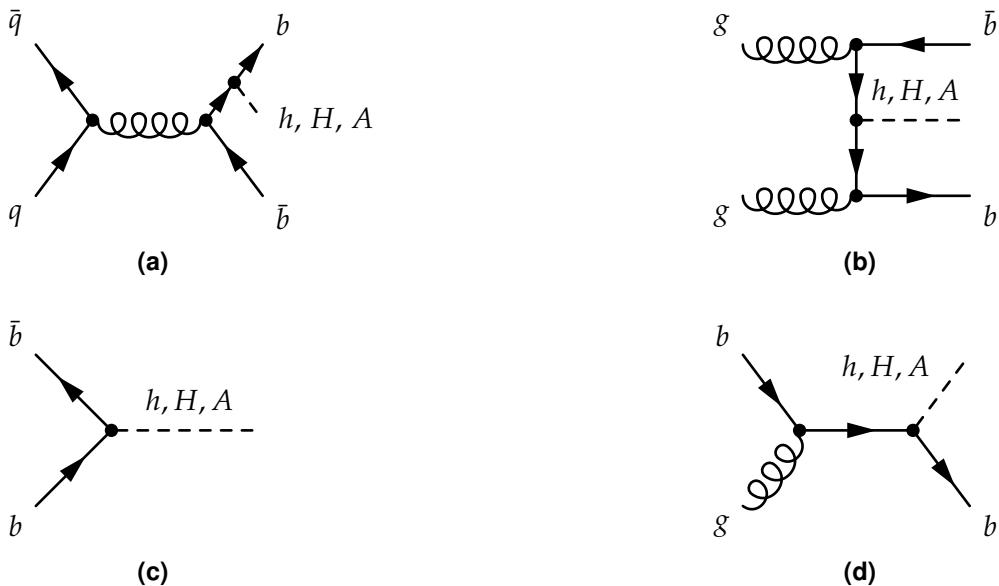
Dans le mode VH, le Higgs émis peut également être un H . Les processus de la figure 2.17 sont ainsi modifiés en ceux de la figure 2.20. Les corrections aux ordres supérieurs de ces diagrammes dues à la QCD supersymétrique sont faibles et celles dues à la force électrofaible supersymétrique ne sont pas connues [61].

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 2.21a et 2.21b se trouvent les processus analogues à ceux du mode $t\bar{t}h$ du modèle standard présentés figures 2.18a et 2.18b. Des processus comme ceux des figures 2.21c et 2.21d 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

(a) Production en association avec un boson W .(b) Production en association avec un boson Z .**Figure 2.20** – Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du MSSM en association avec un boson.

et au NNLO pour le 5fs.

Les processus des figures 2.21a et 2.21b présentent deux jets de quarks b associés à la production d'un boson de Higgs, celui de la figure 2.21d un jet de quark b . L'identification de ces jets est donc un enjeu dans les analyses testant les cas de hautes valeurs de $\tan\beta$.

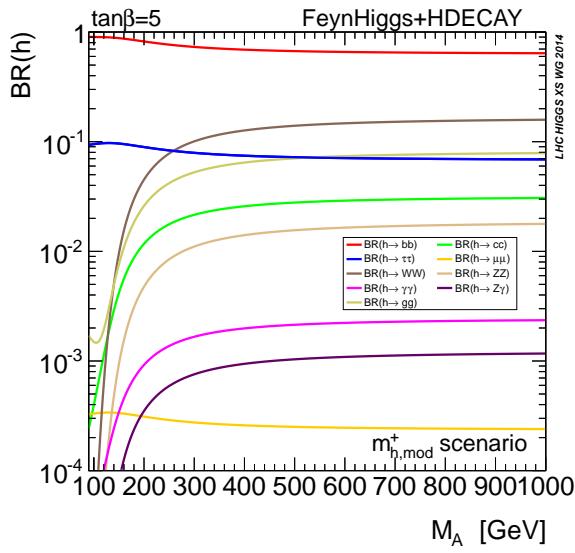
**Figure 2.21** – Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du MSSM en association avec un quark b .

5.2 Désintégration de bosons de Higgs

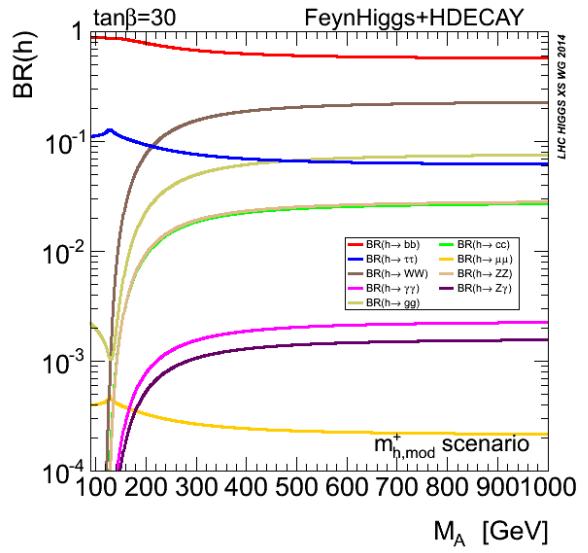
Les bosons de Higgs ont une durée de vie très courte, de l'ordre de 10^{-22} s pour le boson de Higgs du modèle standard par exemple [9]. Leur propagation se fait ainsi sur des distances ne pouvant excéder quelques dizaines de femtomètres, c'est-à-dire 10^{-14} m, soit moins que le diamètre du noyau d'un atome d'or. 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 pour ne citer qu'eux. Pour détecter ces bosons, il faut donc détecter leurs produits de désintégration.

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

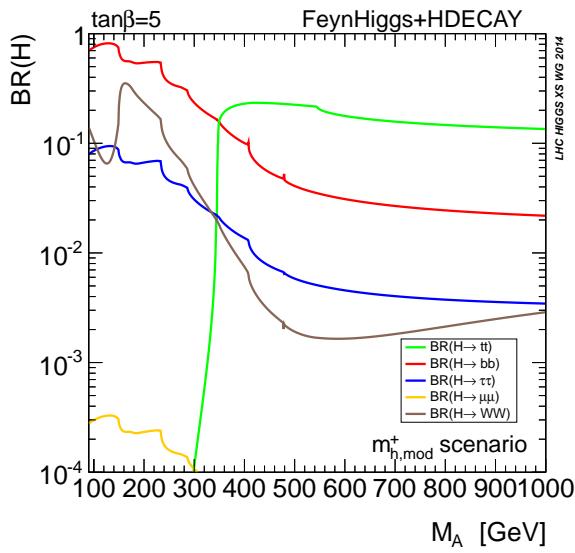
Les bosons de Higgs supplémentaires H et A voient leurs couplages aux bosons vecteurs supprimés dans la limite découpée du MSSM. Leurs couplages sont proportionnels à $\tan\beta$ avec les fermions d'isospin faible bas et inversement proportionnels à $\tan\beta$ avec les fermions d'isospin faible haut par rapport au couplage de h avec ces mêmes fermions. Les couplages des bosons de Higgs



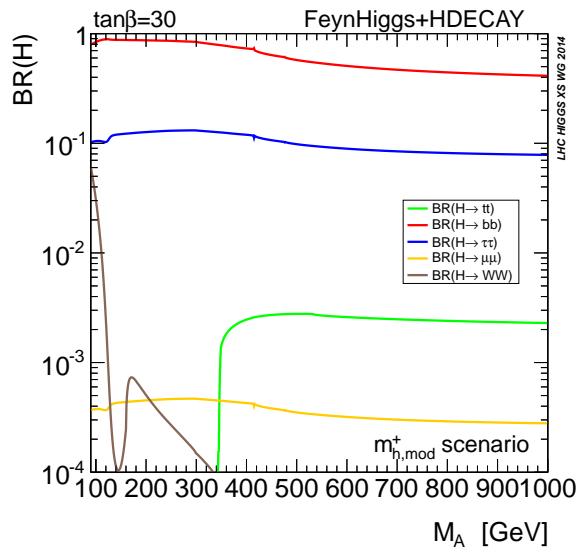
(a) Rapports de branchement à $\tan\beta = 5$ pour h .



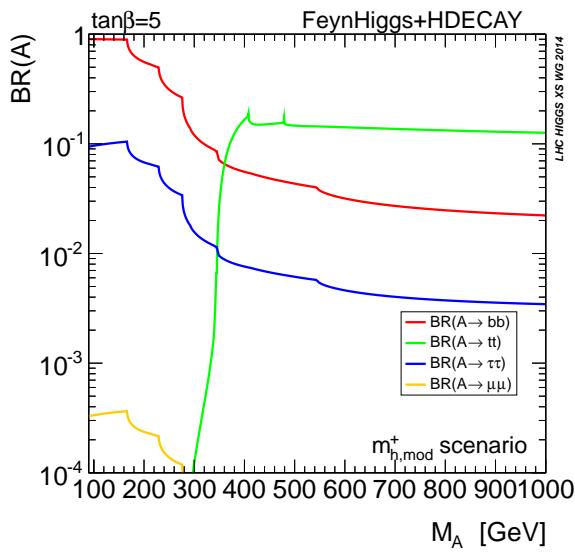
(b) Rapports de branchement à $\tan\beta = 30$ pour h .



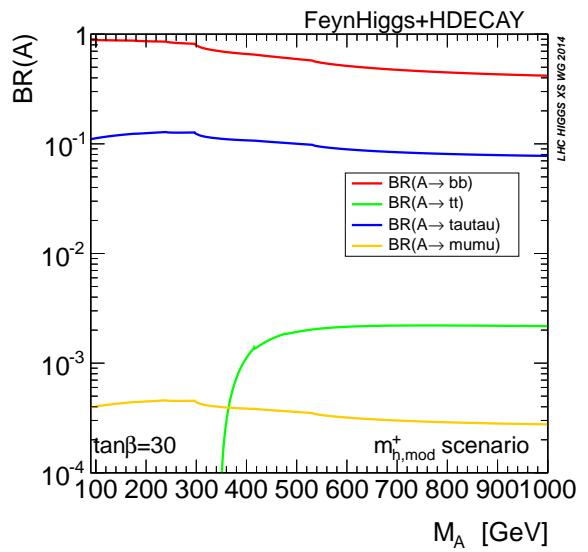
(c) Rapports de branchement à $\tan\beta = 5$ pour H .



(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 2.22 – Rapports de branchement des bosons de Higgs du MSSM en fonction de m_A pour $\tan\beta = 5$ et 30 [62, 63]. 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).

aux fermions sont de plus proportionnels aux masses de ces fermions. Ces rapports de branchements sont représentés sur la figure 2.22, page 32, 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 branchements les plus élevés à haut $\tan \beta$. Les rapports de branchements 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 branchements 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 branchements 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.

Bien que le canal de désintégration $h, H, A \rightarrow b\bar{b}$ possède un rapport de branchements 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 pourquoi le sujet de cette thèse est la recherche de bosons de Higgs supplémentaires de haute masse se désintégrant en paire de taus, dont l'accessibilité expérimentale est meilleure. La présence de deux leptons tau 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 2.23. Toutefois, les taus ne sont pas des particules stables et ils se désintègrent avant d'entrer dans les parties sensibles du détecteur. Seuls leurs produits de désintégration sont observés.

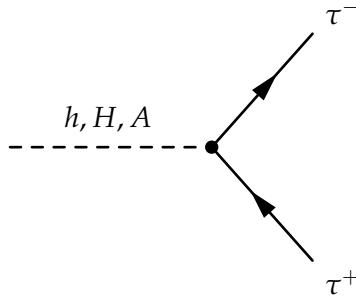


Figure 2.23 – Diagramme de Feynman d'une désintégration $h, H, A \rightarrow \tau^+\tau^-$.

5.3 Désintégration des leptons tau

La durée de vie du lepton τ est de 290 fs. Ils se propage ainsi sur des distances inférieures à 87 µm. Le τ n'est donc pas directement observé dans le détecteur, ses produits de désintégration le sont.

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

- 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 le cas de la désintégration hadronique, l'hadronisation présentée dans le chapitre 4 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 majoritairement 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 2.24a et 2.24b. Le tableau 2.7a résume plus en détails les rapports de branchements des différents modes de désintégration du 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 où un boson de Higgs se désintègre en paire de τ ,



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

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

Figure 2.24 – Diagrammes de Feynman de désintégration d'un τ^- .

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 branchement 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 branchement des six canaux des événements $h \rightarrow \tau \tau$.

Tableau 2.7 – Rapports de branchement des différents modes de désintégration du τ [9] et des différents canaux des événements $h \rightarrow \tau \tau$.

listés avec leurs rapports de branchement dans le tableau 2.7b.

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 neutrino électronique, dont la présence se manifeste lors des désintégrations radioactives β . Cependant, la liste des particules fondamentales est bien plus longue. Il existe ainsi trois générations de fermions, portant leur nombre à douze. Avec l'antimatière, il existe également douze antifermions.

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, scalaire, est issu de la brisure spontanée de symétrie.

Le modèle standard, reposant sur la théorie quantique des champs, permet ainsi de décrire fidèlement 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 pertinemment que le modèle standard n'est qu'une étape vers une théorie plus complète. En effet, le modèle standard 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, comme la supersymétrie.

Les modèles supersymétriques introduisent les « sparticules », partenaires supersymétriques 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 hautes masses, le canal de désintégration en paire de leptons tau est le plus prometteur. Les leptons tau se désintègrent eux-mêmes en électron, muon ou tau hadronique. Il existe donc six états finaux différents. Le chapitre 5 présente une analyse expérimentale menée pour la recherche de bosons de Higgs supplémentaires de haute masse se désintégrant en paire de taus.

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 taus. Le chapitre 3 présente ce dispositif expérimental ainsi que l'obtention du contenu en particules des événements produits lors des collisions.

Chapitre 3

Dispositif expérimental

Sommaire

1	Introduction	37
2	Le CERN	38
2.1	Les origines du CERN	38
2.2	Réalisations du CERN	38
2.3	Les accélérateurs du CERN	39
3	Le LHC : Large Hadron Collider	39
3.1	Exploitation du LHC	39
3.2	Accélération de protons	39
3.3	Collisions de protons	41
3.4	Luminosité, nombre d'événements et statistiques	43
3.5	L'empilement	45
3.6	Les expériences du LHC	45
4	L'expérience CMS : Compact Muon Solenoïde	46
4.1	Vue d'ensemble et système de coordonnées	46
4.2	Le solénoïde	47
4.3	Le trajectographe	49
4.4	Le calorimètre électromagnétique ou ECAL	51
4.5	Le calorimètre hadronique ou HCAL	53
4.6	Les chambres à muons	54
4.7	Prise de données à CMS	56
5	Reconstruction des événements	57
5.1	Éléments d'identification du <i>Particle Flow</i>	58
5.2	Identification et reconstruction des particules	60
6	Simulation d'événements	65
6.1	Génération d'événements	66
6.2	Simulation du détecteur	66
6.3	Corrections apportées aux simulations	66
7	Conclusion	68

1 Introduction

La matière « du quotidien » est constituée des fermions de la première génération, présentés avec les autres particules fondamentales connues à ce jour dans le chapitre 2. L'étude des autres particules fondamentales se fait dans des conditions particulières. 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 [67]. Toutefois, les particules les plus massives nécessitent des gammes d'énergies bien plus élevées afin d'être produites. De plus, certains processus du modèle standard ont une faible section efficace, c'est-à-dire une faible probabilité de survenir. Enfin, de nombreux paramètres sont difficiles voir impossibles à obtenir sans connaître les conditions expérimentales de tels

événements naturels. La caractérisation des particules de l’Univers ne peut donc se faire uniquement par ces observations.

Le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC, *Large Hadron Collider*) [68-70] de l’organisation européenne pour la recherche nucléaire ou CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) [71] réalise 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 découvrir certaines particules fondamentales comme le boson de Higgs [22-26] et les caractériser.

Le CERN est présenté dans la section 2. Le plus grand et le plus puissant de ses collisionneurs de particules à ce jour, le LHC, est introduit dans la section 3. La section 4 présente l’expérience CMS, une des quatre grandes expériences du LHC, dont les données expérimentales sont utilisées dans cette thèse. La reconstruction des événements, c’est-à-dire la détermination des particules issues des collisions à partir des signaux observés dans le détecteur CMS, est introduite dans la section 5. Enfin, la comparaison des observations expérimentales aux prédictions théoriques peut se faire en simulant des collisions, ce qu’aborde 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 [71]. Des scientifiques comme Raoul Dautry, Pierre Auger ou Niels Bohr envisagent la création d’un laboratoire européen de physique atomique n’ayant aucune motivation militaire. À cette époque, la physique fondamentale est la physique atomique et nucléaire, la physique des particules telle qu’elle est connue aujourd’hui n’est pas encore née. 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 en physique 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 avec 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 : la Belgique, le Danemark, la France, la Grèce, l’Italie, la Norvège, les Pays-Bas, la République Fédérale d’Allemagne, le Royaume-Uni, la Suède, la Suisse et la 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 les courants neutres (1973) [72-74], les bosons W et Z (1983, Nobel 1984) [17-21] et dernièrement le boson de Higgs (2012, Nobel 2013) [22, 23].

En plus de découvertes majeures en physique fondamentale, le CERN apporte également des innovations technologiques importantes. Par exemple, les techniques de hadronthérapie pour le traitement des tumeurs cancéreuses sont en grande partie développées au CERN. Plus connus du grand public, les écrans tactiles ont été développés dans les années 70 au CERN afin de réduire le nombre de boutons dans la salle de contrôle du Supersynchrotron à Protons [75]. Le Web a également été développé au CERN [76].

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. Il est remplacé en 1990 par ISOLDE.

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. Le 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*) [77], DELPHI (*DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification*) [78], L3 [79] et OPAL (*Omni-Purpose Apparatus at LEP*) [80], dont les emplacements sont visibles sur la figure 3.1 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 expériences et installations expérimentales sont présentes au CERN dont le complexe d'accélérateurs s'étend sur près de 10 km. Sur la figure 3.2 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*) [68-70] 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 3.1. 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 sous la frontière franco-suisse.

Le LHC permet de réaliser des collisions proton-proton, proton-ion lourd et ion lourd-ion lourd. Les collisions d'ions lourds permettent de reproduire les conditions des premiers instants de l'Univers après le *Big Bang* et sont principalement étudiées par l'expérience ALICE, une des quatre grandes expériences du LHC présentées dans la section 3.6. 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* du LHC présente différentes caractéristiques, en particulier l'énergie dans le centre de masse des collisions. Le tableau 3.1 résume les différents *runs* du LHC, passés et à venir. Chaque *run* est lui-même divisé par année civile, des arrêts techniques étant faits en période hivernale. Enfin, une année civile est subdivisée en plusieurs périodes (A, B, C, etc.) entre lesquelles les conditions expérimentales peuvent varier, comme la nature des particules entrant en collision.

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 3.2, menant les protons à des niveaux d'énergie de plus en plus hauts avant de pouvoir être injectés dans le LHC [70] :

- 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 ;

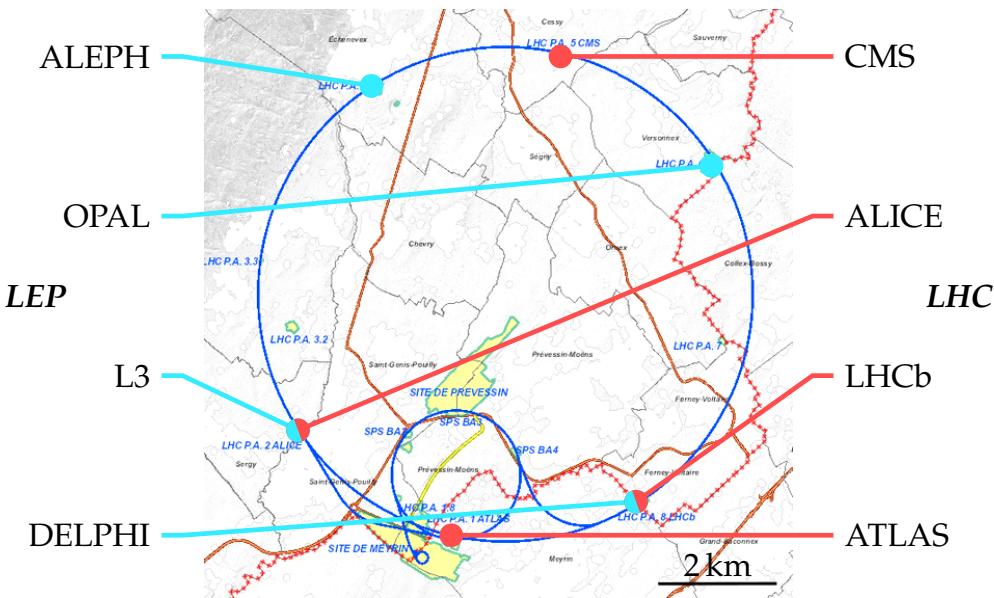


Figure 3.1 – Emplacements des grandes expériences du LEP (1989-2000) et du LHC (depuis 2008) [81]. Les tracés des booster, PS et SPS sont également visibles.

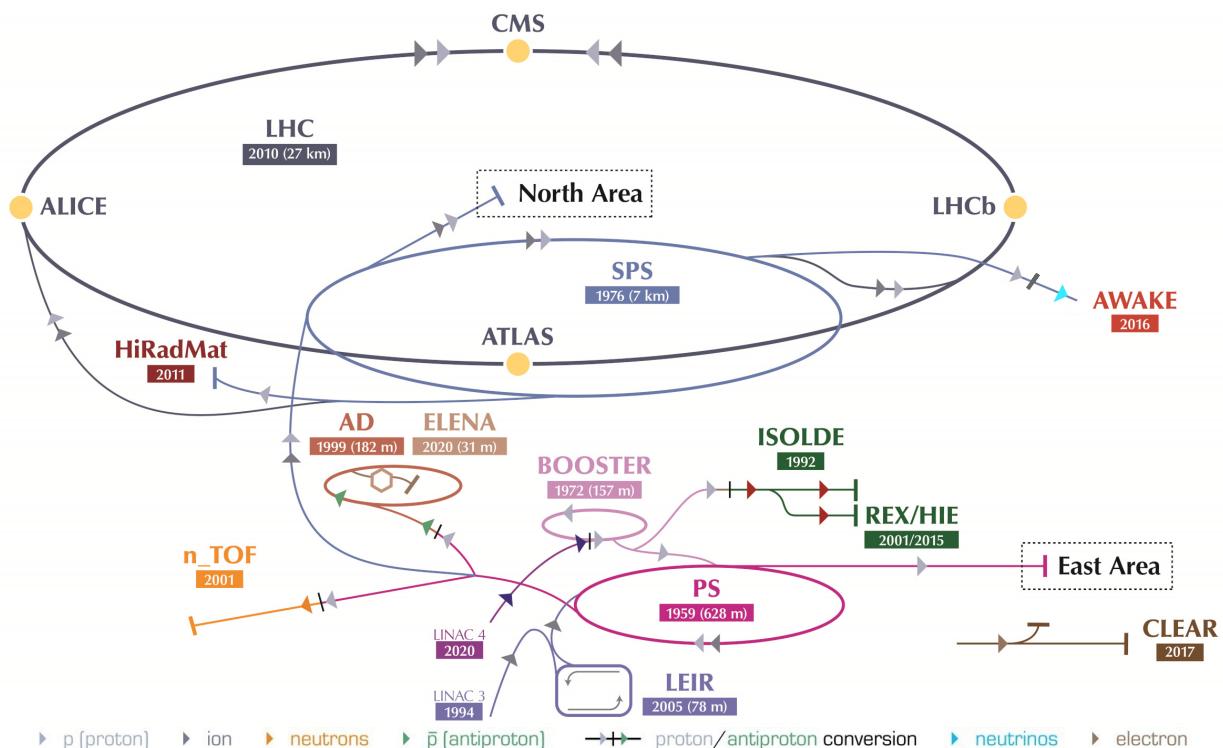


Figure 3.2 – Complexe des accélérateurs du CERN [71]. De nombreuses expériences y sont installées : AD, Décélérateur d'Antiprotons; AWAKE, Advanced WAKEfield Experiment; BOOSTER, Booster du Synchrotron à Protons; CLEAR, CERN Linear Electron Accelerator for Research; ELENA, Extra Low Energy Antiproton; 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.

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	190 fb^{-1}
III	2021-2024	13 à 14 TeV	$350 \text{ fb}^{-1} ?$
IV	2027-2030	14 TeV	$3000 \text{ fb}^{-1} ?$
V	2032-2034	14 TeV	

Tableau 3.1 – Runs du LHC avec les énergies dans le centre de masse et les luminosités correspondantes des collisions de protons [82]. La luminosité est présentée dans la section 3.4.

- 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 fondamentales, ils possèdent une sous-structure. En tant que baryons, les protons sont donc des hadrons dont la composition moyenne est de trois quarks dits « de valence », en l'occurrence 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 3.3. Au sein des protons, d'autres partons que les trois quarks *u*, *u* et *d* de valence peuvent donc être présents. Ces particules additionnelles forment la « mer » dans laquelle se trouvent ainsi des gluons, des antiquarks et des quarks de saveurs lourdes.

Chacun des constituants du proton porte une fraction x de l'énergie totale du proton. 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 [83, 84] et sont représentées sur la figure 3.4. Les partons de la mer portent généralement une faible fraction de l'énergie. La fraction d'énergie la plus probable portée par un quark de valence est de 10 à 20 % selon l'échelle d'énergie. 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 des constituants de ces protons qui interagissent. Or, le constituant du premier proton n'a aucune raison de porter une fraction d'énergie

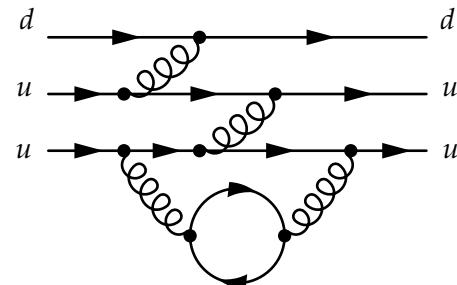


Figure 3.3 – Diagramme de Feynman de la propagation d'un proton avec apparition d'une paire $q\bar{q}$.

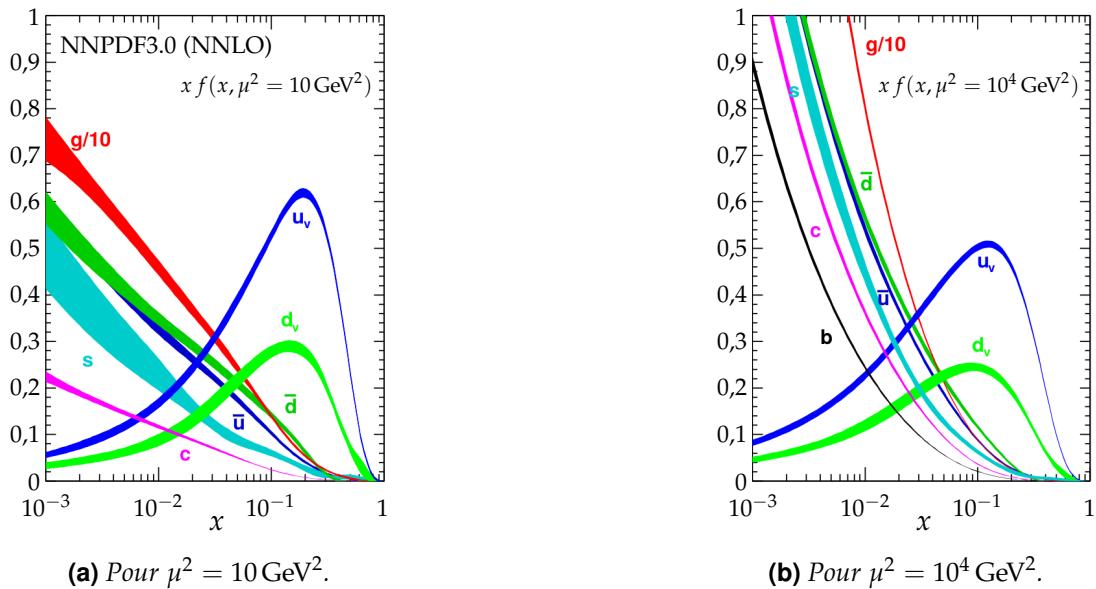


Figure 3.4 – Fonctions de distribution partoniques (PDF, Parton Distribution Functions) à différentes échelles d'énergie μ obtenues au NNLO NNPDF3.0 [85] avec $\alpha_s(m_Z^2) = 0,118$ [9]. Les bandes tracées correspondent aux PDF f , avec incertitude, multipliées la fraction d'impulsion x , où f peut 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} , $s \simeq \bar{s}$, $c = \bar{c}$, $b = \bar{b}$).

x identique à celle que porte le constituant du second proton. Ainsi, bien que les impulsions des deux protons soient opposées, c'est-à-dire que le référentiel du centre de masse des protons coïncide avec le référentiel du détecteur, cela n'est pas vrai pour les partons impliqués dans la collision. Lors des collisions de protons, 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 dans la collision. Une collision de partons à 13 TeV est ainsi peu probable au LHC, toutefois ces collisions de protons permettent 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 de protons 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 se collisionner 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 μm .

Le passage des $1,15 \times 10^{11}$ protons d'un paquet d'un faisceau du LHC à travers la surface de 16 μm de diamètre, combiné au passage d'un paquet de l'autre faisceau, permet d'obtenir des collisions entre protons. Il s'agit de collisions dans lesquelles 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 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

$$dN_i = \mathcal{L}_{\text{inst}} \sigma_i dt \quad (3.1)$$

où $\mathcal{L}_{\text{inst}}$ est la luminosité instantanée du dispositif expérimental, exprimée par unité de surface et de temps. La luminosité instantanée est donc une densité de flux, d'où son nom.

La luminosité instantanée au LHC peut s'exprimer en fonction des propriétés des faisceaux selon

$$\mathcal{L}_{\text{inst}} = \frac{\gamma \nu n_p N_p^2}{4\pi \epsilon_n \beta^*} = \frac{\nu n_p N_p^2}{4\pi \ell_x \ell_y} \quad (3.2)$$

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, 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 (3.1). Le nombre d'événements N_i produits durant une période donnée par un processus physique i de section efficace σ_i est donc

$$N_i = \mathcal{L} \sigma_i. \quad (3.3)$$

Certaines expériences de physique des particules se ramènent donc à des expériences de comptage où 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 standards. En l'absence de nouvelle physique, une déviation serait due 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 standards (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 standards observées. Il est important de bien les déterminer et de les minimiser autant que possible. L'incertitude systématique peut être réduite en concevant des expériences les plus précises possibles. L'incertitude statistique relative peut être réduite en augmentant le nombre d'événements correspondant au phénomène étudié. Les conditions favorables aux découvertes sont donc celles où la luminosité ou la section efficace du processus étudié sont importants. Si un tel écart n'est pas observé, il est alors 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 3.5a, 3.6a et 3.7a 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

$$190 \text{ fb}^{-1} = 190 \times 10^{15} \text{ b}^{-1} = 190 \times 10^{43} \text{ m}^{-2}, \quad (3.4)$$

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) [86-88]. 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.

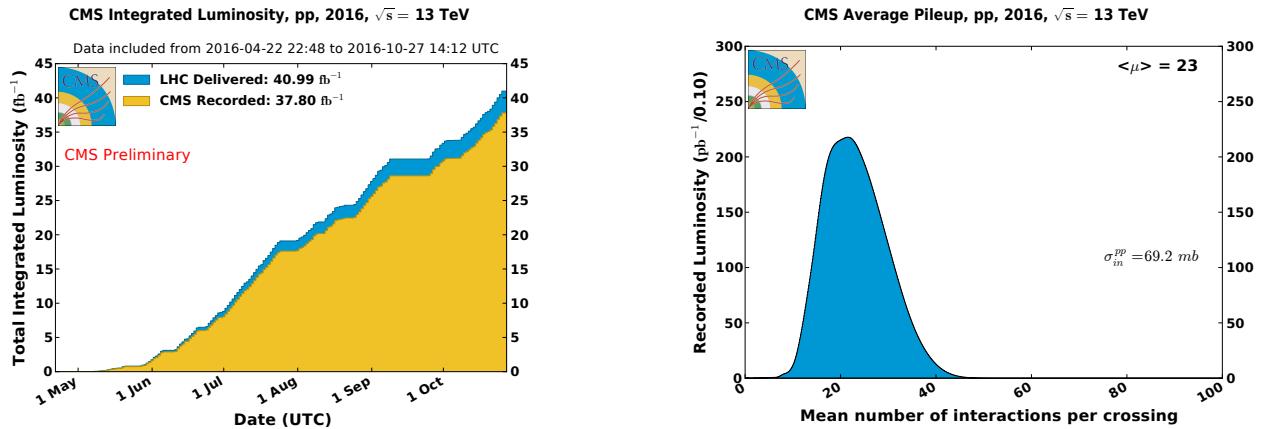


Figure 3.5 – Luminosité totale et empilement en 2016 [86, 89].

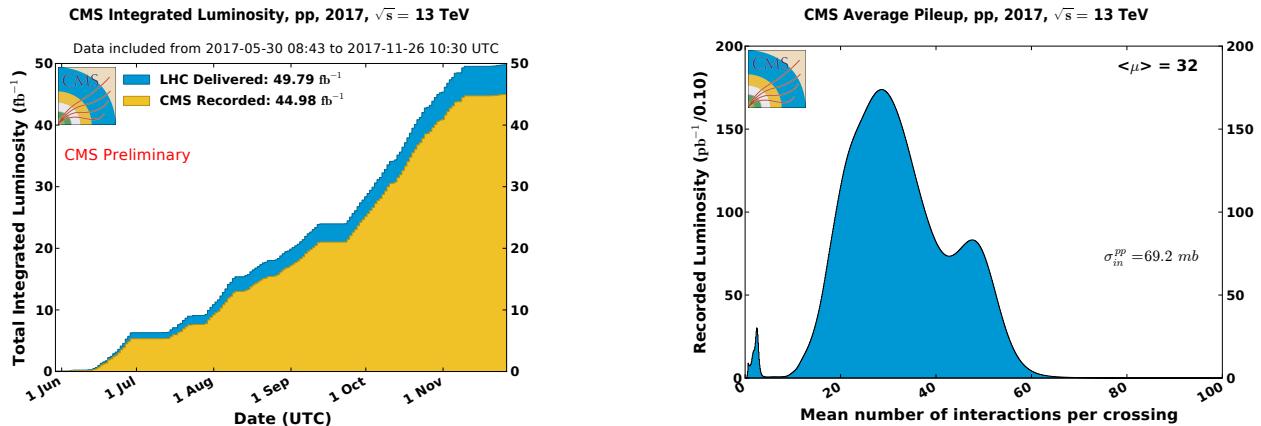


Figure 3.6 – Luminosité totale et empilement en 2017 [87, 89].

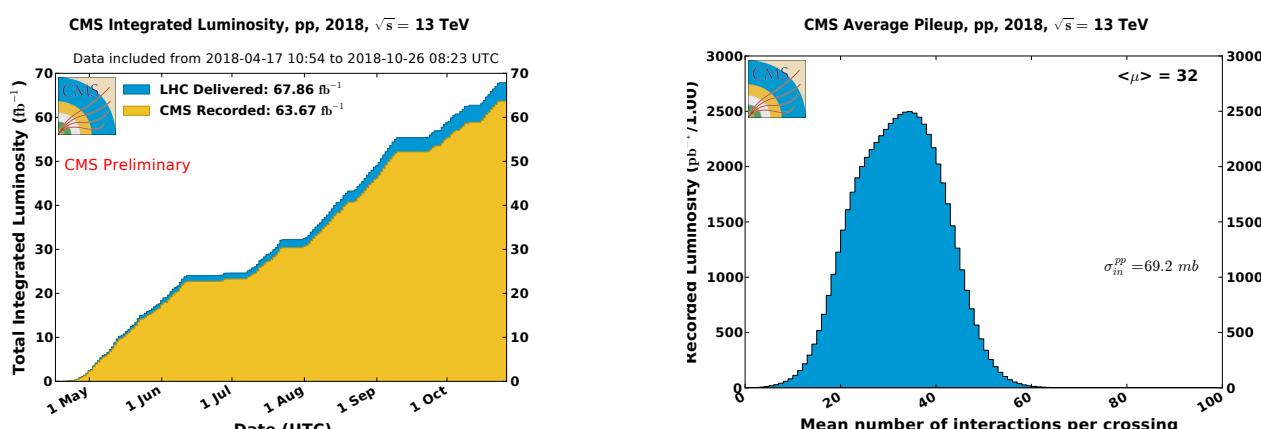


Figure 3.7 – Luminosité totale et empilement en 2018 [88, 89].

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 3.5b, 3.6b et 3.7b 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 vertex 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 aux points d'interactions de l'anneau afin d'étudier les collisions qui y sont produites.

ALICE [90], *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. Ces études permettent de mieux comprendre le fonctionnement de la chromodynamique quantique ou QCD. Elle est installée au point 2 et réutilise l'aimant octogonal rouge très caractéristique de l'expérience L3 du LEP.

ATLAS [91], *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 [92], *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 [93], *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*) [94], 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*) [95], 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*) [96] 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 Solenoïd*

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 3.1 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 [97]. 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 3.8 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 [99], le calorimètre électronique [100], le calorimètre hadronique [101], le solénoïde [102] donnant son « S » à CMS et les chambres à muons [103] 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.

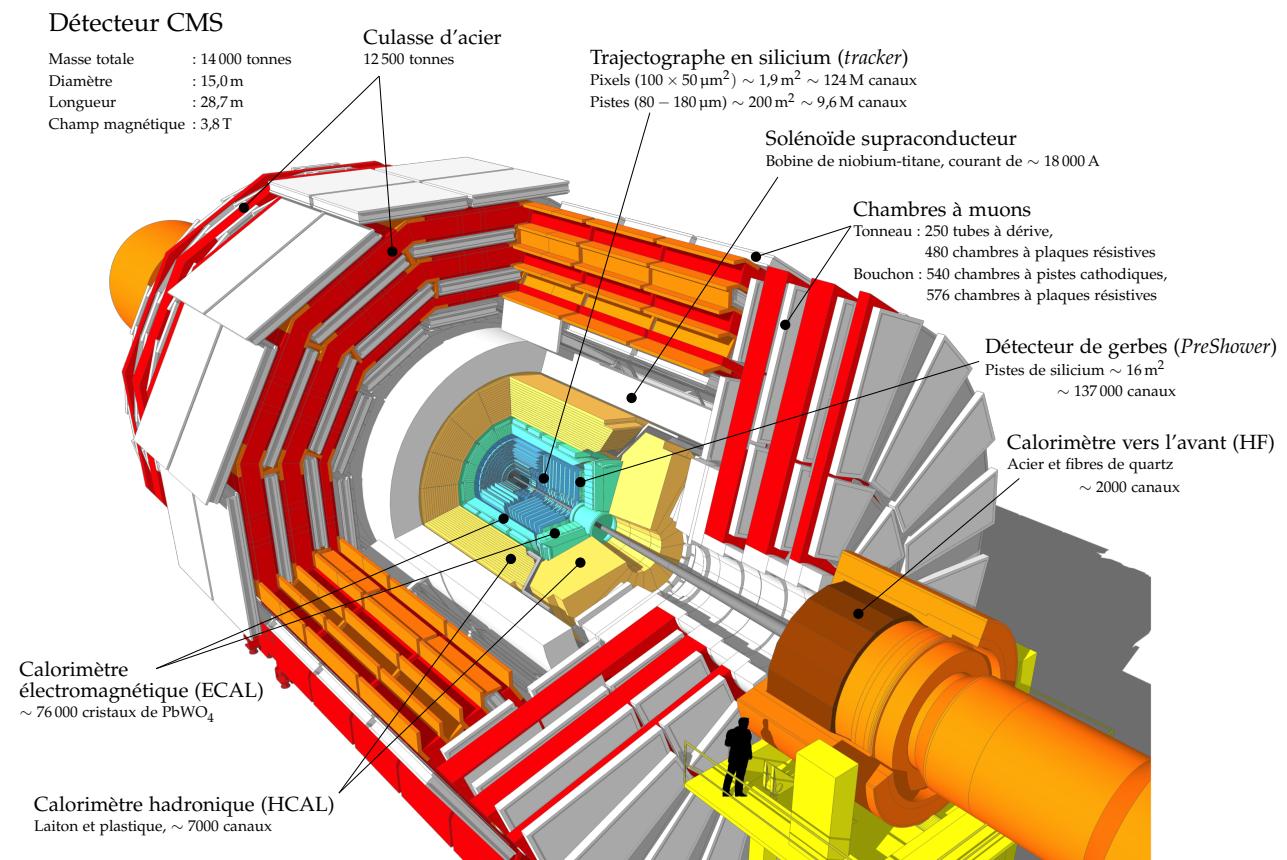


Figure 3.8 – Vue ouverte du détecteur CMS [98].

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 détecteur se trouvent les « bouchons », dont l'orientation des parties sensibles du détecteur se fait dans le plan transverse au faisceau. Ces orientations différentes sont bien visibles sur la figure 3.8.

L'acronyme CMS signifie *Compact Muon Solenoïd*, 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 [97].

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 3.9 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

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right). \quad (3.5)$$

La pseudo-rapidité est ainsi égale à zéro dans le plan transverse, c'est-à-dire le plan (Oxy) . 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,

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_z c}{E - p_z c}\right). \quad (3.6)$$

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 3.10 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 $» E_T$,

$$\vec{p}_T = p_x \vec{e}_x + p_y \vec{e}_y, \quad p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}, \quad E_T = E \sin \theta = \frac{E}{\cosh \eta}. \quad (3.7)$$

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} ,

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q\vec{v} \wedge \vec{B}. \quad (3.8)$$

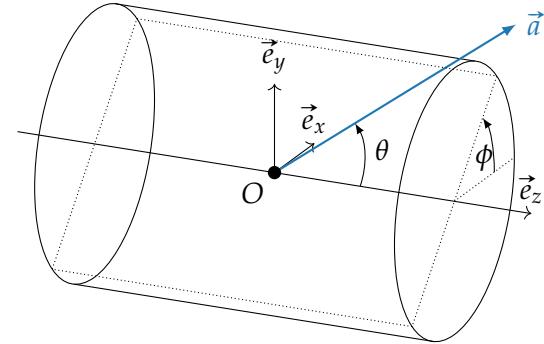


Figure 3.9 – Système de coordonnées du détecteur CMS. Le vecteur de base \vec{e}_x pointe vers le centre du LHC, \vec{e}_y vers le haut ($\vec{g} \cdot \vec{e}_y < 0$) et \vec{e}_z est colinéaire au tube de faisceau. Le trièdre $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ est direct. L'angle entre le vecteur \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 .

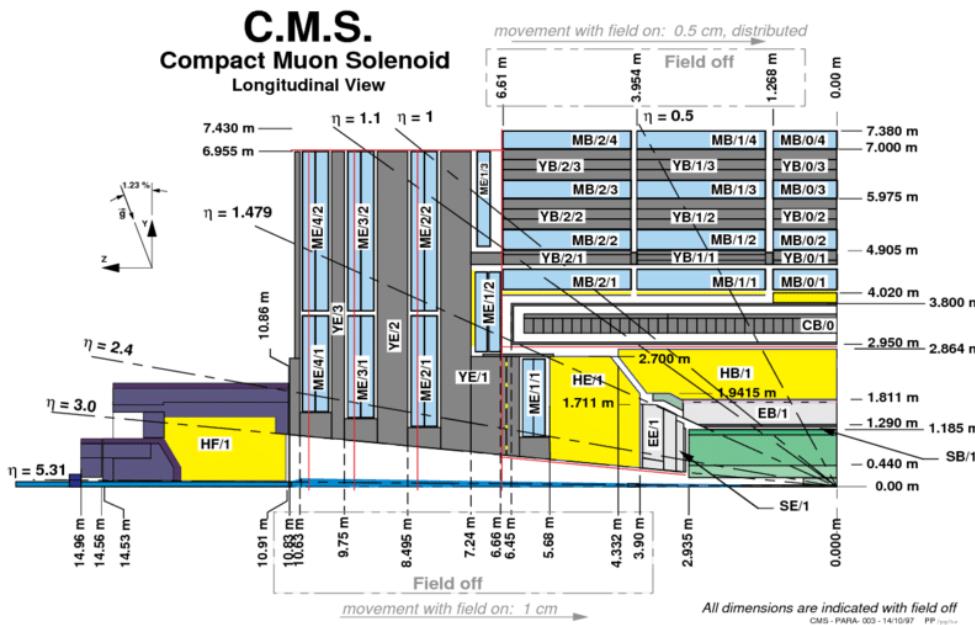


Figure 3.10 – Vue longitudinale d'un quadrant du détecteur CMS [104]. Les directions correspondant à quelques valeurs de pseudo-rapidité sont illustrées et des mesures de distances par rapport au centre du détecteur, lieu des collisions, sont indiquées. Le sol de la caverne présente une倾inlaison de 1,23 % par rapport à la direction de la gravité locale \vec{g} , ce que montre le schéma à gauche.

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

$$r = \frac{p_T}{|q|B} \quad (3.9)$$

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 [92, 102, 105, 106] dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau 3.2. 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 [102].

À l'extérieur du solénoïde, une culasse d'acier, visible en rouge sur la figure 3.8, 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 3.11.

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 3.2 – Caractéristiques du solénoïde supraconducteur de CMS [105].

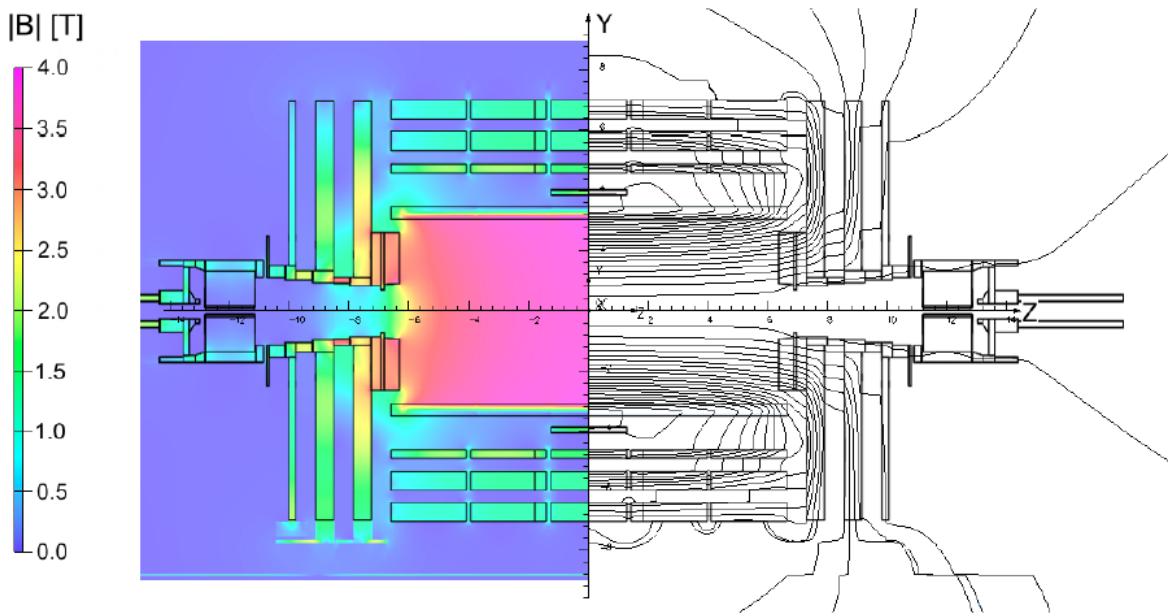


Figure 3.11 – Valeurs de la norme du champ magnétique (à gauche) et lignes de champ (à droite) prédites dans la section longitudinale du détecteur CMS avec une valeur du champ au centre de 3,8 T [107]. Entre deux lignes de champ, l'écart est de 6 Wb.

4.3 Le trajectographe

Le trajectographe couvre la partie centrale du détecteur, son acceptation correspondant à la région $|\eta| < 2,5$. Il permet de reconstruire les trajectoires des particules chargées qui laissent des signaux de leur passage dans les différents modules du trajectographe en les traversant. Le trajectographe 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 [92, 99, 108-110]. 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 [92] et les bouchons de deux disques de pixels. Le trajectographe interne est visible en rouge sur la figure 3.12. 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 $10 \mu\text{m}$ [92] et permet d'obtenir une bonne reconstruction des vertex. En mars 2017, cette partie du trajectographe a été remplacée [110, 111]. 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 sont également repensés afin d'obtenir quatre points de passage pour les traces telles que $|\eta| \leq 2,5$. Une comparaison des trajectographes à pixels utilisés en 2016 (Phase-0) et à partir de 2017 (Phase-1) est illustrée sur la figure 3.14. 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. Ils permettent d'obtenir une résolution de $23 \mu\text{m}$ et $35 \mu\text{m}$ respectivement [92]. 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 [92]. 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

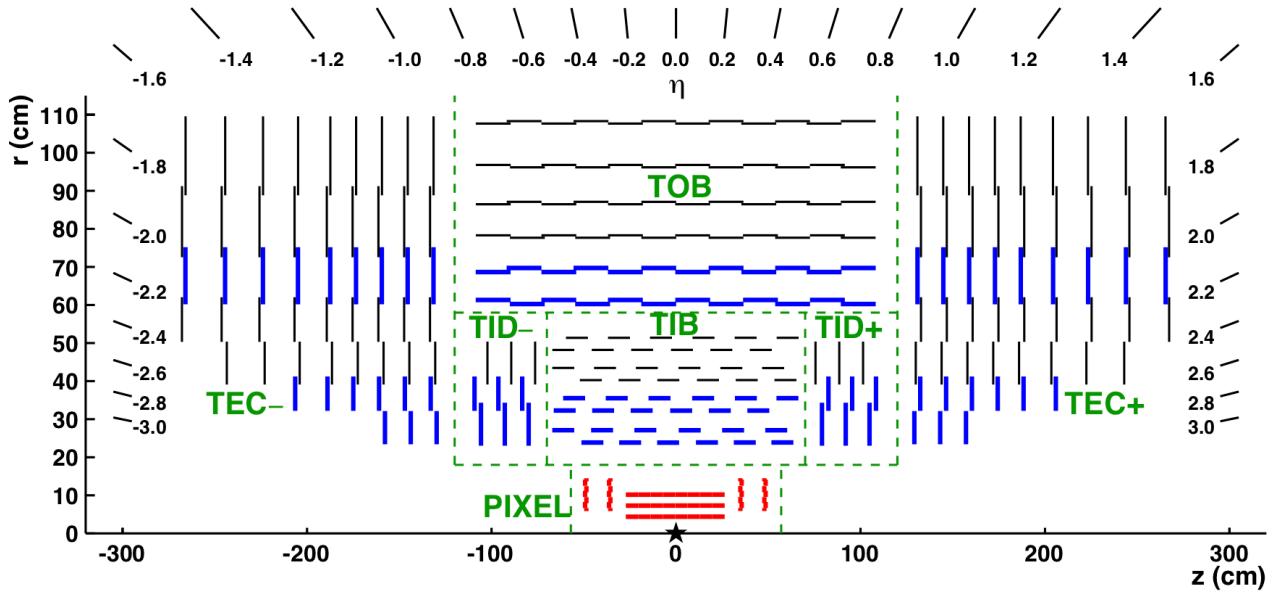
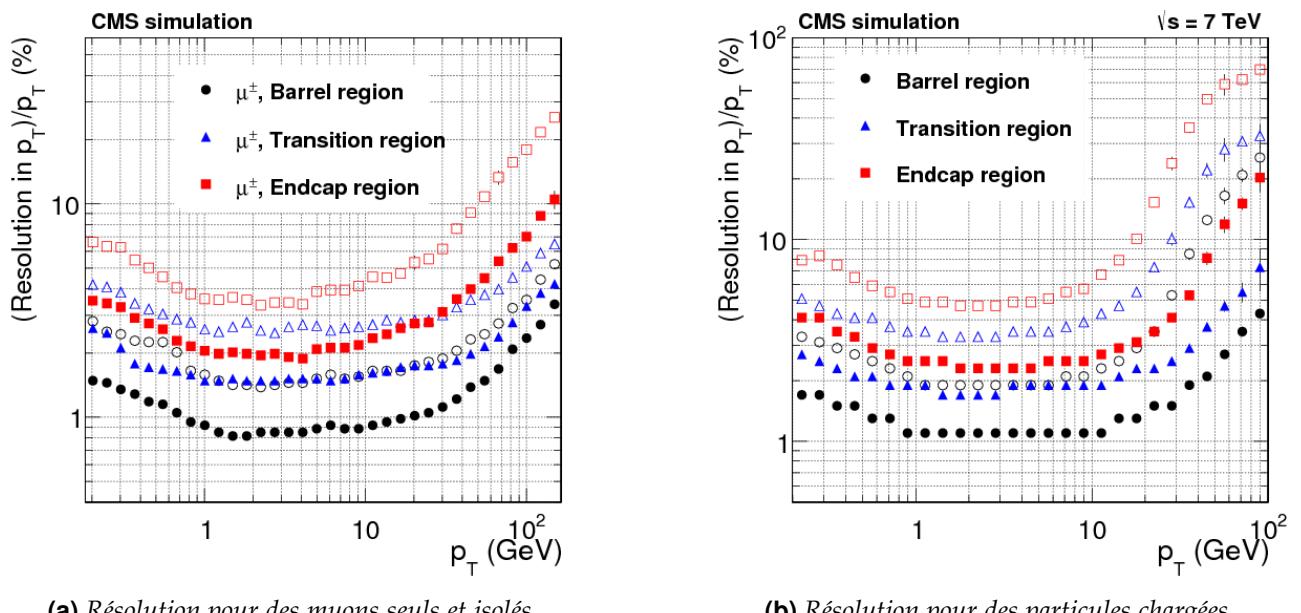


Figure 3.12 – Schéma détaillé du trajectographe du détecteur CMS dans le plan (Orz) [108, 109]. Le trajectographe est symétrique par rapport à l'axe $r = 0$, axe du faisceau. Le centre du trajectographe, correspondant approximativement au lieu des collisions, est indiqué par une étoile. Les différentes 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'acceptance du détecteur.



(a) Résolution pour des muons seuls et isolés.

(b) Résolution pour des particules chargées.

Figure 3.13 – Résolution en p_T , en fonction de p_T , du trajectographe pour différentes particules [108]. Les symboles pleins correspondent à la demi-largeur à 68 % de la distribution, les symboles creux à 90 %.

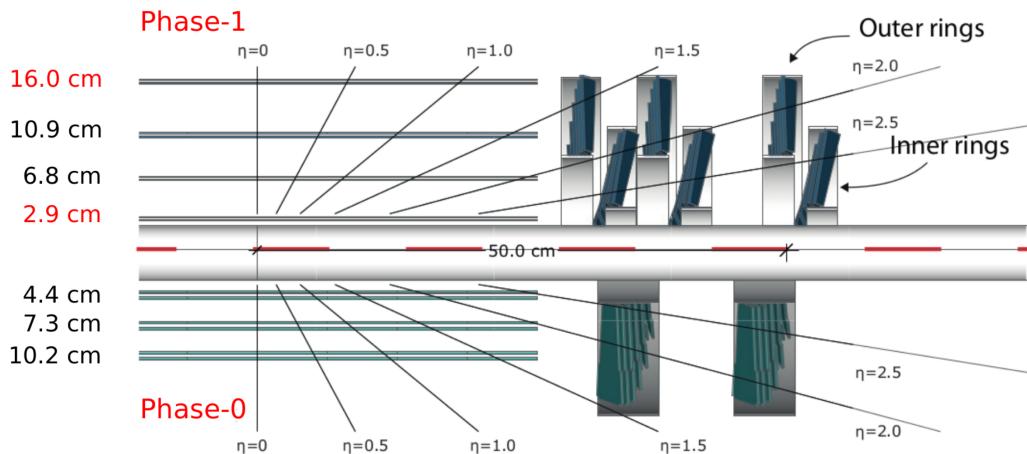


Figure 3.14 – Comparaison des trajectographes à pixels utilisés en 2016 (Phase-0) et à partir de 2017 (Phase-1) [110, 111].

signe de la charge électrique et l’impulsion transverse des particules à l’aide de l’équation (3.9). Les résolutions obtenues sur les impulsions transverses des muons et de particules chargées à l’aide du trajectographe sont présentées sur la figure 3.13.

4.4 Le calorimètre électromagnétique ou ECAL

Le calorimètre électromagnétique (ECAL) [92, 100, 112-114] 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. Cette gerbe donne naissance dans les cristaux à une impulsion lumineuse dont l’intensité permet d’obtenir l’énergie de la particule initiale.

Le ECAL se divise en trois sous-parties, schématisées sur la figure 3.15. 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.

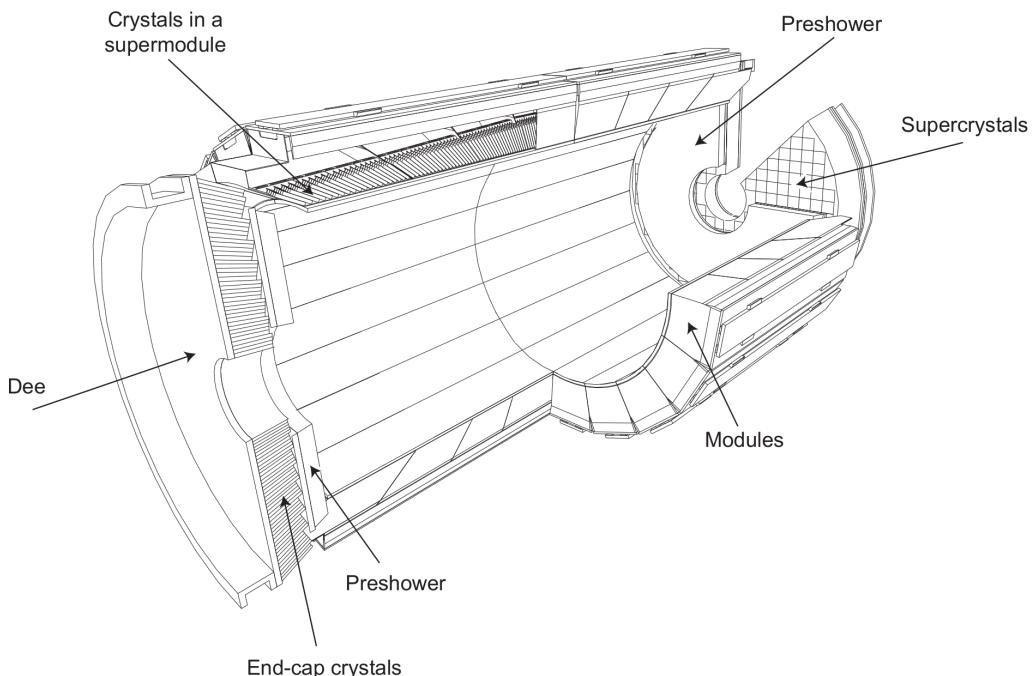


Figure 3.15 – Schéma du calorimètre électromagnétique de CMS [92, 112] montrant le positionnement des cristaux, modules et supermodules dans le tonneau, des supercristaux et du détecteur de gerbes dans les bouchons.

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 le *PreShower* doit identifier. Le *PreShower* aide également 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 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 [92]. 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, sous-détecteur suivant.

Pour les électrons et les photons, la longueur des cristaux, 23 cm dans le tonneau et 22 dans les bouchons, correspond à 25,8 longueurs d'interaction dans le tonneau et 24,7 dans les bouchons, 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 grâce à des lasers [113]. La figure 3.16 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 $\pm 0,5\text{ }^{\circ}\text{C}$.

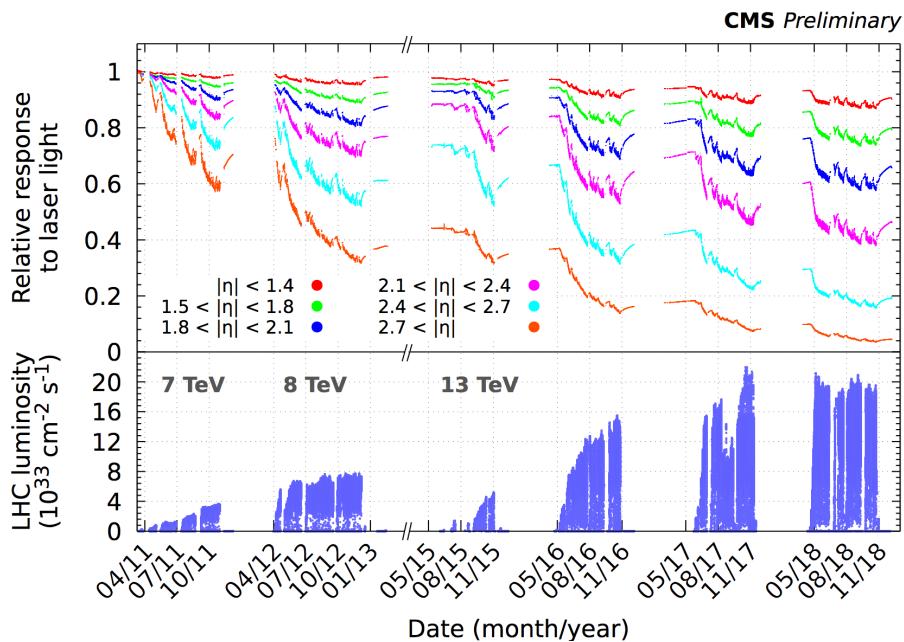


Figure 3.16 – Évolution temporelle de la réponse du ECAL [113] (haut) et luminosité instantanée du LHC (bas).

La résolution σ du ECAL est paramétrée selon

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{S}{\sqrt{E}} \oplus \frac{N}{E} \oplus C \quad (3.10)$$

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 [92] 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 3.17 présente la résolution relative du ECAL sur l'énergie des électrons lors du Run II.

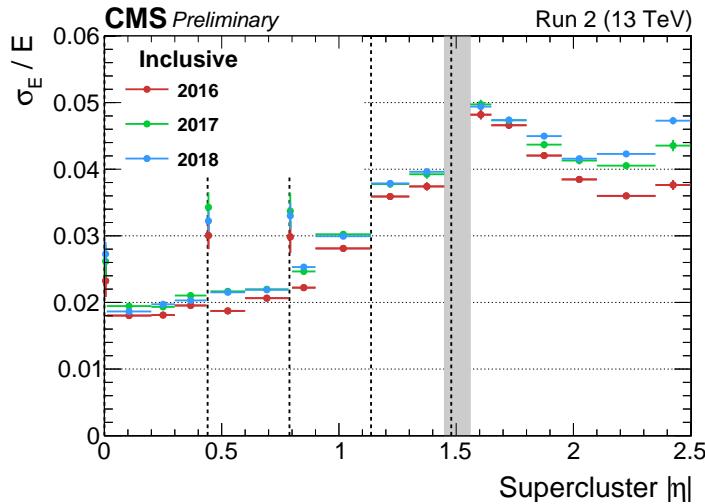


Figure 3.17 – Résolution relative de l'énergie des électrons dans le ECAL lors du Run II en fonction de η [114]. La résolution est obtenue à partir d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$.

4.5 Le calorimètre hadronique ou HCAL

Le calorimètre hadronique (HCAL) [92, 101, 115] 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 ne sont donc pas perturbées par une traversée du solénoïde. La figure 3.18 présente 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'absorbeur et de scintillateur. 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

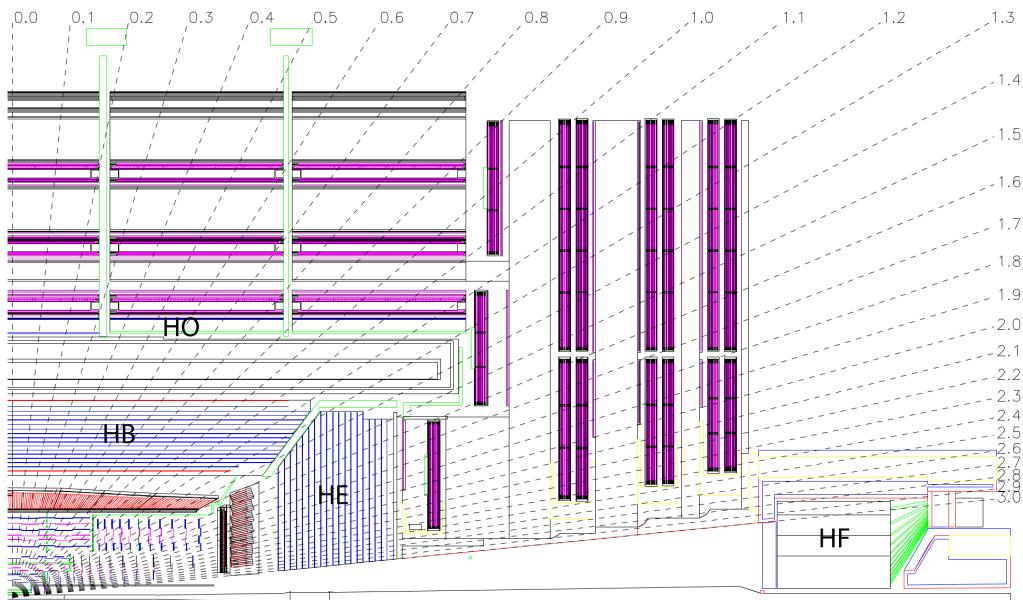


Figure 3.18 – Schéma d'un quadrant du détecteur CMS [92] montrant la localisation des calorimètres hadroniques du tonneau (HB), externe (HO), du bouchon (HE) et vers l'avant (HF). Certaines valeurs de η et les directions associées sont indiquées.

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 [92]. Le HB est ainsi complété par un calorimètre hadronique externe (HO) installé sur la face interne de la culasse, c'est-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 3.19. Elle ne dévie pas de plus de 5 % au-delà de 10 GeV [116] une fois que l'empilement asynchrone, défini dans la section 3.5, est retiré [116, 117]. Comme dans le cas du ECAL, la réponse du HCAL évolue au cours du temps [118] 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

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{1,1}{\sqrt{E}} + 0,09 \quad (3.11)$$

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 [92]. 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 [92, 103, 119, 120], 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. La culasse de retour, 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 [107], 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 3.20 schématisse la structure des chambres à muons dans un cadrant 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 . Chaque segment 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. Quatre autres chambres donnent cette mesure le long de l'axe du faisceau. La quatrième station ne comporte pas de mesure selon cet axe.

Les bouchons (MB) 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 Cham-*

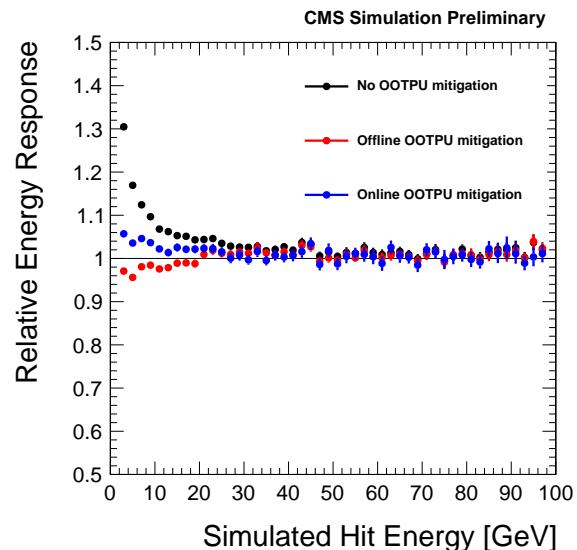


Figure 3.19 – Réponse relative du calorimètre hadronique de CMS [116] en fonction de l'énergie simulée du dépôt, estimée par simulation. En noir, sans correction de l'empilement asynchrone (OOTPU). En bleu, avec des corrections en ligne, c'est-à-dire un ajustement des amplitudes et temps d'arrivée des signaux en prenant en compte jusqu'à trois signaux avant et après le signal d'intérêt. En rouge, avec l'ensemble des corrections.

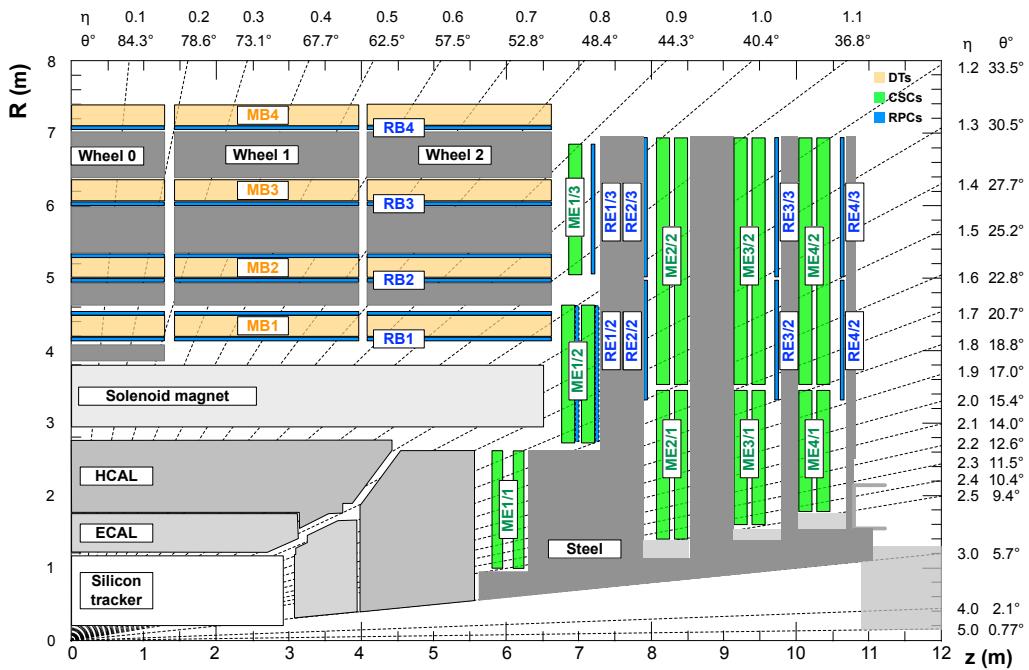


Figure 3.20 – Schéma d'un quadrant du détecteur CMS [120] montrant la localisation des chambres à muons et leur nature : tubes à dérive (DT, en jaune), chambres à pistes cathodiques (CSC, en vert) et chambres à plaques résistives (RPC, en bleu). Certaines valeurs de η et les directions associées sont indiquées.

bers). 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 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 très rapide. La bascule est la densité de probabilité de donner un signal ou non. Il est en général favorable d'avoir une bascule rapide à une valeur définie afin de limiter le domaine de réponse aléatoire. La

figure 3.21 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 [120]. La caractérisation complète des muons, abordée dans la section 5.2, utilise conjointement les informations du trajectographe et des chambres à muons.

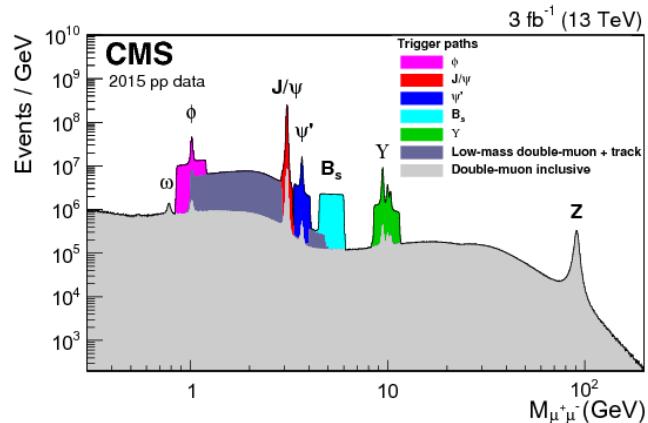


Figure 3.21 – Distribution de la masse invariante du système de deux muons obtenue à partir du système de déclenchement des chambres à muons [120]. Les données ont été récoltées en 2015 à l'aide d'un déclenchement global (gris) ainsi que plusieurs déclenchements spécifiques (en couleur). Les résonances 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 la quantité de données à stocker elle-même. Afin de réduire ce débit de données, la collaboration CMS s'appuie sur un système de déclenchement (*trigger*) [92, 121-124] 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 [92]. 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 [123]. La structure du L1 est illustrée sur la figure 3.22.

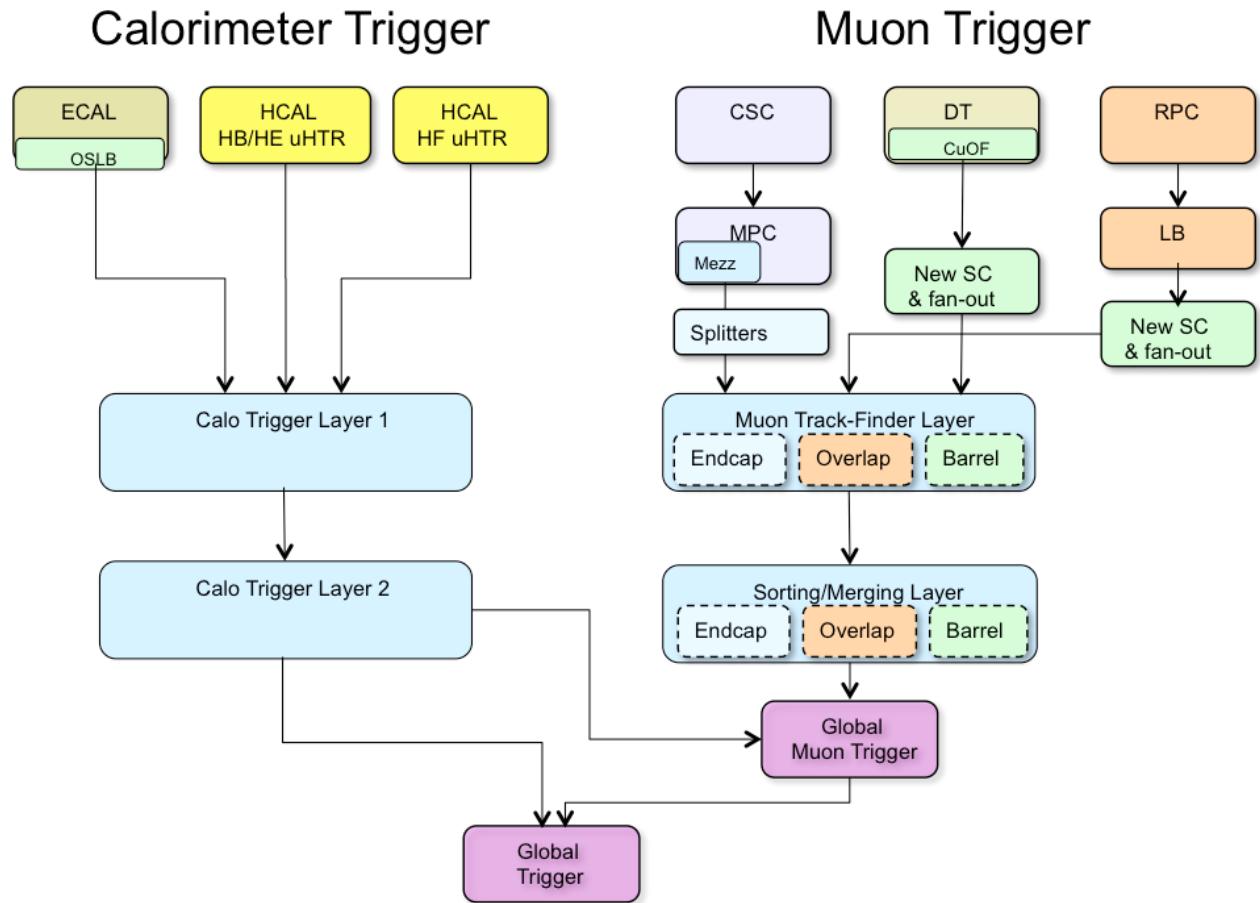


Figure 3.22 – Architecture du système de déclenchement L1 [124].

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, peuvent ainsi être réalisés au besoin [92]. 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 [92, 123], 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 de 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 3.23. Dans toute la suite de ce manuscrit, les schémas des événements dans le détecteur utilisent la même présentation que sur la figure 3.23, en particulier pour les couleurs des sous-détecteurs et des particules. 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*) [125, 126], 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. Les sections 5.1 et 5.2 présentent ces deux étapes pour les particules individuelles. Des objets physiques plus complexes, dits de « haut niveau », sont également définis à partir de ces particules individuelles. Le chapitre 4 leur est dédié.

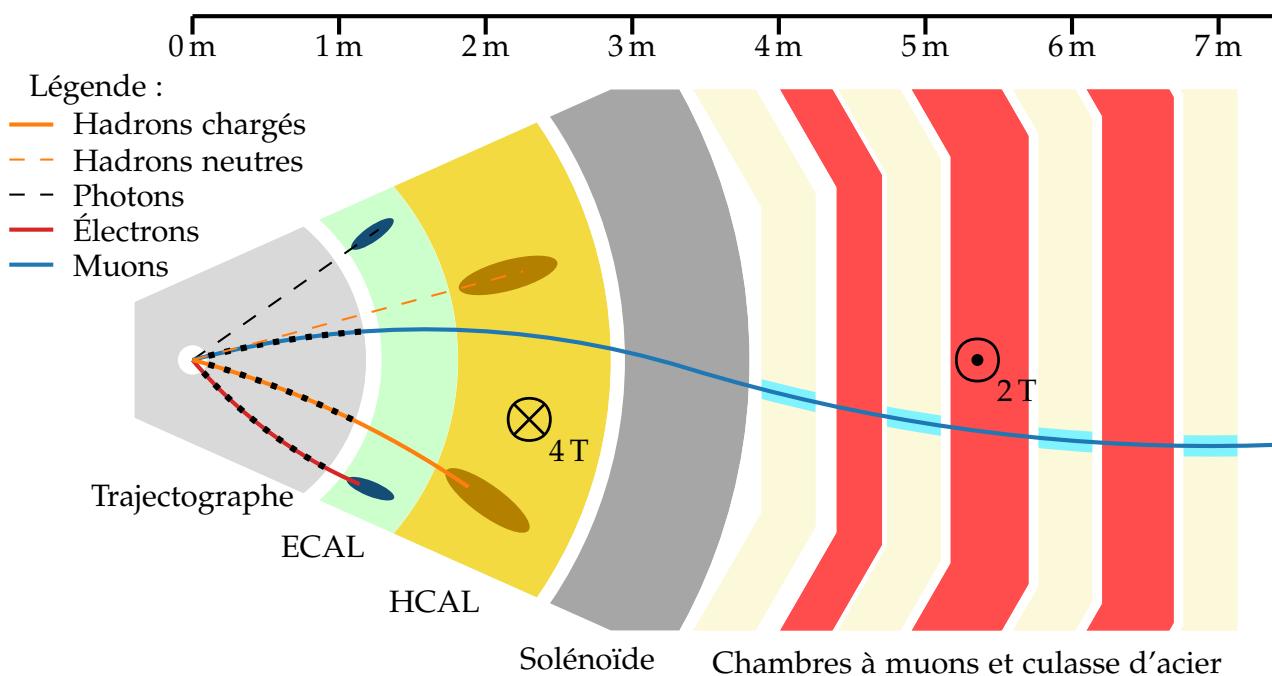


Figure 3.23 – Coupe transversale schématique du détecteur CMS et signaux caractéristiques laissés par les particules. Les hadrons forment un dépôt dans le HCAL. Les hadrons chargés présentent une trace dans le trajectographe dont l'extrapolation doit passer par ce dépôt. De même, les photons et électrons 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. Réalisé à l'aide de CMSTransverseTikZ [127].

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 reconstruites à partir de ces points de passage à l'aide d'une méthode itérative [125, 128]. Un détecteur de traces par combinaison basé sur un filtre de Kalman (KF) [129] 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 [130]. 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 *bremsstrahlung*, 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 *bremsstrahlung* sont regroupés en un *supercluster*. Le *supercluster* est construit à partir des dépôts du ECAL se situant dans une fenêtre fine en η et plus large en ϕ 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 [125]. 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 *bremsstrahlung*, 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.

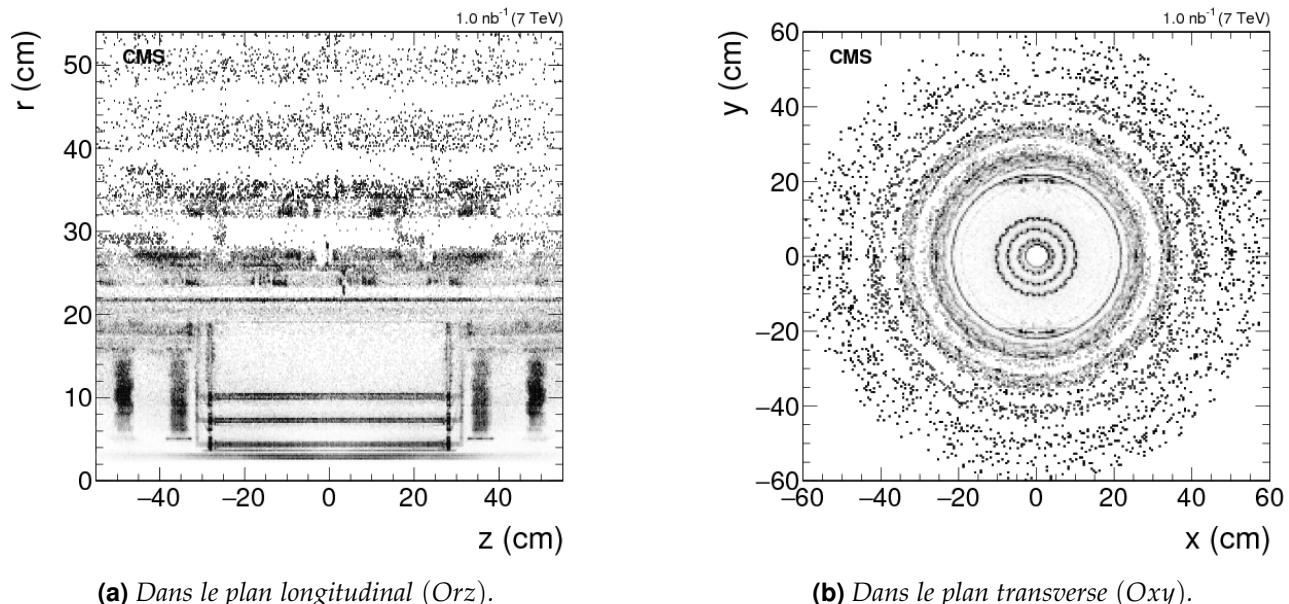
Plus l'électron émet de l'énergie par *bremsstrahlung*, moins l'ajustement de la trace correspondante est de qualité, car cet ajustement ne prend pas en compte la perte d'énergie au cours de la propagation de l'électron. Les traces correspondant à cette situation sont sélectionnées à partir du nombre 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*) [131] utilisant cinq paramètres, plus adapté que le KF pour ces électrons [125]. Un critère d'identification basé sur un arbre de décision (BDT, *Bosstest 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 les 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*) [132, 133] voire à la production de vertex secondaires [109, 125], comme illustré sur la figure 3.24. Un algorithme a été développé [134] afin d'identifier les traces de particules ayant interagis avec le matériau du trajectographe.



(a) Dans le plan longitudinal (Orz).

(b) Dans le plan transverse (Oxy).

Figure 3.24 – Carte des points d'interactions entre particules des événements et matière composant le détecteur [109, 125] 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 % [135].

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*) [125].

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 [125] :

- 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 [132, 133].

Un algorithme teste les paires d'éléments de reconstruction possibles. Afin de limiter les temps de calcul, seules les paires d'éléments les plus proches entre eux selon un arbre de recherche multidimensionnel [136] 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. 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

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < R_\mu = 0,4 \quad (3.12)$$

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

$$I^\mu = \sum_{\text{ch,PV}} p_T^{\text{ch}} + \max \left(0, \sum_{h^0} E_T^{h^0} + \sum_{\gamma} E_T^{\gamma} - \Delta\beta \sum_{\text{ch,PU}} p_T^{\text{ch}} \right) \Big|_{\Delta R < R_\mu} \quad (3.13)$$

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 (3.13) 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,

$$I_{\text{rel}}^i = \frac{1}{p_T^i} I^i. \quad (3.14)$$

Dans le cas où un objet physique est considéré à tort comme étant un muon, par exemple un hadron chargé présentant un *punch-through*, le dépôt de ce hadron chargé dans le HCAL mène à une valeur de I^μ plus élevée. De plus, des muons peuvent par exemple être produits lors de la désintégration de quarks de saveur lourde. Ces désintégrations sont accompagnées de jets, comme exposé dans le chapitre 4. Ces muons font donc 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 de tels 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* [120, 137]. 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 5, comme le recommande le POG (*Physics Object Group*, groupe responsable d'un objet physique) Muons [137].

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.

De plus, un des deux ensembles de critères suivants doit être respecté :

- le muon est 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;

ou

- le muon est 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 [125]. 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 $p_T = 1 \text{ TeV}$ [120]. 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

$$\Delta R < R_e = 0,3 \quad (3.15)$$

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

$$I^e = \sum_{\text{ch,PV}} p_T^{\text{ch}} + \max \left(0, \sum_{h^0} E_T^{h^0} + \sum_{\gamma} E_T^{\gamma} - \rho \times \mathcal{E}_A \right) \Big|_{\Delta R < R_e} \quad (3.16)$$

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 3.3.

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 3.3 – 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*) [138]. Le BDT est entraîné sur des événements Drell-Yan (Z/γ^*) + jets simulés à l'aide de MADGRAPH [139]. L'entraînement se fait à l'aide de XGBOOST [140]. 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 ;
- l'étalement 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 centré sur le cristal contenant le plus d'énergie dans le *supercluster*;
- $R_9 = \frac{E_{3\times 3}}{E_{SC}}$, où 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*, $f_{\text{brem}} = 1 - p_{\text{out}}/p_{\text{in}}$ où p_{in} est l'impulsion de l'électron obtenue d'après la courbe de sa trajectoire près du vertex primaire et p_{out} l'impulsion de l'électron obtenue d'après la courbe de sa trajectoire près de la surface de ECAL;
- E_{SC}/p_{in} ;
- $E_{\text{PF}}/p_{\text{in}}$ avec 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 5, seul le point de fonctionnement « *veto* » est utilisé, les coupures associées sont listées dans le tableau 3.4. 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 avec la même formule que pour les muons (3.14), à l'exception de la taille du cône valant ici $R_e = 0,3$.

Isolation des photons L'isolation des photons est définie séparément vis-à-vis des hadrons chargés, des hadrons neutres et des autres photons selon le même principe que l'isolation des électrons équation (3.16), certains termes étant nuls suivant l'isolation déterminée. Les aires effectives correspondantes sont données dans le tableau 3.5.

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 du « candidat » photon.

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

Tableau 3.4 – 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 3.5 – Valeurs de l'aire effective \mathcal{E}_A utilisée pour corriger la contribution de l'empilement aux isolations des photons vis-à-vis des autres particules.

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'étalement 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;
- $I_{rel}^{\gamma\gamma}$ 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 3.6.

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 +0,01512 p_T +2,259 $p_T^2/10^5$	19,722 +0,011 p_T +2,3 $p_T^2/10^5$	1,189 +0,01512 p_T +2,259 $p_T^2/10^5$	2,718 +0,0117 p_T +2,3 $p_T^2/10^5$	0,317 +0,01512 p_T +2,259 $p_T^2/10^5$	2,716 +0,0117 p_T +2,3 $p_T^2/10^5$
$I_{rel}^{\gamma\gamma}$	{ 2,876 +0,004017 p_T	4,162 +0,0037 p_T	2,08 +0,004017 p_T	3,867 +0,0037 p_T	2,044 +0,004017 p_T	3,032 +0,0037 p_T

Tableau 3.6 – 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 *bremsstrahlung*. De plus, les photons se convertissent en paires e^+e^- , ces électrons étant également sujets au *bremsstrahlung*, etc. C'est pour cela qu'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 [125]. Les éléments d'identification du PF utilisés pour reconstruire les électrons et photons isolés sont retirés dans la suite du processus de reconstruction de l'événement.

5.2.3 Hadrons et photons non isolés

Les muons, électrons et photons isolés ayant été identifiés et reconstruits, seuls les hadrons et les photons non isolés issus de la formation des jets et de l'hadronisation sont encore à être reconstruits. 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). La formation des jets ainsi que l'hadronisation sont détaillées dans le chapitre 4.

Dans la région d'acceptance 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'acceptance 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. Si un excès est observé avec les calorimètres, il est interprété comme la présence d'une particule neutre supplémentaire. Si cet excès est inférieur à l'énergie dans le ECAL et plus grand que 500 MeV, alors la particule neutre est considérée comme étant un photon d'énergie égale à cet excès. Sinon, l'énergie dans le ECAL donne un photon et si la partie de l'excès dans le HCAL est supérieure à 1 GeV, un hadron neutre est également considéré. Puis, à partir de l'énergie calorimétrique restante, chaque trace du bloc du PF donne un hadron chargé.

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 prédis par le modèle théorique à tester sont simulés. La nature probabiliste des ces processus mène à utiliser un générateur d'événements Monte-Carlo. Cette étape est détaillée en section 6.1. Les particules issues des collisions sont alors obtenues ainsi que toute 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 est le modèle décrivant effectivement l'Univers.

La reconstruction des événements telle que décrite dans la section précédente peut alors avoir lieu. Toutefois, des écarts résiduels existent entre les estimations obtenues par simulation et la réalité. Des analyses dédiées permettent d'obtenir les corrections à appliquer aux données simulées afin de réduire ces écarts.

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 présentées dans l'annexe B, 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 [139] ou PYTHIA [141, 142] 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 [143] et MC@NLO [144].

Ces générateurs donnent ainsi le processus initial de la collision, duquel sont issues de nouvelles particules. Cependant, les particules possédant une charge de couleur comme les quarks ne peuvent subsister seules à cause du confinement de couleur, phénomène abordé dans le chapitre 2. 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 4. Des générateurs comme PYTHIA [141, 142] et HERWIG [145] permettent de simuler ces étapes ultérieures.

Lors d'une collision de protons et plus généralement de hadrons, plusieurs interactions entre les constituants des hadrons peuvent survenir, comme illustré sur la figure 3.25. L'interaction emportant la plus grande fraction de l'énergie des hadrons est l'*« interaction dure »*. 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 simuler la réponse du détecteur à cet événement. La propagation des particules est alors simulée en prenant en compte la présence du champ magnétique courbant les trajectoires des particules chargées.

Les désintégrations de certaines particules ont lieu dans le volume du détecteur et sont également simulées. La modélisation du détecteur permet de simuler les déviations des particules dues à la traversée de la matière constituant le détecteur [132, 133] ainsi que les interactions propres à la détection de ces particules comme les traces, les gerbes électromagnétiques et hadroniques. Alors, la modélisation de l'électronique et du système de déclenchement donnent une simulation de la réponse complète du détecteur à l'événement physique généré.

Cette simulation du détecteur est basée sur le logiciel GEANT4 [147-149]. La modélisation complète et précise du détecteur (câblage interne, système de refroidissement, éléments de structure, etc.) permet d'obtenir des résultats fidèles à la réalité. Les signaux simulés du détecteur ainsi obtenus sont alors traités, comme dans le cas des données réelles, par l'algorithme de *Particle Flow*, abordé dans la section précédente, permettant de reconstruire l'événement physique à partir des signaux du détecteur.

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

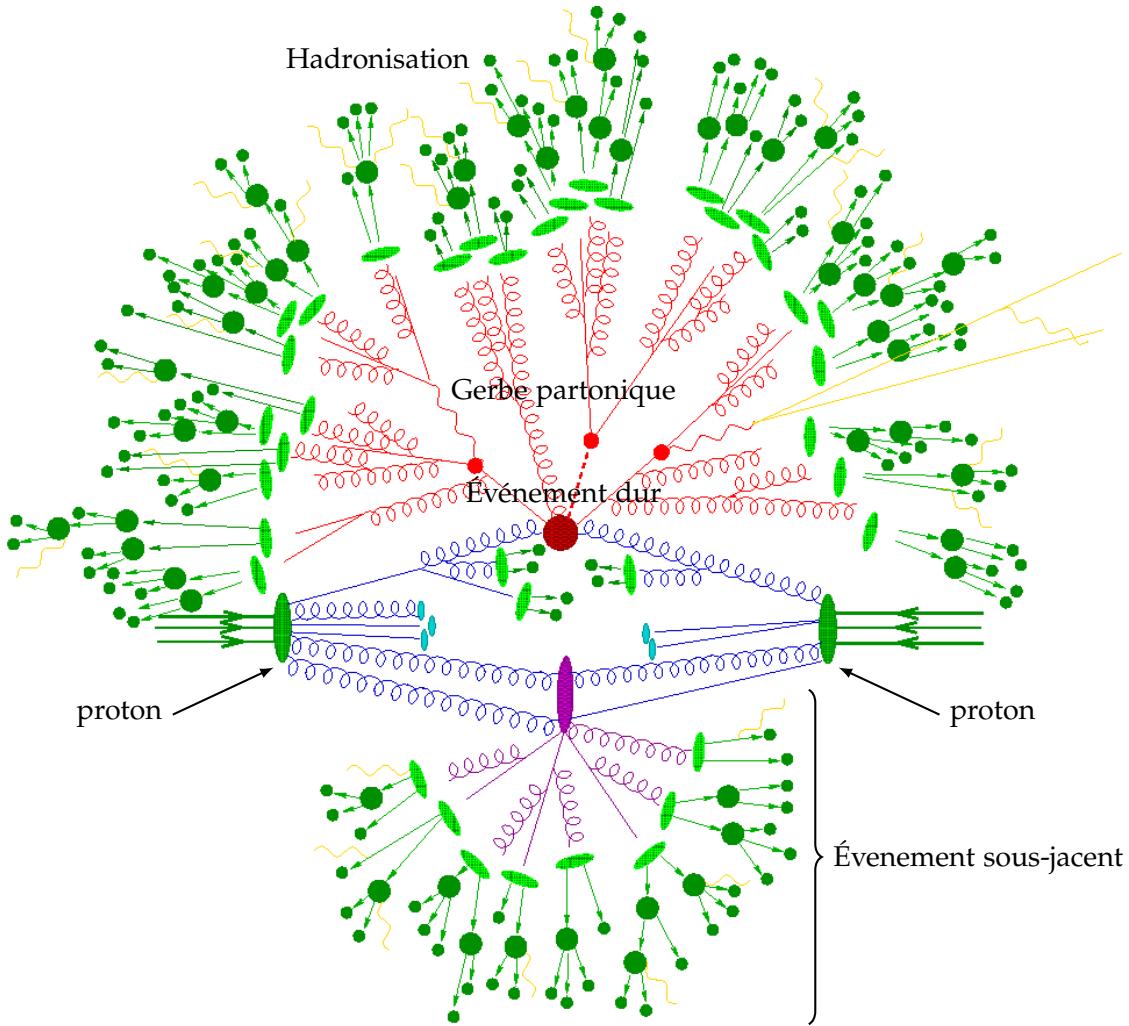


Figure 3.25 – Représentation d'une collision de protons [146].

dans le chapitre 5, pour lesquelles certaines de ces corrections peuvent être différentes de celles à appliquer aux données 100 % simulées.

Les corrections données ci-après sont indépendantes de l'analyse menée et portent sur les particules individuelles. Les corrections à apporter aux objets de haut niveau sont présentées dans le chapitre 4.

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 [150], résumées dans le tableau 3.7.

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 3.7 – Corrections à l'énergie des électrons en % avec incertitude pour les trois années du Run II.

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, le CERN 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 proviennent du CERN, comme les écrans tactiles, le Web et la hadronthérapie.

Le LHC, le Grand Collisionneur de Hadrons, est un accélérateur de hadrons 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 cette année. 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. Ensuite, le calorimètre hadronique fait de même avec les hadrons. La couche suivante est le solénoïde qui 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 tous 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 les particules 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. Une simulation d'événements physiques et du détecteur lui-même permettent d'obtenir une estimation des observations attendues pour un modèle théorique donné.

Toutefois, les neutrinos ne laissent pas de signal dans le détecteur. De plus, la phénoménologie de l'interaction forte mène à la formation de « jets » à partir des quarks et des gluons. Des objets physiques dits de « haut niveau », présentés dans le chapitre 4, sont ainsi définis afin d'obtenir une description plus précise des événements.

Chapitre 4

Objets physiques de haut niveau

Sommaire

1	Introduction	69
2	Énergie transverse manquante	70
2.1	Définition	70
2.2	Corrections de l'énergie transverse manquante	71
3	Formation des jets	72
3.1	Gerbe partonique	72
3.2	Hadronisation	74
4	Reconstruction des jets	75
4.1	Algorithmes de regroupement	75
4.2	Identification des jets dans CMS	78
4.3	Saveur des jets	78
5	Calibration en énergie des jets dans CMS	82
5.1	Correction de l'empilement	83
5.2	Correction de la réponse du détecteur en p_T et en η	85
5.3	Corrections résiduelles	86
5.4	Incertitude sur la correction en énergie des jets	88
5.5	Correction de la résolution en énergie	90
6	Phénoménologie des événements $\gamma + \text{jets}$	91
6.1	Principe des événements $\gamma + \text{jets}$ et réponse balancée	91
6.2	Activité additionnelle des jets	92
7	Correction résiduelle absolue en p_T avec les événements $\gamma + \text{jets}$	93
7.1	Événements utilisés	93
7.2	Analyse	95
7.3	Résultats	101
8	Correction de la résolution en énergie avec les événements $\gamma + \text{jets}$	107
8.1	Définition de la résolution en énergie des jets	108
8.2	Analyse	108
8.3	Résultats	109
9	Taus hadroniques	111
9.1	Obtention de candidats	111
9.2	Modes de désintégration	112
9.3	Sélection d'un candidat	113
9.4	Mauvaises reconstruction	113
9.5	Corrections	113
10	Conclusion	115

1 Introduction

La reconstruction des particules individuelles issues des collisions dans le détecteur CMS, discutée dans le chapitre 3, ne permet pas d'avoir une description complète des événements. En effet,

les neutrinos ne laissent aucun signal dans le détecteur. De plus, les quarks et les gluons, également nommés « partons », ne sont pas observés en tant que tels dans le détecteur.

Ils portent en effet une charge de couleur non nulle et sont donc sensibles à l'interaction forte, abordée dans le chapitre 2. La constante de couplage de cette interaction, α_s , décroît avec l'énergie. Ainsi, aux hautes énergies, $\alpha_s \rightarrow 0$. Ce phénomène est nommé « liberté asymptotique ».

L'échelle d'énergie atteinte au LHC, de l'ordre du TeV, permet de se placer dans ce régime de liberté asymptotique. L'interaction forte peut alors être décrite à l'aide de calculs perturbatifs, comme $\alpha_s \rightarrow 0$. Toutefois, cela n'est vrai qu'au moment de la collision initiale entre les protons. En effet, les partons issus de cette collision, du fait de l'interaction forte à laquelle ils sont sensibles, vont émettre d'autres partons. Par conservation, l'énergie portée par une de ces particules diminue au fur et à mesure de ces émissions et α_s augmente. À des énergies de l'ordre de la centaine de MeV, il n'est plus possible de réaliser des calculs perturbatifs. Le phénomène de confinement de couleur, présenté dans le chapitre 2, réapparaît alors et les partons sont confinés au sein de hadrons, dont la charge de couleur est nulle. Ce processus est appelé « hadronisation ». Les partons produits lors des collisions de protons au LHC se manifestent ainsi sous la forme d'une gerbe de particules, un « jet ».

Des objets physiques dits de « haut niveau » sont alors définis afin de mieux décrire les événements observés. L'énergie transverse manquante, définie dans la section 2, est ainsi reliée à la présence de neutrinos. La formation des jets issus des partons est décrite d'un point de vue théorique dans la section 3. La méthode utilisée afin de les reconstruire est présentée dans la section 4.

Lors des collisions de protons, comme expliqué au chapitre 3, ce sont en réalité leurs constituants respectifs qui interagissent, c'est-à-dire les quarks et les gluons. 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. Il en résulte une omniprésence des jets dans les analyses réalisées par la collaboration CMS. Leur caractérisation est donc un point essentiel pour la collaboration. 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. Ensuite, le principe de cette calibration dans l'expérience CMS est abordé dans la section 5. Une des étapes de cette calibration est discutée plus en détails. Elle utilise des événements $\gamma + \text{jets}$, où un photon et au moins un jet sont présents. La section 6 en présente la phénoménologie et la section 7 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 8.

Enfin, les désintégrations hadroniques des leptons tau produisent une paire de quarks, dont l'hadronisation mène à un « tau hadronique ». Ces objets sont ainsi initialement reconstruits comme des jets. L'identification des taus hadroniques est présentée dans la section 9.

2 Énergie transverse manquante

2.1 Définition

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 [151].

La phénoménologie des collisions de protons est discutée chapitre 3. Dans l'état initial, la composante longitudinale de l'impulsion est inconnue et l'impulsion totale dans le plan transverse est nulle. 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 définie 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). Dans tous les cas, il s'agit de la MET brute qu'il faut corriger par la suite afin de conser-

ver une description cohérente des événements lors de l'application des corrections des simulations comme exposé dans la section 2.2.

2.1.1 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

$$\sum_{\text{toutes les particules}} \vec{p}_T = \vec{0} \Leftrightarrow \sum_{\text{particules invisibles}} \vec{p}_T + \sum_{\text{particules reconstruites}} \vec{p}_T = \vec{0} \Leftrightarrow \sum_{\text{particules invisibles}} \vec{p}_T = - \sum_{\text{particules reconstruites}} \vec{p}_T. \quad (4.1)$$

La MET brute issue de l'algorithme de PF est ainsi définie comme

$$\vec{E}_T^{\text{miss}}(\text{brute, PF}) = - \sum_{i \in \{\text{particules}\}} \vec{p}_T^i, \quad (4.2)$$

où les particules sont celles reconstruites par l'algorithme de PF, et représente l'impulsion transverse totale des particules invisibles. 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.

2.1.2 MET brute issue de l'algorithme PUPPI

La MET peut également être estimée par l'algorithme PUPPI (*PileUp Per Particle Identification*) [152]. La « PUPPIMET » obtenue est moins sensible à l'empilement (*pileup*) que la MET issue de l'algorithme de PF (PF MET). 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 [151, 152].

La MET brute issue de l'algorithme PUPPI est définie comme

$$\vec{E}_T^{\text{miss}}(\text{brute, PUPPI}) = - \sum_{i \in \{\text{particules}\}} w_i \vec{p}_T^i. \quad (4.3)$$

2.2 Corrections de l'énergie transverse manquante

Énergie des jets La correction en énergie des jets, abordée dans les sections suivantes, doit être propagée à E_T^{miss} . Cette propagation est faite selon

$$\vec{E}_T^{\text{miss}}(\text{corr.}) = \vec{E}_T^{\text{miss}}(\text{brute}) - \sum_{\text{jets}} (\vec{p}_T^{\text{corr.}} - \vec{p}_T^{\text{non corr.}}) \quad (4.4)$$

où « non corr. » correspond aux observables avant correction et « corr. » après correction.

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

$$\vec{U} = \vec{E}_T^{\text{miss}} - \sum_{\nu_i \leftarrow h, Z, W} \vec{p}_T^{\nu_i}, \quad (4.5)$$

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 ainsi 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 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 4.1. Les distributions observées (données réelles) et modélisées (données simulées) de E_T^{miss} y sont tracées. L'accord entre observation et modélisation, dont le rapport (obs/exp) est également donné, est sensiblement amélioré par cette correction.

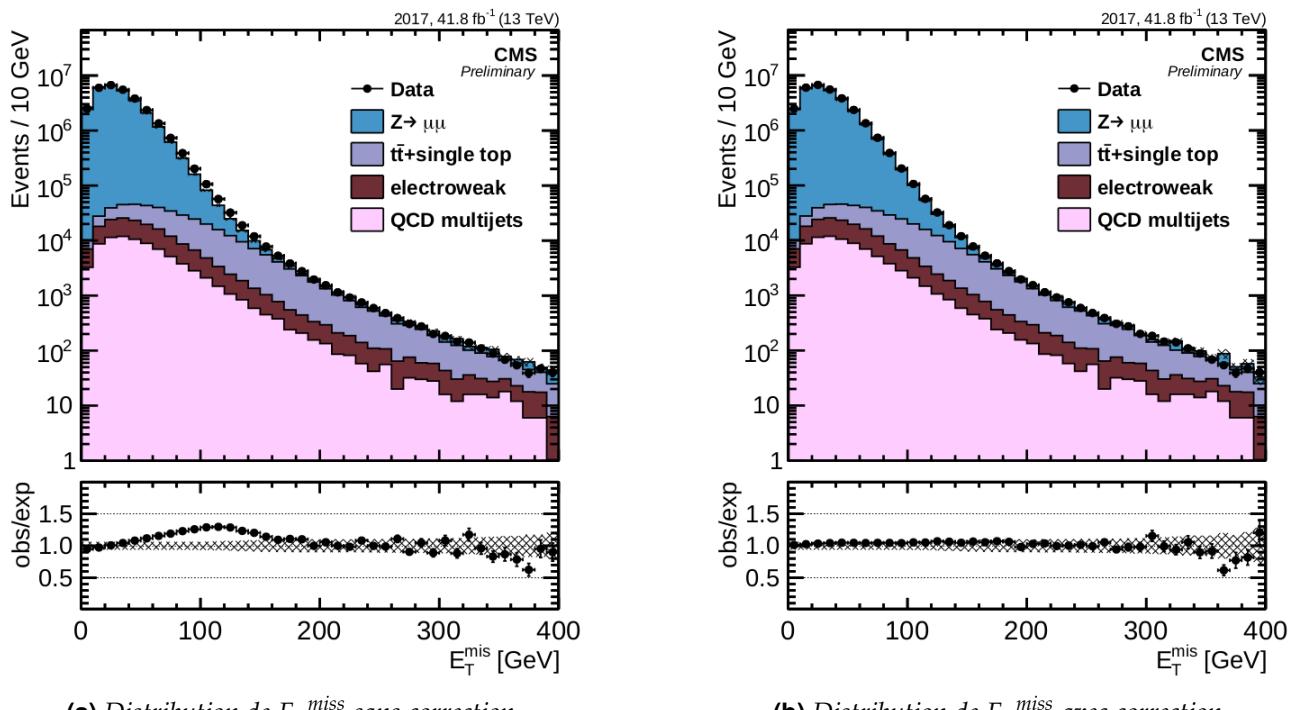


Figure 4.1 – Effet de la correction de recul de E_T^{miss} sur une sélection d'événements $Z \rightarrow \mu\mu$ en 2017 [153].

3 Formation des jets

Lorsqu'un parton est issu de la collision, il possède une haute énergie et émet alors, par interaction forte, d'autres partons. Par conservation, l'énergie portée par chaque parton ainsi obtenu diminue 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. L'émission de partons crée la « gerbe partonique », sujet de la prochaine section.

Au fur et à mesure des émissions, l'échelle en énergie diminue et en deçà d'une centaine de MeV, il n'est plus possible de réaliser des calculs perturbatifs car α_s augmente. Des modèles paramétriques sont alors utilisés pour caractériser le phénomène d'« hadronisation », abordés ensuite.

3.1 Gerbe partonique

Lorsqu'un parton est issu d'une collision au LHC, il se trouve dans un premier temps dans le régime de liberté asymptotique. Il émet alors d'autres partons. Ainsi, pour un événement $Z \rightarrow q\bar{q}$ comme celui de la figure 4.2a 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 4.2b et 4.2c, par exemple.

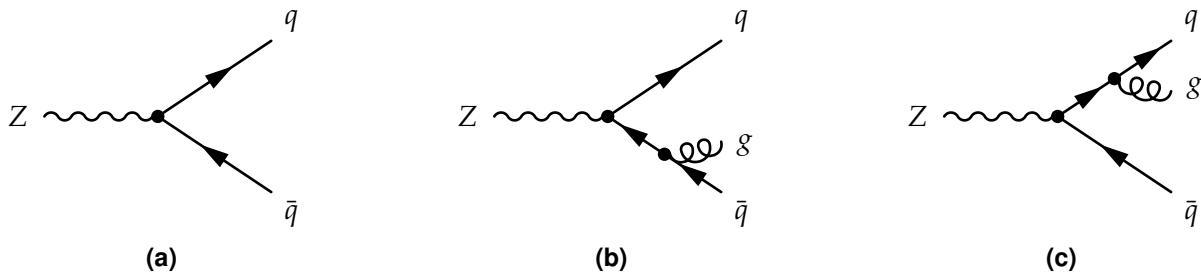


Figure 4.2 – Un boson Z se désintègre en paire quark-antiquark. Dans les cas des figures 4.2b et 4.2c, un gluon supplémentaire est émis.

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 [32], pour un état initialement à X partons dont un parton i émet un parton j ,

$$d\sigma_{X+j} \simeq \sigma_X \sum_{i \in \{X\}} \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{d\theta^2}{\theta^2} dz P_{ij}(z) \quad (4.6)$$

où θ est l'angle entre le parton émis j et le parton émetteur i . La grandeur $P_{ij}(z)$ est la probabilité qu'un parton de type i émette un parton de type j emportant une fraction z de l'énergie initiale de i , qui s'exprime

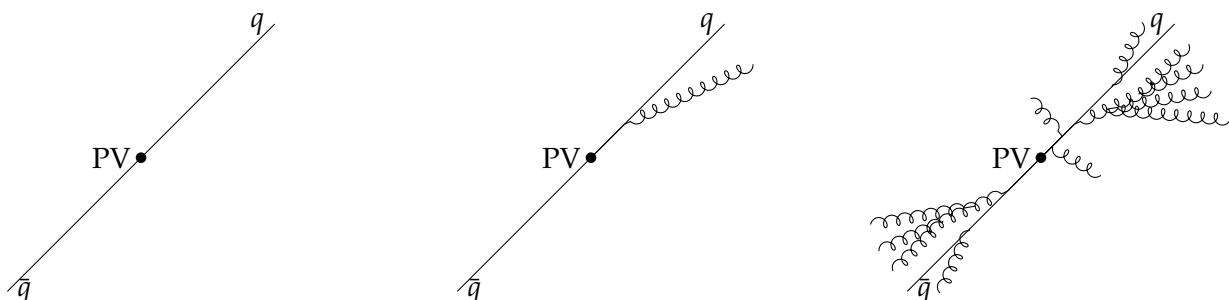
$$P_{qq}(z) = C_F \frac{1+z^2}{1-z}, \quad P_{qg}(z) = C_F \frac{1+(1-z)^2}{z}, \quad (4.7)$$

$$P_{gg}(z) = C_A \frac{z^4 + 1 + (1-z)^4}{z(1-z)}, \quad P_{gq}(z) = T_R(z^2 + (1-z)^2), \quad (4.8)$$

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 ce processus jusqu'à ce que le phénomène de confinement de couleur réapparaisse. Pour un unique parton directement issu de la collision, une gerbe partonique est formée, c'est-à-dire un ensemble collimé de partons, comme illustré sur la figure 4.3. Ce sont ces particules qui vont participer au phénomène d'hadronisation dû au confinement de couleur.



(a) Deux quarks sont initialement produits, ce qui correspond au diagramme de la figure 4.2a.

(b) Un des quarks peut émettre un gluon, ce qui correspond au diagramme de la figure 4.2c.

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

Figure 4.3 – Formation de deux gerbes partoniques à partir d'une paire de quarks.

3.2 Hadronisation

Lorsque des partons en émettent d'autres, la conservation de l'énergie implique que chaque particule, individuellement, possède une énergie de plus en plus petite. Or, comme cela est discuté dans le chapitre 2, 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 le phénomène d'hadronisation. Un flux collimé de hadrons, particules de charge de couleur nulle composées de partons, est alors obtenu. Certains de ces hadrons peuvent comporter des quarks de deuxième ou troisième génération. Ils sont alors instables et peuvent être amenés à se désintégrer, auquel cas ce sont leurs produits de désintégration qui sont observés dans le détecteur.

Le phénomène d'hadronisation ayant lieu lorsque $\alpha_s \gg 1$, il n'est pas possible de réaliser des calculs perturbatifs. Afin de décrire ce phénomène, il faut avoir recours à des modèles paramétriques. Deux d'entre eux sont décrits ci-après, le modèle d'agglomération hadronique [154] et le modèle des cordes de Lund [155].

3.2.1 Modèle d'agglomération hadronique

L'agglomération hadronique [154] repose sur l'hypothèse de conservation des nombres quantiques ainsi que de l'énergie-impulsion entre les partons issus de la gerbe hadronique 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 agglomérats de charge de couleur nulle, c'est le « pré-confinement ». Deux cas de figurent se présentent alors :

- la masse de l'agrégat est proche de celle d'un hadron, l'agrégat produit ce hadron ;
- la masse de l'agrégat n'est pas proche de celle d'un hadron et son énergie est supérieure à un seuil Q_0 , cet agrégat se désintègre en agrégats plus petits et forme plusieurs hadrons.

Ce processus est illustré sur la figure 4.4.

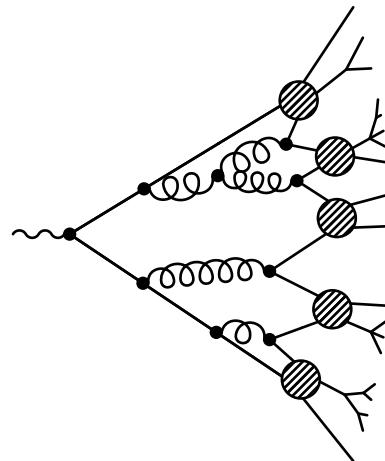


Figure 4.4 – Schématisation de l'hadronisation dans le cadre du modèle d'agglomération hadronique.

3.2.2 Modèle des cordes de Lund

Dans le modèle des cordes de Lund [155], 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 4.5b. Les gluons sont décrits comme des noeuds des cordes de couleur.

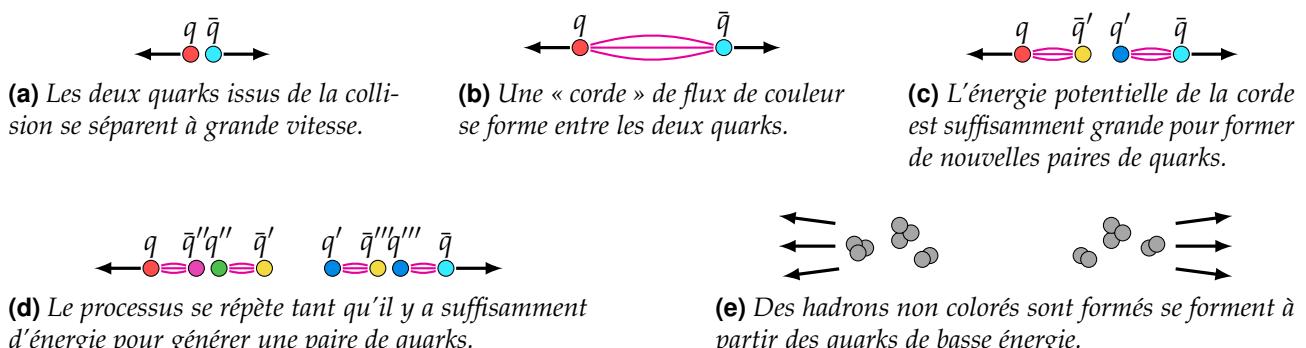


Figure 4.5 – Processus de formation de deux jets dans le cadre du modèle des cordes de Lund.

Lorsque deux charges colorées s'éloignent, l'énergie potentielle augmente. Une fois que l'énergie potentielle est suffisamment grande, une nouvelle paire $q'q'$ est créée (fig. 4.5c), 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.

4 Reconstruction des jets

Les partons ne peuvent donc pas être directement observés dans le détecteur. Leur signature expérimentale est un flux collimé de particules stables composé de hadrons, de leptons et de photons. La présence de hadrons s'explique directement par le processus d'hadronisation décrit dans la section précédente. Les leptons proviennent de la désintégration, par interaction faible, des hadrons de saveur lourde, ou plus précisément des quarks de deuxième et troisième génération composant ces hadrons lourds. Les photons sont émis par les particules électriquement chargées.

Un processus physique comme celui de la figure 4.2a produit seulement quelques particules, en l'occurrence deux, et non des ensembles de particules, comme sur la figure 4.4 qui pourrait correspondre à l'état effectivement observé pour le processus de la figure 4.2a. Afin de pouvoir étudier le processus initial, il est nécessaire de définir une observable décrivant les partons à l'origine de ces flux collimatifs de particules stables.

Cette observable est un «jet». À partir des particules identifiées à l'aide de l'algorithme de *Particle Flow* (PF) décrit dans le chapitre 3, un algorithme de regroupement permet d'obtenir la liste des jets de l'événement. Il existe plusieurs algorithmes de regroupement dont le principe est décrit dans la section suivante.

4.1 Algorithmes de regroupement

Il existe deux catégories d'algorithmes permettant de regrouper les particules en jets, les algorithmes de cônes et les algorithmes de recombinaison séquentielle. Les émissions de partons sont plus importantes pour de basses énergies (limite infrarouge) ou pour un parton émis colinéaire au parton initial (limite colinéaire), comme discuté dans la section 3. Afin de conserver des prédictions de QCD vérifiables sur des jets réels, les algorithmes de regroupement doivent être insensibles à l'ajout d'une particule de basse énergie ou au partage d'une particule en deux particules d'énergies inférieures. C'est ce que l'on appelle l'insensibilité IRC, pour *InfraRed and Colinear*. La plupart des algorithmes de cônes ne sont pas IRC-insensibles, alors que la plupart des algorithmes de recombinaison séquentielle le sont.

4.1.1 Les algorithmes de cônes

Les algorithmes de cônes regroupent toutes les particules ayant une direction \vec{p} telle que la distance ΔR_{pa} à la direction de l'axe du cône \vec{a} dans le plan (η, ϕ) , où η et ϕ sont les coordonnées définies dans le chapitre 3, est inférieure à une distance de coupure R_c , c'est-à-dire si

$$\Delta R_{pa}^2 = (\eta_p - \eta_a)^2 + (\phi_p - \phi_a)^2 < R_c^2. \quad (4.9)$$

Alors, la direction \vec{a} du cône est redéfinie comme étant la direction moyenne de toutes les particules rassemblées dans ce cône. Ce processus est itéré jusqu'à la stabilisation des cônes. Enfin, les cônes sont séparés en cas de superposition, une particule ne pouvant appartenir qu'à un seul jet.

L'algorithme *Seedless Infrared Safe Cone* ou SISCONE [156] est un exemple d'algorithme de cônes IRC-insensible. Dans un premier temps, tous les cônes stables possibles sont reconstruits. Ces cônes sont alors fusionnés, les cônes ayant l'impulsion transverse la plus grande absorbant des cônes d'impulsion transverse moindre dont ils contiennent déjà une fraction des constituants. Un exemple de reconstruction de jets à l'aide de l'algorithme SISCONE est présenté sur la figure 4.6.

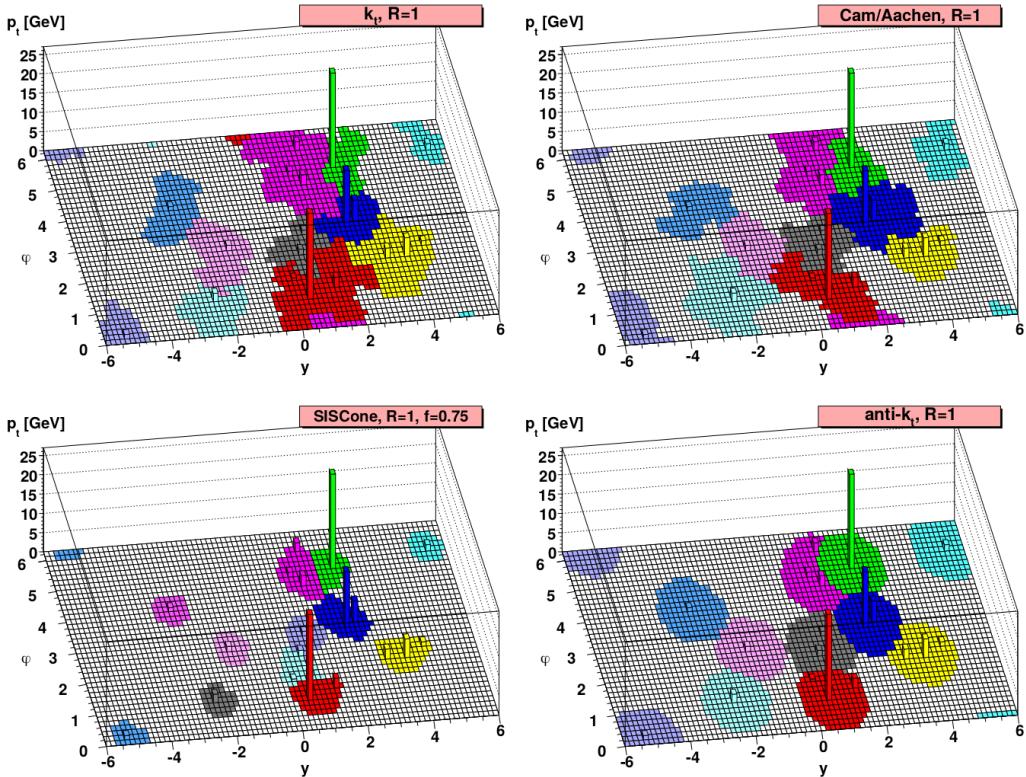


Figure 4.6 – Formes des jets reconstruits à partir de différents algorithmes pour un même événement [157]. En haut à gauche, k_T ; en haut à droite, C/A; en bas à gauche, SISCONE; en bas à droite, anti- k_T . L'algorithme anti- k_T permet d'obtenir des jets de forme régulière, conique.

4.1.2 Les algorithmes de recombinaison séquentielle

Les algorithmes de recombinaison séquentielle commencent par considérer que chaque particule forme un pseudo-jet d'une seule particule [158]. Puis, à l'aide d'une métrique donnée, la paire de jets les plus proches entre eux fusionne en un seul jet tant que la distance entre eux est en-deçà d'une valeur seuil. Les jets fusionnés donnent la liste des jets de l'événement. Il est également possible de fixer le nombre de jets à déterminer et non la valeur seuil de la distance entre les jets à fusionner.

Plusieurs métriques de distance peuvent être définies, chacune correspondant à un algorithme de recombinaison séquentielle proposant des regroupements différents.

Algorithme k_T [159] La distance d_{ij} entre deux jets i et j est

$$d_{ij} = \min(p_{T_i}^2, p_{T_j}^2) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad (4.10)$$

où

$$\Delta R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2 \quad (4.11)$$

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. Cet algorithme a l'avantage de regrouper les particules très fidèlement vis-à-vis de la gerbe hadronique, mais les jets obtenus possèdent une géométrie spatiale irrégulière, comme cela se voit sur la figure 4.6.

Algorithme de Cambridge/Aachen [160, 161] La distance d_{ij} entre deux jets i et j est

$$d_{ij} = \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad (4.12)$$

où ΔR_{ij}^2 est défini par l'équation (4.11) et R est un paramètre libre. Le regroupement des jets est ainsi uniquement basé sur l'écart angulaire.

Algorithme anti- k_T [157] La distance d_{ij} entre deux jets i et j est

$$d_{ij} = \min \left(\frac{1}{p_{T_i}}, \frac{1}{p_{T_j}} \right) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad (4.13)$$

où ΔR_{ij} est défini par l'équation (4.11), p_{T_x} l'impulsion transverse du jet x et R un paramètre libre. Le regroupement des particules se fait ainsi autour de celles de plus hautes énergies. Cet algorithme propose un regroupement des particules moins fidèle à la gerbe hadronique, mais produit des jets de forme régulière, comme cela se voit sur la figure 4.6.

Le temps de calcul de ces algorithmes est un enjeu majeur au LHC. Leurs temps d'exécution sont représentés en fonction du nombre d'interactions d'empilement sur la figure 4.7. L'algorithme anti- k_T se place parmi les algorithmes les plus rapides. Dans les conditions des collisions proton-proton du LHC, il permet le traitement d'un événement en moins d'une milliseconde. C'est cet algorithme de regroupement qui est utilisé dans le cadre de l'expérience CMS. Sur la figure 4.8 sont illustrées les compositions des jets reconstruits lors des trois années du Run II. L'écart entre données et simulations n'excède généralement pas 2 %.

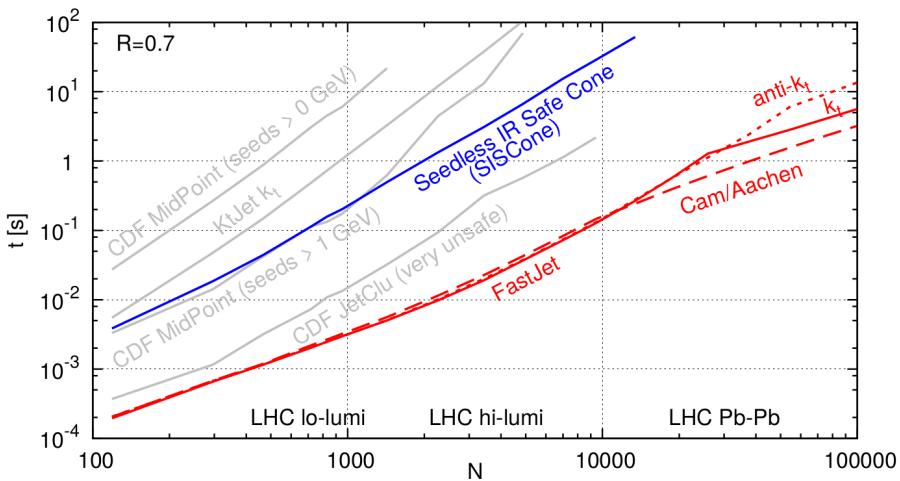


Figure 4.7 – Temps de recombinaison d'un événement dijet simulé de 50 GeV contenant N interactions d'empilement pour différents algorithmes de reconstruction des jets [162].

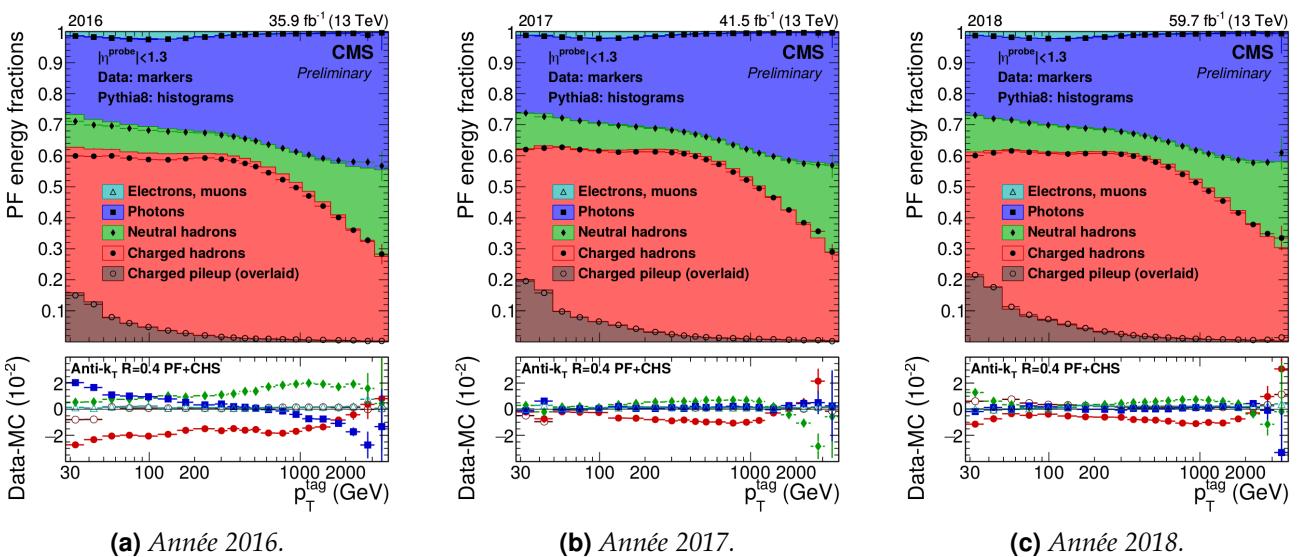


Figure 4.8 – Composition des jets reconstruits à l'aide de l'algorithme anti- k_T lors du Run II [163] en fonction de l'impulsion transverse du jet. La partie Charged pileup (overlaid) en brun correspond à la fraction du jet retirée par la procédure CHS décrite section 5.1.

4.2 Identification des jets dans CMS

Les jets ainsi reconstruits à l'aide des algorithmes de recombinaison sont en fait des « candidats » jets. À l'instar des particules individuelles, des critères d'identification leur sont appliqués afin de rejeter le bruit de fond et s'assurer de la qualité des jets utilisés dans les analyses.

Ces critères reposent sur les caractéristiques des candidats jets comme la fraction d'énergie provenant de leurs constituants neutres ou encore le nombre de ces constituants. Ces critères 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 79, 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 $|\eta| > 3,0$.

4.3 Saveur des jets

Pour étudier la physique du processus initial, la connaissance du parton à l'origine d'un jet ainsi identifié dans le détecteur est une information de choix. Il est impossible de connaître avec certitude cette particule, mais sa nature influe directement sur certaines propriétés des jets, permettant de l'estimer.

4.3.1 Saveur de la particule initiale et caractéristiques des jets

Le quark t possède une durée de vie trop courte pour participer à l'hadronisation. Il se désintègre alors par interaction faible en un autre quark, très majoritairement 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 , sont plus stables que le top et participent à l'hadronisation. Ils se retrouvent alors confinés au sein des hadrons formés.

Le quark b ne forme pas de hadron stable et se désintègre 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

$$b \rightarrow c q_d \bar{q}_d, \quad \bar{b} \rightarrow \bar{c} q_u \bar{q}_u, \quad b \rightarrow u q_d \bar{q}_d, \quad \bar{b} \rightarrow \bar{u} q_u \bar{q}_u, \quad (4.14)$$

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 déplacées, est alors plus important. Dans 30 % des cas, la désintégration du quark b se fait avec émission d'une paire de leptons, un électriquement chargé et le neutrino associé, c'est-à-dire

$$b \rightarrow c \ell^- \bar{\nu}_\ell, \quad \bar{b} \rightarrow \bar{c} \ell^+ \nu_\ell, \quad b \rightarrow u \ell^- \bar{\nu}_\ell, \quad \bar{b} \rightarrow \bar{u} \ell^+ \nu_\ell. \quad (4.15)$$

Le lepton chargé donne une signature caractéristique lors des collisions proton-proton du LHC.

Ces désintégrations font intervenir les modules des coefficients V_{cb} ou V_{ub} de la matrice CKM, introduite dans le chapitre 2, dont les valeurs sont faibles ; elles sont donc fortement supprimées. Les hadrons contenant un quark b ont ainsi une durée de vie τ de l'ordre de la picoseconde [164, 165] 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 4.9.

Le quark c suit le même schéma que le quark b . Cependant, la désintégration du quark c en quark s selon

$$c \rightarrow s q_u \bar{q}_u, \quad \bar{c} \rightarrow \bar{s} q_d \bar{q}_d, \quad c \rightarrow s \ell^+ \nu_\ell, \quad \bar{c} \rightarrow \bar{s} \ell^- \bar{\nu}_\ell, \quad (4.16)$$

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 4.1 – 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 4.2 – 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 4.3 – 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 4.4 – Critères d'identification des jets à CMS pour l'analyse des données de 2017-UL et 2018-UL.

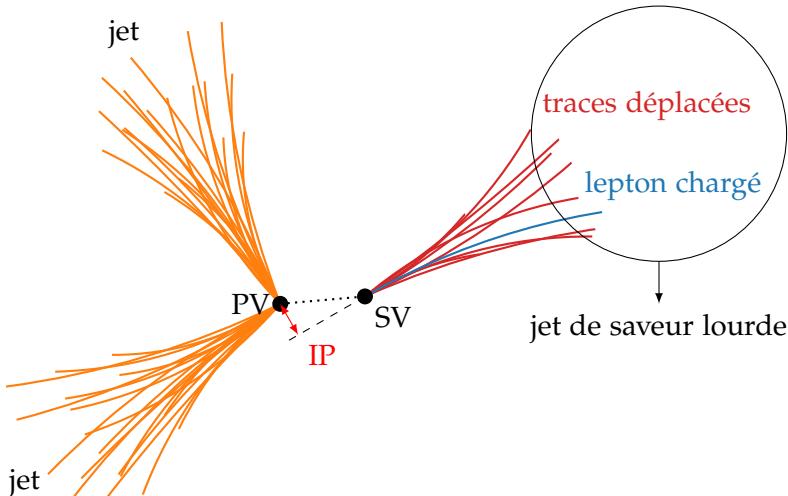


Figure 4.9 – Trois jets, dont un de saveur lourde. Les particules composant ce jet proviennent d'un vertex secondaire (SV), différent du vertex primaire (PV) où a lieu la collision entre les protons et la formation du hadron lourd à l'origine du SV. Le paramètre d'impact (IP) est également indiqué. Réalisé à l'aide de CMSTransverseTikZ [127].

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 τ de inférieure à la picoseconde [165] et il est plus difficile d'identifier les jets issus de quarks c que ceux issus de quarks b .

Les quarks d , u et s forment des hadrons étant :

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

Dans tous les cas, les traces des particules chargées observées proviennent du PV, lieu de formation du quark initial. 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 ».

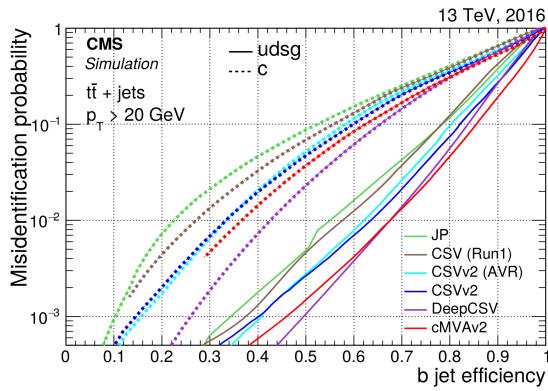
Les gluons portent une charge de couleur plus importante que les quarks. Les quarks portent en effet une couleur, les antiquarks une anticoloreur et les gluons portent une couleur et une anticoloreur. Les jets initiés par des gluons comportent typiquement plus de particules électriquement chargées et sont moins collimatés que les jets légers [166].

4.3.2 Identification de la saveur des jets

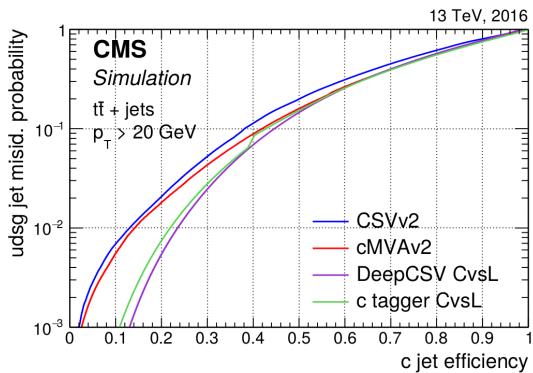
Les jets présentent ainsi des propriétés caractéristiques, selon qu'il s'agisse de jets légers (quarks d , u ou s), de jets lourds (quarks c ou b) ou de jets issus d'un gluon. En utilisant ces propriétés, des algorithmes d'identification de la saveur des jets ont été mis au point par la collaboration CMS [167]. Les avancées récentes dans le domaine du *Deep Learning*, appliquées à l'identification des jets [168], ont permis l'amélioration de ces algorithmes. L'algorithme DEEPCSV [169] a ainsi été développé.

Les variables utilisées dans cet algorithme sont décrites dans la référence [169]. Elles sont traitées par un réseau de neurones profond de quatre couches cachées de 100 noeuds connectés les uns aux autres. Ce réseau est entraîné sur un ensemble d'événements simulés $t\bar{t}$, présentant de nombreux jets de quarks b , et multijet à l'aide des bibliothèques KERAS [170] et TENSORFLOW [171].

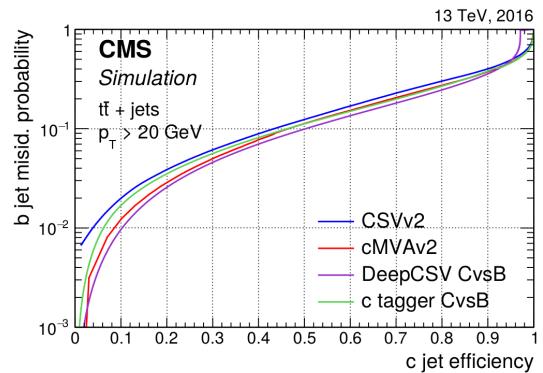
Les performances ainsi obtenues pour l'algorithme DEEPCSV sont comparées à d'autres algorithmes d'identification de la saveur des jets sur la figure 4.10. Les algorithmes CMVAV2 et DEEPCSV présentent les meilleures performances en termes d'identification des jets de quark b (b -tagging). Pour le traitement des jets de quark c , l'algorithme DEEPCSV propose les meilleures performances. Dans



(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 4.10 – Comparaison des performances des algorithmes d'identification de la saveur des jets [169].

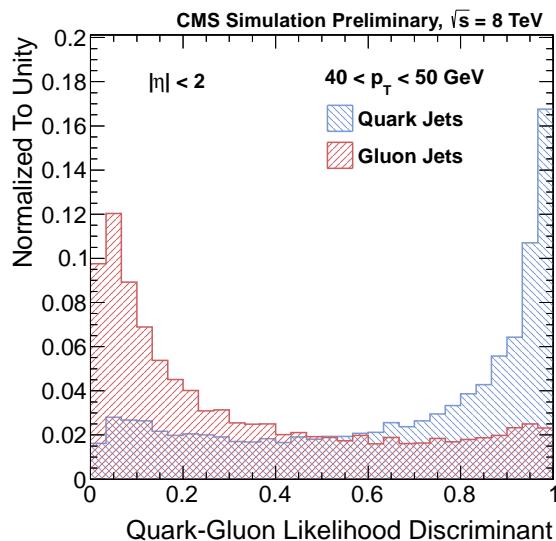


Figure 4.11 – Densité de probabilité de la fonction de vraisemblance utilisée pour discriminer les jets issus de gluons de ceux issus de quarks [166]. En rouge, pour les jets issus de gluons. En bleu, pour des jets issus de quarks.

les analyses présentées dans ce chapitre et le chapitre 5, c'est cet algorithme qui est utilisé afin d'identifier les jets issus de quarks c ou b .

La discrimination entre jet léger et jet initié par un gluon peut être réalisée à l'aide d'une fonction de vraisemblance [166] renvoyant un score entre 0 et 1 pour chaque jet, correspondant à la probabilité que ce jet soit issu d'un quark. La densité de probabilité de cette fonction, selon qu'il s'agisse de jets initiés par des gluons ou des quarks, est représentée sur la figure 4.11.

4.3.3 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 cinétiques du jet et du point de fonctionnement du discriminateur de b -tagging utilisé [172]. Plus de détails sur l'obtention de ces facteurs sont disponibles dans la référence [169]. 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

$$P(\text{promu}) = \frac{SF - 1}{\frac{1}{\epsilon} - 1}, SF > 1, \quad P(\text{relégué}) = 1 - SF, SF < 1, \quad (4.17)$$

avec ϵ l'efficacité du b -tagging.

5 Calibration en énergie des jets dans CMS

Les jets sont des objets physiques composites complexes qu'il est nécessaire de calibrer, comme tout autre objet reconstruit. La précision apportée à la mesure des jets est capitale dans de nombreuses analyses, où 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 top [135].

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 dans laquelle plusieurs étapes corrigeant chacune un effet en particulier et dépendent des étapes précédentes [135]. La figure 4.12 résume ces étapes, décrites dans les sections qui suivent.

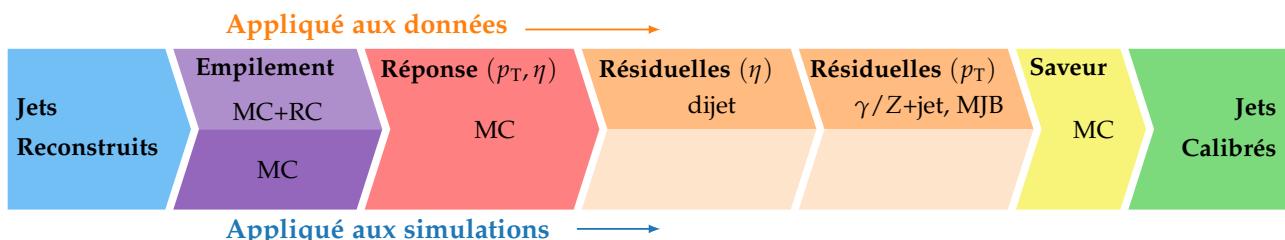


Figure 4.12 – Étapes successives de la JEC pour les données et les simulations [135]. Les corrections des étapes marquées « MC » sont obtenues par l'étude de simulations, celles marquées « RC » par une méthode de cône aléatoire (Random Cone) sur les données. Les types d'événements utilisés dans les corrections résiduelles sont également indiqués.

Trois stades ou « niveaux » de correction sur les particules peuvent être définis.

- Le niveau « particule », noté p_{T}^{cl} , 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 est définie comme

$$R = \frac{p_T}{p_{T,\text{ptcl}}} . \quad (4.18)$$

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 4.13 sont représentées les réponses de jets d'événements QCD simulés à différentes étapes de la JEC. Après avoir appliqué toutes les corrections, ce qui correspond à la figure 4.13c, la réponse est sensiblement égale à 1, ce qui montre que la JEC est correcte.

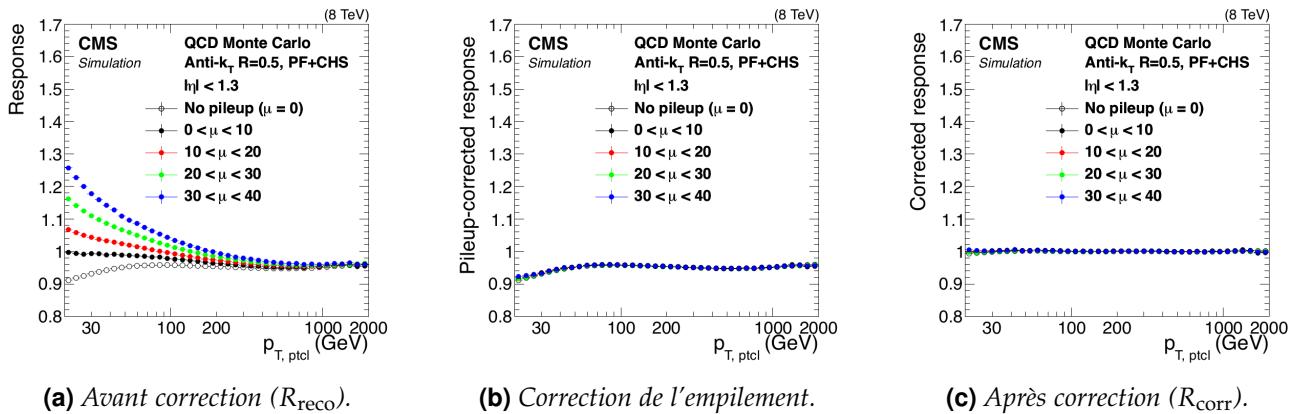


Figure 4.13 – Valeur moyenne de la réponse de jets d'événements QCD simulés en fonction de $p_{T,\text{ptcl}}$ à différentes étapes de la JEC [135] et pour différentes valeurs d'interactions d'empilement μ .

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 [135]. Les hadrons contenant des quarks 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. Les neutrinos sont exclus pour pouvoir définir la réponse des jets d'une manière qui soit accessible expérimentalement et qui réduise significativement les différences de réponse entre jets lourds et jets légers ou de gluons, à cause des neutrinos produits dans les 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 est remplacée par un système d'architecture différente [110, 111]. De 2017 à 2018, les photodiodes des bouchons du HCAL sont remplacées par des photomultiplicateurs à silicium [115, 173]. 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 5.2, est réalisée après la correction de l'empilement abordée ci-après.

5.1 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 3. La correction de l'empilement a pour but de soustraire ces contributions et est appliquée dans les données et les événements simulés. 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*) [174], décrite ci-après.

Pour chacun des vertex primaires de l'événement, la somme des impulsions transverses au carré des traces associées au vertex est calculée. Le vertex primaire principal est choisi comme étant le vertex présentant la plus grande valeur de cette somme. Les autres vertex primaires sont considérés comme des vertex d'empilement. Les hadrons chargés dont les traces associées proviennent de vertex d'empilement sont retirés de l'événement. 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 de l'empilement résiduel \mathcal{C}_{PU} , principalement due 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, $p_{T_{\text{reco}}}^{\text{CHS}}$;
- 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

$$\mathcal{C}_{\text{PU}}(p_{T_{\text{reco}}}^{\text{CHS}}, \eta, A, \rho) = 1 - \frac{\langle p_{T_{\text{ptcl}}}^{\text{add}} \rangle}{p_{T_{\text{reco}}}^{\text{CHS}}} \quad (4.19)$$

où $\langle p_{T_{\text{ptcl}}}^{\text{add}} \rangle$ 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

$$\langle p_{T_{\text{ptcl}}}^{\text{add}} \rangle(\rho, \eta, p_{T_{\text{reco}}}^{\text{CHS}}) = \langle p_{T_{\text{ptcl}}}^{\text{avec PU}} - p_{T_{\text{ptcl}}}^{\text{sans PU}} \rangle, \quad (4.20)$$

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 \mathcal{C}_{PU} définie par (4.19) peut se réécrire

$$\mathcal{C}_{\text{PU}}(p_{T_{\text{reco}}}^{\text{CHS}}, \eta, A, \rho) = 1 - \frac{[\rho_0(\eta) + \rho \beta(\eta)(1 + \gamma(\eta) \log p_{T_{\text{reco}}}^{\text{CHS}})] A}{p_{T_{\text{reco}}}^{\text{CHS}}} \quad (4.21)$$

où $\rho_0(\eta)$, $\beta(\eta)$ et $\gamma(\eta)$ sont les paramètres de cette correction, dépendants de η .

La figure 4.14 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 4.14b 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.

La correction ainsi décrite doit être légèrement adaptée pour pouvoir l'appliquer aux données 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'acceptance du détecteur dans le plan (η, ϕ) . La reconstruction des jets se fait alors cône par cône, par regroupement des particules contenues dans le cône. L'impulsion transverse moyenne de ces jets, dans chaque événement, est une mesure de la densité d'énergie moyenne se retrouvant dans les jets [135]. 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

$$\langle p_{T_{\text{cône}}}^{\text{add}} \rangle^{\text{RC}} = \langle p_{T_{\text{cône}}} \rangle. \quad (4.22)$$

Il est alors possible de définir un facteur d'échelle à appliquer aux paramètres ρ_0 et β de l'équation (4.21) lorsque cette correction est appliquée aux données. Ce facteur d'échelle s'exprime

$$\frac{\langle p_{T_{\text{cône}}}^{\text{add}} \rangle_{\text{données}}^{\text{RC}}(\eta, \rho_{\text{données}})}{\langle p_{T_{\text{cône}}}^{\text{add}} \rangle_{\text{simulation}}^{\text{RC}}(\eta, \rho_{\text{simulation}})}. \quad (4.23)$$

La contribution additionnelle de l'empilement est ainsi corrigée dans les simulations et les données.

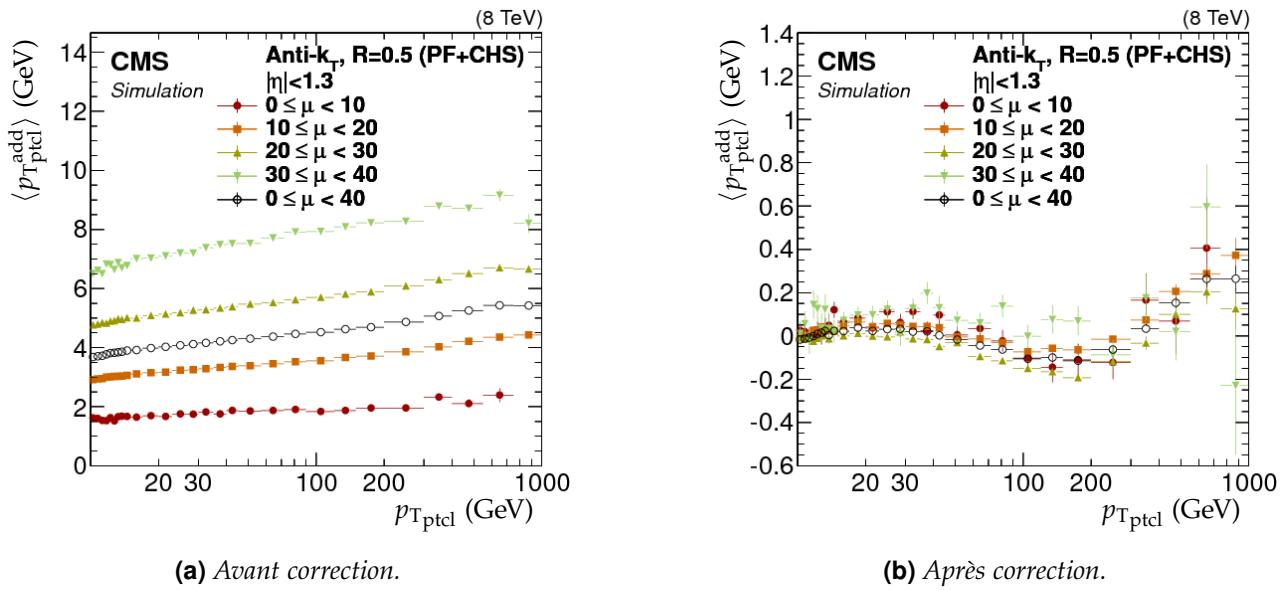


Figure 4.14 – Contribution additionnelle de l’empilement au niveau particule telle que définie dans l’équation (4.20) pour $|\eta| < 1,3$ en fonction de l’impulsion du jet au niveau particule pour différentes valeurs du nombre d’interaction d’empilement (μ) [135].

5.2 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 de jets simulés R_{reco} , déterminée grâce à une simulation du détecteur CMS basée sur GEANT4 [147-149], combinée à PYTHIA 6.4 [141] avec les réglages Z2* [175], est représentée sur la figure 4.15 pour les trois années du Run II du LHC. Il apparaît, par exemple, qu’un jet de $p_T = 30$ 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.

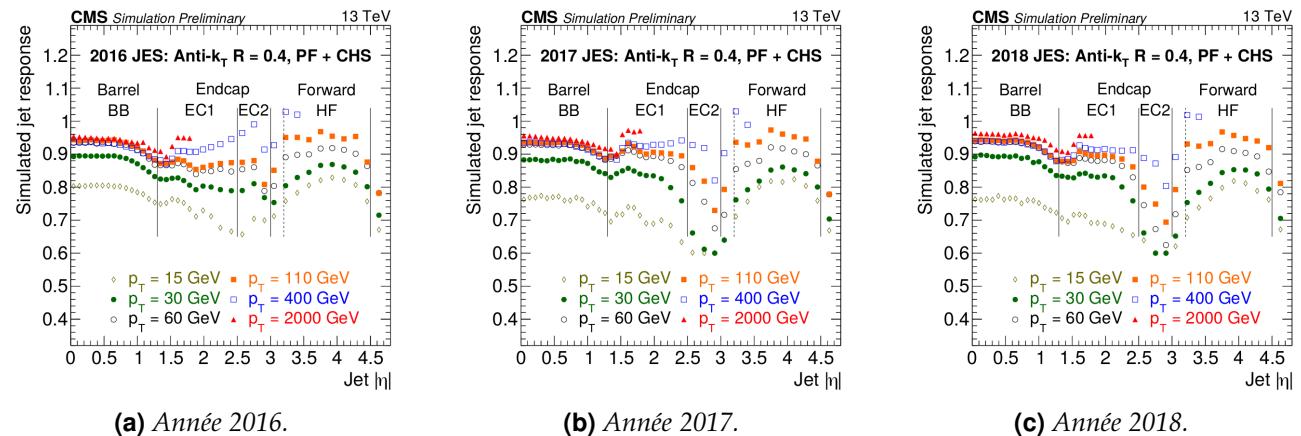


Figure 4.15 – Réponse des jets reconstruits en fonction de p_T et η lors du Run II [163]. La chute de la réponse des jets dans la région $|\eta| \simeq 3$ est due à la transition entre l’bouchon et la partie vers l’avant du détecteur. Pour $|\eta| > 4,5$, les limites d’acceptance du détecteur expliquent 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 $\mathcal{C}_{\text{Rép}}$ à appliquer s’exprime

$$\mathcal{C}_{\text{Rép}}(p_{T,\text{reco}}', \eta) = \frac{\langle p_{T,\text{ptcl}} \rangle}{\langle p_{T,\text{reco}}' \rangle} = \frac{1}{\langle R_{\text{reco}}' \rangle} \quad (4.24)$$

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 [135].

5.3 Corrections résiduelles

Les corrections décrites dans les sections précédentes permettent d'obtenir une bonne correction en énergie des jets. Toutefois, des différences dans les réponses des jets, de l'ordre du pourcent, subsistent entre données et simulations. Des corrections résiduelles à appliquer aux données sont ainsi déterminées afin de réduire ces écarts, définies telles que

$$C_{\text{Res}} = \frac{R_{\text{simulations}}}{R_{\text{données}}} . \quad (4.25)$$

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 de la balance estime que l'objet de référence et le jet sont balancés au niveau particule, c'est-à-dire d'impulsion transverse totale nulle, soit

$$\vec{p}_{\text{Tptcl}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{\text{Tptcl}}^{\text{jet}} = \vec{0} . \quad (4.26)$$

L'objet de référence étant fidèlement reconstruit,

$$\vec{p}_{\text{Tréco}}^{\text{réf}} \simeq \vec{p}_{\text{Tptcl}}^{\text{réf}} = \vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}} . \quad (4.27)$$

Ainsi, l'équation (4.26) peut se réécrire à l'aide de (4.27) sous la forme

$$\vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{\text{Tptcl}}^{\text{jet}} = \vec{0} . \quad (4.28)$$

La réponse d'un jet définie par (4.18) permet alors de faire apparaître la réponse balancée du jet, notée R_{bal} ,

$$\vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}} + \frac{1}{R_{\text{bal}}} \vec{p}_{\text{Tréco}}^{\text{jet}} = \vec{0} . \quad (4.29)$$

Il en résulte

$$R_{\text{bal}}(p_{\text{T}}, \eta) = \frac{\vec{p}_{\text{Tréco}}^{\text{jet}}}{\vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}}} \quad (4.30)$$

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

$$\vec{p}_{\text{Tptcl}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{\text{Tptcl}}^{\text{recul}} = \vec{0} . \quad (4.31)$$

Au niveau reconstruit, l'énergie transverse manquante (MET) 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 $\vec{E}_{\text{T}}^{\text{miss}}$. L'équation précédente, valable au niveau particule, s'écrit alors

$$\vec{p}_{\text{Tréco}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{\text{Tréco}}^{\text{recul}} = -\vec{E}_{\text{T}}^{\text{miss}} \quad (4.32)$$

La réponse d'un jet définie par (4.18) permet alors de faire apparaître la réponse MPF du jet, notée R_{MPF} ,

$$\vec{p}_{\text{Tréco}}^{\text{réf}} + R_{\text{MPF}} \vec{p}_{\text{Tptcl}}^{\text{recul}} = -\vec{E}_{\text{T}}^{\text{miss}} . \quad (4.33)$$

En appliquant (4.27) et (4.31) à l'équation précédente, il est possible d'écrire

$$\vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}} - R_{\text{MPF}} \vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}} = -\vec{E}_{\text{T}}^{\text{miss}} . \quad (4.34)$$

Par produit scalaire avec $\vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}}$, il vient

$$\left| \vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}} \right|^2 (1 - R_{\text{MPF}}) = -\vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}} \cdot \vec{E}_{\text{T}}^{\text{miss}} , \quad (4.35)$$

ce qui permet de définir R_{MPF} comme

$$R_{\text{MPF}}(p_{\text{T}}, \eta) = 1 + \frac{\vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}} \cdot \vec{E}_{\text{T}}^{\text{miss}}}{\left| \vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}} \right|^2} . \quad (4.36)$$

5.3.1 Correction résiduelle relative en η

La première de ces corrections résiduelles, fonction de η , 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 sur simulations de la réponse des jets. Cette correction s'appuie sur la bonne reconstruction des jets dans le tonneau. 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 ; c'est pourquoi cette correction est qualifiée de « relative ». La correction à appliquer aux données ainsi obtenue est illustrée sur la figure 4.16 dans le cas des jets d'impulsion transverse égale à 120 GeV.

5.3.2 Correction résiduelle absolue en p_T

Cette correction, fonction de p_T , a pour but de rendre indépendant de p_T le rapport données sur simulations 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 $p_T < 400$ 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 $100 \text{ GeV} < p_T < 1000$ GeV ;
- événements multijet : ces événements contiennent au moins deux jets dans l'état final et couvrent la région $p_T > 200$ GeV.

En 2017 et 2018, les événements multijet n'ont pas été exploités et la correction résiduelle absolue en p_T dans la région $p_T > 800$ GeV est 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 ainsi obtenue est illustrée sur la figure 4.17 dans le cas des jets de pseudo-rapidité $|\eta| < 1,3$.

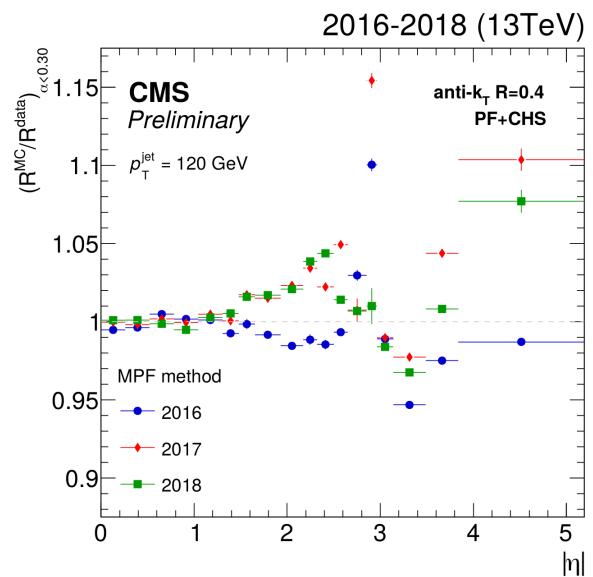
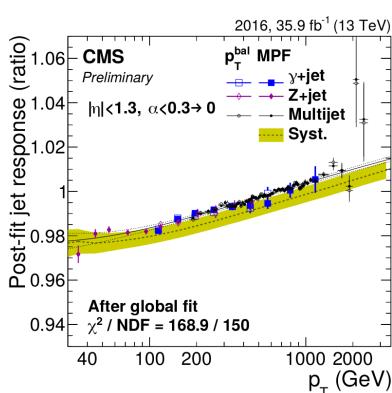
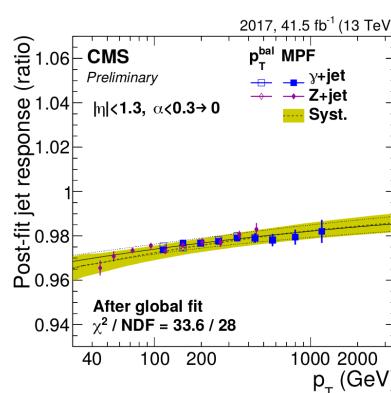


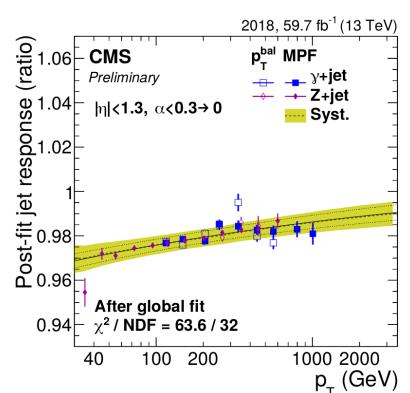
Figure 4.16 – Correction résiduelle relative en η lors du Run II [163].



(a) Année 2016.



(b) Année 2017.



(c) Année 2018.

Figure 4.17 – 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 [163].

Durant ma thèse, j'étais responsable de la mesure de cette correction avec les événements $\gamma + \text{jets}$ pour les années 2018, utilisés dans la figure 4.17c 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 mesure de cette correction en 2016 et 2017 y étant déjà réalisée [176]. La phénoménologie de ces événements ainsi que leur analyse sont détaillées dans les sections 6 et 7.

5.3.3 Correction résiduelle de saveur

Il existe une différence de réponse selon la saveur du jet, majoritairement due à la fragmentation en énergie et la composition du jet qui dépendent de cette saveur [135]. Par exemple, les particules de bas p_T se retrouvent hors de l'acceptance du détecteur. Or, des jets initiés par des gluons présentent de nombreuses particules de bas p_T par rapport aux jets 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 et aux simulations est obtenue à l'aide de PYTHIA 6.4 [141] avec les réglages Z2* [175] sur des événements dijet, $Z + \text{jets}$ et $\gamma + \text{jets}$ simulés et est représentée sur la figure 4.18. Elle est de moins de 2 % en-deçà 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 applicable en pratique qu'aux jets issus de quarks b .

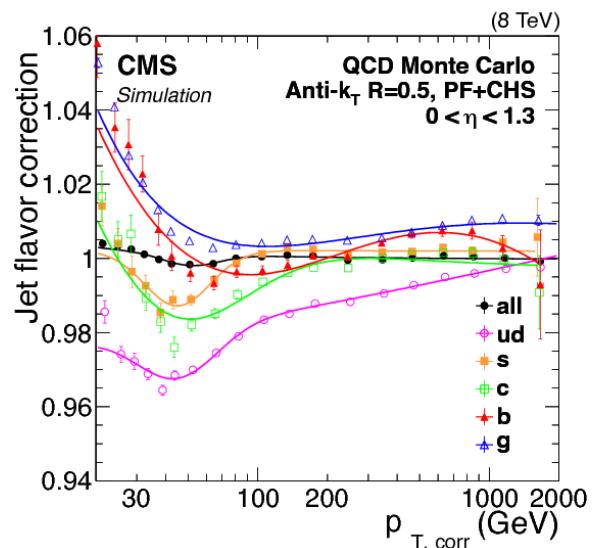


Figure 4.18 – Correction résiduelle de saveur en fonction de l'impulsion du jet préalablement corrigé par les corrections décrites dans les sections précédentes, $p_{T,\text{corr}}$, pour des jets de pseudo-rapidité $|\eta| < 1,3$ [135].

5.4 Incertitude sur la correction en énergie des jets

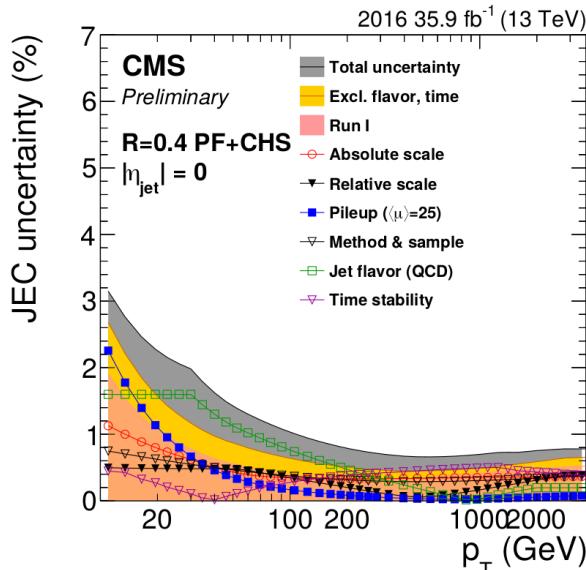
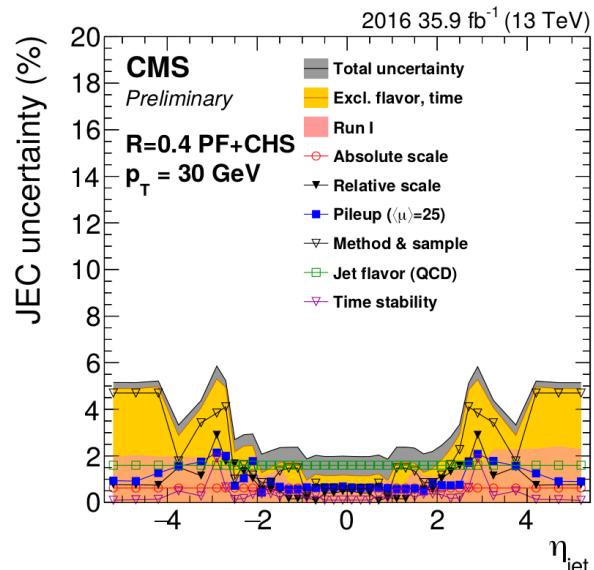
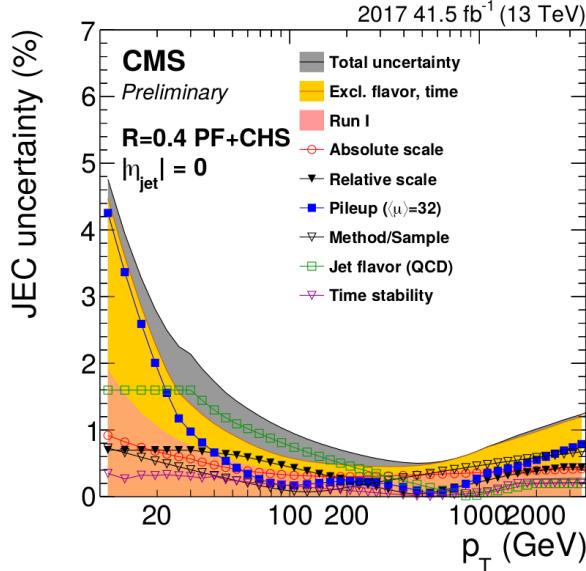
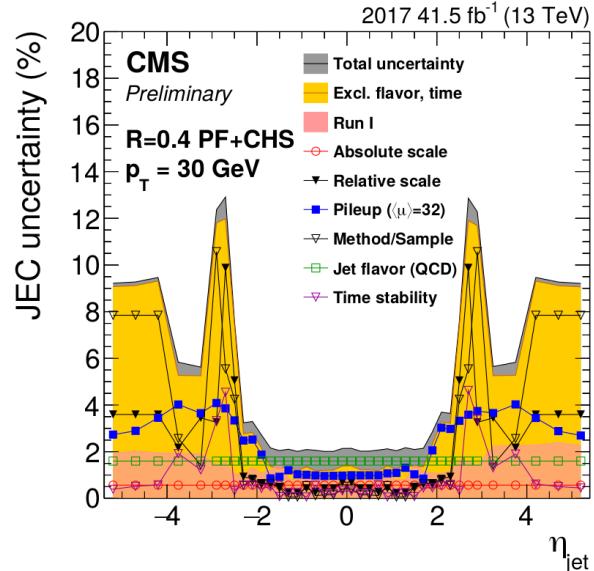
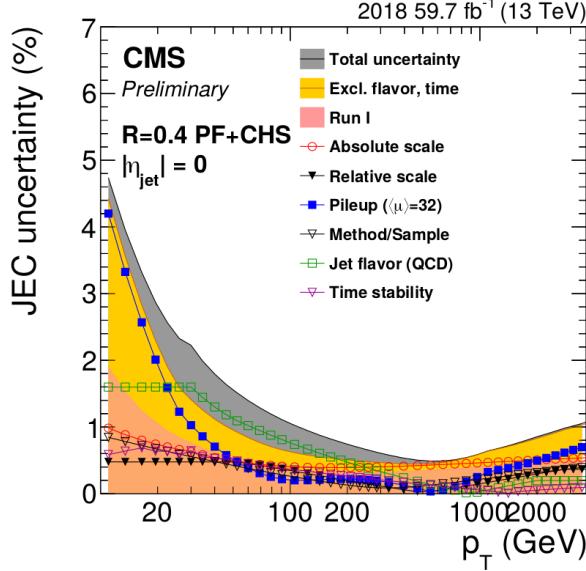
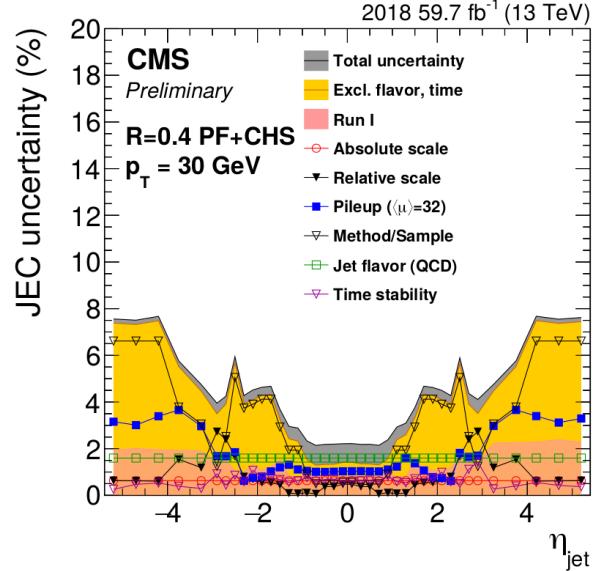
Chacune des étapes de la JEC comporte des incertitudes liées aux effets systématiques et, dans une moindre mesure, statistiques. La maîtrise de ces incertitudes est un enjeu important pour de nombreuses analyses de la collaboration CMS où elles constituent une des sources d'incertitude les plus importantes. Les sources d'incertitude considérées pour la JEC sont réparties en six groupes [163] :

Échelle absolue ou *Absolute scale* sur les légendes des figures 4.19a à 4.19f. Cette incertitude prend en compte l'échelle en énergie des objets de référence utilisés pour obtenir la correction résiduelle absolue en p_T décrite dans la section 5.3.2 ainsi que les effets de l'ISR (*Initial State Radiation*) et du FSR (*Final State Radiation*) abordés dans la section 6.

Échelle relative ou *Relative scale* sur les légendes des figures 4.19a à 4.19f. 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 5.3.1 ainsi qu'aux effets de l'ISR et du FSR.

Empilement ou *Pileup* sur les légendes des figures 4.19a à 4.19f. 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 sur simulations 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.

Méthode et jeux de données ou *Method & sample* sur les légendes des figures 4.19a à 4.19f. 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.

(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 4.19** – Incertitudes relatives sur la JEC lors du Run II [163].

Saveur ou *Jet flavor* sur les légendes des figures 4.19a à 4.19f. 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 [141] et HERWIG [145].

Stabilité temporelle ou *Time stability* sur les légendes des figures 4.19a à 4.19f. 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.

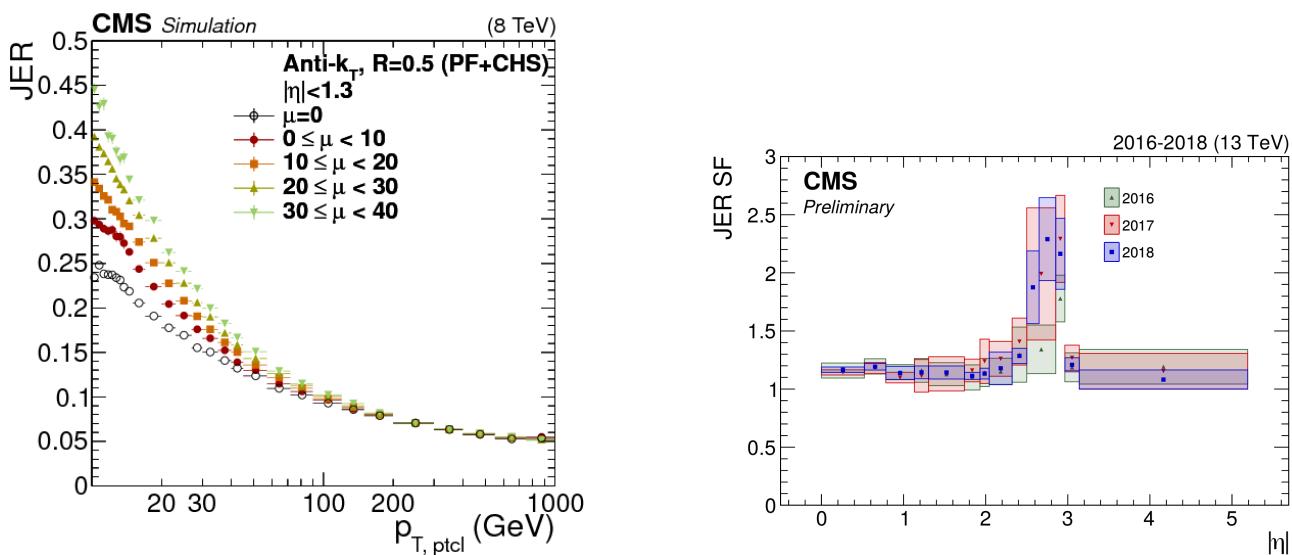
La figure 4.19 résume les valeurs de ces incertitudes pour les trois années du Run II. L'incertitude globale sur la JEC est généralement inférieure à 2 %, excepté pour les cas $p_T \leq 30 \text{ GeV}$ ou $|\eta| \geq 2$ où elle peut être de l'ordre de 10 %. Pour $|\eta| \in [2,5; 3,0]$, cette incertitude 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.

5.5 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 $p_T = 100 \text{ GeV}$ [135]. 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 4.20a. Elle dépend de $p_{T,\text{ptcl}}$, η et μ .

La JER observée dans les simulations diffère de celle observée dans les données, elle est légèrement meilleure. Afin de pouvoir réaliser des analyses comparant données et simulations, 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 4.20b. Le principe est le même que pour les corrections résiduelles décrites dans les sections 5.3.1 et 5.3.2. Au lieu de s'intéresser à la moyenne de la distribution, c'est sa largeur qui est étudiée.



(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 [135].*

(b) *Facteurs d'échelle de la résolution en énergie des jets en fonction de η lors du Run II [163].*

Figure 4.20 – Résolution en énergie des jets dans les simulations et facteurs d'échelle à leur appliquer.

6 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 5.3.2, ainsi que la résolution en énergie des jets. Les analyses correspondantes sont abordées dans les sections 7 et 8.

6.1 Principe des événements $\gamma + \text{jets}$ et réponse balancée

L'état final d'un événement $\gamma + \text{jets}$ comporte un jet à calibrer d'une part et un photon utilisé comme objet de référence d'autre part. Sur la figure 4.21, 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 4.20a, la résolution minimale est de 5 %. L'utilisation de photons comme objet de référence est donc justifiée.

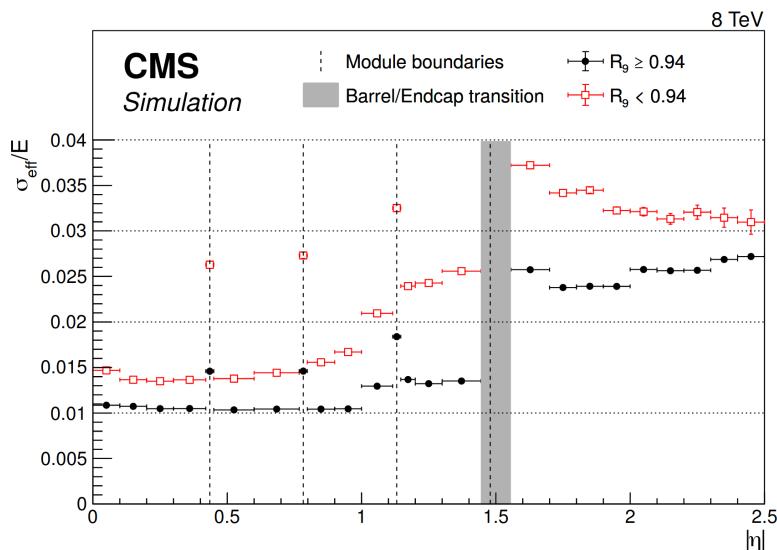


Figure 4.21 – Résolution relative en énergie des photons en fonction de η pour des événements simulés $h \rightarrow \gamma\gamma$ [177]. La variable R_9 est définie au chapitre 3.

Des diagrammes de Feynman correspondant à des événements $\gamma + \text{jets}$ sont présentés sur la figure 4.22. 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 donc balancés, c'est-à-dire

$$\vec{p}_{T,\text{ptcl}}^\gamma + \vec{p}_{T,\text{ptcl}}^{\text{jet}} = \vec{0} \Rightarrow p_{T,\text{ptcl}}^\gamma = p_{T,\text{ptcl}}^{\text{jet}}. \quad (4.37)$$

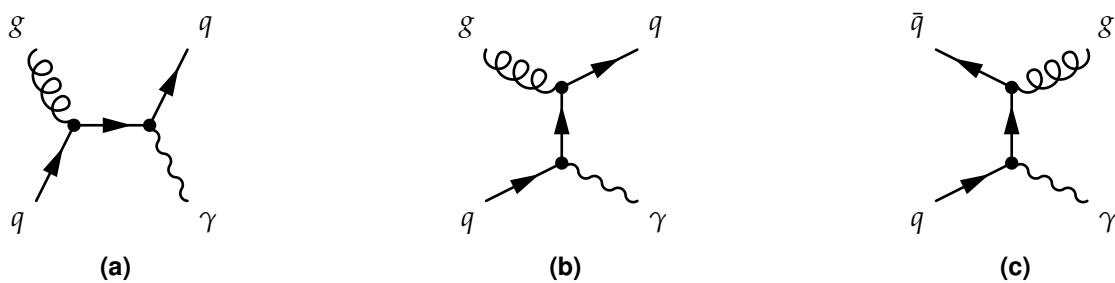


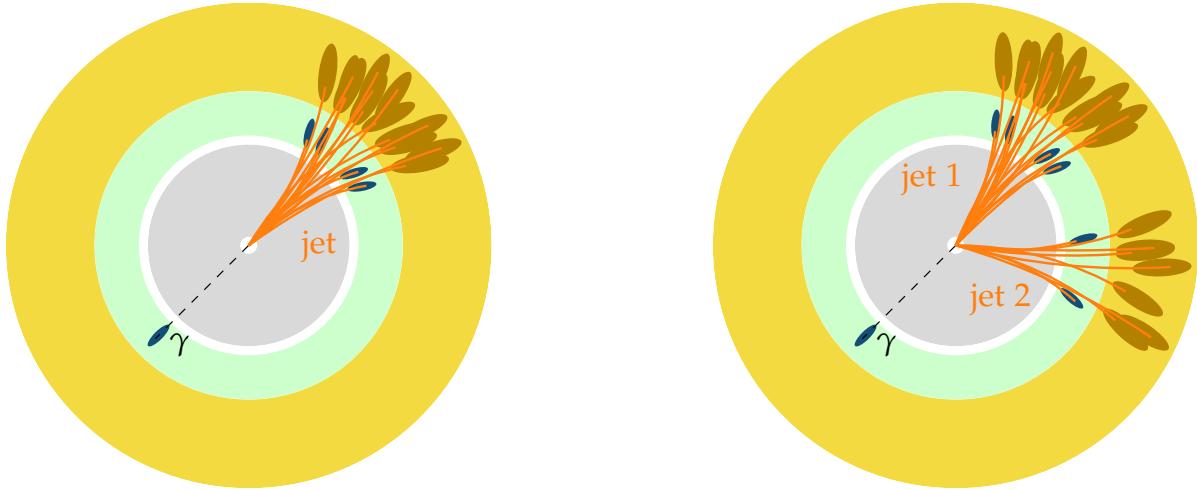
Figure 4.22 – Exemples de diagrammes de Feynman de processus physiques donnant un photon et un jet dans l'état final.

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 de la balance

introduite dans la section 5.3 permet de définir

$$R_{bal} = \frac{p_T^{\text{reco}}}{p_T^\gamma}, \quad (4.38)$$

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 4.23a.



(a) Topologie typique des événements correspondant aux diagrammes de la figure 4.22.

(b) Topologie typique des événements correspondant au diagramme de la figure 4.24d.

Figure 4.23 – Topologies typiques des événements $\gamma + \text{jets}$. Réalisé à l'aide de CMSTransverseTikZ [127].

6.2 Activité additionnelle des jets

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 4.24a et 4.24b. Un système composé d'un des photons et du jet n'est donc pas balancé 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 [178], il est donc possible de sélectionner de manière stricte les événements afin d'obtenir une bonne pureté tout en conservant une statistique suffisante.

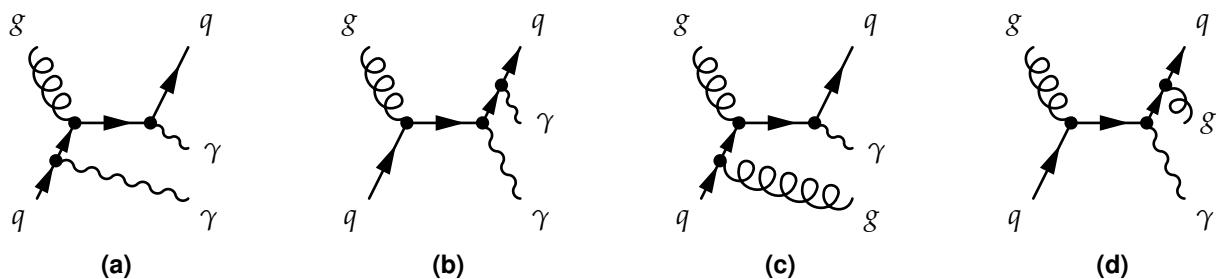


Figure 4.24 – Exemples de diagrammes de Feynman de processus correspondant à des événements avec deux photons (4.24a, 4.24b) ou deux jets (4.24c, 4.24d) dans l'état final, dus à l'ISR (4.24a, 4.24c) ou au FSR (4.24b, 4.24d).

L'ISR et le FSR peuvent aussi produire un gluon, ce qui correspond aux diagrammes de Feynman des figures 4.24c et 4.24d. 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 4.23b. 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 balancée est alors

considérée entre le photon et le premier jet, c'est-à-dire le jet d'impulsion transverse la plus grande. Ainsi,

$$R_{bal} = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 1}}{p_T^\gamma}. \quad (4.39)$$

En complément de la réponse balancée, la réponse MPF, définie comme

$$R_{MPF} = 1 + \frac{\vec{p}_T^\gamma \cdot \vec{E}_T^{\text{miss}}}{|\vec{p}_T^\gamma|^2}, \quad (4.40)$$

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 inconnus, nécessitant de plus amples investigations.

7 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.

7.1 Événements utilisés

7.1.1 Ensembles d'événements analysés

Données Les jeux de données 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 4.5. La liste détaillée de ces jeux de données se trouve dans l'annexe C.

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 4.5 – Liste des périodes de prise de données considérées et luminosités correspondantes.

Simulations Les simulations utilisées contiennent des événements $\gamma + \text{jets}$ de type $qg \rightarrow q\gamma$, comme ceux des figures 4.22a et 4.22b, et $qq \rightarrow g\gamma$, comme celui de la figure 4.22c. Pour l'année 2018, les événements sont générés en un seul jeu de données à l'aide de PYTHIA 8 [142] avec les réglages CP5-Flat [179] 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 [142] avec les réglages CP5 [179] et MADGRAPH 5 [139] 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 4.6. La liste détaillée de ces jeux de données simulées se trouve dans l'annexe C.

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 4.6 – Sections efficaces des différents événements $\gamma + \text{jets}$ simulés.

7.1.2 Sélection des événements

Une sélection des événements à considérer est réalisée lors de l’analyse. En effet, les événements souhaités sont ceux contenant un photon avec un ou plusieurs jets ; un des bruits de fond principal provient d’événements multijet où 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 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 3. Il est demandé que $R_9 > 0,90$, où R_9 est définie dans le chapitre 3. 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 4.21 en page 91, 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 [157] avec un paramètre $R = 0,4$ et respectant les critères définis dans le tableau 4.3 pour les données de 2018 et ceux du tableau 4.4 pour les données de 2017-UL. 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 5 jusqu’à la correction résiduelle relative en η incluse. Ils sont alors triés par impulsions transverses décroissante. Pour s’assurer d’une bonne balance 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, en pratique 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 [173]. 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, dans ces régions des calorimètres, un jet utilisé dans l'analyse. Ces régions sont résumées sur la figure 4.25.

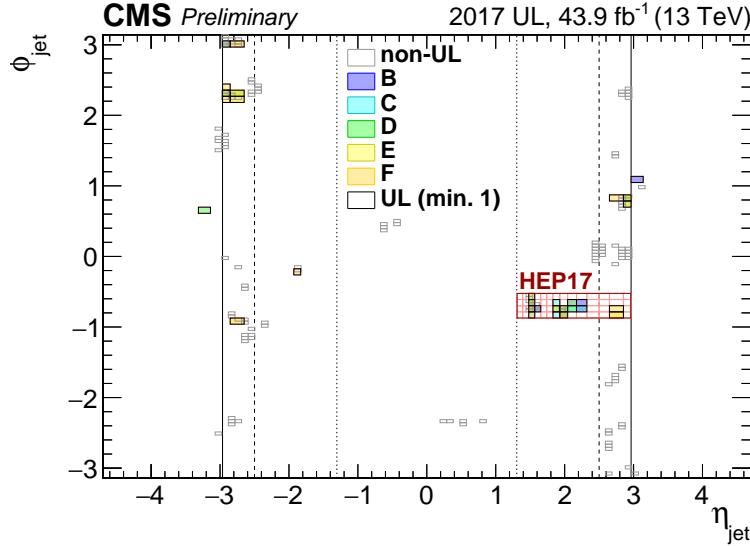


Figure 4.25 – Régions des calorimètres à exclure de l'analyse dans le plan (η, ϕ) pour les événements de 2017-UL. Certaines régions ne concernent que certaines périodes de l'année (en couleur). La région « HEP17 » correspond à l'emplacement du système de lecture expérimental « SiPM » [173].

Sélection sur le chemin de déclenchement Comme expliqué dans le chapitre 3, 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 au photon 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 cette saturation, 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*. À chaque chemin de déclenchement correspond ainsi un *prescale*. Un intervalle d'impulsion transverse du photon retenu est alors défini pour chaque chemin de déclenchement utilisé. Cet intervalle permet de se placer au plateau d'efficacité du chemin de déclenchement. Les différents chemins de déclenchement, leurs *prescales* et intervalles d'impulsion transverse sont présentés dans le tableau 4.7. Par exemple, un photon d'impulsion transverse 95 GeV doit avoir déclenché le chemin nommé HLT_Photon75_R9Id90_HE10_IsoM.

7.2 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 5.3. Pour cela, l'écart à l'unité du rapport moyen des réponses des jets dans les données et les simulations est déterminé dans différents intervalles de p_T^γ , listés dans le tableau 4.8. Ils sont une subdivision des intervalles définis pour les chemins de déclenchement dans le tableau 4.7, ce qui permet de séparer le traitement des événements correspondant à différents chemins de déclenchement.

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 4.15 en page 85. Cet effet est dû aux dif-

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 4.7 – Chemins de déclenchement, intervalles d’impulsion transverse du photon et prescales utilisés.

[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 4.8 – Intervalles de p_T^γ en GeV.

férentes technologies utilisées ainsi qu’au vieillissement non uniforme du détecteur. Des intervalles de pseudo-rapidité du jet sont ainsi définis dans le tableau 4.9 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 4.9 – Intervalles larges de $|\eta_{jet}|$.

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 4.26 et 4.27. Les événements simulés sont ainsi pondérés pour faire correspondre leur profil d’empilement à celui des données, 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 et les événements simulés $\gamma +$ 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 4.28 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 et simulations est considéré comme suffisant.

Activité additionnelle des jets supplémentaires La présence d’un jet secondaire, comme sur la figure 4.23b, 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 4.23a. L’activité additionnelle liée aux jets supplémentaires est

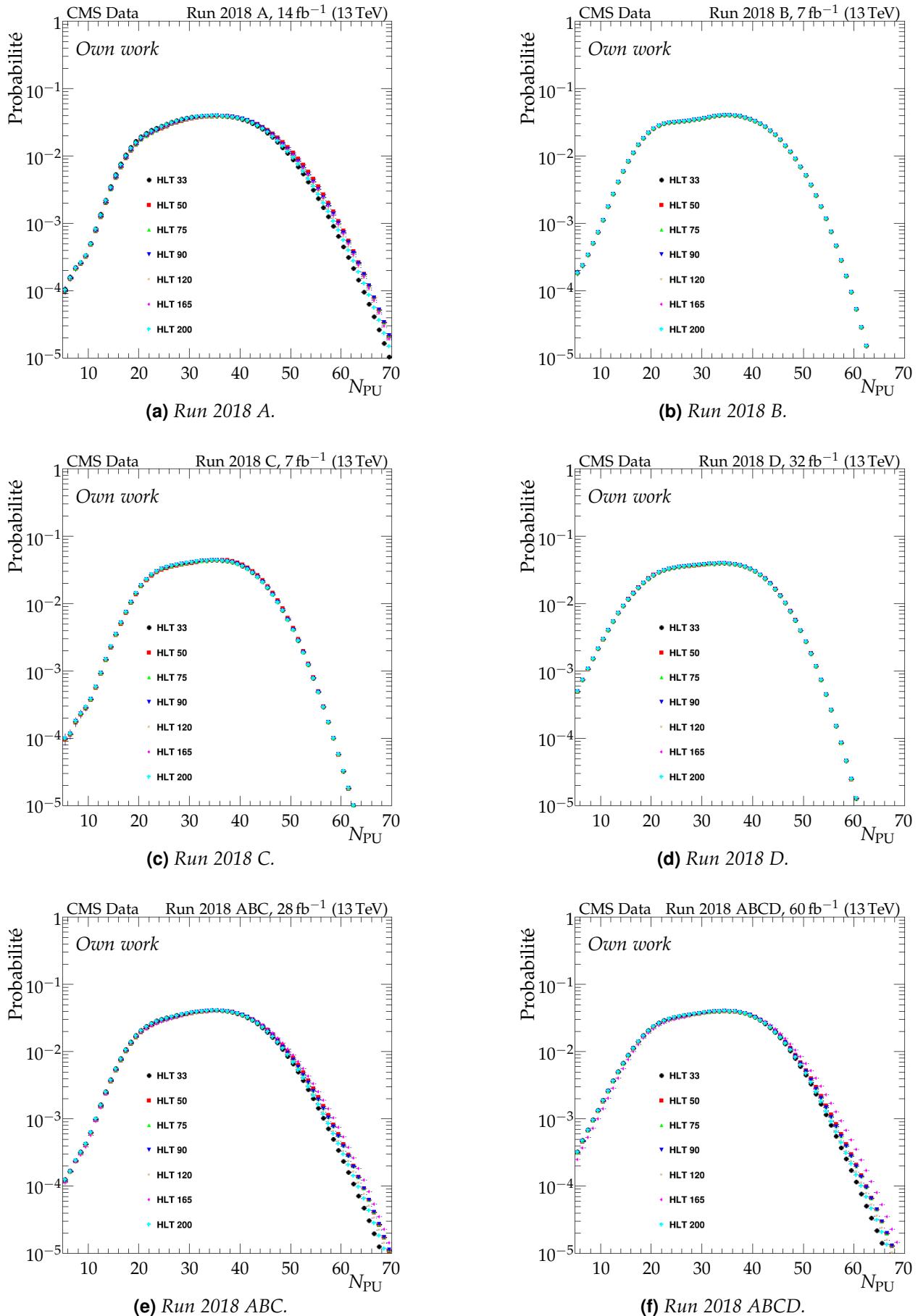
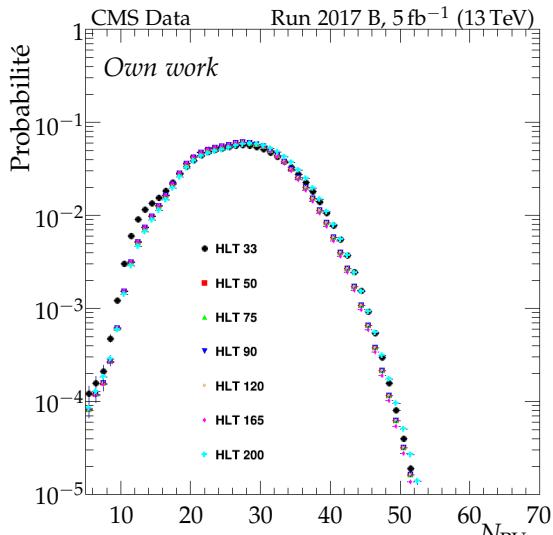
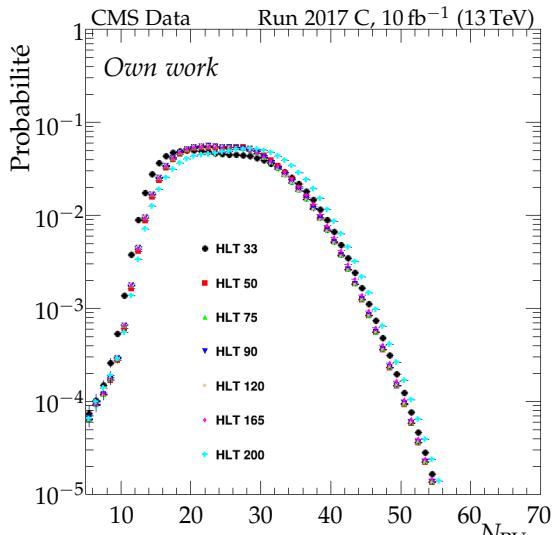


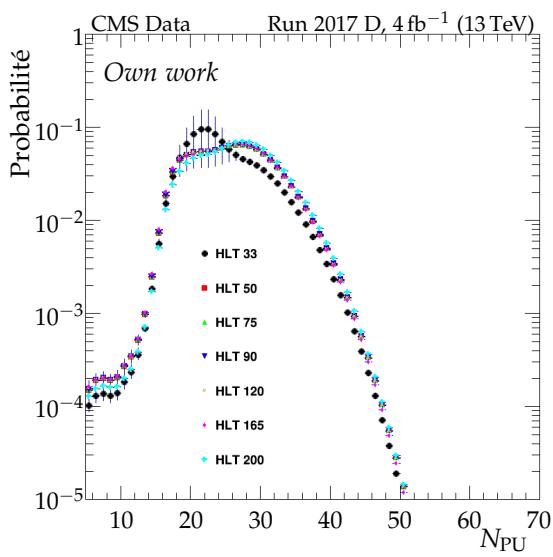
Figure 4.26 – Densités de probabilité du nombre d'interactions d'empilement N_{PU} pour les périodes de prises de données de 2018.



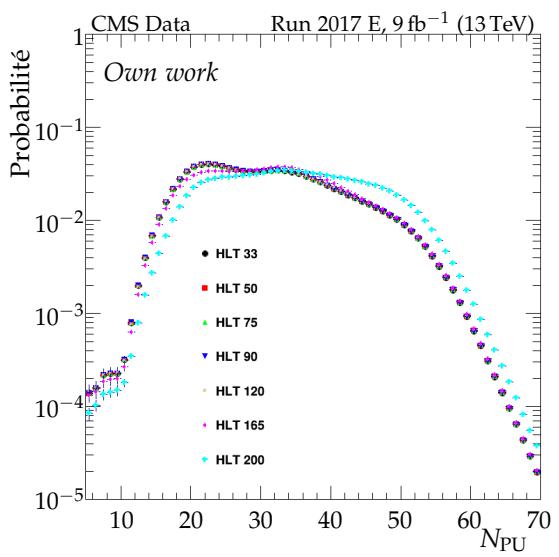
(a) Run 2017-UL B.



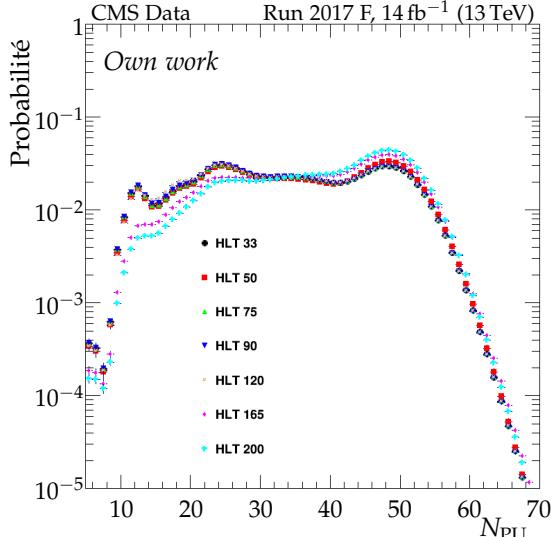
(b) Run 2017-UL C.



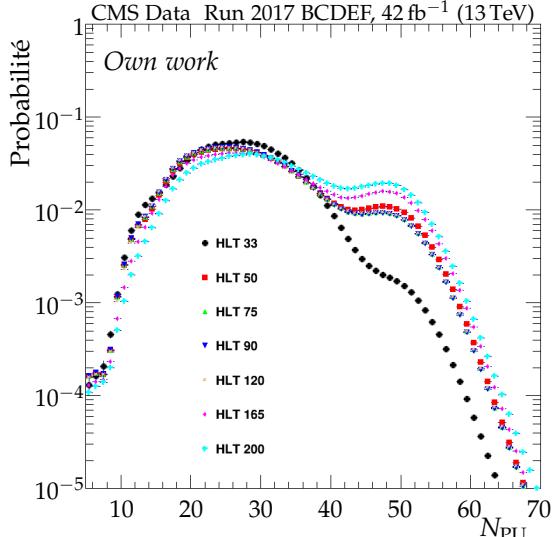
(c) Run 2017-UL D.



(d) Run 2017-UL E.

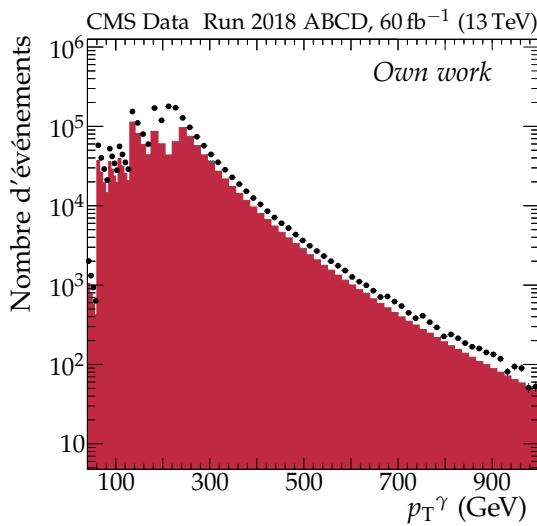


(e) Run 2017-UL F.

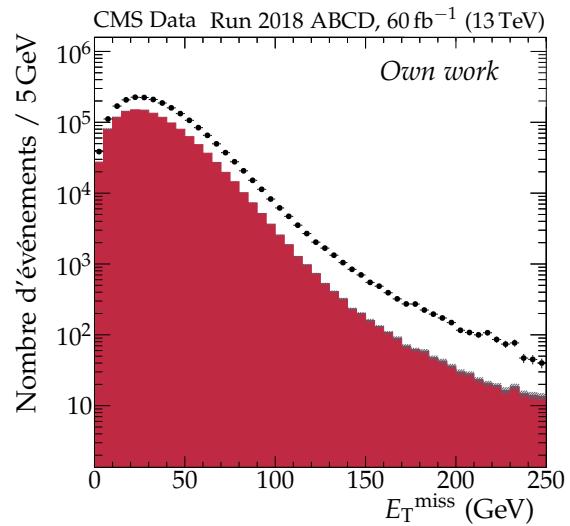


(f) Run 2017-UL BCDEF.

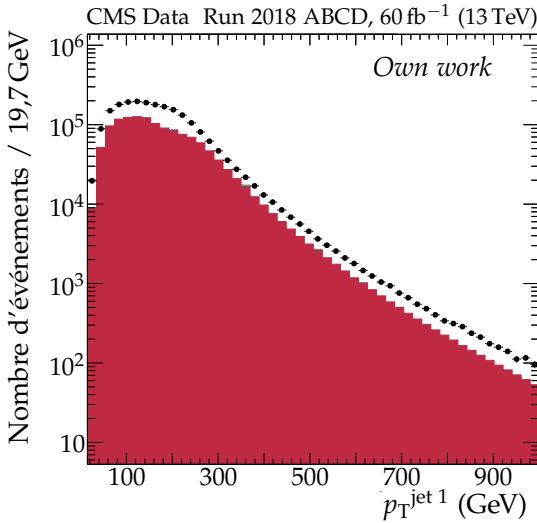
Figure 4.27 – Densités de probabilité du nombre d’interactions d’empilement N_{PU} pour les périodes de prises de données de 2017-UL.



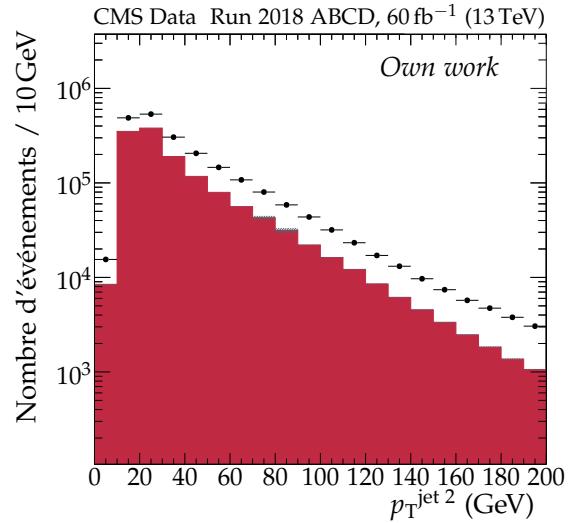
(a) Impulsion transverse du photon.



(b) Énergie transverse manquante.



(c) Impulsion transverse du premier jet.



(d) Impulsion transverse du second jet.

Figure 4.28 – Distributions d’observables dans les données (points noirs) et les simulations (histogramme en rouge) pour l’année 2018. Sur la figure 4.28a, l’effet des prescales (voir page 96) donnant une distribution en dents de scie est clairement visible.

quantifiée par la variable

$$\alpha = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 2}}{p_T^\gamma}. \quad (4.41)$$

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 4.10. 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 étant linéaire *a posteriori*, ce qui se retrouve dans les résultats de la figure 4.30, page 101, ce choix rend possible une extrapolation simple vers $\alpha = 0$.

[0; 0,10[[0; 0,15[[0; 0,20[[0; 0,25[[0; 0,30[
-----------	-----------	-----------	-----------	-----------

Tableau 4.10 – 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 cor-

rections vis-à-vis du FSR introduit page 92 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 4.8, de η^{jet} défini dans le tableau 4.9 et de α défini dans le tableau 4.10, les distributions des réponses balancée et MPF des données et des simulations sont déterminées. Certaines de ces distributions sont représentées sur la figure 4.29.

Afin de limiter les effets des queues de ces distributions, en particulier dans le cas de la réponse balancée, 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 moyennes sont représentées sur la figure 4.29. Un écart est effectivement observé entre données et simulations. Il s'agit précisément de l'écart que la correction résiduelle absolue en p_T des jets doit corriger.

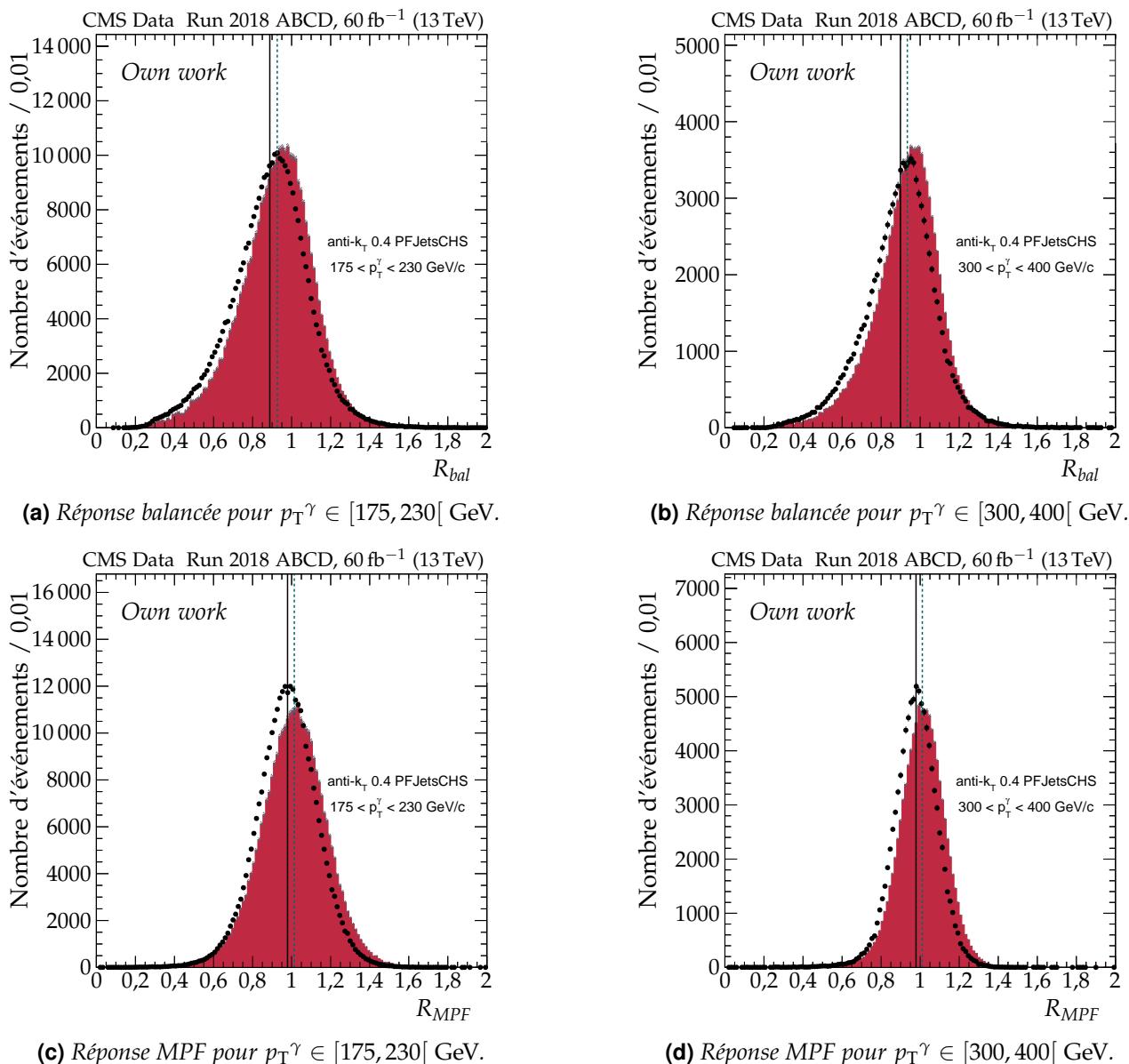


Figure 4.29 – Réponses balancée et MPF dans les données (points noirs) et simulations (histogramme en rouge) pour $\alpha < 0,3$, $|\eta^{\text{jet}}| < 1,3$ et deux intervalles de p_T^γ en 2018.

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 6.2. Les intervalles de α utilisés pour la JES sont présentés dans le tableau 4.10. L'utilisation des ces intervalles inclusifs permet une extrapolation linéaire en α , ce qui est réalisé sur la figure 4.30.

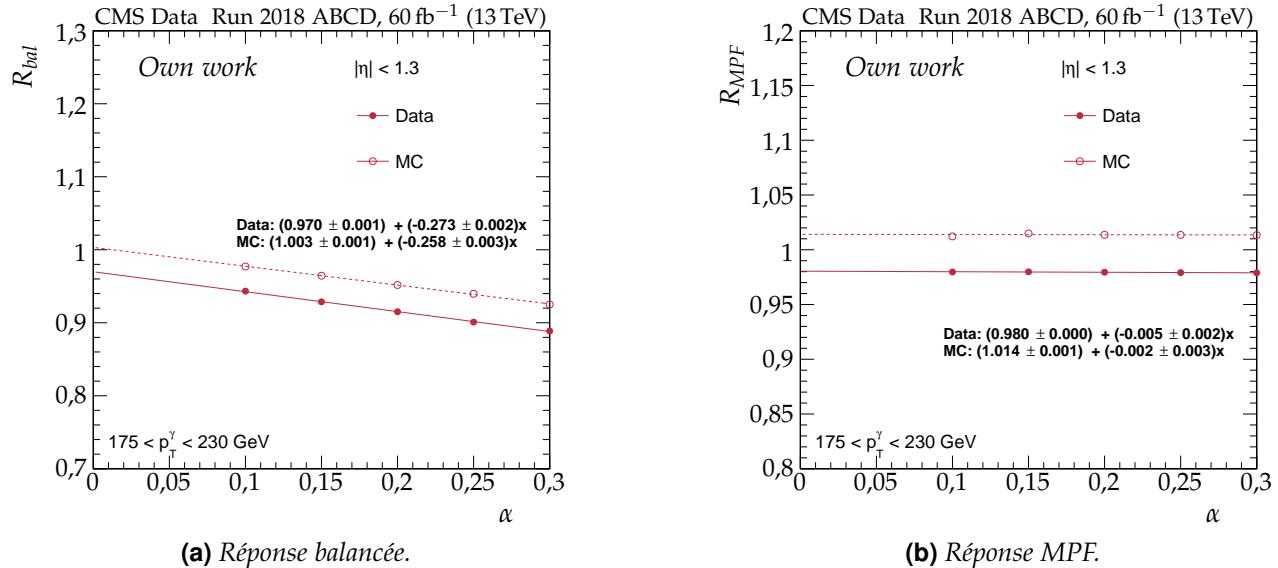


Figure 4.30 – Extrapolation vers $\alpha = 0$ de la réponse des jets pour $|\eta| < 1,3$ et $175 < p_T^\gamma < 230 \text{ GeV}$ en 2018.

7.3 Résultats

La correction à appliquer aux données, définie par la formule (4.25) d'après la démarche exposée dans la section 5.3, 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 4.8 et de η^{jet} défini dans le tableau 4.9. Elle permet de ramener la réponse moyenne des jets dans les données à celle constatée dans les simulations.

Les résultats ainsi obtenus à l'aide des méthodes de la balance et MPF, avant et après extrapolation vers $\alpha = 0$, sont présentés dans les sections 7.3.1 et 7.3.2. Les distributions moyennes des réponses en fonction de p_T^γ dans les données et les simulations, 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 7.3.3. Enfin, une vérification de la bonne mise en œuvre de la correction ainsi déterminée est présentée dans la section 7.3.4.

7.3.1 Résultats avant extrapolation

Les distributions des réponses balancées avant extrapolation se trouvent figure 4.31, page 102. 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 4.32, page 103. 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 balancée, 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 balancée que sur la réponse MPF, comme le montre la figure 4.30.

7.3.2 Résultats après extrapolation

L'extrapolation des réponses vers $\alpha = 0$ est réalisée comme expliqué dans la section 7.2.

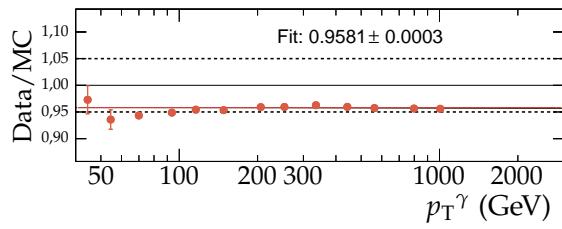
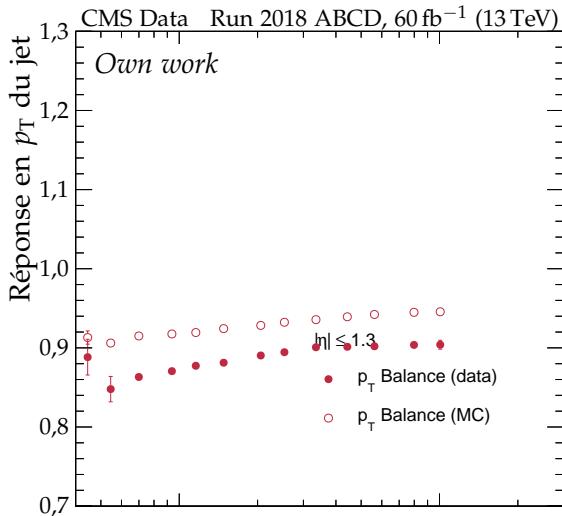
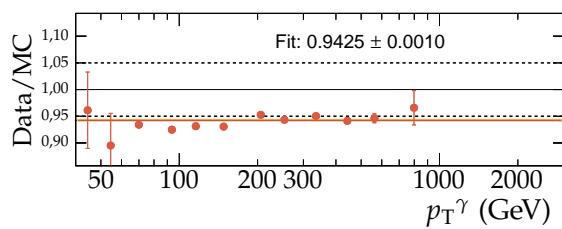
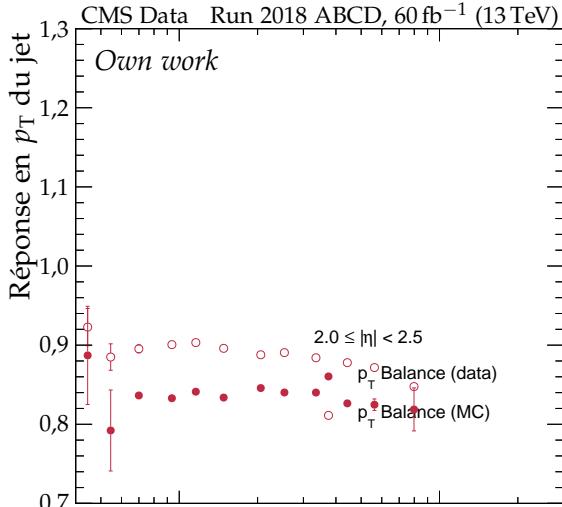
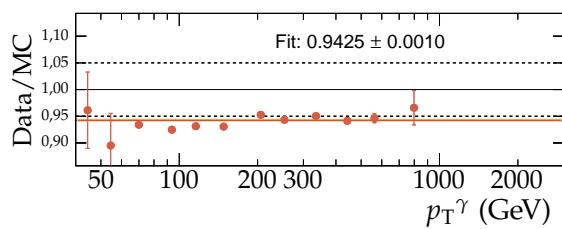
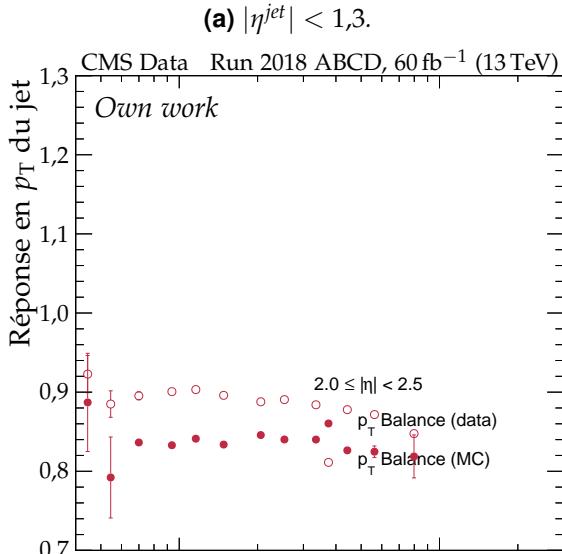
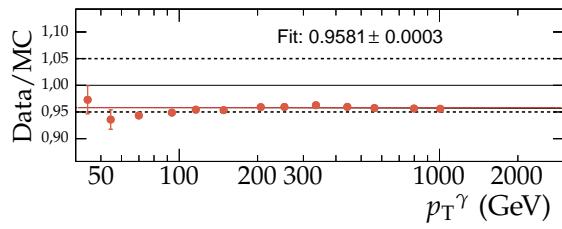
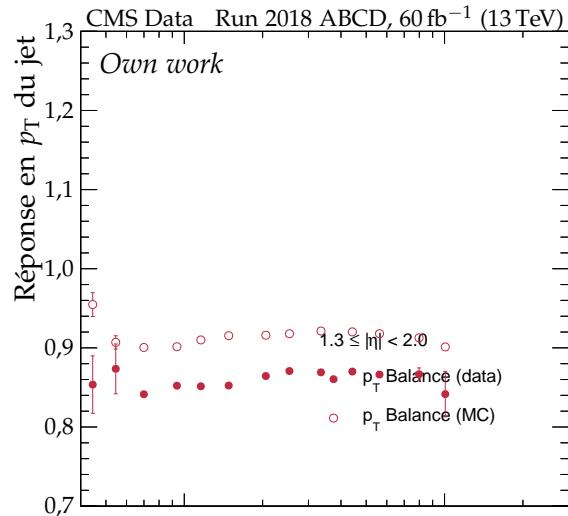
(a) $|\eta^{jet}| < 1.3$.(b) $1.3 \leq |\eta^{jet}| < 2.0$.

Figure 4.31 – Distributions des réponses balancées moyennes en fonction de p_T^γ pour différents intervalles de $|\eta^{jet}|$ en 2018 avant extrapolation. Le rapport données sur simulations est présenté dans chaque cas ainsi qu'un ajustement à une constante donnant l'ordre de grandeur de la correction résiduelle à appliquer.

(c) $2.0 \leq |\eta^{jet}| < 2.5$.(d) $2.5 \leq |\eta^{jet}| < 3.0$.

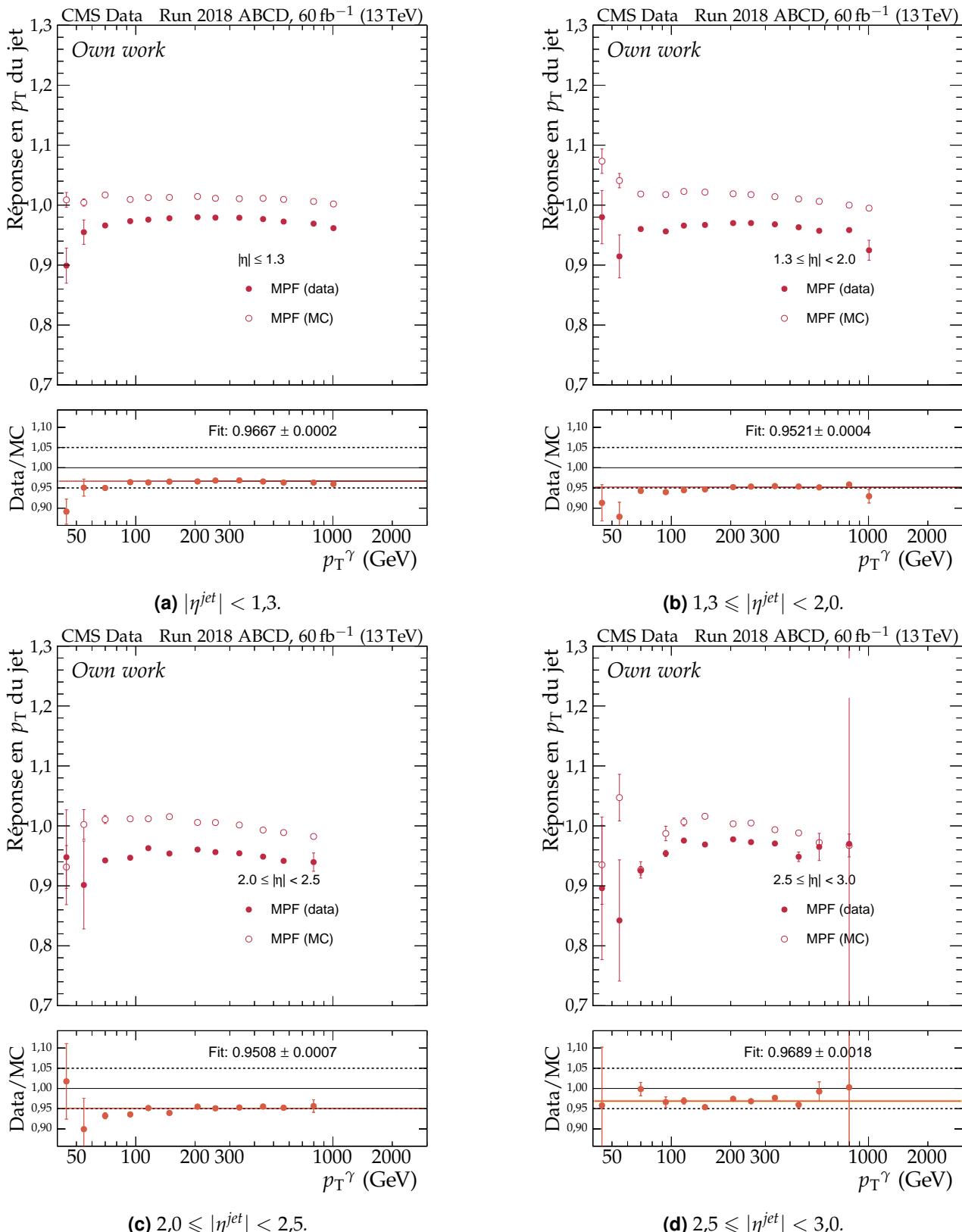


Figure 4.32 – Distributions des réponses MPF moyennes en fonction de p_T^γ pour différents intervalles de $|\eta^{jet}|$ en 2018 avant extrapolation. Le rapport données sur simulations est présenté dans chaque cas ainsi qu'un ajustement à une constante donnant l'ordre de grandeur de la correction résiduelle à appliquer.

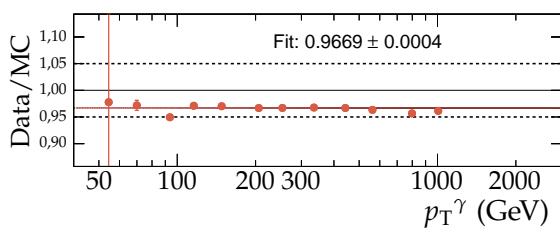
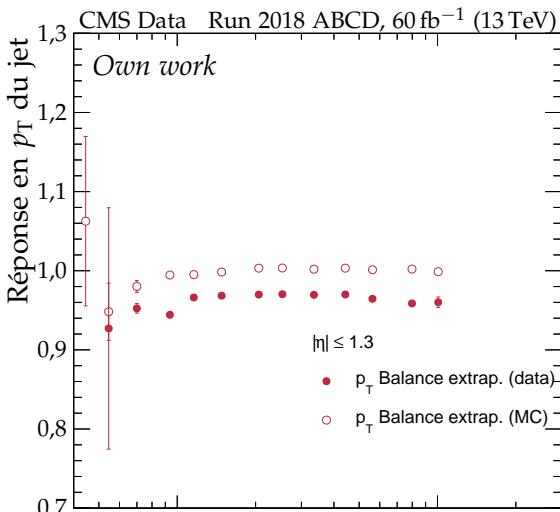
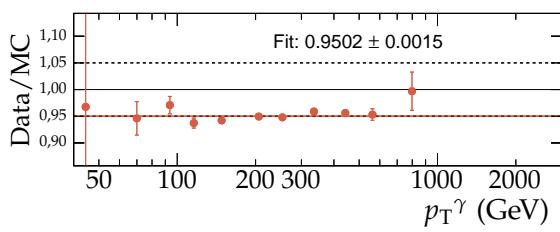
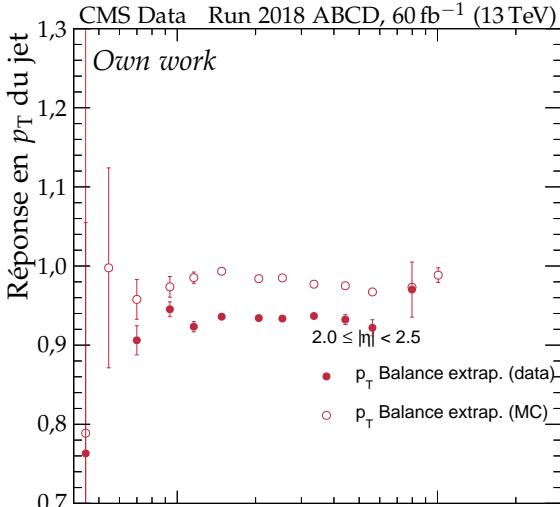
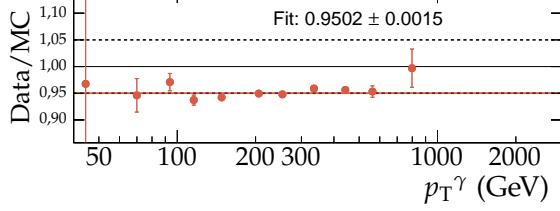
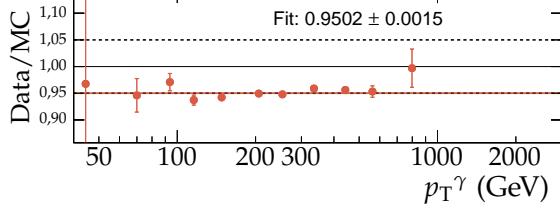
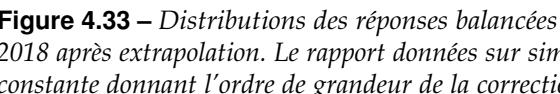
(a) $|\eta^{jet}| < 1.3$.(b) $1.3 \leq |\eta^{jet}| < 2.0$.(c) $2.0 \leq |\eta^{jet}| < 2.5$.(d) $2.5 \leq |\eta^{jet}| < 3.0$.

Figure 4.33 – Distributions des réponses balancées moyennes en fonction de p_T^γ pour différents intervalles de $|\eta^{jet}|$ en 2018 après extrapolation. Le rapport données sur simulations est présenté dans chaque cas ainsi qu'un ajustement à une constante donnant l'ordre de grandeur de la correction résiduelle à appliquer.

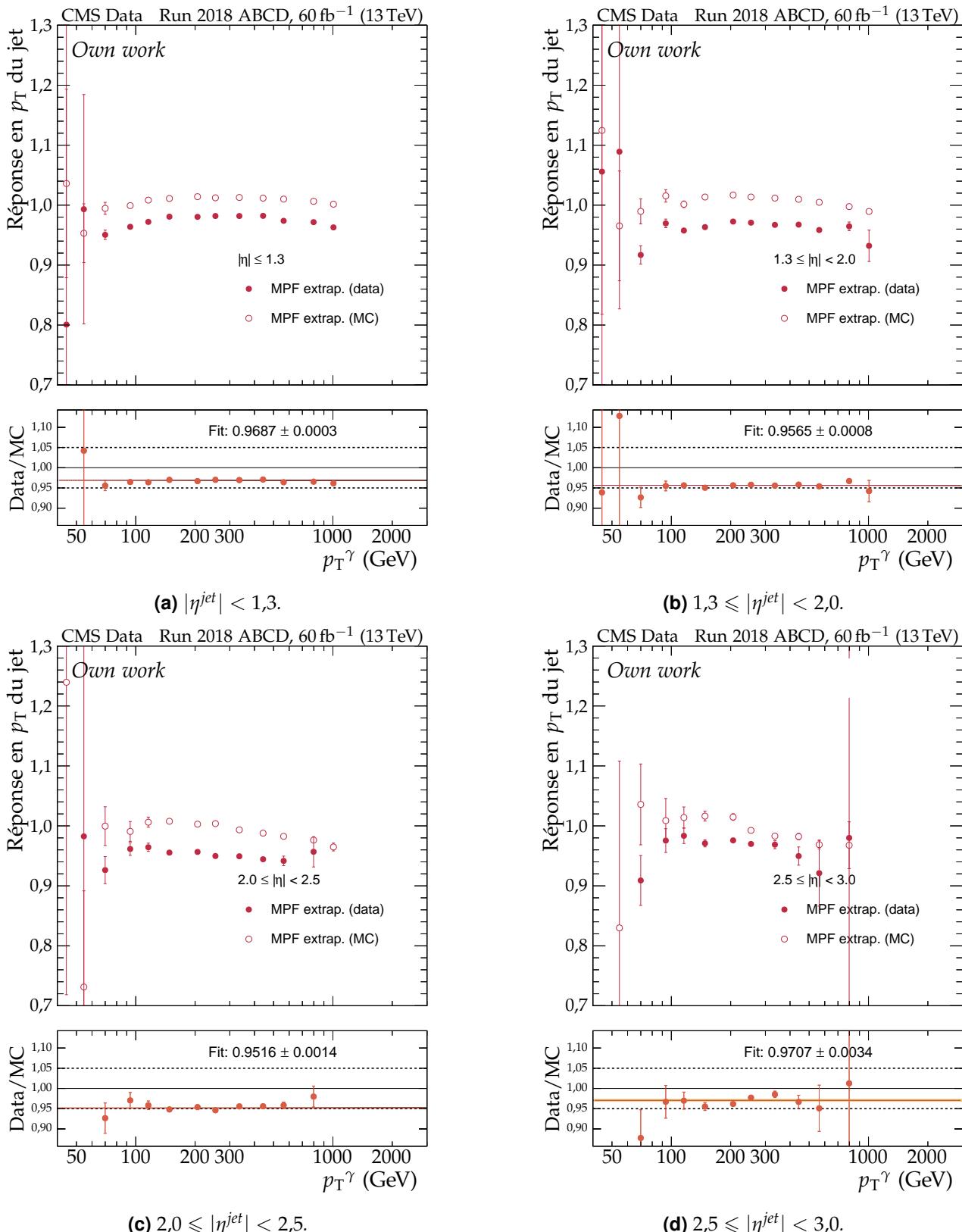


Figure 4.34 – Distributions des réponses MPF moyennes en fonction de p_T^γ pour différents intervalles de $|\eta^{jet}|$ en 2018 après extrapolation. Le rapport données sur simulations est présenté dans chaque cas ainsi qu'un ajustement à une constante donnant l'ordre de grandeur de la correction résiduelle à appliquer.

Les distributions des réponses balancées après extrapolation se trouvent figure 4.33, page 104. 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 4.34, page 105. Les corrections à appliquer sont de l'ordre de 3 % pour $|\eta^{\text{jet}}| < 1,3$, de 5 % pour $1,3 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 2,5$ 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 sur simulations des réponses balancée et MPF obtenus sont résumés dans le tableau 4.11. L'extrapolation vers $\alpha = 0$ permet de rétablir l'accord entre les rapport des réponses balancée et MPF. Cet accord permet de valider l'utilisation de ces méthodes afin d'estimer la JES.

$ \eta^{\text{jet}} \in$	Réponse balancée		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 4.11 – Rapports données sur simulations des réponses balancée et MPF obtenus en 2018.

7.3.3 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.

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 5.4, page 88;
- 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 4.35 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 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 4.17 en page 87. La correction résiduelle absolue en p_T des jets utilisée par la collaboration CMS est ainsi obtenue.

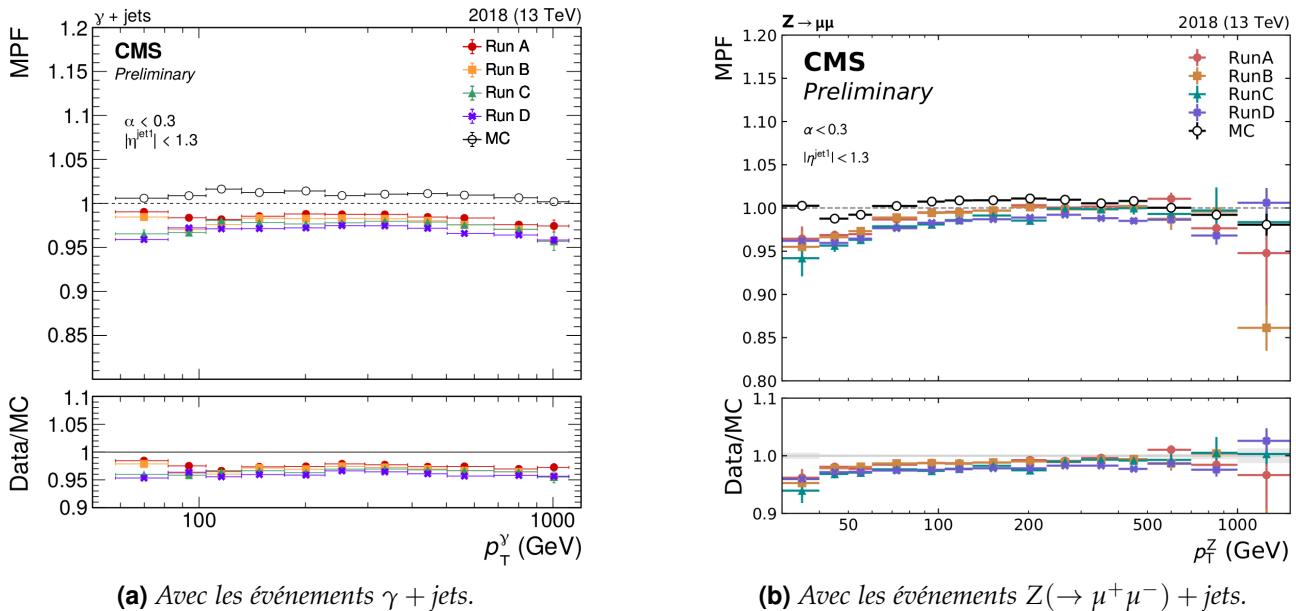


Figure 4.35 – Distributions de la réponse MPF moyenne en fonction de p_T dans les événements avec $|\eta^{\text{jet}}| < 1,3$ et $\alpha < 0,3$ pour chaque période de prise de données et pour les simulations en 2018 [163].

7.3.4 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 et simulations. 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 sur simulations des réponses balancée et MPF obtenus avant et après utilisation de cette correction sont présentés dans le tableau 4.12. 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 4.36 où les deux distributions sont plus proches l'une de l'autre après correction complète.

$ \eta^{\text{jet}} \in$	Réponse balancée		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 4.12 – Rapports données sur simulations des réponses balancée et MPF obtenus en 2018 après extrapolation vers $\alpha = 0$.

8 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 7.1, à ceci près que la correction résiduelle absolue en p_T des jets est appliquée.

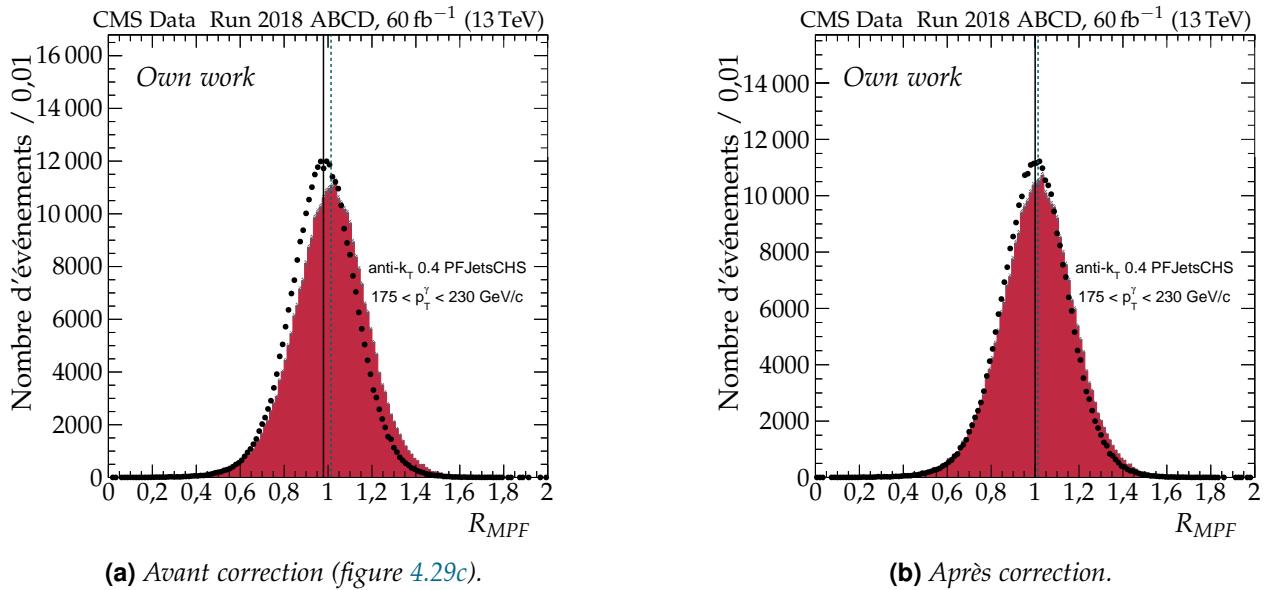


Figure 4.36 – Comparaison des réponses MPF avant et après correction résiduelle absolue pour $p_T\gamma \in [175, 230[\text{ GeV}$ et $|\eta| < 1,3$ en 2018.

8.1 Définition de la résolution en énergie des jets

La résolution en énergie des jets se détermine à l'aide de leur réponse balancée R_{bal} . À partir de la définition de R_{bal} en page 86, il est possible d'écrire dans le cas des événements $\gamma + \text{jets}$

$$R_{bal} = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 1}}{p_T\gamma} = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 1}}{p_{T\text{reco}}} = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 1}}{p_{T\text{ptcl}}^{\text{jet } 1}} \times \frac{p_{T\text{ptcl}}^{\text{jet } 1}}{p_{T\text{ptcl}}^\gamma} \times \frac{p_{T\text{ptcl}}^\gamma}{p_{T\text{reco}}}, \quad (4.42)$$

ce qui se traduit en terme des largeurs des distributions de chacune de ces fractions sous la forme

$$\sigma_{R_{bal}} = \sigma \left(\frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 1}}{p_{T\text{ptcl}}^{\text{jet } 1}} \right) \oplus \sigma \left(\frac{p_{T\text{ptcl}}^{\text{jet } 1}}{p_{T\text{ptcl}}^\gamma} \right) \oplus \sigma \left(\frac{p_{T\text{ptcl}}^\gamma}{p_{T\text{reco}}} \right), \quad (4.43)$$

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 (4.43) se réécrit alors, en utilisant les notations introduites,

$$\sigma_{R_{bal}} = \sigma_{\text{JER}} \oplus \sigma_{\text{PLI}} \oplus \sigma_\gamma, \quad (4.44)$$

ce qui peut se réarranger afin d'exprimer σ_{JER} sous la forme

$$\sigma_{\text{JER}} = \sigma_{R_{bal}} \ominus \sigma_{\text{PLI}} \ominus \sigma_\gamma. \quad (4.45)$$

La bonne qualité de reconstruction des photons permet de négliger le terme σ_γ dans la suite.

8.2 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 7.2. Les intervalles de $p_T\gamma$, $|\eta^{\text{jet}}|$ et α sont toutefois différents. Les intervalles de ces grandeurs utilisés pour la JER sont définis dans les tableaux 4.13, 4.14 et 4.15. 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 4.13 – 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 4.14 – 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 4.15 – Intervalles de α utilisés pour la JER.

Obtention de $\sigma_{R_{\text{bal}}}$ et σ_{PLI} pour $(p_T^\gamma, \eta^{\text{jet}}, \alpha)$ donnés Pour chaque domaine de p_T^γ défini dans le tableau 4.13, de η^{jet} défini dans le tableau 4.14 et de α défini dans le tableau 4.15, les distributions de la réponse balancée dans les données et les simulations 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, $\sigma_{R_{\text{bal}}}$ 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 6.2. Les intervalles de α utilisés pour la JER sont présentés dans le tableau 4.15. L'extrapolation n'est plus linéaire comme dans le cas de la JES. Une fonction de la forme

$$\sigma_i = \sqrt{(a_i \alpha)^2 + b_i^2} \quad (4.46)$$

est utilisée pour $\sigma_{R_{\text{bal}}}^{\text{données}}$, $\sigma_{R_{\text{bal}}}^{\text{simulations}}$ et σ_{PLI} . L'extrapolation est illustrée sur la figure 4.37a.

Détermination de σ_{JER} en fonction de η^{jet} Dans chacun des intervalles de p_T^γ et η^{jet} , pour les données et les simulations, la contribution estimée de l'événement sous-jacent est soustraite en quadrature à $\sigma_{R_{\text{bal}}}$ afin d'obtenir σ_{JER} en suivant l'équation (4.45). Puis, un ajustement constant en p_T des rapports de σ_{JER} extrapolés à $\alpha = 0$ entre données et simulations est déterminé dans chaque intervalle de η^{jet} , comme sur la figure 4.37b. 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 5.4, page 88.

Les incertitudes sur l'échelle en énergie des photons ainsi que leur résolution sont négligées face aux autres incertitudes considérées.

8.3 Résultats

Les résultats issus de l'analyse des événements $\gamma + \text{jets}$ pour l'année 2018 sont présentés sur la figure 4.38a. La combinaison avec l'analyses des événements dijet permet d'obtenir les facteurs correctifs utilisés par la collaboration, présentés sur la figure 4.38b. Ces facteurs sont de l'ordre de 1,2 dans le tonneau et peuvent atteindre 2,3 dans les bouchons.

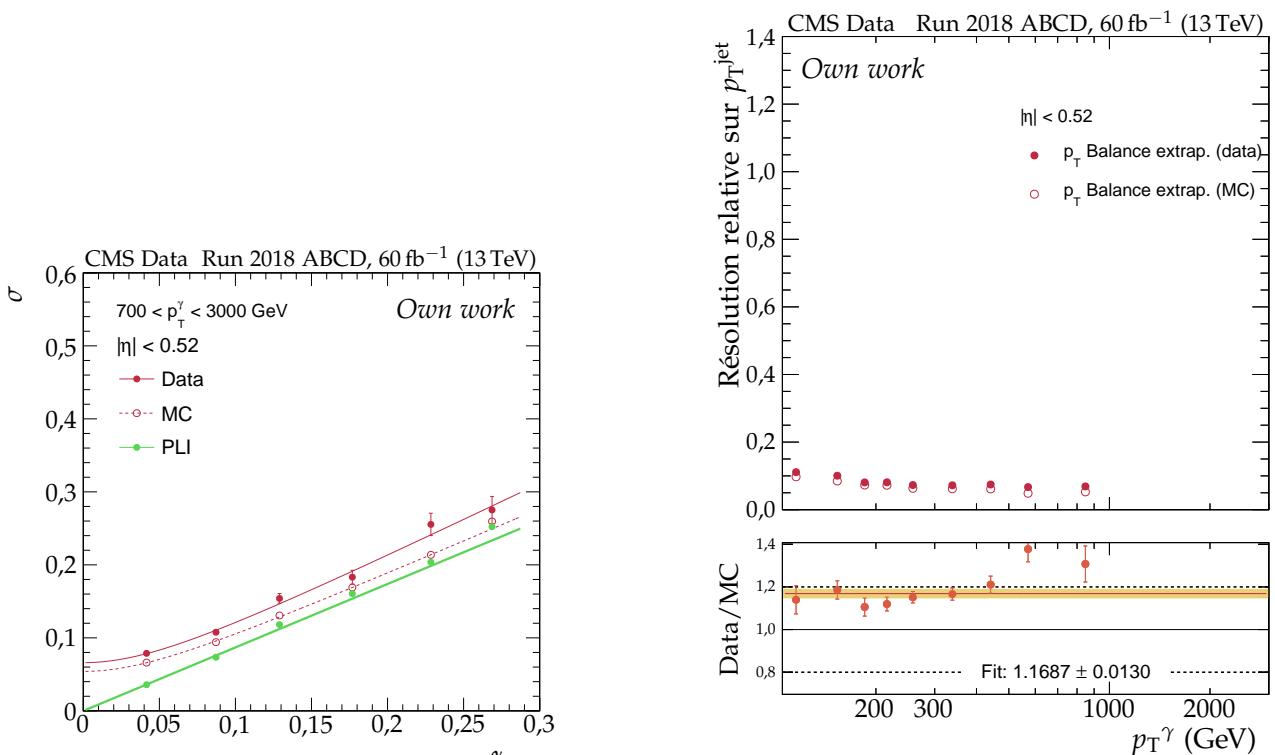


Figure 4.37 – Détermination de la résolution en énergie des jets.

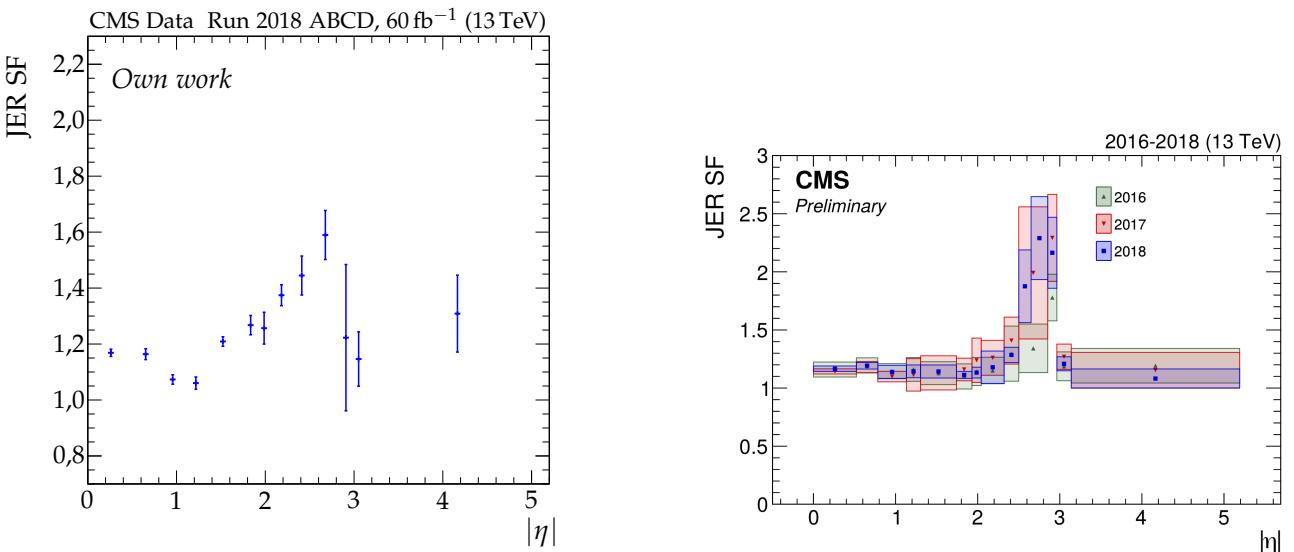


Figure 4.38 – Facteurs correctifs de la résolution en énergie des jets.

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 balancées des jets dans les données et les simulations avant et après application de ces facteurs sont illustrées pour cette région sur la figure 4.39. Les réponses des jets dans les données ne sont pas modifiées par la correction de la résolution en énergie des jets, ces distributions sont donc identiques dans les figures 4.39a et 4.39b.

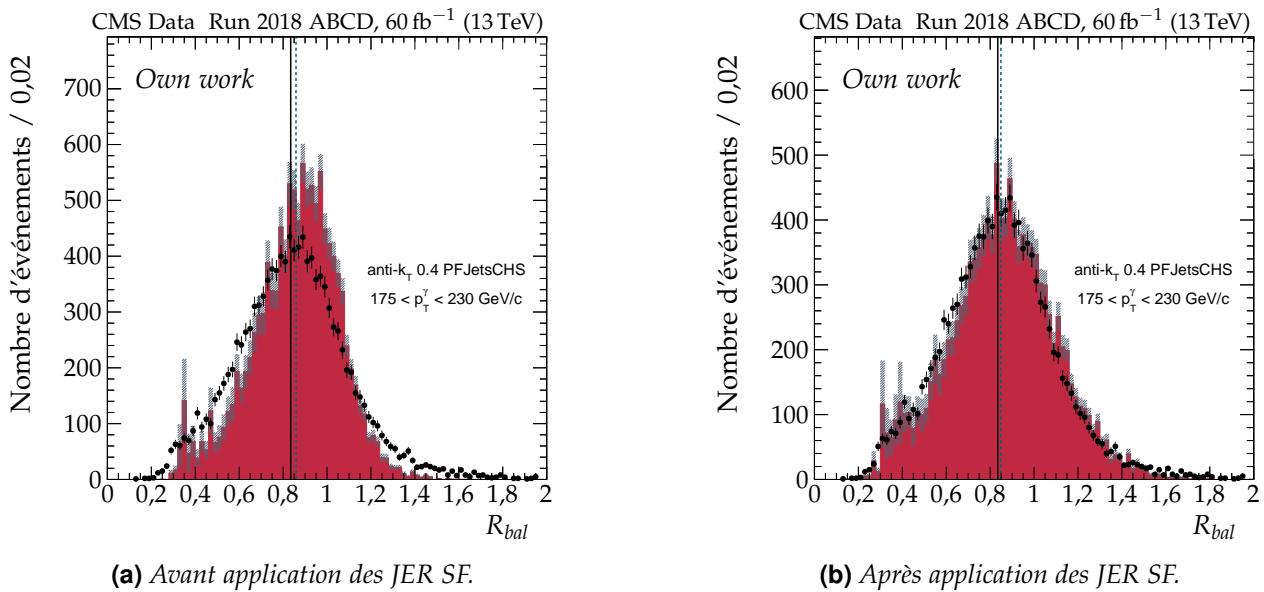


Figure 4.39 – Comparaison des réponses balancées avant et après correction de la résolution en énergie des jets pour $p_{T\gamma} \in [175, 230] \text{ GeV}$ et $2,5 \leq |\eta| < 3,0$ en 2018.

9 Taus hadroniques

Lors d'une désintégration hadronique d'un lepton tau, une paire de quarks est émise. Il s'en suit donc un processus d'hadronisation, phénomène à l'origine de la formation des jets. Du lepton tau résulte alors un ensemble de hadrons, comme illustré sur la figure 4.40. 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.

9.1 Obtention de candidats

L'identification des τ_h est réalisée par l'algorithme *Hadrons Plus Strips* (HPS) [180, 181] à partir des jets reconstruits par l'algorithme de PF 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 .

Afin d'identifier les dépôts d'énergie dans le ECAL dus aux π^0 , 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

$$\Delta\eta < f(p_T^{(e/\gamma)}) + f(p_T^{\text{bande}}), \quad f(p_T) = 0,20(p_T[\text{GeV}])^{-0,66} \quad (4.47)$$

$$\Delta\phi < g(p_T^{(e/\gamma)}) + g(p_T^{\text{bande}}), \quad g(p_T) = 0,35(p_T[\text{GeV}])^{-0,71} \quad (4.48)$$

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.

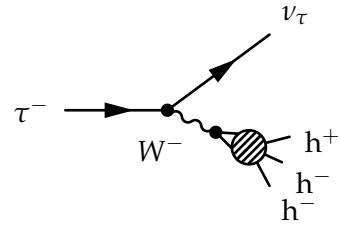


Figure 4.40 – Diagramme de Feynman de désintégration hadronique d'un τ^- .

Si l'ajout se fait, la bande est mise à jour selon

$$p_T^{\text{bande}} = \sum_{e/\gamma \in \text{bande}} p_T^{(e/\gamma)}, \quad (4.49)$$

$$\eta^{\text{bande}} = \frac{1}{p_T^{\text{bande}}} \sum_{e/\gamma \in \text{bande}} p_T^{(e/\gamma)} \eta_{(e/\gamma)}, \quad (4.50)$$

$$\phi^{\text{bande}} = \frac{1}{p_T^{\text{bande}}} \sum_{e/\gamma \in \text{bande}} p_T^{(e/\gamma)} \phi_{(e/\gamma)}, \quad (4.51)$$

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 tau sont ainsi formés à partir de toutes les combinaisons possibles de hadrons chargés et de candidats π^0 .

9.2 Modes de désintégration

Les modes de désintégration (*Decay Modes*, DM) principaux et physiquement possibles sont listés dans le tableau 4.16. Une liste exhaustive est disponible dans la référence [9]. À chaque DM correspond une valeur afin de le désigner, définie comme

$$\text{DM} = 5 \times (N_{h^\pm} - 1) + N_{\pi^0} \quad (4.52)$$

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 4.16 – Modes de désintégration du τ considérés. La 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 $\Delta z < 0,4 \text{ cm}$.

9.3 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 » défini et contraint selon

$$\Delta R_{\text{sig}} = \frac{3 \text{ GeV}}{p_T^{\tau_h}}, \quad 0,05 < \Delta R_{\text{sig}} < 0,1. \quad (4.53)$$

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 existe donc au plus un τ_h par jet.

9.4 Mauvaises reconstruction

Un τ_h peut être reconstruit à partir de jets n'étant pas des τ_h , d'électrons ou de muons. Afin de réduire la quantité de mauvais τ_h (*fake τ_h*), un réseau de neurones profond convolutionnel (DNN) [182] a été développé à CMS. Il s'agit de l'algorithme DEEPtau [183] 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 4.17. Les taux d'identification de jet, électron ou muon comme étant un 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	VVTight	VTight	Tight	Medium	Loose	VLoose	VVLoose	VVVLoose
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 4.17 – Efficacités d'identification en % de l'algorithme DEEPtau pour chacun des points de fonctionnement disponibles [183, 184].

9.5 Corrections

Des corrections sont appliquées aux τ_h afin que la description des données réelles par les données simulées et encapsulées soit meilleure. Les données encapsulées sont présentées dans le chapitre 5.

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 [185]. Des facteurs correctifs sont déterminés par le POG tau à partir d'événements Drell-Yan dans le canal $\mu\tau_h$. 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) Il est possible que des muons soient identifiés à tort comme des τ_h . Il s'agit alors de mauvais τ_h ou « *fakes τ_h* ». L'efficacité de la réjection de ces *fakes τ_h* diffère entre données réelles et simulées [185]. Un facteur d'échelle à appliquer aux simulations est fourni par le POG tau en fonction de la pseudorapidité du *fake τ_h* comme exposé dans le tableau 4.18.

Taux de mauvaise identification $e \rightarrow \tau_h$ ($e \rightarrow \tau_h$ fake rate) Il est également possible que des électrons soient identifiés à tort comme des τ_h . À l'instar des muons, un facteur d'échelle à appliquer aux simulations est fourni par le POG tau en fonction de la pseudorapidité du *fake τ_h* comme exposé dans le tableau 4.19.

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 4.18 – Corrections au taux d’identification des muons comme des τ_h en % avec incertitude pour les trois années du Run II.

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 4.19 – Corrections 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 [185]. Le POG tau fournit les corrections à appliquer aux τ_h simulés, elles sont données dans le tableau 4.20. 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 4.20 – Corrections 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)** Il est possible que des muons soient identifiés à tort comme des τ_h . Il s’agit alors de mauvais τ_h ou «*fakes* τ_h ». À l’instar des vrais τ_h discutés dans le paragraphe précédent, l’énergie mesurée de ces *fakes* τ_h peut différer entre les données réelles et simulées. Dans ce cas, le quadrivecteur du *fake* 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 4.21a.

Énergie des électrons identifiés comme τ_h ($e \rightarrow \tau_h$ **energy scale)** Toute comme les muons, les électrons peuvent être identifiés à tort comme des τ_h . La correction correspondante est similaire au

cas des muons, mais peut être de l'ordre de 5 % selon le DM et la pseudorapidité. Les valeurs des corrections à appliquer aux données simulées sont données dans les tableaux 4.21b et 4.21c.

DM	2016	2017	2018	DM	2016	2017	2018	DM	2016	2017	2018
0	0,0	-0,2	-0,2	0	0,7	0,9	1,4	0	-0,4	-2,6	-3,1
1	-0,5	-0,8	-1,0	1	3,4	1,2	1,9	1	5,0	1,5	-1,5
(a) Muons.				(b) Électrons du tonneau ($\eta < 1,479$).				(c) Électrons des bouchons ($\eta > 1,479$).			

Tableau 4.21 – Corrections à l'énergie des électrons et des muons identifiés comme des taus hadroniques en % avec incertitude pour les trois années du Run II.

10 Conclusion

Ce chapitre a présenté les objets physiques de haut niveau. Il s'agit de l'énergie transverse manquante (MET), des jets et des taus hadroniques.

La MET est reliée à la présence de neutrinos issus des collisions. Bien que ces particules ne laissent pas de signal dans le détecteur, la MET est une observable qui permet d'étudier.

Le mécanisme de formation des jets a été décrit. Leur apparition est due à l'interaction forte, d'abord dans un régime de haute énergie menant à une gerbe partonique, puis dans un régime de basse énergie donnant lieu au phénomène d'hadronisation.

Puis, la reconstruction des jets a été abordée. Plusieurs algorithmes permettent de regrouper les particules individuellement reconstruites en jets. La forme exacte des jets reconstruits dépend de la méthode utilisée. Au sein de la collaboration CMS, l'algorithme de regroupement principalement utilisé est l'algorithme « anti- k_T ». Une liste de « candidats » jets est ainsi obtenue. Ils doivent alors remplir des critères d'identification afin d'être effectivement considérés comme des jets.

La saveur des jets a brièvement été discutée. En effet, selon le type de particule initiant le jet, ce dernier présente des caractéristiques variables. Bien qu'il soit impossible de remonter à coup sûr à cette particule initiale, ces caractéristiques permettent de l'estimer.

Les jets ainsi reconstruits et identifiés sont des objets physiques qu'il est nécessaire de calibrer. La procédure de calibration en énergie des jets utilisée dans la collaboration CMS a été présentée. Elle permet d'obtenir des jets de la meilleure qualité possible pour les analyses de physique menées par l'ensemble de la collaboration. 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 $\gamma + \text{jets}$ dans lesquels la balance 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, 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 $(6 \pm 3) \%$ pour $1,131 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 1,305$ à $(60 \pm 9) \%$ pour $2,5 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 2,8$.

Les jets sont omniprésents dans les collisions du LHC. Ces travaux permettent la bonne caractérisation des jets et sont donc essentiels pour réaliser des analyses de physique de qualité.

Enfin, les désintégrations hadroniques des leptons tau forment deux quarks. Un processus d'hadronisation a donc lieu, les taus hadroniques sont donc initialement reconstruits comme des jets. L'identification et la calibration des taus hadroniques a été présentée. Ces objets physiques sont utilisés dans l'analyse des événements $H \rightarrow \tau\tau$, sujet du chapitre 5.

Chapitre 5

Recherche de bosons de Higgs supplémentaires de haute masse se désintégrant en paire de taus

Sommaire

1	Introduction	117
2	Corrections	119
2.1	Pondérations dues aux collisions	119
2.2	Efficacité des chemins de déclenchement	119
2.3	Impulsions des particules	120
3	Sélection des événements	121
3.1	Sélection pour l'enregistrement des données	121
3.2	Sélection des jets	122
3.3	Obtention du <i>dilepton</i>	122
4	Modélisation du bruit de fond	127
4.1	Méthode des données encapsulées ou <i>embedding</i>	130
4.2	Estimation du bruit de fond QCD dans le canal $e\mu$	131
4.3	Méthode des facteurs de faux ou <i>fake factors</i>	133
5	Catégorisation des événements et variables discriminantes	137
5.1	Catégories « BSM »	139
5.2	Catégories « SM »	142
5.3	Combinaison des catégories SM et BSM	143
6	Incertitudes systématiques	145
6.1	Incertitudes de normalisation	146
6.2	Incertitudes de forme	147
7	Extraction du signal	149
7.1	Modèle de vraisemblance	150
7.2	Méthode CL_s	152
7.3	Limites indépendantes du modèle	153
7.4	Interprétation dans les scénarios du MSSM	154
8	Résultats et interprétations	155
9	Conclusion	155

1 Introduction

Dans le chapitre 2, il a été montré que le modèle standard (SM, *Standard Model*) souffre de lacunes quant à l'explication à apporter à certaines observations. Certaines peuvent être comblées par des modèles allant au-delà (BSM, *Beyond Standard Model*) comme l'extension supersymétrique minimale du modèle standard ou « MSSM ». Une des conséquences du MSSM est 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 modèle standard [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 [186]. 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, ou ces désintégrations en τ ont été étudiées [187, 188].

L'expérience CMS installée au LHC et présentée dans le chapitre 3 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 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) [58, 189-191] ainsi qu'avec les données récoltées en 2016 avec une énergie de $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$ [59]. Plusieurs thèses portent sur l'analyse des événements où un boson de Higgs se désintègre en paire de τ [192, 193]. La désintégration en paire de b est également exploitée [194, 195], ainsi que celle en paire de muons [196]. L'expérience ATLAS mène des recherches similaires [197-199].

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 $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$. Sur les six canaux de désintégration de la paire de leptons τ introduits dans le chapitre 2, 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 sont reconstruits comme exposé dans le chapitre 3. Elles permettent d'obtenir les objets physique de haut niveau, introduits chapitre 4, que sont l'énergie transverse manquante (MET), les jets et les taus hadroniques (τ_h). Les simulations n'étant pas exemptées de défauts, des corrections déterminées à l'aide d'analyses annexes leurs sont appliquées. Les corrections générale à ces objets physiques ont déjà été introduites dans les chapitre précédent, seules les corrections spécifique à la présente analyse sont abordées dans ce chapitre. Elles sont présentées 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 (*fakes* 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 exposée 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 au MSSM [57].

Une note d'analyse (CMS AN 2020/218) [200] est déjà disponible pour les membres de la collaboration et un article est en préparation [201]. 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 [192]. Je me suis concentré sur les canaux semi-leptoniques et plus particulièrement le canal $\mu \tau_h$. 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 HEPPY [202], 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. Cette erreur a été comprise et corrigée. Le correctif [203] 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 . J'ai de plus participé au traitement des jeux de données utilisés, listés dans l'annexe D. 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 correspondante [200].

2 Corrections

Dans le but d'améliorer la description des données réelles par les données simulées et encapsulées, des corrections sont appliquées à ces dernières. Elles sont obtenues à partir d'analyses annexes. Les corrections appliquées aux particules individuelles (muons, électrons) sont présentées dans le chapitre 3, celles appliquées aux objets physiques de haut niveau (MET, jets et taus hadroniques) dans le chapitre 4.

2.1 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 *prefiring* 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. Seul un événement sur trois consécutifs pouvant être enregistré, l'efficacité de la prise de données est moindre qu'attendue. De plus, cette efficacité dépend de la topologie des événements. En l'occurrence, les événements avec des jets de hautes valeurs de η sont particulièrement touchés par cet effet. Une pondération est alors appliquée afin de corriger cet effet. Selon la topologie de l'événement, il peut être de 1,0 ou descendre à des valeurs de l'ordre de 0,95.

2.2 Efficacité des chemins de déclenchement

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 « balise et sonde » (*tag and probe*). La balise (*tag*) est un τ_h respectant les critères de sélection utilisés dans l'analyse et correspondant au τ_h ayant activé le chemin de déclenchement. La sonde (*probe*) est tout τ_h respectant les critères de sélection utilisés dans l'analyse, à l'exception du τ_h *tag*. L'efficacité ϵ du chemin de déclenchement est alors

$$\epsilon = \frac{N_{\text{pass}}}{N_{\text{total}}} \quad (5.1)$$

où N_{pass} est le nombre de *probe* correspondant au τ_h ayant activé au moins un des chemins de déclenchement « τ_h seul » utilisé et N_{total} le nombre total de *probe*. Le facteur d'échelle correctif *SF* à appliquer aux événements simulés est ainsi

$$SF = \frac{\epsilon(\text{données réelles})}{\epsilon(\text{données simulées})}. \quad (5.2)$$

Dans le cas des données encapsulé, le dénominateur est l'efficacité obtenue avec les τ_h simulés. Les efficacités et le facteur d'échelle sont déterminés en fonction des propriétés cinématiques du τ_h (p_T, η, ϕ). 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

$$\epsilon = \epsilon(1\tau_h) + \epsilon(1\ell) - \epsilon(1\tau_h) \times \epsilon(1\ell) \quad (5.3)$$

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 »

$$\begin{aligned} \epsilon = & \epsilon(2\tau_h) + \epsilon(\tau_h1) + \epsilon(\tau_h2) \\ & - \epsilon(2\tau_h + \tau_h1) - \epsilon(2\tau_h + \tau_h1) - \epsilon(\tau_h1 + \tau_h2) \\ & + \epsilon(2\tau_h + \tau_h1 + \tau_h2) \end{aligned} \quad (5.4)$$

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 .

Efficacité des chemins de déclenchement des muons et des électrons (*lepton trigger scale factors*)
De manière similaire au cas des τ_h , 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 pseudorapidité du lepton. Cette démarche est réalisée pour les chemins de déclenchement « muon seul », « électron seul », « muon et τ_h » et « électron et τ_h ».

2.3 Impulsions des particules

Repondération de l'impulsion transverse du boson de Higgs Cette correction concerne les événements où un boson de Higgs est produit par fusion de gluons, comme illustré figure 5.1. La boucle du diagramme, fermionique, comporte des contributions provenant des quarks. 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 D. Cependant, à l'ordre supérieur (NLO, *Next-to Leading Order*), l'impulsion du boson de Higgs dépend également du contenu en quarks de la boucle. Dans le cadre du MSSM, les contributions dominantes sont celles des quarks t et b . Or, les fractions relatives de ces contributions dépendent des valeurs de m_A et de $\tan\beta$, paramètres introduits dans le chapitre 2, dont de larges gammes sont utilisées dans cette analyse. Afin de minimiser la quantité de données simulées à produire, il a été choisi d'utiliser une simulation de référence à corriger pour rendre compte de cette dépendance en m_A et de $\tan\beta$ selon les méthodes introduites dans les références [204, 205].

D'une part, une simulation de référence par point de masse (m_A) est réalisée. La génération de ces événements est faite au NLO à l'aide du module gg_H_2HDM de POWHEG [143], les gerbes partoniques, l'hadronisation et l'événement sous-jacent sont simulés par PYTHIA [142] et la modélisation du détecteur est traitée par GEANT4 [147-149]. 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 2. POWHEG permet alors d'obtenir, pour chacun des trois bosons de Higgs considérés (h , H , A), les contributions des quarks t et b ainsi que de leur interférence. Neuf contributions au signal sont donc considérées. 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 $\tan\beta = 15$.

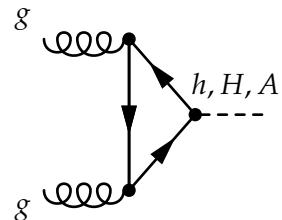


Figure 5.1 – Diagramme de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du MSSM par fusion de gluons (ggH).

D'autre part, des simulations annexes sont réalisées pour différentes valeurs de m_A et 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 valeurs de m_A et $\tan\beta$, 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 dans le 2HDM utilisé ($\alpha = \pi/4$, $\tan\beta = 15$) selon

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{MSSM}} = & \left(\frac{y_t, \text{MSSM}}{y_t, \text{2HDM}} \right)^2 \sigma_{t, \text{2HDM}}(Q_t) + \left(\frac{y_b, \text{MSSM}}{y_b, \text{2HDM}} \right)^2 \sigma_{b, \text{2HDM}}(Q_b) \\ & + \left(\frac{y_t, \text{MSSM}}{y_t, \text{2HDM}} \frac{y_b, \text{MSSM}}{y_b, \text{2HDM}} \right) [\sigma_{t+b, \text{2HDM}}(Q_{tb}) - \sigma_{t, \text{2HDM}}(Q_{tb}) - \sigma_{b, \text{2HDM}}(Q_{tb})]\end{aligned}\quad (5.5)$$

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 2, Q l'échelle d'énergie [204, 205]. Les trois termes de cette formule correspondent aux contributions du quark t , du quark b et de leur interférence. 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).

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. La pondération à appliquer à un quark t , déterminée par le groupe $t\bar{t}H$ s'exprime en fonction de l'impulsion transverse du quark t en GeV selon

$$\omega = \exp\left(0,088 - 8,7 \times 10^{-4} \times p_T + 9,2 \times 10^{-7} \times p_T^2\right). \quad (5.6)$$

Le poids total à appliquer aux événements $t\bar{t}$ contenant deux quarks t est alors

$$\omega(\text{total}) = \sqrt{\omega(1) \times \omega(2)}. \quad (5.7)$$

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 3. 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 E. 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 3.3.

Par rapport à l’analyse analogue menée précédemment sur les données récoltées en 2016 [59], des chemins de déclenchement « τ_h seul » sont également utilisés pour les canaux $\tau_h\tau_h$, $\mu\tau_h$ et $e\tau_h$. Ces chemins de déclenchement sont très sensibles aux τ_h de haut p_T , les rendant pertinents dans le cadre de la recherche d’un boson de Higgs lourd. Leur utilisation conjointe avec les autres chemins de déclenchement est explicitée dans la section 3.3.

3.2 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) [174] décrite dans le chapitre 4. Les jets utilisés sont ceux obtenus à partir des particules restantes à l’aide de l’algorithme anti- k_T [157] avec un paramètre $R = 0,4$.

Ces jets doivent également passer les critères d’identification discutés dans le chapitre 4. L’identification des jets issus de quarks b (*b-tagging*) est réalisée par l’algorithme DEEPCSV [169, 206]. 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 (2016), 0,3033 (2017) ou 0,2770 (2018). Les jets non identifiés comme issus d’un b ne sont retenus que si $p_T > 30 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 4,7$.

De plus, 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 $\Delta R > 0,5$. Le *dilepton* est défini dans la section 3.3.

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 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.

3.3 Obtention du *dilepton*

La phénoménologie des événements $H \rightarrow \tau\tau$ est décrite dans le chapitre 2. Les leptons tau 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 tau 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. À partir de ces deux listes de candidats, des paires L_1L_2 compatibles avec le cas de figure $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow L_1L_2$ sont formées. Une paire L_1L_2 est un *dilepton*. Un seul des *dileptons* candidats est retenu selon la logique exposée dans la section 3.3.5.

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.

La sélection des candidats L_1 et L_2 , la construction des *dileptons* et la sélection d’un seul d’entre eux constitue ainsi la sélection finale des événements à analyser.

3.3.1 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 :

- $p_T^{\tau_h} > 40 \text{ GeV}$;
- $|\eta^{\tau_h}| < 2,1$;
- $d_z < 0,2 \text{ cm}$ avec d_z la distance entre la trace principale du τ_h et le vertex primaire d'interaction;
- 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.

Sélection du dilepton L'événement est retenu à condition qu'au moins une paire $L_1 L_2 = \tau_h \tau_h$ 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 la section 3.3.5.

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 E. 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 $\Delta R < 0,5$. Ce critère est appliqué de manière cohérente dans les données réelles, simulées et encapsulées. Trois catégories sont définies pour les événements enregistrés en 2016 (respectivement 2017 et 2018) :

- bas p_T : $p_T^{\tau_h 1} < 120$ (180) GeV, $p_T^{\tau_h 2} < 120$ (180) GeV. Seuls les chemins de déclenchement « double τ_h » sont considérés pour L_1 et L_2 ;
- moyen p_T : $p_T^{\tau_h 1} > 120$ (180) GeV, $p_T^{\tau_h 2} < 120$ (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 : $p_T^{\tau_h 1} > 120$ (180) GeV, $p_T^{\tau_h 2} > 120$ (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 $p_T^\mu > 10 \text{ GeV}$, $|\eta^\mu| < 2,4$, 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 $I^e < 0,3 p_T^e$.

3.3.2 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 correspondre à l'objet HLT du chemin de déclenchement « muon seul » ou 20 (21) $< p_T^\mu \leqslant 23$ (25) GeV en 2016 (2017, 2018) et correspondre à l'objet HLT de type muon du chemin de déclenchement « muon et τ_h »;
- $|\eta^\mu| < 2,1$;
- paramètres d'impact $d_z < 0,2 \text{ cm}$ et $d_{xy} < 0,045 \text{ cm}$;
- $I^\mu < 0,15 p_T^\mu$;
- 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* :

- $p_T^{\tau_h} > 30 \text{ GeV}$;
- $|\eta^{\tau_h}| < 2,3$;
- $d_z < 0,2 \text{ cm}$ avec d_z la distance entre la trace principale du τ_h et le vertex primaire d'interaction;
- 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.

Sélection du *dilepton* L'événement est retenu à condition qu'au moins une paire $L_1 L_2 = \mu \tau_h$ 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 la section 3.3.5.

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 E. 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 $\Delta R < 0,5$. Ce critère est appliqué de manière cohérente dans les données réelles, simulées et encapsulées. 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 : $p_T^{\tau_h} > 120$ (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

$$m_T^\mu = \sqrt{2 p_T^\mu E_T^{\text{miss}} (1 - \cos \Delta\phi)} \quad (5.8)$$

avec $\Delta\phi = \phi^\mu - \phi^{E_T^{\text{miss}}}$ doit vérifier $m_T < 70 \text{ GeV}$. Cette coupure permet de s'assurer que la région de signal soit orthogonale à la région de détermination des facteurs de faux des événements $W + \text{jets}$. 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 $p_T^\mu > 10 \text{ GeV}$, $|\eta^\mu| < 2,4$, 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 $I^e < 0,3 p_T^e$;
- de paire de muons de charges opposées avec $\Delta R > 0,15$, tous deux vérifiant $p_T^\mu > 15 \text{ GeV}$, $|\eta^\mu| < 2,4$, passant le point de fonctionnement *loose* du *muonID*, de paramètres d'impact $d_z < 0,2 \text{ cm}$ et $d_{xy} < 0,045 \text{ cm}$ et d'isolation $I^\mu < 0,3 p_T^\mu$.

3.3.3 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* :

- $p_T^e > 26 \text{ GeV}$ en 2016, 28 en 2017 et 33 en 2018 et correspondre à l'objet HLT du chemin de déclenchement « électron seul » ou p_T^e entre 25 GeV et la valeur précédente et correspondre à l'objet HLT de type électron du chemin de déclenchement « électron et τ_h »;
- $|\eta^e| < 2,1$;
- paramètres d'impact $d_z < 0,2 \text{ cm}$ et $d_{xy} < 0,045 \text{ cm}$;
- $I^e < 0,15 p_T^e$;
- 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* :

- $p_T^{\tau_h} > 30 \text{ GeV}$,
- $|\eta^{\tau_h}| < 2,3$,
- $d_z < 0,2 \text{ cm}$ avec d_z la distance entre la trace principale du τ_h et le vertex primaire d'interaction,
- 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*.

Sélection du dilepton L'événement est retenu à condition qu'au moins une paire $L_1 L_2 = e\tau_h$ 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 la section 3.3.5.

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 E. 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 $\Delta R < 0,5$. Ce critère est appliqué de manière cohérente dans les données réelles, simulées et encapsulées. 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

$$m_T^e = \sqrt{2 p_T^e E_T^{\text{miss}} (1 - \cos \Delta\phi)} \quad (5.9)$$

avec $\Delta\phi = \phi^e - \phi^{E_T^{\text{miss}}}$ doit vérifier $m_T < 70 \text{ GeV}$. Cette coupure permet de s'assurer que la région de signal soit orthogonale à la région de détermination des facteurs de faux des événements $W + \text{jets}$. Les facteurs de faux sont abordés dans la section 4.3.

Véto de leptons supplémentaires Les véto de leptons supplémentaires doivent être respectés, c'est-à-dire que l'événement ne contient pas:

- de muon tel que $p_{\text{T}}^{\mu} > 10 \text{ GeV}$, $|\eta^{\mu}| < 2,4$, passant le point de fonctionnement *medium* du *muonID* et d'isolation $I^{\mu} < 0,3 p_{\text{T}}^{\mu}$;
- de second électron tel que $p_{\text{T}}^e > 10 \text{ GeV}$, $|\eta^e| < 2,5$, passant le point de fonctionnement à 90 % d'efficacité de l'*electron ID MVA* et d'isolation $I^e < 0,3 p_{\text{T}}^e$;
- de paire d'électrons de charges opposées avec $\Delta R > 0,15$, tous deux vérifiant $p_{\text{T}}^e > 15 \text{ GeV}$, $|\eta^e| < 2,5$, passant le *cut-based veto ID*, de paramètres d'impact $d_z < 0,2 \text{ cm}$ et $d_{xy} < 0,045 \text{ cm}$ et d'isolation $I^e < 0,3 p_{\text{T}}^e$.

3.3.4 Canal *eμ*

Sélection des muons Tout muon respectant les critères listés ci-après est retenu pour jouer le rôle de L_1 dans le *dilepton*:

- $p_{\text{T}}^{\mu} > 15 \text{ GeV}$;
- $|\eta^{\mu}| < 2,4$;
- paramètres d'impact $d_z < 0,2 \text{ cm}$ et $d_{xy} < 0,045 \text{ cm}$;
- $I^{\mu} < 0,2 p_{\text{T}}^{\mu}$;
- 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*:

- $p_{\text{T}}^e > 15 \text{ GeV}$;
- $|\eta^e| < 2,4$;
- paramètres d'impact $d_z < 0,2 \text{ cm}$ et $d_{xy} < 0,045 \text{ cm}$;
- $I^e < 0,15 p_{\text{T}}^e$;
- 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 véto d'électron de conversion.

Sélection du *dilepton* L'événement est retenu à condition qu'au moins une paire $L_1 L_2 = \mu e$ 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 la section 3.3.5.

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 E. 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 $\Delta R < 0,5$. Ce critère est appliqué de manière cohérente dans les données réelles, simulées et encapsulées.

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 *eμ* 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

$$SF(d_z) = \frac{\mathcal{L}_{\text{B-F}}}{\mathcal{L}_{\text{B-H}}} + 0,953 \frac{\mathcal{L}_{\text{G-H}}}{\mathcal{L}_{\text{B-H}}} = 0,979 \quad (5.10)$$

avec \mathcal{L}_x la luminosité intégrée sur la période x , notion introduite dans le chapitre 3.

Coupure sur D_ζ La variable D_ζ est définie selon

$$D_\zeta = p_\zeta^{\text{miss}} - 0,85 p_\zeta^{(\tau\tau)} \quad (5.11)$$

avec

$$p_\zeta^{\text{miss}} = \vec{E}_T^{\text{miss}} \cdot \hat{\zeta}, \quad p_\zeta^{(\tau\tau)} = \vec{p}_T^{(\tau\tau)} \cdot \hat{\zeta} \quad (5.12)$$

où $\hat{\zeta}$ est la direction bisectionnelle entre l'électron et le muon dans le plan transverse [207] et

$$\vec{p}_T^{(\tau\tau)} = (\vec{p}_T^e + \vec{p}_T^\mu) \quad (5.13)$$

comme illustré sur la figure 5.2. 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 $t\bar{t}$.

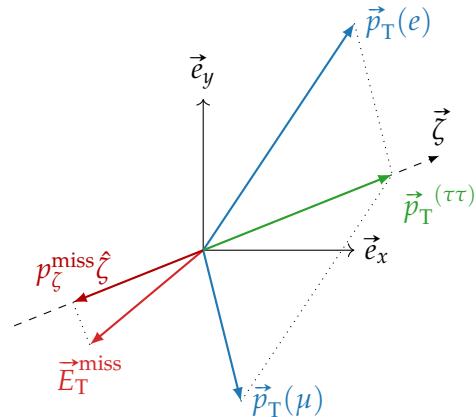


Figure 5.2 – Illustration de la définition de ζ [207]. Le plan de ce schéma est le plan transverse.

Vétos de leptons supplémentaires Les vetos 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* du *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.

3.3.5 Sélection d'un unique dilepton

Il est possible d'obtenir plusieurs candidats *dilepton* après application des coupures précédemment exposées. Dans ce cas, une seule et unique paire est conservée à l'aide des étapes de réjection suivantes :

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 $e\mu$).

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 5.3. Ils peuvent également produire des objets physiques pouvant être interprétés comme des produits de désintégration de leptons tau. Ces processus, résumés dans le tableau 5.1 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 5.3c. Il s'agit des processus « Drell-Yan ». Le Z peut également être produit par fusion de bosons électrofaibles (EWK, *ElectroWeak*). Dans ce cas, deux jets supplémentaires sont présents dans l'état final.

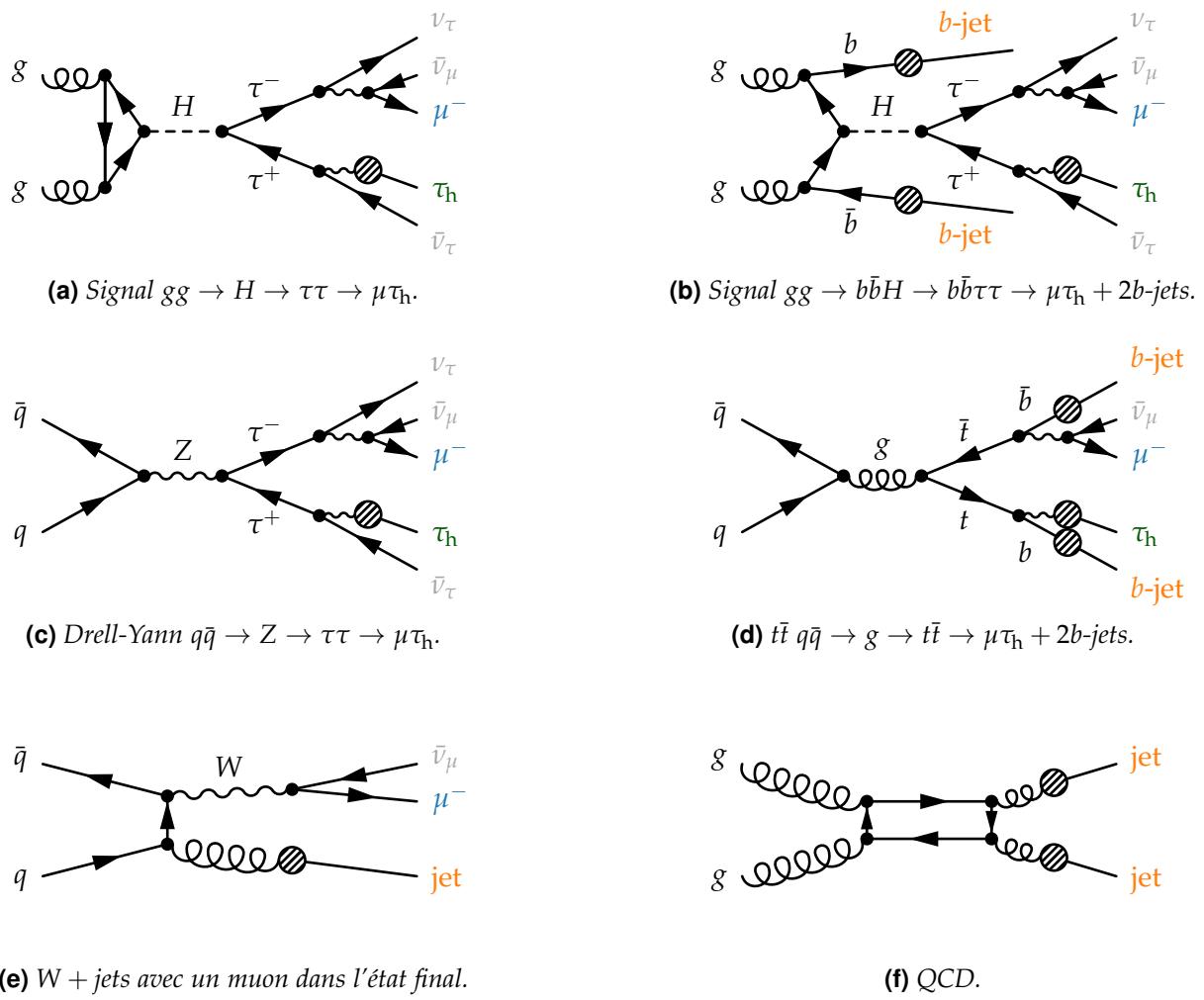


Figure 5.3 – Diagrammes de Feynman complets des signaux ggH (5.3a) et $b\bar{b}H$ (5.3b) et bruits de fond Drell-Yann (5.3c), $t\bar{t}$ (5.3d), $W + \text{jets}$ (5.3e) et QCD (5.3f) de l'analyse illustrés dans le cas du canal $\mu\tau_h$.

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			
Diboson	< 1	3	4	11

Tableau 5.1 – Contributions en pourcent des bruits de fond aux canaux étudiés.

$W + \text{jets}$ 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 5.3e. Le W peut être produit par annihilation d'une paire de quarks, comme sur la figure 5.3e, 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 5.3d. 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 D. Plusieurs techniques sont utilisées afin de modéliser leurs contributions.

De plus, la désintégration du boson de Higgs du modèle standard 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 tau 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 muons 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 tau est décrit par la méthode des facteurs de faux (*Fake Factors*) décrite section 4.3. Tous les autres bruits de fond sont estimés par des données simulées. Les jeux de données ainsi utilisés dans l'analyse sont donnés dans l'annexe D.

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 taus 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 $\Delta R = 0,2$. 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 muons natif (*prompt electron*), c'est-à-dire un électron ne provenant pas de la désintégration d'un tau ;
- muon natif (*prompt muon*), c'est-à-dire un muon ne provenant pas de la désintégration d'un tau ;
- électron provenant de la désintégration d'un tau ;
- muon provenant de la désintégration d'un tau ;
- tau hadronique ;
- jet ou particule issue de l'empilement.

Les définitions exactes de chacun de ces cas de figure sont données dans le tableau 5.2. Un τ_h généré est reconstruit à partir des produits de désintégration générés visibles hors électrons et muons. Seuls les produits de désintégration du tau 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 $p_T > 8 \text{ GeV}$ permet de supprimer les leptons issus dus au FSR $\gamma \rightarrow \ell^+ \ell^-$. Le FSR est introduit au chapitre 4. Les remplacements des événements simulés se font ainsi sur la base des valeurs de `gen_match`, données dans le tableau 5.2, pour L_1 et L_2 selon les coupures données dans le tableau 5.3.

<code>gen_match</code>	Type de particule	Propriétés de l'objet au niveau générateur
1	électron natif	$ \text{pdgID} = 11, p_T > 8 \text{ GeV}, \text{IsPrompt} == \text{True}$
2	muon natif	$ \text{pdgID} = 13, p_T > 8 \text{ GeV}, \text{IsPrompt} == \text{True}$
3	$\tau \rightarrow e$	$ \text{pdgID} = 11, p_T > 8 \text{ GeV}, \text{IsDirectPromptTauDecayProduct} == \text{True}$
4	$\tau \rightarrow \mu$	$ \text{pdgID} = 13, p_T > 8 \text{ GeV}, \text{IsDirectPromptTauDecayProduct} == \text{True}$
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 5.2 – 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 5.3 – 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 modèle standard donnant une paire de leptons tau dans l'état final en minimisant l'utilisation de simulations. La technique, présentée en détails dans la référence [208], se déroule en quatre étapes, résumées sur la figure 5.4 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 tau sont générés. Les propriétés cinématiques des muons initiaux sont utilisées afin d'obtenir celles des leptons tau. 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 [208]. 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 particules des événements présentée au chapitre 3 ainsi que des objets de haut niveau introduite chapitre 4 peut alors être réalisée.

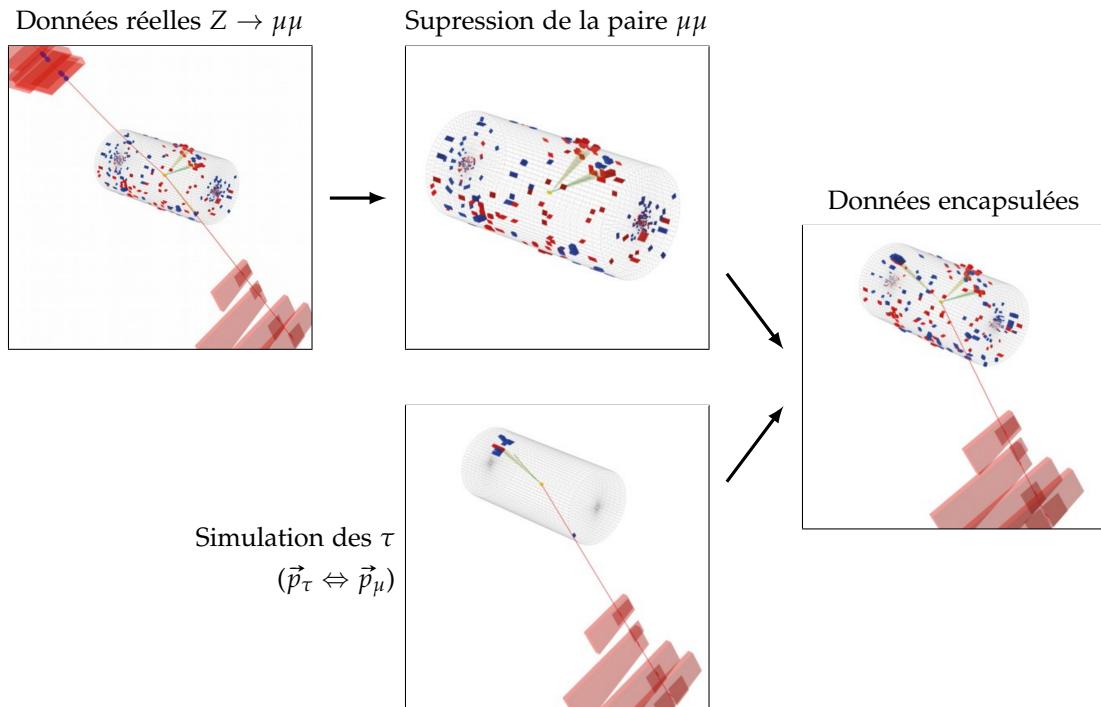


Figure 5.4 – Schéma récapitulatif de la méthode des données encapsulées [208].

Les données encapsulées nécessitent ainsi l'utilisation de simulation uniquement pour la paire de leptons taus 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. 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.

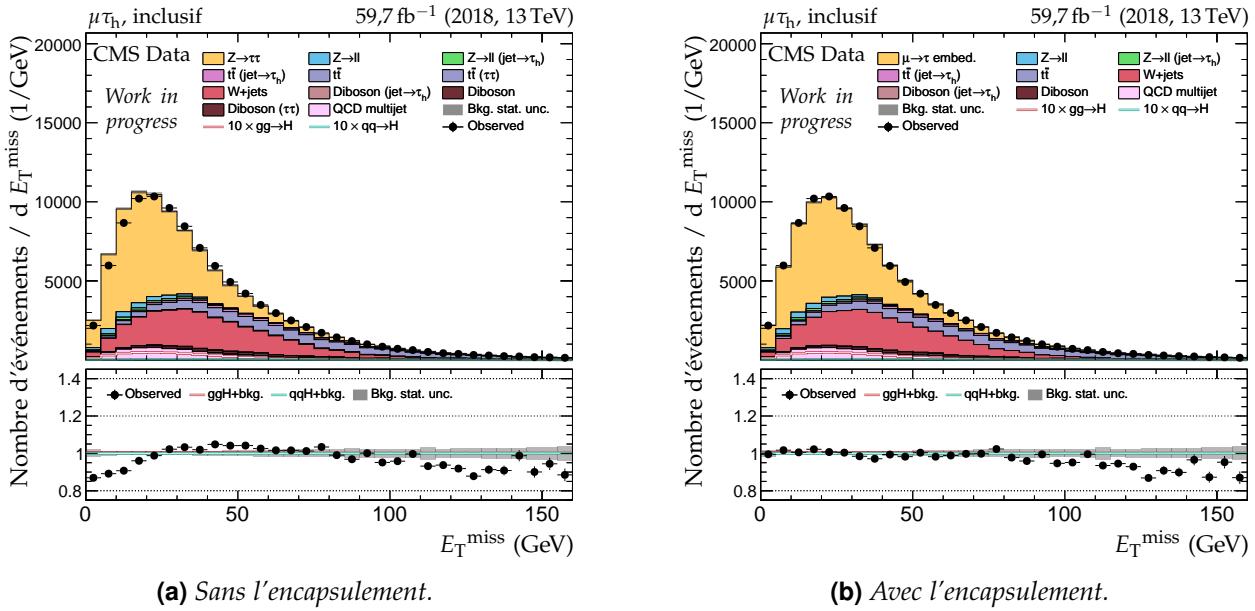
L'amélioration de la description des données ainsi obtenue grâce à l'encapsulation est visible sur la figure 5.5, où les distributions de l'énergie transverse manquante dans les données et dans l'estimation du bruit de fond sans et avec cette méthode sont tracées à titre d'illustration. L'accord est sensiblement amélioré pour $E_T^{\text{miss}} < 30 \text{ GeV}$.

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 5.6 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, $0,2 \leq I_{\text{rel}}^\mu < 0,5$ au lieu de $I_{\text{rel}}^\mu < 0,2$;
- D définie comme la SR mais avec muon anti-isolé et SS.

Figure 5.5 – Distributions de E_T^{miss} pour le canal $\mu\tau_h$ en 2018.

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.

La région B est ainsi également nommée région d’application (AR, *Application Region*) du facteur C/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,

$$A = B \times \frac{C}{D} \Leftrightarrow h_v^A = h_v^B \times \frac{\int h_v^C}{\int h_v^D} \quad (5.14)$$

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).

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 [209] 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.

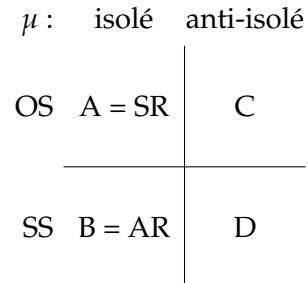


Figure 5.6 – Définition schématique des régions A, B, C et D pour l’estimation du bruit de fond QCD.

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 « *fake* 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 $\ell \in \{e, \mu\}$). Les *fakes* 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 $e \tau_h$ [210, 211]. Les processus physiques responsables des *fakes* τ_h sont majoritairement QCD, $W + \text{jets}$ et $t\bar{t}$. Dans le canal $\tau_h \tau_h$, près de 93 % des *fakes* τ_h proviennent du bruit de fond QCD. Dans les canaux $\ell \tau_h$, environ 70 % des *fakes* τ_h sont issus du bruit de fond $W + \text{jets}$. Les autres sources de *fakes* 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 *fakes* τ_h .

Les *fakes* τ_h sont particulièrement difficiles à modéliser dans les simulations [210, 211]. De plus, le faible de 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, ce que recherche 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

$$\text{FF} = \frac{n_{\text{iso}}}{n_{\text{anti-iso}}} = \frac{n(\text{Medium})}{n(\text{VVVLoose } \&\& \text{ !Medium})} \quad (5.15)$$

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 *fakes* τ_h . La quantité d'événements contenant des *fakes* 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

$$n_{j \rightarrow \tau_h} = n_{\text{AR}} \cdot \text{FF}, \quad (5.16)$$

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 fakes τ_h

La composition des jets n'est pas la même selon le processus physique dont proviennent les *fakes* τ_h . Il existe donc différentes probabilités pour un jet de donner un *fake* τ_h . 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 *fakes* 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 (5.15), 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.

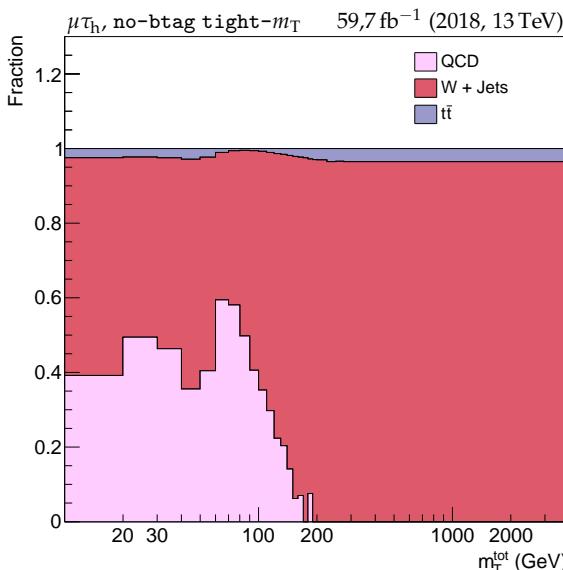
Le facteur de faux global est ainsi la moyenne des facteurs de faux obtenus pour chaque source, avec comme coefficients les fractions f d'événements de ces sources dans la AR, c'est-à-dire

$$\text{FF} = \sum_i f_i \cdot \text{FF}_i, \quad f_i = \frac{n_{\text{AR}}^i}{\sum_j n_{\text{AR}}^j}, \quad i, j \in \{ \text{QCD}, W + \text{jets}, t\bar{t} \}. \quad (5.17)$$

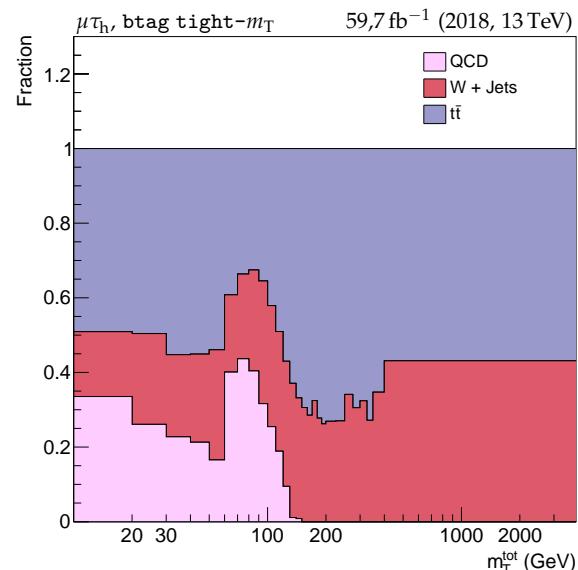
Les fractions f_i sont déterminées à partir de simulations et dépendent :

- 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 page 141, m_T^{tot} .

La figure 5.7 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 5.8.



(a) Pour $N_{b\text{-jets}} = 0$ et $m_T^\mu < 40 \text{ GeV}$



(b) Pour $N_{b\text{-jets}} \geq 1$ et $m_T^\mu < 40 \text{ GeV}$

Figure 5.7 – Fractions des sources de fakes τ_h dans le canal $\mu \tau_h$ en 2018 [200].

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 est 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 :

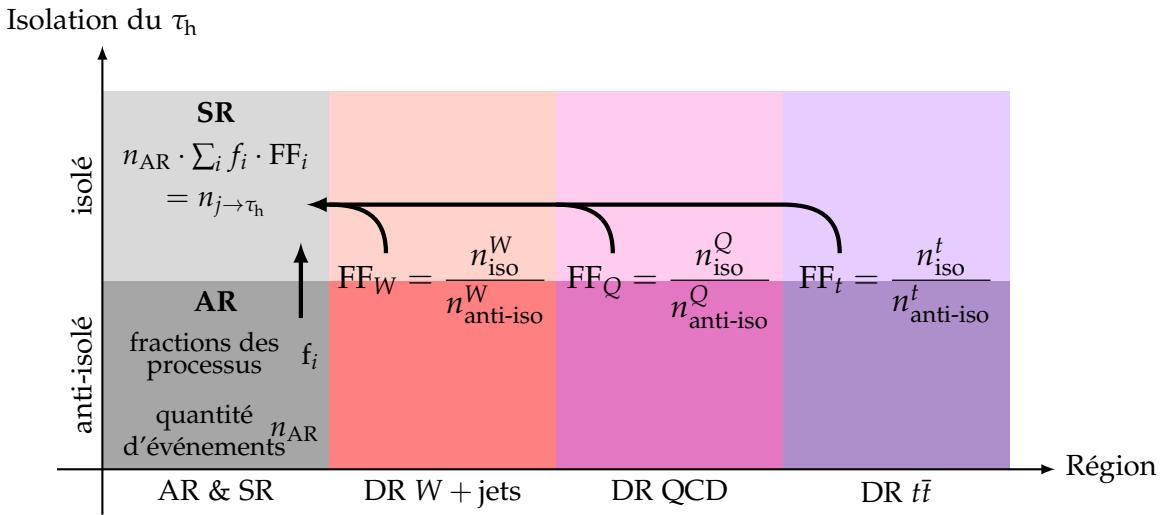


Figure 5.8 – Illustration de la méthode des facteurs de faux. Les facteurs de faux sont obtenus à partir du nombre d'événements avec des τ_h isolés et anti-isolés dans les régions de détermination (DR) de chaque processus contribuant significativement au bruit de fond contenant des fakes τ_h . La quantité de fakes 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).

- $N_{\text{pre } b\text{-jets}} = 0$;
- $N_{\text{pre } b\text{-jets}} \geq 1$;

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_Q est modélisée 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.

L'ajustement obtenu pour FF_Q sur le canal $\mu \tau_h$ en 2018 est illustré figure 5.9 pour $N_{\text{pre } b\text{-jets}} = 0$ et $1,5 \leq p_T^{\text{jet}} / p_T^{\tau_h}$.

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 $N_{b\text{-jets}} = 0$ afin de supprimer la contamination par les événements $t\bar{t}$. Les contributions d'autres processus physiques à la DR sont soustraite 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 soustraite 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.

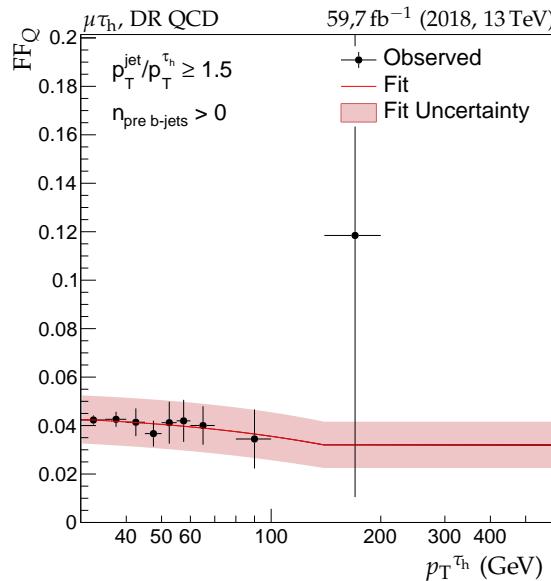


Figure 5.9 – Ajustement de FF_Q dans le canal $\mu\tau_h$ en 2018 [200].

Le facteur de faux FF_W est mesuré séparément pour :

- $N_{\text{pre b-jets}} = 0$;
- $N_{\text{pre b-jets}} \geq 1$;

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_Q est modélisée 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 5.10a pour $N_{\text{pre b-jets}} \geq 1$ 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 rend négligeable le biais introduit par l'utilisation de données simulées face aux incertitudes sur les facteurs de faux.

Le facteur de faux FF_t est mesuré séparément 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 $N_{\text{pre b-jets}}$, la majorité des événements $t\bar{t}$ vérifiant $N_{\text{pre b-jets}} \geq 1$. L'ajustement obtenu pour FF_t sur le canal $\mu\tau_h$ en 2018 est illustré figure 5.10b pour $p_T^{\text{jet}}/p_T^{\tau_h} < 1,25$.

4.3.4 Corrections résiduelles

Afin de valider les facteurs de faux obtenus, ces derniers sont appliqués aux DRs pour les événements avec les mêmes points de fonctionnement de l'algorithme DEEPTAU. Les prédictions obtenues par les facteurs de faux doivent alors correspondre aux observations brutes, c'est-à-dire sans leur application. Les écarts résiduels donnent la correction à appliquer, paramétrisée en fonction :

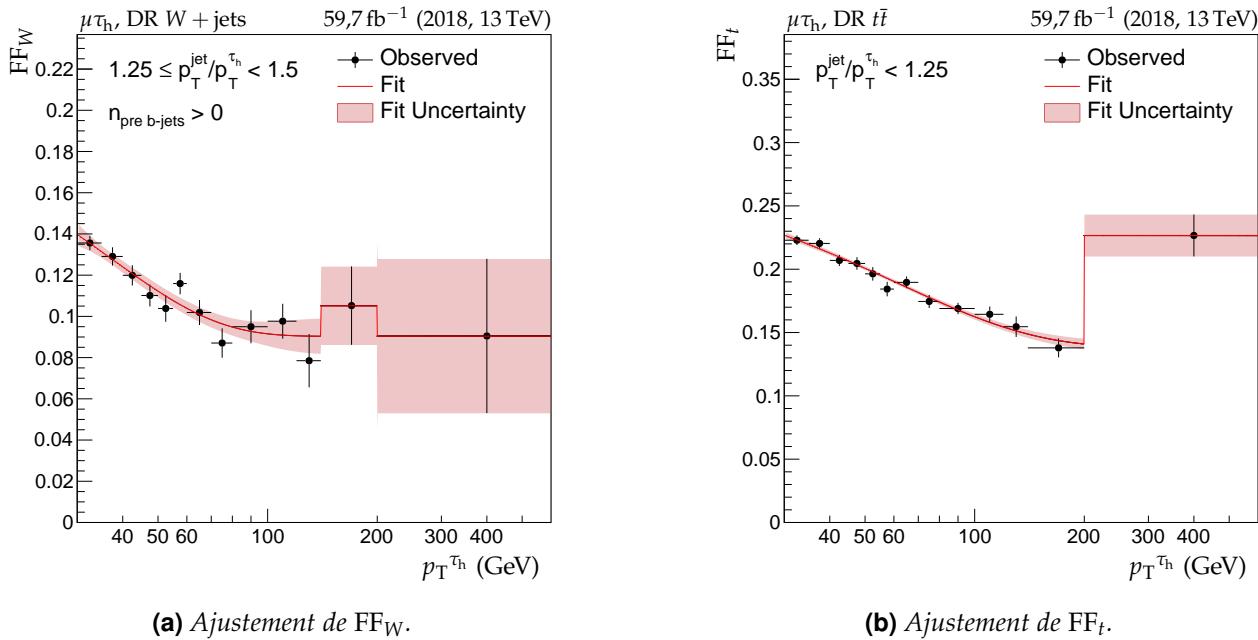


Figure 5.10 – Ajustements de FF_W et FF_t dans le canal $\mu\tau_h$ en 2018 [200].

- 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 ;
- de la quantité d’énergie transverse manquante alignée avec le τ_h pour les événements QCD, C_Q ,

$$C_Q = \frac{E_T^{\text{miss}}}{p_T^{\tau_h}} \cos(\Delta\phi(\vec{E}_T^{\text{miss}}, \vec{p}_T^{\tau_h})) ; \quad (5.18)$$

- de la quantité d’énergie transverse manquante alignée avec le τ_h pour les événements $W + \text{jets}$, C_W ,

$$C_W = \frac{\|\vec{E}_T^{\text{miss}} + \vec{p}_T^\ell\|}{p_T^{\tau_h}} \cos(\Delta\phi(\vec{E}_T^{\text{miss}} + \vec{p}_T^\ell, \vec{p}_T^{\tau_h})) , \quad (5.19)$$

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.

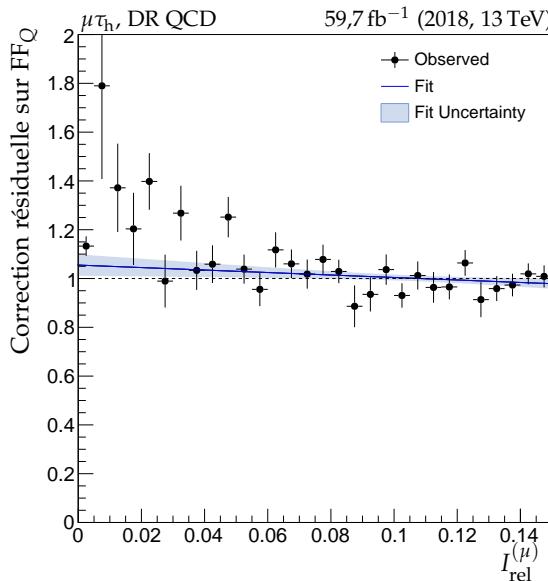
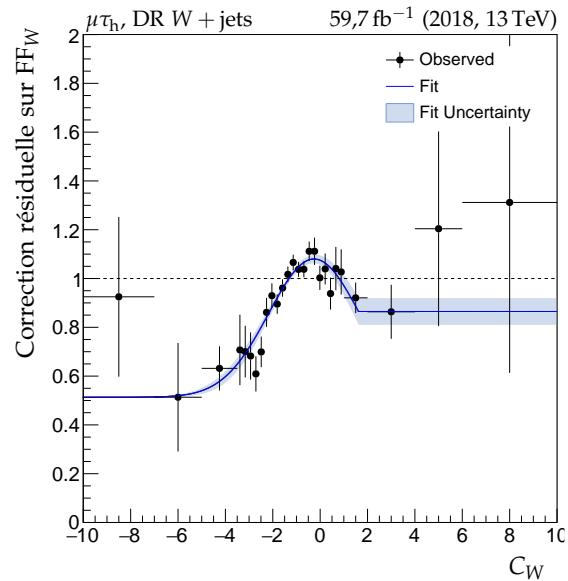
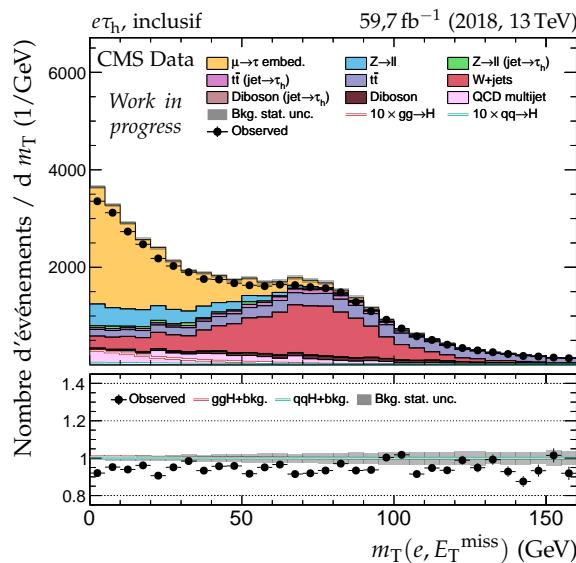
Deux de ces corrections résiduelles obtenues sur le canal $\mu\tau_h$ en 2018 sont illustrées sur la figure 5.11.

L’amélioration de la description des données ainsi obtenue grâce aux facteurs de faux est visible sur la figure 5.12, 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.

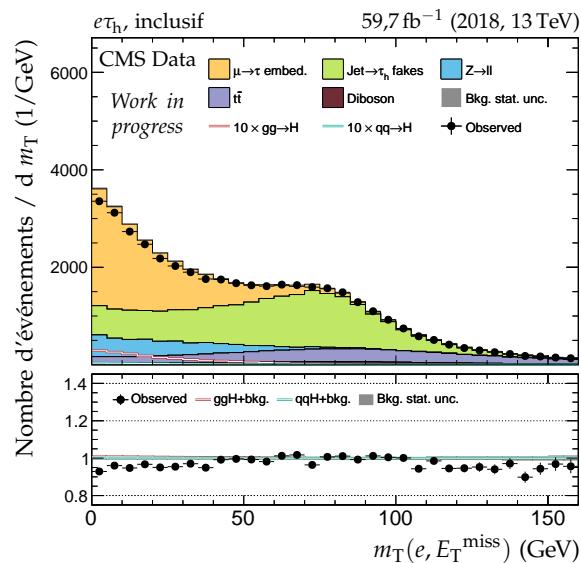
5 Catégorisation des événements et variables discriminantes

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 2, 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 [59]. Ces catégories utilisées dans le cadre du MSSM, c’est-

(a) En fonction de $I_{\text{rel}}^{(\mu)}$ pour FF_Q .(b) En fonction de C_W pour FF_W Figure 5.11 – Corrections résiduelles des facteurs de faux dans le canal $\mu\tau_h$ en 2018 [200].

(a) Sans facteurs de faux.



(b) Avec facteurs de faux.

Figure 5.12 – Distributions de la masse transverse de l'électron pour le canal $e\tau_h$ en 2018.

à-dire au-delà du modèle standard (*Beyond Standard Model*), sont notées « BSM » et sont détaillées dans la section 5.1 ci-après.

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 modèle standard 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 modèle standard [212-214]. Il s'agit des catégories « SM », présentées dans la section 5.2. L'analyse peut ainsi se faire uniquement avec les catégories BSM, ou avec une combinaison SM+BSM 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 [59], 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.

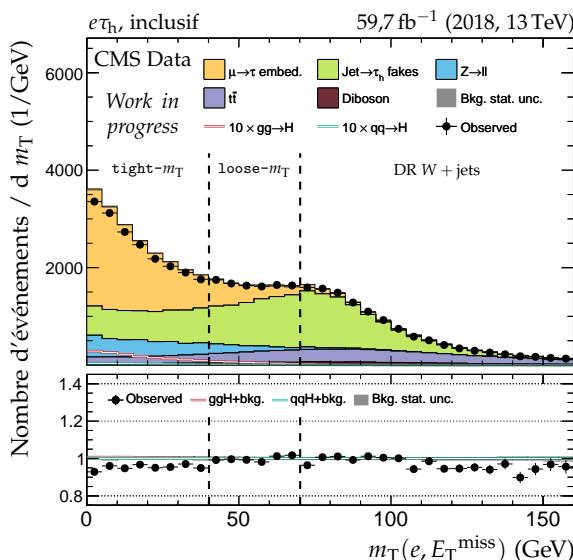
Canaux $\mu\tau_h$ et $e\tau_h$ Dans ces deux canaux, la masse transverse de L_1 (le muon ou l'électron, notés ℓ) définie par

$$m_T^\ell = \sqrt{2 p_T^\ell E_T^{\text{miss}} (1 - \cos \Delta\phi)} \quad (5.20)$$

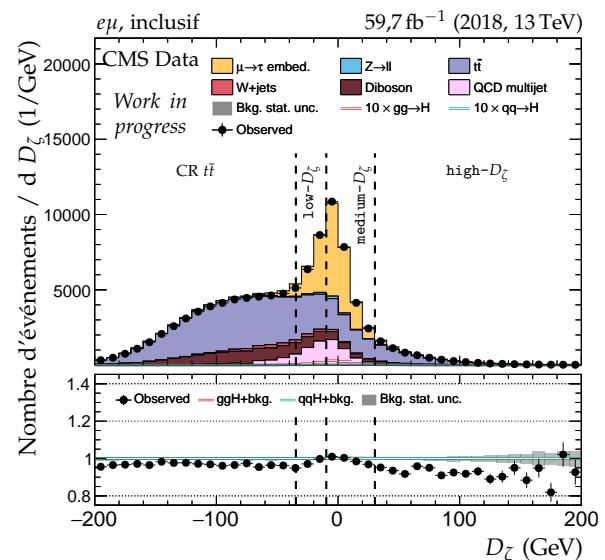
avec $\Delta\phi = \phi^\ell - \phi^{E_T^{\text{miss}}}$ est utilisée afin de définir deux catégories :

- 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'acceptance du signal pour $m_{H,A} > 700 \text{ GeV}$. La figure 5.13a illustre ces coupures sur m_T^ℓ dans le cas du canal $e\tau_h$ pour l'année 2018.



(a) Catégorisation basée sur m_T^ℓ .



(b) Catégorisation basée sur D_ζ .

Figure 5.13 – 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 2018.

Canal $e\mu$ Trois catégories sont définies selon la valeur de D_ζ définie page 127 :

- 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 5.13b 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 5.14 pour les quatre canaux considérés.

	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 5.14 – Catégories BSM pour les quatre canaux considérés.

5.1.2 Variable discriminante

La masse invariante permet d'estimer mathématiquement, par un calcul de physique relativiste, la masse d'une particule à partir des propriétés cinématiques de chacun des ses produits de désintégration. Cette observable est donc un choix pertinent de variable discriminante. Elle est ainsi utilisée, par exemple, dans l'analyse $h \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ [215].

Cependant, dans l'analyse $H \rightarrow \tau\tau$, l'état final comporte deux à quatre neutrinos issus des désintégrations des leptons tau. La figure 5.15a 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.

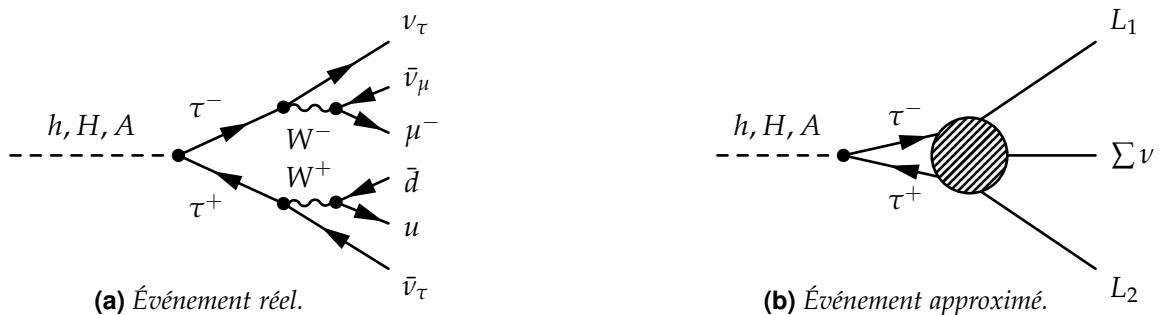


Figure 5.15 – Diagrammes de Feynman d'un événement $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\tau_h$, avec trois neutrinos dans l'état final.

Toutefois, l'énergie transverse manquante, introduite dans le chapitre 4, correspond à la somme des impulsions transverses de toutes les particules invisibles de l'événement. Alors, sauf défaut du détecteur menant à une mauvaise reconstruction des particules visibles,

$$\vec{E}_T^{\text{miss}} = \sum_{\nu_i} \vec{p}_T^{\nu_i} \quad (5.21)$$

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 tau, par exemple le muon de la figure 5.15a ;

- L_2 la partie visible de la désintégration de l'autre lepton tau, par exemple le τ_h résultant de $W^+ \rightarrow u\bar{d}$ sur la figure 5.15a;
- $\sum v \simeq E_T^{\text{miss}}$ 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 5.15b. 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

$$\begin{aligned}
m^2 &= E^2 - p^2 = \left(\sum_{i \in \{L_1, L_2, \sum v\}} E_i \right)^2 - \left(\sum_{i \in \{L_1, L_2, \sum v\}} \vec{p}_T^i \right)^2 \\
&= (E_{L_1} + E_{L_2} + E_T^{\text{miss}})^2 - (\vec{p}_T^{L_1} + \vec{p}_T^{L_2} + \vec{E}_T^{\text{miss}})^2 \\
&= E_{L_1}^2 + E_{L_2}^2 + E_T^{\text{miss}}{}^2 + 2(E_{L_1}E_{L_2} + E_{L_1}E_T^{\text{miss}} + E_{L_2}E_T^{\text{miss}}) \\
&\quad - (\vec{p}_T^{L_1}{}^2 + \vec{p}_T^{L_2}{}^2 + \vec{E}_T^{\text{miss}}{}^2) - 2(\vec{p}_T^{L_1} \cdot \vec{p}_T^{L_2} + \vec{p}_T^{L_1} \cdot \vec{E}_T^{\text{miss}} + \vec{p}_T^{L_2} \cdot \vec{E}_T^{\text{miss}}) \\
&= 2[p_T^{L_1}p_T^{L_2}(1 - \cos \Delta\phi^{(L_1, L_2)}) \\
&\quad + p_T^{L_1}E_T^{\text{miss}}(1 - \cos \Delta\phi^{(L_1, E_T^{\text{miss}})}) + p_T^{L_2}E_T^{\text{miss}}(1 - \cos \Delta\phi^{(L_2, E_T^{\text{miss}})})] \\
&= m_T^{(L_1, L_2)}{}^2 + m_T^{(L_1, E_T^{\text{miss}})}{}^2 + m_T^{(L_2, E_T^{\text{miss}})}{}^2 = m_T^{\text{tot}}{}^2. \tag{5.22}
\end{aligned}$$

La variable discriminante utilisée dans les catégories BSM est ainsi m_T^{tot} , définie telle que

$$m_T^{\text{tot}} = \sqrt{m_T^{(L_1, L_2)}{}^2 + m_T^{(L_1, E_T^{\text{miss}})}{}^2 + m_T^{(L_2, E_T^{\text{miss}})}{}^2} \tag{5.23}$$

avec

$$m_T^{(A, B)} = \sqrt{2 p_T^A p_T^B (1 - \cos \Delta\phi^{(A, B)})}. \tag{5.24}$$

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 5.16.

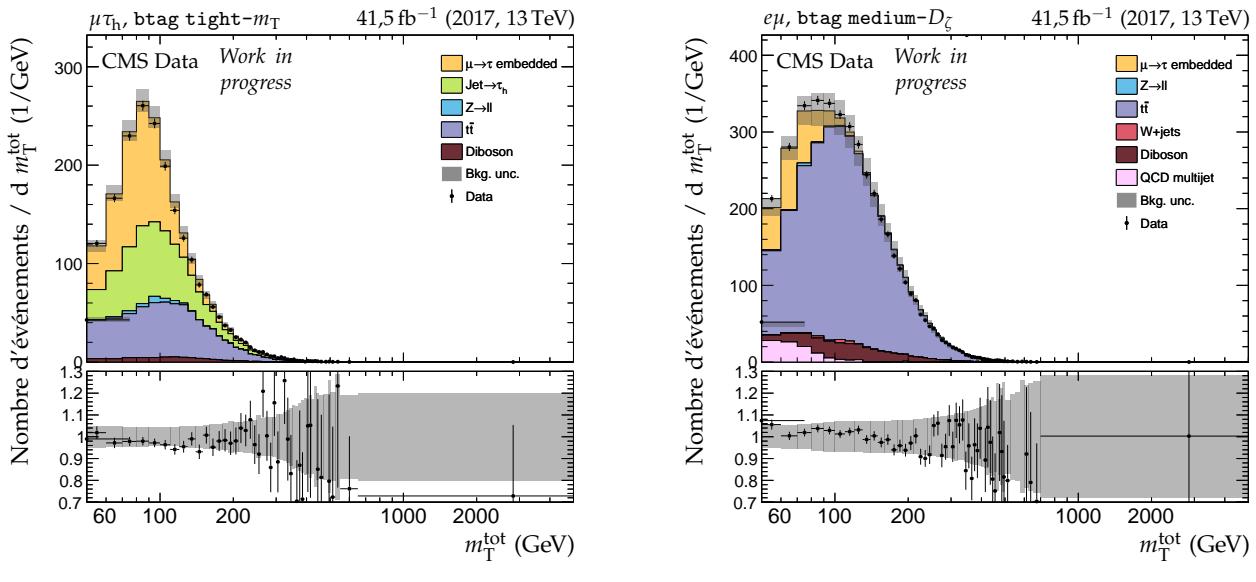


Figure 5.16 – Distributions de m_T^{tot} en 2017 pour deux catégories et canaux.

5.2 Catégories « SM »

5.2.1 Définition des catégories

Les catégories SM, introduites dans les références [213, 214], sont construites dans le but d'étudier le boson de Higgs du modèle standard 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 6. Le réseau utilisé est ici décrit succinctement, plus de détails sont disponibles dans la référence [214].

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, 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, fonction permettant d'obtenir des réseaux dont la tâche est de réaliser une catégorisation.

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*,

$$\text{Softmax}(\vec{y})_j = \frac{\exp(z_j)}{\sum_{k=1}^n \exp(z_k)}, \quad j \in \{1, \dots, K\}, \quad (5.25)$$

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 2.

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 5.4. 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 $Z \rightarrow \nu\nu$, introduits dans l'annexe D, sont également associés à la catégorie `misc` dans les canaux $\tau_h\tau_h$, $\mu\tau_h$ et $e\tau_h$.

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 5.4 – Catégories SM de bruit de fond pour les quatre canaux considérés.

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 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} .

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 pourraient être catégorisés comme bruit de fond par le réseau de neurones. Afin de conserver autant que possible de tels événements hors des catégories de bruit de fond, la solution trouvée [213] 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'illustré figure 5.17. 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.

À titre d'illustration, les distributions obtenues pour le canal $e\mu$ en 2017 sont représentées en figure 5.18.

5.3 Combinaison des catégories SM et BSM

Les catégories BSM introduites dans la section 5.1 sont définies pour être sensibles au signal de H et A . De plus, les catégories SM introduites dans la section 5.2 sont définies pour être sensibles au signal de h . L'utilisation combinée des catégories SM et BSM rend alors l'analyse plus sensible aux

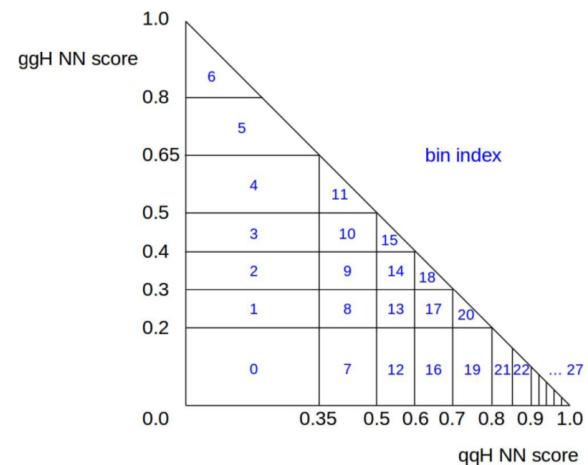


Figure 5.17 – Réduction à une dimension de la catégorie xxh [213].

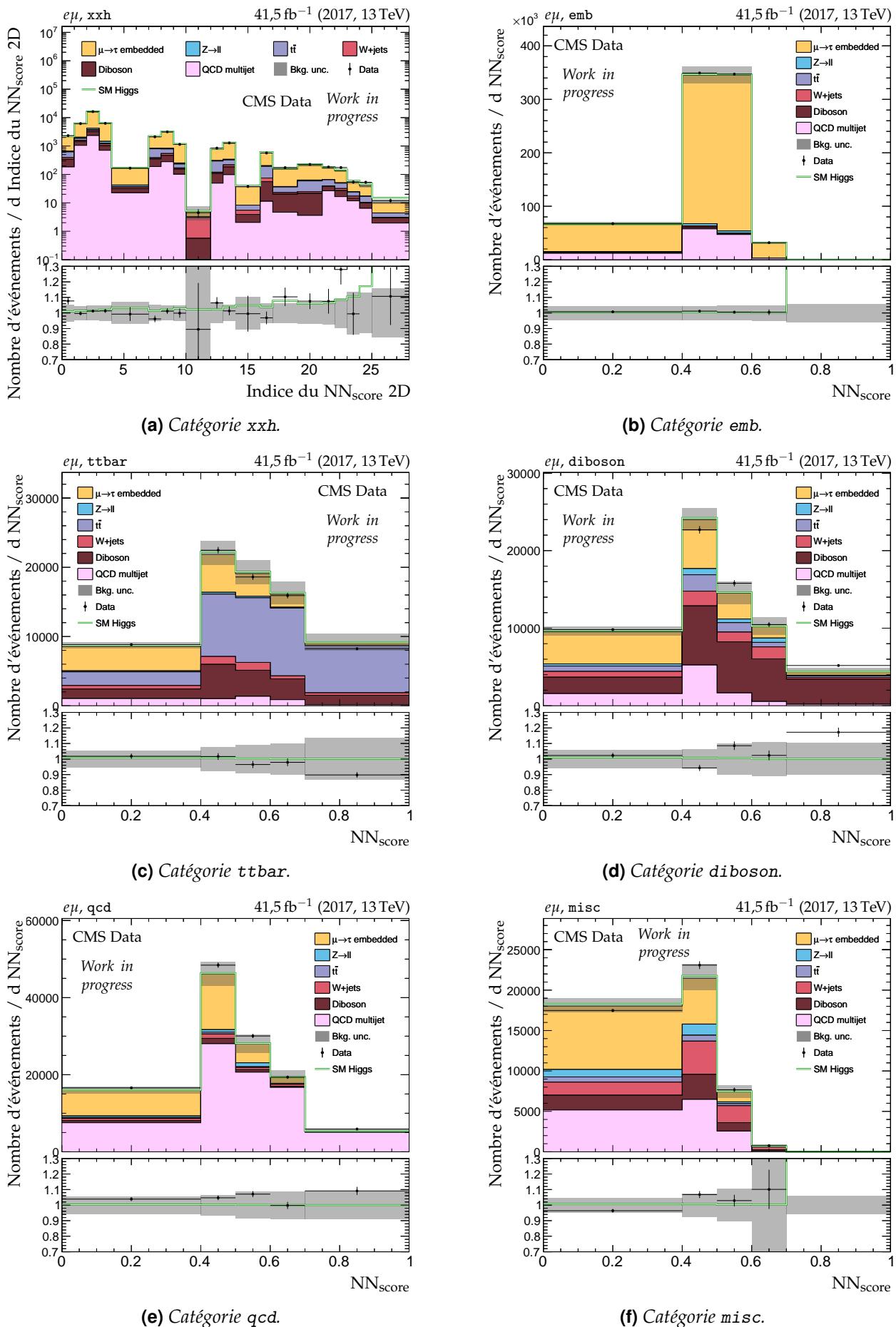


Figure 5.18 – Distributions de NN_{score} en 2017 dans le canal $e\mu$.

propriétés du boson de Higgs du modèle standard 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 [59, 190, 191]. En effet, les propriétés de h sont modifiées dans le MSSM par rapport au modèle standard, comme exposé dans le chapitre 2. 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 constaté dans des travaux récents [193].

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 [216]. 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 5.19.

À titre d'illustration, les distributions obtenues avec et sans les coupures de séparation des catégories SM pour la catégorie no-btag du canal $\tau_h\tau_h$ en 2017 sont représentées en figure 5.20.

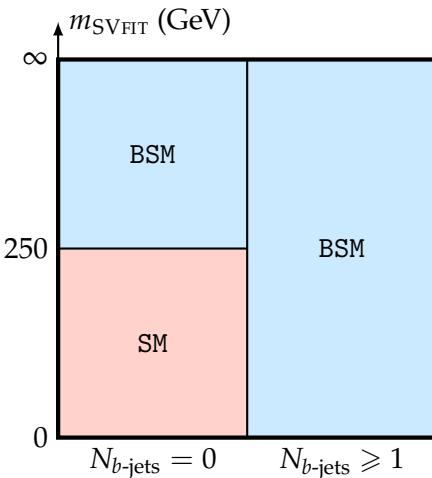
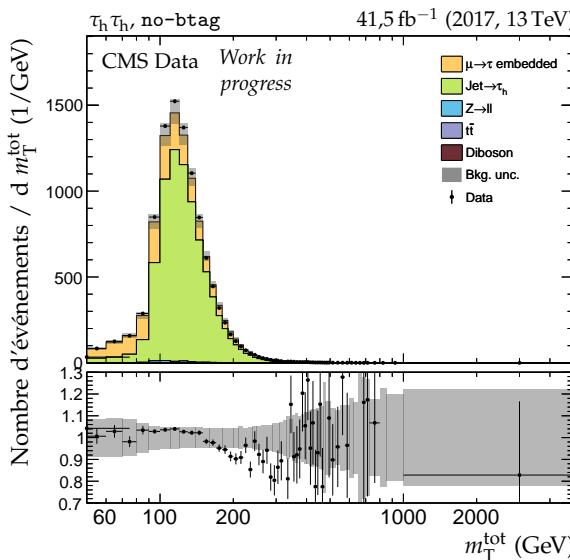
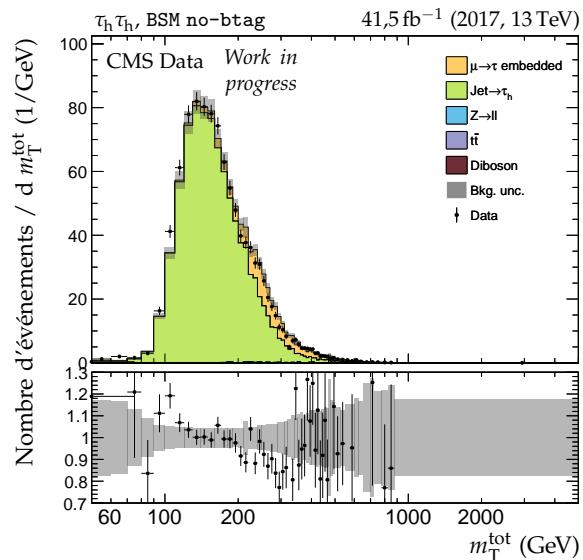


Figure 5.19 – Définition des deux régions utilisant des catégories différentes.



(a) Sans coupure sur $(m_{\text{SVFIT}}, N_{b\text{-jets}})$.



(b) Avec coupure sur $(m_{\text{SVFIT}}, N_{b\text{-jets}})$.

Figure 5.20 – Distributions de m_T^{tot} pour le canal $\tau_h\tau_h$ en 2017 dans la catégorie no-btag. Afin de combiner les catégories BSM avec les catégories SM présentées section 5.2, des coupures sont appliquées sur $(m_{\text{SVFIT}}, N_{b\text{-jets}})$ telles que $m_{\text{SVFIT}} \geq 250 \text{ GeV}$ ou $N_{b\text{-jets}} \geq 1$. Ici, seule la sélection sur m_{SVFIT} joue donc un rôle.

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

Les incertitudes listées ci-après impliquent des variations de normalisation des distributions des variables discriminantes.

Luminosité L'incertitude sur la luminosité enregistrée est de :

- 2,5 % en 2016 [86];
- 2,3 % en 2017 [87];
- 2,5 % en 2018 [88].

Elle est donnée par le POG Lumi. Plus de détails sont disponibles dans la référence [217].

Pondération du *prefiring* 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 années et les canaux sont corrélés.

Taux de mauvaise identification $\ell \rightarrow \tau_h$ ($\ell \rightarrow \tau_h$ *fake rate*) L'incertitude, fournie par le POG tau, dépend de la pseudorapidité 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 années sont non corrélées.

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 années sont corrélées.

Efficacité du *b-tagging* (*Btag efficiency*) Les facteurs d'échelle fournis par le POG BTV [172] 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 années sont non corrélées.

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 [218], corrélée entre les années ;
- 4 % sur les processus $W + \text{jets}$, due à l'incertitude sur leurs sections efficaces [218], corrélée entre les années ;
- 5 % sur les processus Diboson et *Single top*, due à l'incertitude sur leurs sections efficaces [218], 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 modèle standard h est considéré comme faisant partie des bruits de fond, les incertitudes sur les sections efficaces de sa production recommandées dans la référence [64] 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 [219].

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 `btag` 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 3, sont prises en compte. Elles sont de l'ordre de 1 à 2 %.

6.2 Incertitudes de forme

Les incertitudes listées ci-après impliquent des variations de formes des distributions des variables discriminantes.

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 DM (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 données simulées et encapsulées est utilisée, l'encapsulation étant un hybride entre données réelles et simulées. Les différents canaux sont non corrélés, tous comme les années entre elles (2016, 2017, 2018).

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. Simulations et encapsulations sont non corrélées. Les différents canaux et années sont non corrélés, 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 [185] 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 années 2017 et 2018 sont corrélées, car les mêmes réglages de simulation sont utilisés (CP5 [179]). L'année 2016 est décorrélée.

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 différentes années sont corrélées.

Recul de E_T^{miss} (*MET recoil correction uncertainty*) 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 différentes années sont non corrélées.

E_T^{miss} non regroupée (*MET unclustered uncertainty*) L’algorithme de PF introduit dans le chapitre 3 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 . Les signaux dans le détecteur correspondant 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 [220]. 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 [221] 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 [185].

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, l'outil de combination statistique de la collaboration CMS basé sur ROOSTATS [222].

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 hypothèse est fait par une approche fréquentiste modifiée connue sous le nom de méthode CL_s [223-225], implémentée dans COMBINE, l'outil de combination statistique de la collaboration CMS basé sur ROOSTATS [222].

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 $\mathfrak{P}(n_i|\nu_i(\mu, \theta))$ d'observer n_i événements dans chaque segment i de l'histogramme de la variable discriminante utilisée selon

$$\mathfrak{L}(n_i|\mu, \theta) = \prod_i \mathfrak{P}(n_i|\nu_i(\mu, \theta)) \cdot \prod_j \mathfrak{C}(\theta_j, \tilde{\theta}_j), \quad \mathfrak{P}(n_i|\nu_i(\mu, \theta)) = \frac{\nu_i^{n_i}}{n_i!} e^{-\nu_i} \quad (5.26)$$

où

- ν_i est le nombre d'événements attendus dans ce segment dans l'hypothèse $s\bar{b}$, c'est-à-dire

$$\nu_i(\mu, \theta) = \mu s(\theta) + b(\theta) \quad (5.27)$$

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 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 ;
- θ est un paramètre de nuisance correspondant à une source d'incertitude présentée 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. 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.

La forme de la contrainte \mathfrak{C} dépend du type d'incertitude et est discutée ci-après.

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,

$$\mathfrak{C}(\theta, \tilde{\theta})|_{\text{facteurs}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \ln \kappa} \frac{1}{\theta} \exp\left(-\frac{(\ln(\theta/\tilde{\theta}))^2}{2(\ln \kappa)^2}\right) \quad (5.28)$$

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,

$$\mathfrak{C}(\theta, \tilde{\theta})|_{\text{stat}} = \frac{1}{\kappa \Gamma(\tilde{\theta} + 1)} \left(\frac{\theta}{\kappa}\right)^{\tilde{\theta}} \exp\left(-\frac{\theta}{\kappa}\right) \quad (5.29)$$

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

$$h(\vec{\lambda}) = h_0 + \sum_j \left(a(\lambda_j) h_j^+ + b(\lambda_j) h_0 + c(\lambda_j) h_j^- \right) \quad (5.30)$$

avec

$$a = \begin{cases} \lambda(\lambda + 1)/2, & |\lambda| \leq 1, \\ 0, & \lambda < -1, \\ \lambda, & \lambda > +1, \end{cases} \quad b = \begin{cases} -\lambda^2, & |\lambda| \leq 1, \\ -|\lambda|, & |\lambda| > 1, \end{cases} \quad c = \begin{cases} \lambda(\lambda - 1)/2, & |\lambda| \leq 1, \\ |\lambda|, & \lambda < -1, \\ 0, & \lambda > +1. \end{cases} \quad (5.31)$$

L'interpolation (5.30) 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 [226, 227]. 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

$$e_{\text{tot}}^2 = \sum_{j \in \{i\}} e_j^2. \quad (5.32)$$

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 5.21. 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 modifiée par le regroupement. Il s'agissait d'un bug que j'ai identifié et corrigé [203] dans le code de COMBINE.

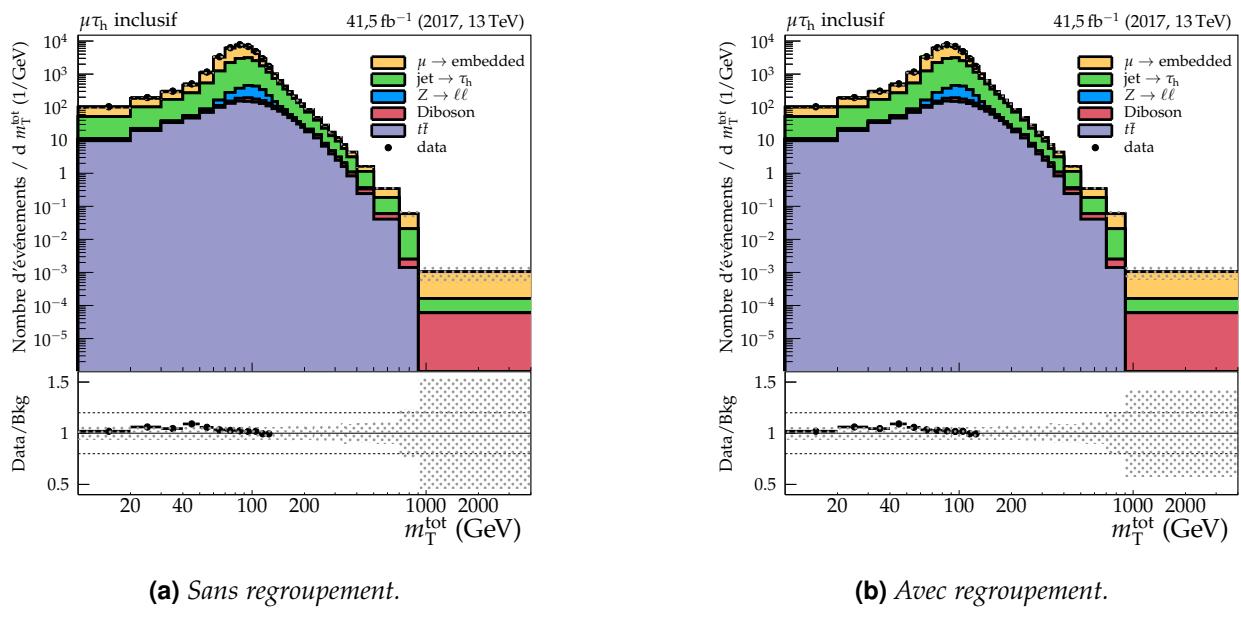


Figure 5.21 – Distributions de m_T^{tot} avec et sans regroupement des incertitudes pour le canal $\mu\tau_h$ en 2017. Le tracé des données s'arrête à 130 GeV, avant la zone où le signal est attendu.

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

$$\text{expand} = \text{std::sqrt}(1. / (1. - (\text{removed} / \text{tot_bbb_added}))) \Leftrightarrow E = \sqrt{\frac{1}{1 - \frac{R}{T}}} \quad (5.33)$$

avec

$$R = \text{removed} = \sum_{i \in \{A,C\}} e_i^2, \quad T = \text{tot_bbb_added} = \sum_{i \in \{A,B\}} e_i^2. \quad (5.34)$$

Ainsi, l'incertitude totale après regroupement s'exprime en fonction des incertitudes de chaque processus i avant regroupement selon

$$\begin{aligned} e_{\text{tot,après}}^2 &= \sum_{i \in \{A\}} (E \times 0 \times e_i)^2 + \sum_{i \in \{B\}} (E \times e_i)^2 + \sum_{i \in \{C\}} (0 \times e_i)^2 + \sum_{i \in \{D,Z\}} (e_i)^2 \\ &= E^2 \sum_{i \in \{B\}} e_i^2 + \sum_{i \in \{D,Z\}} e_i^2. \end{aligned} \quad (5.35)$$

Or,

$$E^2 = \frac{1}{1 - \frac{R}{T}} = \frac{T}{T - R} = \frac{\sum_{i \in \{A,B\}} e_i^2}{\sum_{i \in \{A,B\}} e_i^2 - \sum_{i \in \{A,C\}} e_i^2} = \frac{\sum_{i \in \{A,B\}} e_i^2}{\sum_{i \in \{B\}} e_i^2 - \sum_{i \in \{C\}} e_i^2} \quad (5.36)$$

soit

$$e_{\text{tot,après}}^2 = \frac{\sum_{i \in \{A,B\}} e_i^2}{\sum_{i \in \{B\}} e_i^2 - \sum_{i \in \{C\}} e_i^2} \times \sum_{i \in \{B\}} e_i^2 + \sum_{i \in \{D,Z\}} e_i^2 \quad (5.37)$$

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 [203] 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 (5.37) se réécrit

$$e_{\text{tot,après}}^2 = \frac{\sum_{i \in \{A,B\}} e_i^2}{\sum_{i \in \{B\}} e_i^2} \times \sum_{i \in \{B\}} e_i^2 + \sum_{i \in \{D,Z\}} e_i^2 = \sum_{i \in \{A,B\}} e_i^2 + \sum_{i \in \{D,Z\}} e_i^2 = e_{\text{tot,avant}}^2, \quad (5.38)$$

l'incertitude totale est donc bien conservée.

Dans le cas d'étude de la figure 5.21, 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_s

7.2.1 Approche fréquentiste classique

Afin de déterminer quantitativement quelle hypothèse, entre b et $\mathfrak{s}b$, 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*),

$$q_\mu = -2 \ln \left(\frac{\mathcal{L}(\text{données} | \mu, \hat{\theta}_\mu)}{\mathcal{L}(\text{données} | \hat{\mu}, \hat{\theta}_{\hat{\mu}})} \right), \quad 0 \leq \hat{\mu} \leq \mu \quad (5.39)$$

où « données » réfère aux quantités d'événements n_i dans chaque segments 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 $0 \leq \hat{\mu}$ 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 $\mathfrak{s}\mathfrak{b}$. 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 $\mathfrak{s}\mathfrak{b}$ que celle effectivement réalisée, est définie par

$$CL_{\mathfrak{s}\mathfrak{b}} = \int_{q_{\mu}^{\text{obs}}}^{+\infty} f(q_{\mu}|\mu, \hat{\theta}_{\mu}) dq_{\mu} \quad (5.40)$$

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 $\alpha = 1 - CL_{\mathfrak{s}\mathfrak{b}}$. 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 [223-225]. En plus de $CL_{\mathfrak{s}\mathfrak{b}}$ définie précédemment, la probabilité de réaliser une observation moins compatible avec l'hypothèse \mathfrak{b} que celle effectivement réalisée, définie comme

$$CL_{\mathfrak{b}} = \int_{q_{\mu}^{\text{obs}}}^{+\infty} f(q_{\mu}|0, \hat{\theta}_0) dq_{\mu} \quad (5.41)$$

est déterminée. La quantité $CL_{\mathfrak{s}}$ est le rapport

$$CL_{\mathfrak{s}} = \frac{CL_{\mathfrak{s}\mathfrak{b}}}{CL_{\mathfrak{b}}}. \quad (5.42)$$

Dans l'approche fréquentiste modifiée, l'exclusion à 95 % de confiance est obtenue lorsque $CL_{\mathfrak{s}} \leq 0,05$. Plus de détails sur la méthode $CL_{\mathfrak{s}}$ sont disponibles dans la référence [228].

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 et 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 $CL_{\mathfrak{s}} = 0,05$. 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 $\Phi \leftrightarrow (H + A)$ 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 modèle standard. Aucune modification due à $\tan \beta$ n'est donc considérée.

En plus des bruits de fond usuels $Z \rightarrow \tau\tau$, $Z \rightarrow \ell\ell$, $W + \text{jets}$, $t\bar{t}$, Diboson, Single top et QCD, la contribution de boson de Higgs du modèle standard h dans ses désintégrations $h \rightarrow \tau\tau$ et $h \rightarrow$

WW est également considérée 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 modèle standard aux quarks t et b et $m_\Phi \in [60, 3500] \text{ GeV}$.

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.

7.4 Interprétation dans les scénarios du MSSM

Les résultats de l'analyse sont de plus interprétés dans le cadre de scénarios de référence [57] 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 $125 \pm 3 \text{ GeV}$.

Comme exposé dans le chapitre 2, 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 dans ces scénarios. Les autres paramètres, fixés par les scénarios utilisés, sont :

- l'échelle d'énergie de la SUSY m_S , définie au chapitre 2;
- le paramètre de masse des Higgsinos μ ;
- le paramètre de masse des *gauginos* du groupe $U(1)$, M_1 ;
- le paramètre de masse des *gauginos* du groupe $SU(2)$, M_2 ;
- le paramètre de mélange du stop, X_t ;
- les constantes de couplage trilinéaire entre les Higgs et le stop, le sbottom et le stau, respectivement A_t , A_b et A_τ ;
- la masse du gluino, $m_{\tilde{g}}$;
- la masse du stau, $m_{\tilde{\tau}}$.

Les scénarios de [57] utilisés dans cette analyse sont :

put the list!

Pour chacun d'entre-eux, les masses des bosons de Higgs, sections efficaces de production, rapports de branchements et incertitudes théoriques sont fournis en fonction de m_A et $\tan \beta$ [219].

Le signal du MSSM attendu (hypothèse $\$b$) 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 modèle standard (SM). En particulier, les propriétés de h_{MSSM} peuvent différer de celles données par le SM. Pour chacun d'entre eux, 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

$$\sin^2(\beta - \alpha) \times \frac{\mathcal{BR}(h_{\text{MSSM}} \rightarrow \tau\tau)}{\mathcal{BR}(h_{\text{SM}} \rightarrow \tau\tau)}. \quad (5.43)$$

Dans la limite découplée, $\sin^2(\beta - \alpha) \simeq 1$, seuls les rapport de branchements ont donc un effet significatif.

L'hypothèse $\$b$, c'est-à-dire sans signal, correspond au cas où seul le boson de Higgs du SM est présent. Ainsi, le paramètre $\nu_i(\mu, \theta)$ donnant le nombre d'événements attendus,

$$\nu_i(\mu, \theta) = \mu s(\theta) + b(\theta) \quad (5.44)$$

est réécrit sous la forme

$$\nu_i(\mu, \theta) = \mu s_{\text{MSSM}}(\theta) + (1 - \mu)s_{\text{SM}}(\theta) + b(\theta) \quad (5.45)$$

avec s_{MSSM} le signal $\Phi \in \{ h_{\text{MSSM}}, H, A \} \rightarrow \tau\tau$ attendu dans le cadre du MSSM et s_{SM} 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 modèles 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 de tester $\mu = 1$ par rapport à $\mu = 0$. En revanche, celui utilisé au Tevatron,

$$q_\mu = -2 \ln \left(\frac{\mathcal{L}(\text{données}|\mu, \hat{\theta}_\mu)}{\mathcal{L}(\text{données}|0, \hat{\theta}_0)} \right), \quad 0 \leq \mu \quad (5.46)$$

le permet, c'est celui-ci qui est donc 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. Les résultats, présentés section 8, sont proposés avec ces différents jeux de catégories.

Cas du scénario avec violation de CP !

8 Résultats et interprétations

Les résultats de cette analyse comportent :

- des distributions des variables discriminantes dans les différentes catégories utilisées;
- des limites d'exclusion obtenues indépendamment d'un modèle;
- des contours d'exclusions dans le plan $(m_A, \tan \beta)$ pour des scénarios du MSSM.

see comments in tex file

9 Conclusion

refer and do the big plots appendix

Chapitre 6

Reconstruction de la masse d'une résonance grâce au *Machine Learning*

Sommaire

1	Introduction	157
2	XGBoost	159
2.1	Principe	159
2.2	Entraînement	159
3	DNN	160
3.1	Neurones	160
3.2	Réseaux de neurones	160
3.3	Entraînement	160
4	Événements utilisés	161
4.1	Génération avec FASTSIM	161
4.2	Sélection des événements	162
4.3	Événements obtenus et pondération	163
5	Sélection d'un modèle	163
5.1	Variables d'entrée	163
5.2	Type de modèle	165
5.3	Fonction de coût	165
5.4	Initialisation des poids et optimisation	166
5.5	Structure	167
5.6	Fonction d'activation	169
6	Discussions	169
6.1	Effets de l'intervalle de masse	169
6.2	Effets de l'empilement	169
6.3	Effets de la reconstruction	169
6.4	Effets des faux taux hadroniques	169
6.5	Effets de la séparation des canaux	169
6.6	Effets de bord	169
6.7	Modèle final	169
7	Utilisation du modèle dans les analyses CMS	170
8	Conclusion	170

1 Introduction

AI = exploding for last years

Siri, autonomous cars, AlphaGO, ...

AI > Machine Learning > Deep Learning

principle of ML : get a program mapping inputs to outputs

classification vs regression tasks

in HEP : [168] and the one used for the SM categories in the analysis !

Also cite Gaël thesis :

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>

and Mortiz's :

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>

and Tanja's :

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>

The Elements of statistical learning : Trees have one aspect that prevents them from being the ideal tool for predictive learning, namely inaccuracy. → they work great with the data used to create them, but they are not flexible when it comes to classifying new samples...

► Aim : reconstruction of di- τ mass.

▷ Already done in :

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). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900219303377>

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)

► BUT

- ▷ CMS simulated at phase-0 with Delphes → we used CMS Fast Simulation (FASTSIM).
- ▷ No Pile-Up → we added it using the 2017 PU profile.
- ▷ $m_h \in [80; 300]\text{GeV}$ per steps of 5 GeV → we do from 50 to 800 per steps of 1.
- ▷ 270 000 training events → we have 2 180 992 ($\times 8$).
- ▷ 100 000 testing events → we have 311 504 ($\times 3$).

Try both XGBOOST and DNN and compare, then apply to MSSM HTT analysis

📎 To cite :

- DELPHES 3.4.2 [[233](#), [234](#)]?
- CMS Fast Simulation (FASTSIM) [[235](#)-[238](#)]
- PYTHIA 8.235 [[142](#)]
- FASTJET [[158](#), [239](#)]
- KERAS [[170](#)]
- TENSORFLOW [[171](#)]
- XGBOOST [[140](#)]
- for an example of nn use in HEP
D. GUEST & coll. « Jet flavor classification in high-energy physics with deep neural networks ». *Physical Review D* **94**.11 (déc. 2016). DOI : [10.1103/physrevd.94.112002](https://doi.org/10.1103/physrevd.94.112002)
- W. SARLE. « Neural Networks and Statistical Models ». 1994. URL : https://people.orie.cornell.edu/davidr/or474/nn_sas.pdf
- 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). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900219303377>
- SVFIT [[216](#)]

L. TORTEROTOT, E. AŞILAR & C. BERNET. *Reconstruction of di-tau mass using Machine Learning*. URL : https://github.com/lucastorterotot/DL_for_HTT_mass

2 XGBOOST

why? faster at challenges (see Colin's slides from *somewhere in the past*)

2.1 Principe

tree

max depth, n estimators

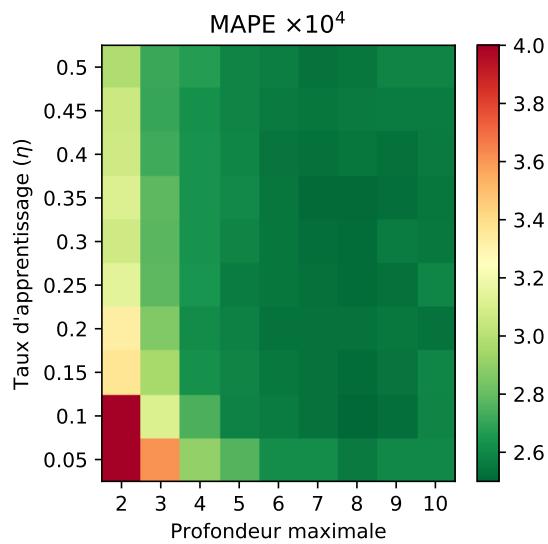
2.2 Entraînement

2.2.1 Amélioration des prédictions

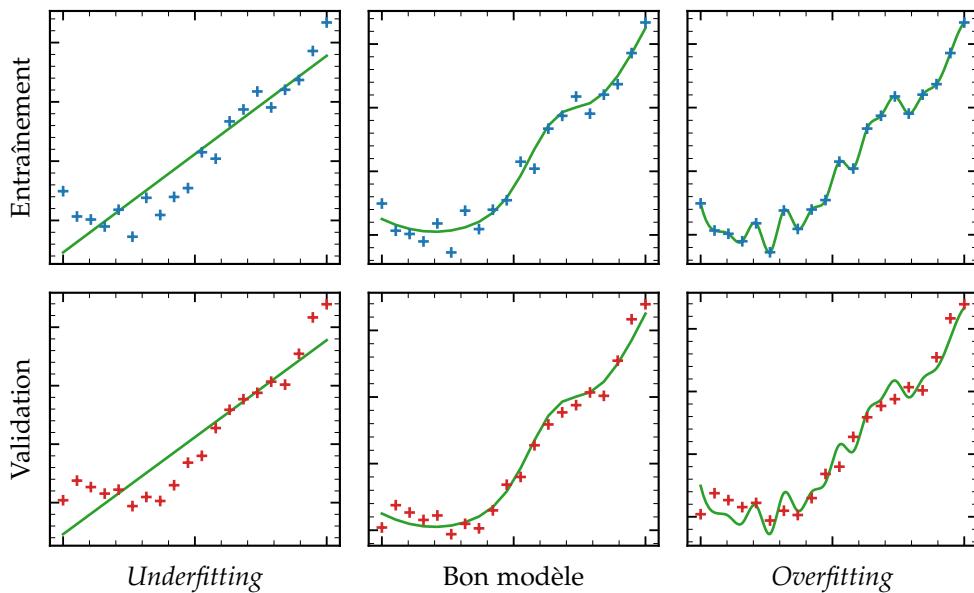
objective

learning rate

early stopping



2.2.2 Surentraînement



3 DNN

I. GOODFELLOW, Y. BENGIO & A. COURVILLE. *Deep Learning*. <http://www.deeplearningbook.org>. MIT Press, 2016

3.1 Neurones

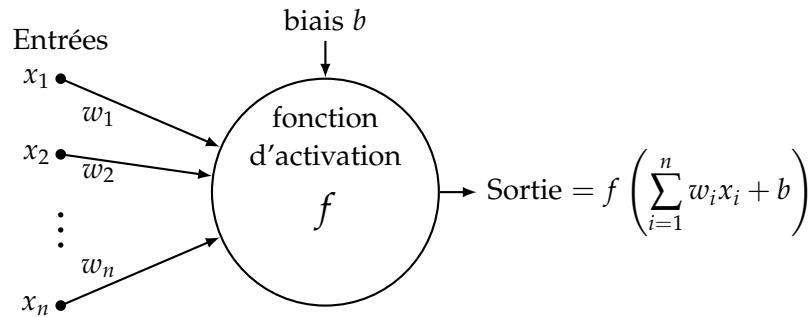


Figure 6.1 – Structure d'un neurone. Une fonction f dite d'« activation » est appliquée à la somme des entrées x_i pondérées par les poids w_i et du biais b afin d'obtenir la valeur de sortie.

Activation functions : tanh, sigmoid mostly for classification, linear, relu, elu, selu, softmax, softplus ...

3.2 Réseaux de neurones

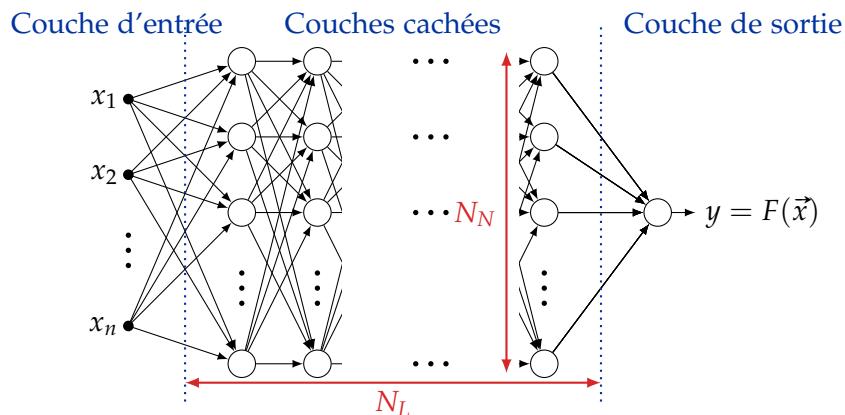


Figure 6.2 – Structure d'un réseau de neurones. Une couche d'entrée comporte autant de neurones que de variables x_i . La couche de sortie en comporte autant que de valeurs à donner, c'est-à-dire une. Les fonctions d'activation de ces deux couches sont linéaires. Entre elles se trouvent N_L couches cachées, chacune contenant N_N neurones. Diverses fonctions d'activation peuvent être utilisées dans les couches cachées.

3.3 Entraînement

3.3.1 Fonction de coût

```
loss == objective
= 0 when prediction == truth
minimize it!
```

3.3.2 Initialisation des poids et optimisation

Adam, Adadelta, SGD

parameters to optimize = weights and biais
need to init : (Glorot) uniform/normal

Glorot : X. Glorot and Y. Bengio, "Understanding the difficulty of training deep feedforward neural networks", in Proceedings of the thirteenth international conference on artificial intelligence and statistics, p. 249. 2010.

4 Événements utilisés

L'objectif des modèles à entraîner est de reconstruire la masse des particules se désintégrant en paire de leptons tau. Il s'agit d'une tâche de régression, il faut donc entraîner les modèles sur le plus de valeurs différentes possible. Dans l'optique d'une utilisation dans les analyses telles que celle présentée dans le chapitre 5, 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. La cible du modèle est donc la masse $m_{\mathcal{H}}$.

4.1 Génération avec FASTSIM

Nous avons générée nos propres données simulées [242] afin d'obtenir des événements indépendants de ceux utilisés dans les analyses. Dans le contexte de la collaboration CMS, nous avons utilisé FASTSIM [235-238]. Cet outil permet de procéder à l'ensemble de la simulation des événements introduite chapitre 3, de la génération du processus physique à la reconstruction des objets physiques par le détecteur.

Les processus physiques sont générés par PYTHIA 8 [142] avec les réglages CUPE8M1 [175, 179]. L'énergie dans le centre de masse est de 13 TeV. Pour ne pas générer d'événements indésirables, seules les collisions créant un boson de Higgs par fusion de gluons, mode dominant pour le modèle standard, sont autorisées. De plus, le rapport de brancement $\mathcal{BR}(\mathcal{H} \rightarrow \tau\tau)$ est fixé à 1, c'est-à-dire que \mathcal{H} se désintègre forcément en paires de leptons taus.

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 6. Lorsque $m_{\mathcal{H}}$ est supérieure à 800 GeV, les propriétés de \mathcal{H} , basées sur celles de h , ne permettent pas d'obtenir des valeurs de $m_{\mathcal{H}}$ cohérentes avec la méthode de génération utilisée. Nous ne considérerons pas de masse plus haute. Bien qu'il soit possible pour une particule de se désintégrer en deux taus dès que sa masse est plus élevée que $2m_{\tau} = 3,5$ GeV, la sélection des événements présentée dans la section 4.2 rejette plus de 99 % des événements lorsque $m_{\mathcal{H}} < 50$ GeV. Nous ne considérerons pas de masse plus basse. L'efficacité des sélections appliquées est représentée sur la figure 6.3. S'il est possible d'appliquer des poids aux événements 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 $50 \geq m_{\mathcal{H}} < 300$;
- 20 000 pour $300 \geq m_{\mathcal{H}} < 500$;
- 10 000 pour $500 \geq m_{\mathcal{H}} \geq 800$.

L'empilement est modélisé par superposition du signal $\mathcal{H} \rightarrow \tau\tau$ à des événements dits de « biais minimum » [142]. Il s'agit d'événements pouvant contenir des interactions dures, mais n'activant pas

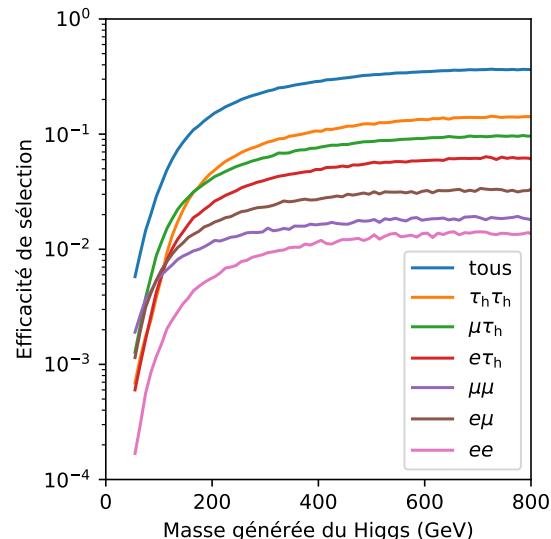


Figure 6.3 – Efficacité de sélection des événements pour $m_{\mathcal{H}} \in [50, 800]$ GeV dans les différents canaux et pour tous les canaux.

de chemin de déclenchement. La quantité d'empilement ajoutée à l'événement $\mathcal{H} \rightarrow \tau\tau$ suit le profil de l'année 2017.

4.2 Sélection des événements

4.2.1 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 5 pour l'année 2017 et les canaux $\tau_h\tau_h$, $\mu\tau_h$, $e\tau_h$ et $e\mu$ y étant exploités, à l'exception des coupures servant à séparer la région de signal des régions de contrôle et de détermination, sur $m_T^{(\mu)}$ dans le canal $\mu\tau_h$, $m_T^{(e)}$ dans le canal $e\tau_h$, D_ζ dans le canal $e\mu$. La construction du *dilepton* est inchangée. La correspondance des objets du *dilepton* avec ceux ayant activé le chemin de déclenchement n'est pas vérifiée. Ce choix permet d'obtenir un modèle dont les prédictions auront non seulement un sens dans les régions de contrôle et de détermination, mais aussi plus facilement dans le contexte d'autres analyses dans lesquelles les sélections peuvent différer.

En plus des canaux listés ci-dessus, nous avons également sélectionné des événements des canaux $\mu\mu$ et ee , selon les procédures présentées ci-après.

4.2.2 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* :

- $p_T^\mu > 10 \text{ GeV}$;
- $|\eta^\mu| < 2.4$;
- paramètres d'impact $d_z < 0,2 \text{ cm}$ et $d_{xy} < 0,045 \text{ cm}$;
- $I^\mu < 0,15 p_T^\mu$;
- 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 5.

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* du *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.

4.2.3 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 $L_1 L_2 = ee$ 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 5.

Vétos de leptons supplémentaires Les vetos 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* du *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.

4.3 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 $m_{\mathcal{H}}$ dans ces événements sélectionnés est représentée sur la figure 6.4a. Quelques événements présentent des valeurs de $m_{\mathcal{H}}$ au-delà de 800 GeV, cet effet est dû à la largeur de cette particule. À haute masse, la durée de vie est réduite. Alors, l'incertitude sur la masse augmente, comme l'indique le principe d'incertitude de Heisenberg. Cet effet n'est pas présent à basse masse. Les événements retenus dans la suite sont ceux où la masse effective de \mathcal{H} se situe bien entre 50 et 800 GeV.

Ces événements sont de plus séparés en trois groupes selon les proportions suivantes :

- 70 % pour l'entraînement. Ce sont ces événements que les modèles pourront exploiter afin d'apprendre à prédire correctement $m_{\mathcal{H}}$;
- 20 % pour la validation. Ces événements 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;
- 10 % pour les tests. Ces événements 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'événements.

Afin de réaliser un entraînement équitable entre les différentes valeurs de $m_{\mathcal{H}}$, un poids est associé à chaque événement de manière à ce que la distribution pondérée de $m_{\mathcal{H}}$ soit plate. La distribution pondérée de $m_{\mathcal{H}}$ sur les événements utilisés pour l'entraînement des modèles est représentée sur la figure 6.4b.

5 Sélection d'un modèle

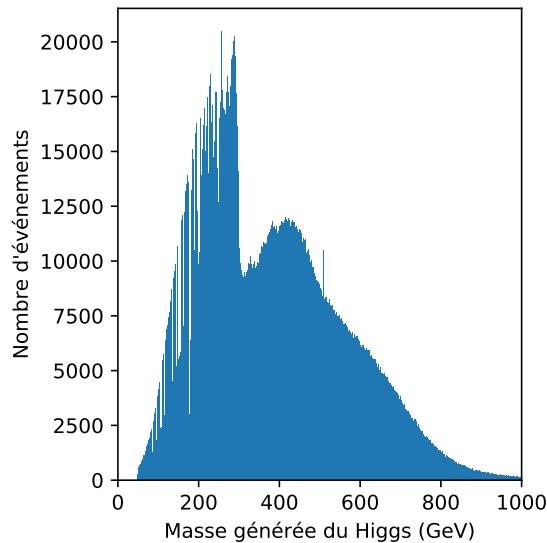
no customized loss yet.

hard to get one single score to determine which model is the best : use mse, mae, mape, median diff, ± 1 or 2σ width ... low, medium, high and full mass regions as well.

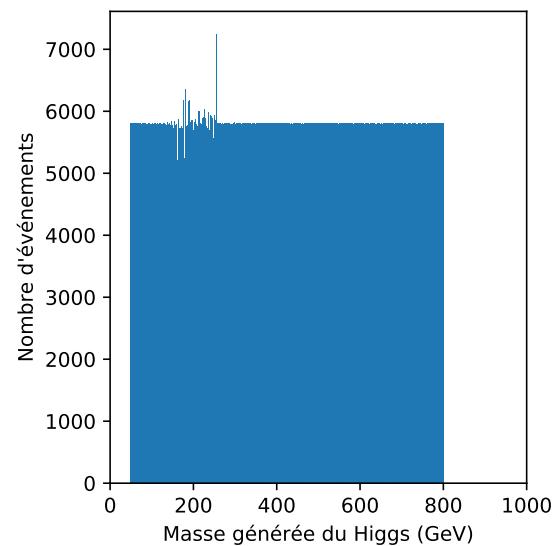
5.1 Variables d'entrée

Model inputs : DNN not that sensible but XGB is better when having all of them, then use all inputs (give list) and not a subset of them.

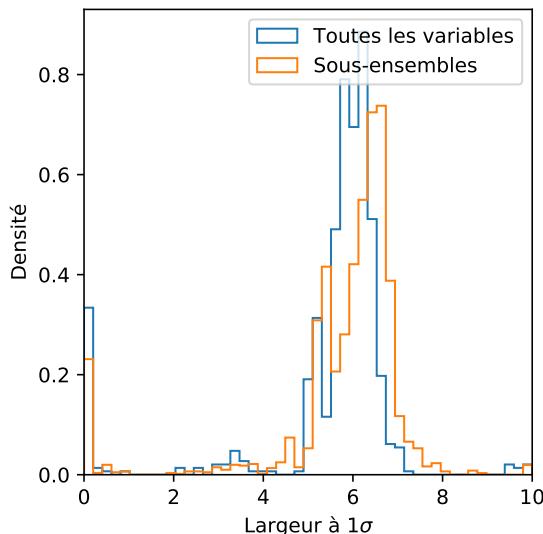
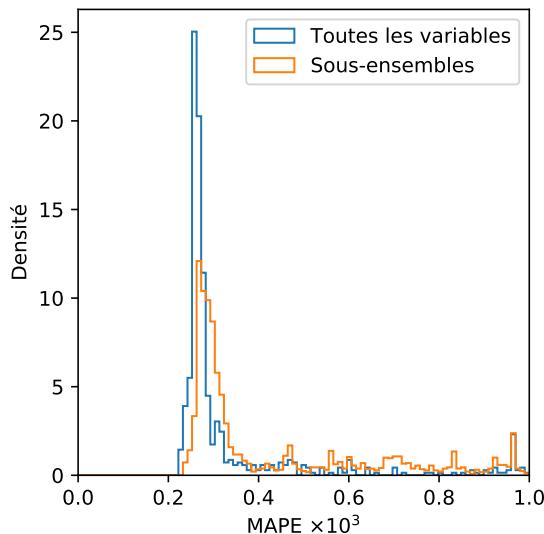
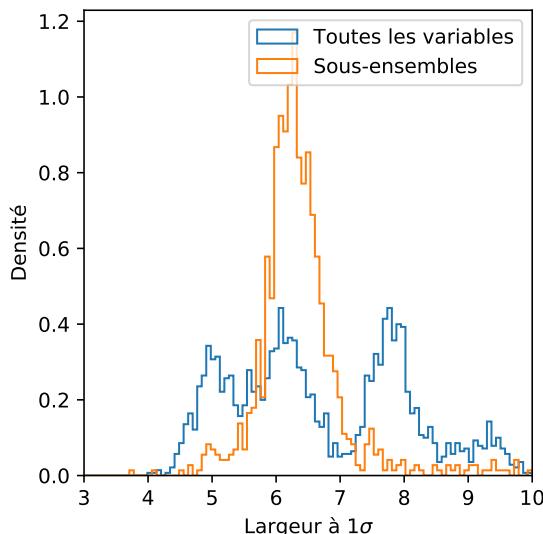
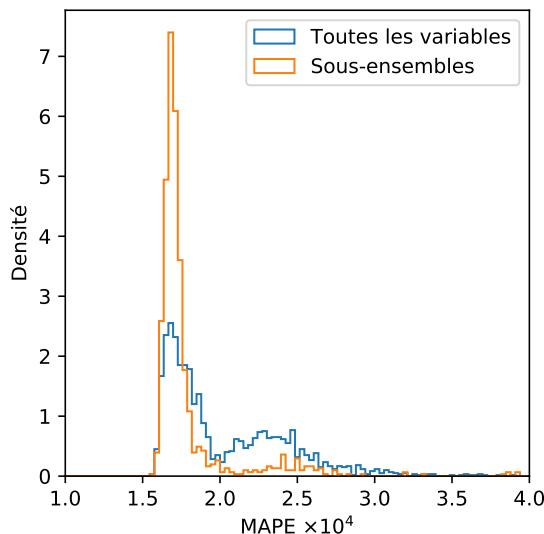
use plots with ref when relevant



(a) Distribution brute sur tous les événements.

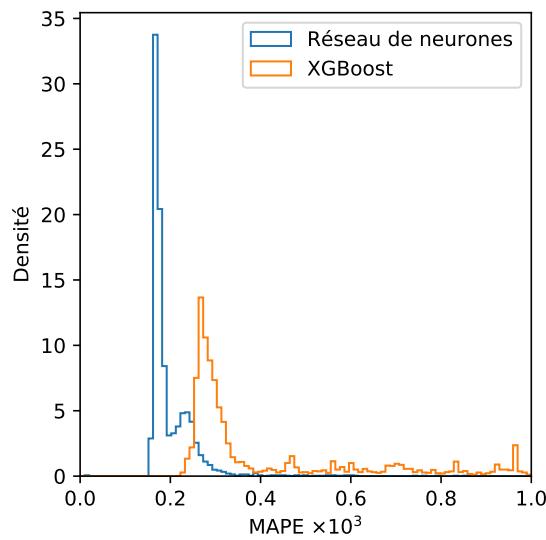
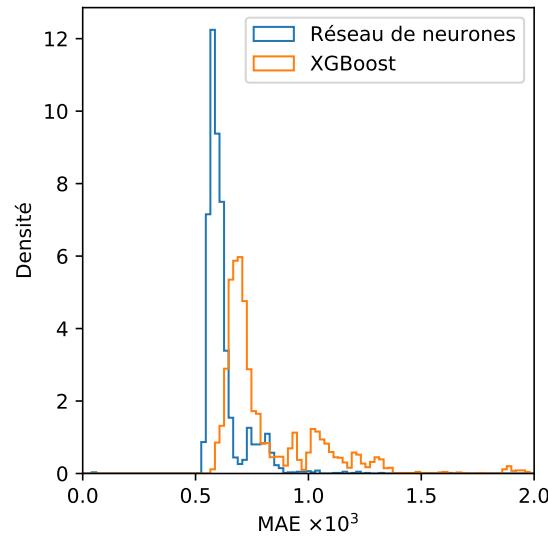
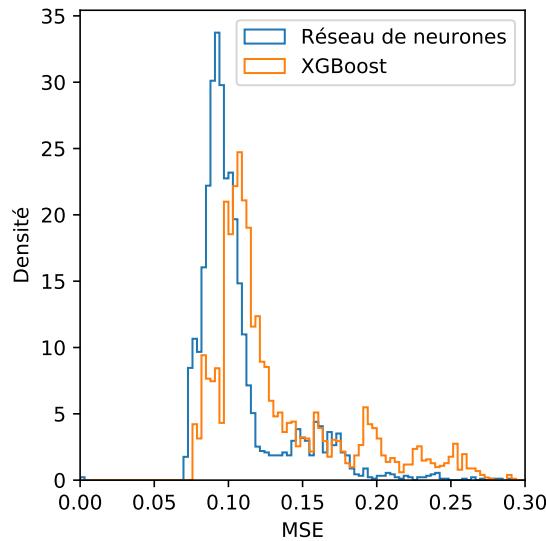


(b) Distribution pondérée pour les événements d'entraînement.

Figure 6.4 – Distributions de la masse générée de \mathcal{H} .

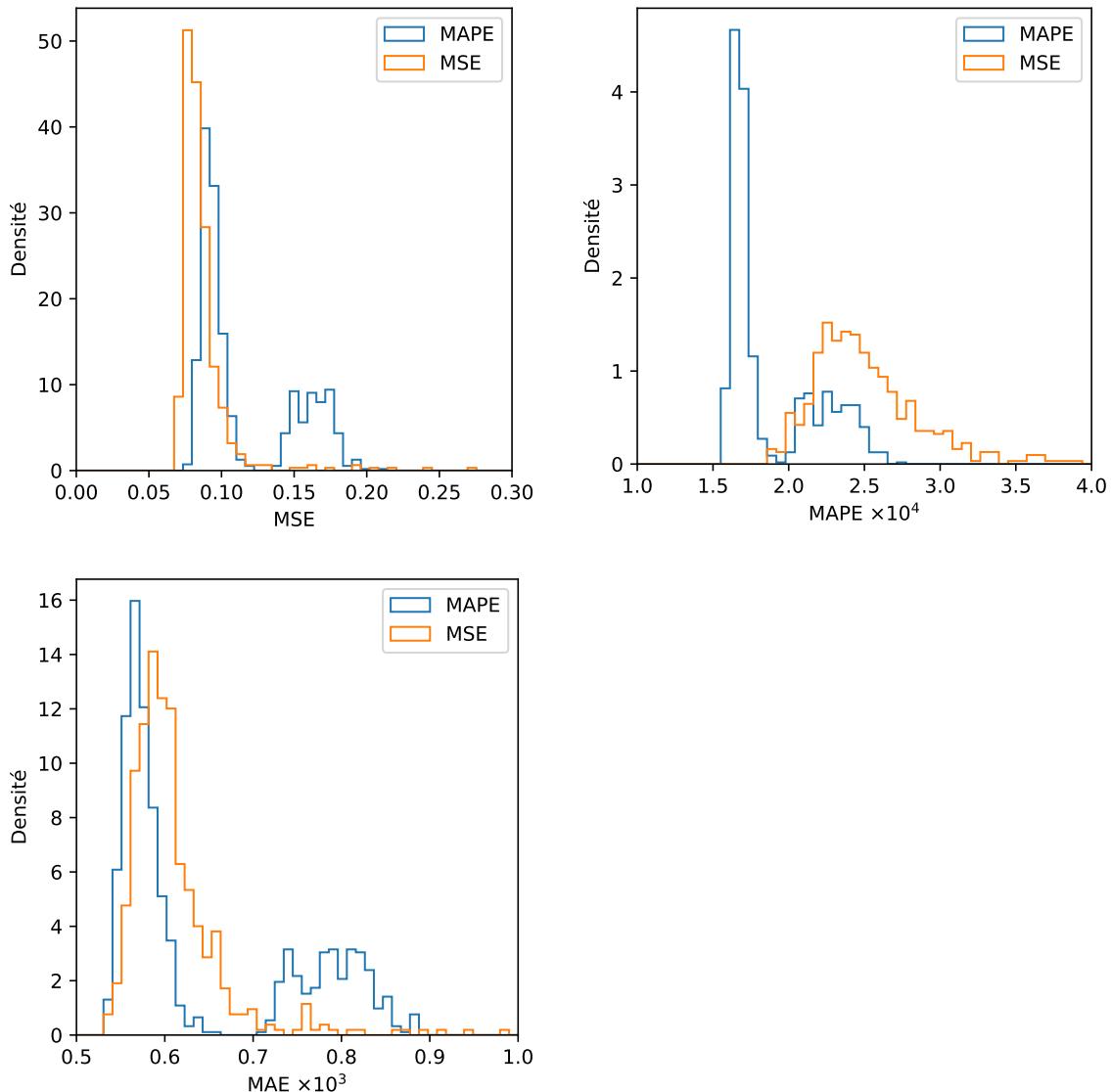
5.2 Type de modèle

DNN vs XGB : use DNN!



5.3 Fonction de coût

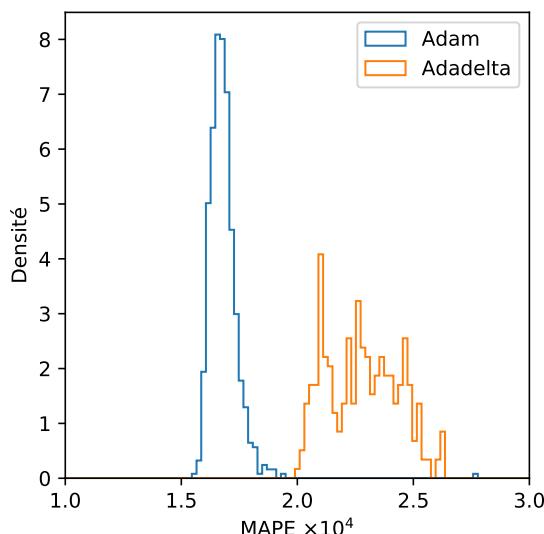
loss : when using a given loss, the corresponding models are of course better when using the loss as score.



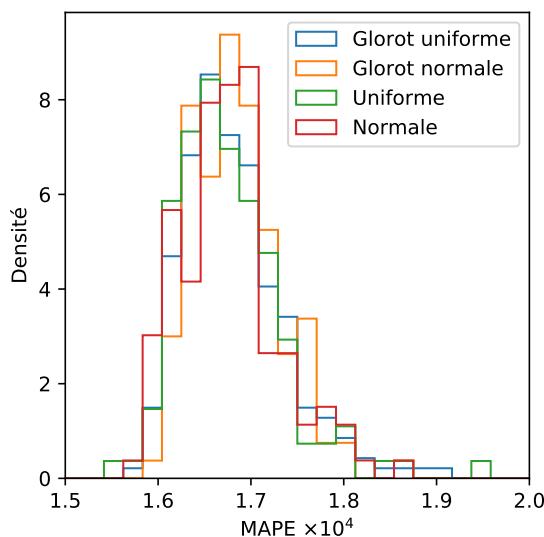
use mape loss, gives the better results

5.4 Initialisation des poids et optimisation

optimizer : Adam

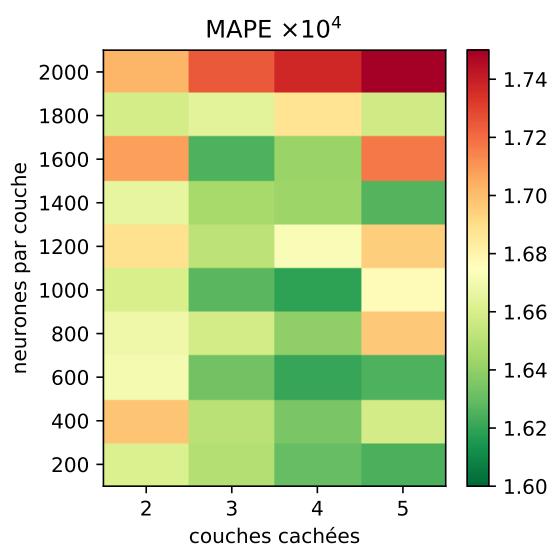


w init mode Glorot Uniform

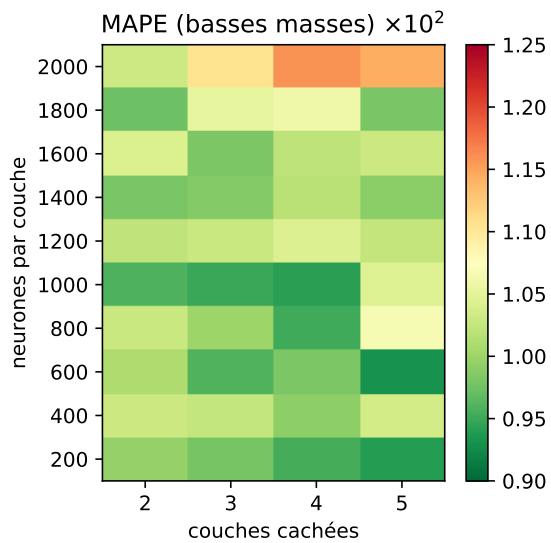


5.5 Structure

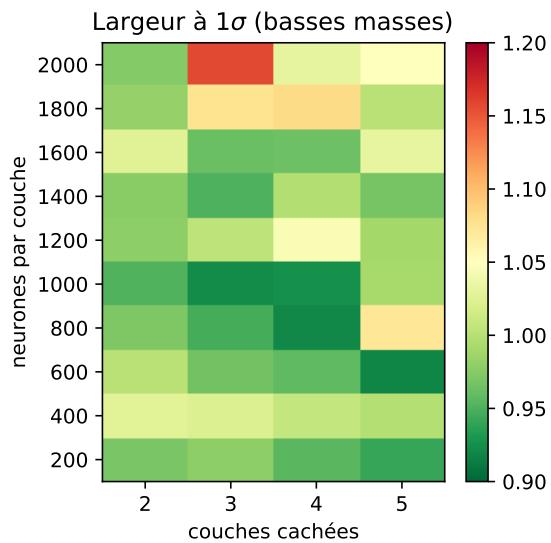
which structure ?



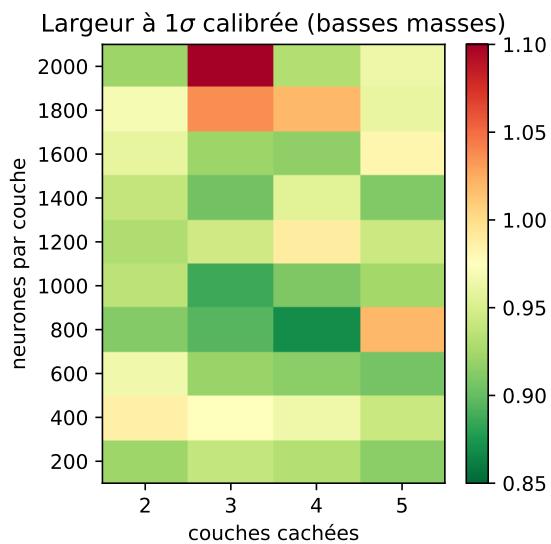
several possibilities, but the loss mass region contains the Z boson and is important



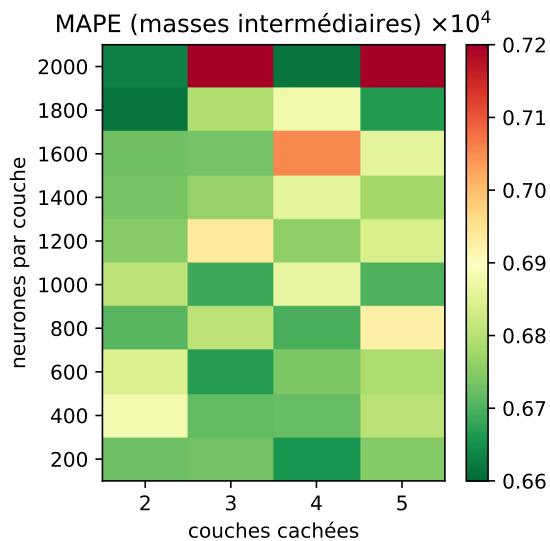
2x900 and 5x600 seem to be the best options, check the low mass resolution



5x600 seems good, check the low mass **calibrated** resolution



and in the medium mass region we have



3x1000 is the best compromise we found

5.6 Fonction d'activation

activation = softplus

6 Discussions

6.1 Effets de l'intervalle de masse

6.2 Effets de l'empilement

also show PU effect (see fig 2 and 3 from report 2020-11-20, update with new models and samples)

6.3 Effets de la reconstruction

show trained/tested on gen tau, gen tau decays, reco tau decays (=real), see fig 3 from report 2021-01-11

the model understand the physics, now it has to deal with the reco resolution and fakes.

6.4 Effets des faux taus hadroniques

6.5 Effets de la séparation des canaux

not relevant (fig3 report 2021-01-21)

6.6 Effets de bord

use the custom loss with boundaries cuts (basically all the report 2021-02-04)

Follow report from 2021-02-04 but for section 3 : We saw that predictions come out too low, which already is a motivation to put larger weights on higher masses, i.e. to weight by truth. Choosing $\text{sqrt}(\text{truth})$ is of course just a guess then

extend up to 1TeV using the tails

6.7 Modèle final

DEEPTAU

1 TeV

all inputs

activation softplus

```
loss mapesqrt_b
opti Adam
glorot uniform
3 layers of 1000 neurons
show reponses and 2d histo
```

7 Utilisation du modèle dans les analyses CMS

```
show distributions of mTtot and ML predictions
discuss
show limits
discuss
```

8 Conclusion

Chapitre 7

Conclusion

Annexe A

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 ,

$$a_\mu b^\mu = a^\mu b_\mu = a^\mu \eta_{\mu\nu} b^\nu = a_\mu \eta^{\mu\nu} b_\nu = a^0 b^0 - \sum_{i=1}^3 a^i b^i \quad (\text{A.1})$$

car la métrique de Minkowski est ici

$$\eta = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.2})$$

Matrices de Pauli

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.3})$$

Matrices de Dirac ou matrices gamma

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} \mathbb{1}_{2 \times 2} & 0_{2 \times 2} \\ 0_{2 \times 2} & -\mathbb{1}_{2 \times 2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma^1 = \begin{pmatrix} 0_{2 \times 2} & \sigma_1 \\ -\sigma_1 & 0_{2 \times 2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\gamma^2 = \begin{pmatrix} 0_{2 \times 2} & \sigma_2 \\ -\sigma_2 & 0_{2 \times 2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^3 = \begin{pmatrix} 0_{2 \times 2} & \sigma_3 \\ -\sigma_3 & 0_{2 \times 2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.4})$$

Projecteur chiral

$$\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.5})$$

Matrices de Gell-Mann

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.6})$$

Annexe B

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 [243]. Un des tout premiers diagrammes de Feynman présents dans la littérature représente ainsi la diffusion entre deux électrons. Il se trouve sur la figure B.1. 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 B.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) et aussi des processus plus complexes (quatrième et cinquième termes).

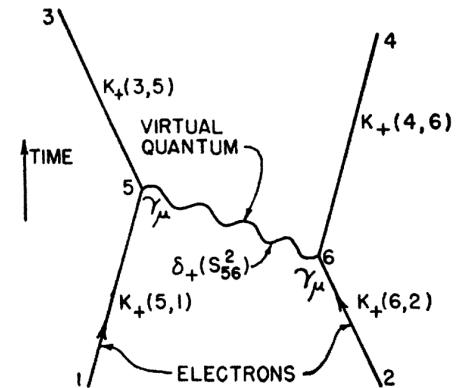


Figure B.1 – Diagramme de Feynman de la diffusion électron-électron présenté dans la référence [243]. Ici, le temps s'écoule vers le haut; l'état initial est donc en bas du diagramme et l'état final en haut.

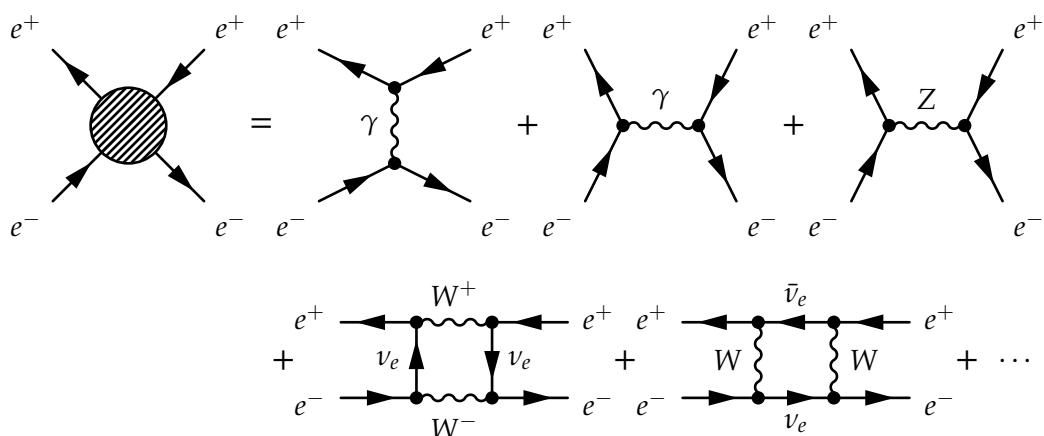


Figure B.2 – Prise en compte de plusieurs diagrammes de Feynman lors de l'étude d'un processus physique donné.

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 B.3.

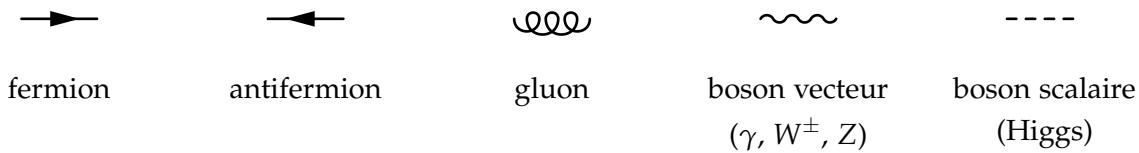


Figure B.3 – Types de particules et lignes correspondantes dans les diagrammes de Feynman.

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 2, un des termes du lagrangien est

$$\bar{\psi} \gamma^\mu e Q A_\mu \psi = \bar{\psi}_a [\gamma^\mu]_{ab} e Q A_\mu \psi_b, \quad (\text{B.1})$$

faisant intervenir le champ ψ des fermions, $\bar{\psi}$ pour les antifermions ainsi que le champ A_μ des photons. Ce terme du lagrangien correspond directement aux vertex comme celui de la figure B.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

$$P(|i\rangle \rightarrow |f\rangle) = |\mathcal{S}_{fi}|^2, \quad \mathcal{S}_{fi} = \langle f | \mathcal{S} | i \rangle. \quad (\text{B.2})$$

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 B.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.

Les diagrammes de Feynman sont ainsi un outil incontournable en physique des particules. En physique nucléaire et en physique de la matière condensée, le formalisme étant proche de celui de la physique des particules, des analogues des diagrammes de Feynman sont également utilisés.

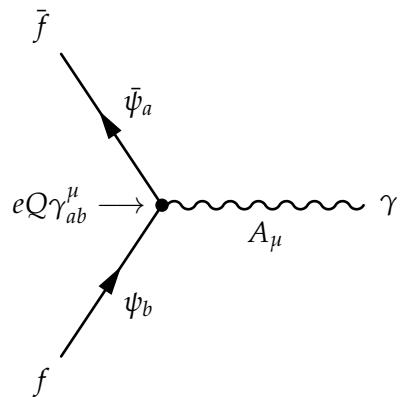


Figure B.4 – Diagramme de Feynman issu du terme du lagrangien du modèle standard de l’équation (B.1). Un fermion f et un antifermion \bar{f} sont présents dans l’état initial et sont décrits par un champ fermionique ψ et son adjoint $\bar{\psi}$. Le champ ψ interagit par ses composantes a et b avec le 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 C

Jeux de données – $\gamma + \text{jets}$

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 C.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 C.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 C.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_E0Y2017ReReco_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 C.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 C.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 C.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 C.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 C.4** – Jeux de données simulées utilisés pour l’analyse 2017UL des événements $\gamma + \text{jets}$.

Annexe D

Jeux de données – $H \rightarrow \tau\tau$

L’analyse 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 D.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 D.2, D.3 et D.4.

La modélisation du boson de Higgs du modèle standard est obtenue avec les jeux de données simulées correspondant 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 D.5, D.7 et D.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 [244] et PYTHIA pour l’hadronisation. Les listes de ces jeux de données simulées utilisés pour les trois années analysées sont données dans les tableaux D.6, D.8 et D.10.

Les jeux de données simulées utilisés afin de modéliser les bruits de fond sont listés dans les tableaux D.11, D.12 et D.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 D.14, D.15 et D.16. Ces jeux de données sont utilisés dans une estimation du bruit de fond contenant des paires de leptons tau 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 D.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 D.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 D.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 D.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 /RunIISummer16MiniAODv3-PUMoriond17_94X_mcRun2_asymptotic_v3-v*/MINIAODSIM² /RunIISummer16MiniAODv3-PUMoriond17_94X_mcRun2_asymptotic_v3_ext1-v*/MINIAODSIM³ /RunIISummer16MiniAODv3-PUMoriond17_94X_mcRun2_asymptotic_v3_ext2-v*/MINIAODSIM⁴ /RunIISummer16MiniAODv3-PUMoriond17_94X_mcRun2_asymptotic_v3_ext4-v*/MINIAODSIM[†] _powheg_pythia8^{||} _amcatnloFXFX_madspin_pythia8[‡] _powheg_JHUGenv628_pythia8**Tableau D.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 /RunIISummer16MiniAODv3-PUMoriond17_94X_mcRun2_asymptotic_v3-v*/MINIAODSIM**Tableau D.6** – Jeux de données simulées modélisant les bosons de Higgs neutres additionnels 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 D.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 D.8 – Jeux de données simulées modélisant les bosons de Higgs neutres additionnels 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)
$ggZh \rightarrow qq\tau\tau$	/ggZH_HToTauTau_ZToQQ_M125_13TeV ⁺¹	0,0054 (NNLO)
$ggZh \rightarrow \nu\nu\tau\tau$	/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*/MINIAODSIM

² /RunIIAutumn18MiniAOD-102X_upgrade2018_realistic_v15_ext1-v*/MINIAODSIM

⁺ _powheg_pythia8

`§_powheg_jhugen714_pythia8_TuneCP5`

\dagger _powheg2_JHUGenV714_pythia8

|| powheg pythia8 TuneCP5 PSweights

Tableau D.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
$gg \rightarrow b\bar{b}\Phi \rightarrow \tau\tau$	/SUSYGluGluToBBHToTauTau_M-*_TuneCP5_13TeV-amcatnlo-pythia8 ¹

¹ /RunIIAutumn18MiniAOD-102X_upgrade2018_realistic_v15-v*/MINIAODSIM

Tableau D.10 – Jeux de données simulées modélisant les bosons de Higgs neutres additionnels 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 /RunIIISummer16MiniAODv3-PUMoriond17_94X_mcRun2_asymptotic_v3-v*/MINIAODSIM

² /RunIIISummer16MiniAODv3-PUMoriond17_94X_mcRun2_asymptotic_v3_ext1-v*/MINIAODSIM

³ /RunIIISummer16MiniAODv3-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 D.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 D.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 D.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 D.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 D.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 D.16 – Jeux de données encapsulées en 2018.

Annexe E

Chemins de déclenchement – $H \rightarrow \tau\tau$

Pour l’analyse détaillée dans le chapitre 5, l’enregistrement des données à CMS est activé selon les chemins de déclenchements (HLT paths) listés dans les tableaux E.2 à E.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 E.1.

Année	$\tau_h\tau_h$	$\mu\tau_h$	$e\tau_h$	$e\mu$
2016	E.2	E.3	E.4	E.5
2017	E.6	E.7	E.8	E.9
2018	E.10	E.11	E.12	E.13

Tableau E.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 [123]. 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 5, 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 E.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 E.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 E.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 E.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 E.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 E.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_MediumChargedIsoPFTau180HighPtRelaxedIso_Trk50_eta2p1_v	L1_SingleTau80to140er	-	hltPFTau180TrackPt50LooseAbsOrRelMediumHighPtRelaxedIsoIso et hltSelectedPFTau180MediumChargedIsolationL1HLTMatched
HLT_Ele24_eta2p1_WPTight_Gsf_LooseCharged_IsoPFTau30_eta2p1_CrossL1_v	L1_LooseIsoEG22er2p1_IsoTau26er2p1_dR_Min0p3	hltEle24erWPTightGsfTrackIsoFilterForTauhltOverlapFilterIsoEle24WPTightGsfLooseIsoPFTau30	hltSelectedPFTau30LooseChargedIsolationL1HLTMatchedhltOverlapFilterIsoEle24WPTightGsfLooseIsoPFTau30

Tableau E.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_TrkIsoVVL_Ele12_CaloIdL_IdL_IsoVL_DZ_v	L1_Mu23EG10 ou L1_Mu20EG17	hltMu23TrkIsoVVLEle12CaloIdL TrackIdLIsoVLMuonlegL3 IsoFiltered23	hltMu23TrkIsoVVLEle12CaloIdL TrackIdLIsoVLElectronleg TrackIsoFilter
HLT_Mu8_TrkIsoVVL_Ele23_CaloIdL_TrackIdL_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 E.9 – Chemins de déclenchement utilisés en 2017 pour le canal $e\mu$.

HLT path	L1 Seed	Filtre à tau vérifié
HLT_MediumChargedIsoPFTau180HighPtRelaxedIso_Trk50_eta2p1_v	L1_SingleTau80to140er	hltPFTau180TrackPt50LooseAbsOrRelMediumHighPtRelaxedIsoIso et hltSelectedPFTau180MediumChargedIsolationL1HLTMatched
HLT_DoubleMediumChargedIsoPFTau40_Trk1_TightID_eta2p1_Reg_v	L1_DoubleIsoTau*er2p1	hltDoublePFTau40TrackPt1MediumChargedIsolationAndTightOOSCPhotonsDz02Reg
HLT_DoubleTightChargedIsoPFTau40_Trk1_eta2p1_Reg_v	L1_DoubleIsoTau*er2p1	hltDoublePFTau40TrackPt1TightChargedIsolationDz02Reg
HLT_DoubleTightChargedIsoPFTau35_Trk1_TightID_eta2p1_Reg_v	L1_DoubleIsoTau*er2p1	hltDoublePFTau35TrackPt1TightChargedIsolationAndTightOOSCPhotonsDz02Reg
HLT_DoubleMediumChargedIsoPFTauHPS35_Trk1_eta2p1_Reg_v	L1_DoubleIsoTau*er2p1	hltHpsDoublePFTau35TrackPt1MediumChargedIsolationDz02Reg

* in 28, 30, 32, 33, 34, 35, 36, 38, 70

Tableau E.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 E.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 E.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 E.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). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029558259901968>.
- [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). eprint : <https://academic.oup.com/ptp/article-pdf/49/2/652/5257692/49-2-652.pdf>.
- [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). URL : <https://cds.cern.ch/record/641590>.
- [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). URL : <https://link.aps.org/doi/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). URL : <https://link.aps.org/doi/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). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383911772>.
- [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). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383916052>.
- [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). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383908602>.
- [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). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383901880>.
- [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). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026938390744X>.
- [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). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931200857X>.
- [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). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008581>.
- [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] 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).
- [28] 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).
- [29] 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).
- [30] 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).
- [31] 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).
- [32] 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>.
- [33] 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).

- [34] 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).
- [35] 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).
- [36] 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).
- [37] 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. doi : [10.1142/9789814644150_0004](https://doi.org/10.1142/9789814644150_0004). URL : <http://cds.cern.ch/record/2103251>.
- [38] 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).
- [39] 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).
- [40] 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).
- [41] A. DAVIDSON & K. C. WALI. « 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).
- [42] R. N. MOHAPATRA & G. SENJANOVIĆ. « Neutrino masses and mixings in gauge models with spontaneous parity violation ». *Physical Review* **D23** (1 jan. 1981), p. 165-180. doi : [10.1103/PhysRevD.23.165](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.23.165).
- [43] 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).
- [44] 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>.
- [45] 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). eprint : <https://academic.oup.com/ptp/article-pdf/28/5/870/5258750/28-5-870.pdf>.
- [46] Y. NAGASHIMA. *Beyond the Standard Model of Elementary Particle Physics*. Weinheim : Wiley-VCH, juin 2014. URL : <http://cds.cern.ch/record/1620277>.
- [47] 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).
- [48] 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).
- [49] 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>.
- [50] 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). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321374903551>.
- [51] 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).
- [52] J. F. GUNION & coll. *The Higgs hunter's guide*. T. **80**. Upton, NY : Brookhaven Nat. Lab., 1989. URL : [https://cds.cern.ch/record/425736](http://cds.cern.ch/record/425736).
- [53] 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](http://cds.cern.ch/record/559892).

- [54] 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). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321375906367>.
- [55] 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). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269377908528>.
- [56] 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).
- [57] 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).
- [58] 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).
- [59] The CMS Collaboration. « Search for additional neutral MSSM Higgs bosons in the di-tau final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». *Journal of High Energy Physics* **09.007** (sept. 2018). doi : [10.1007/JHEP09\(2018\)007](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2018)007).
- [60] G. RIDOLFI, G. ROSS & F. ZWIRNER. « Supersymmetry ». *Large Hadron Collider Workshop Proceedings. II.* CERN. Geneva : CERN, oct. 1990, p. 606-683.
- [61] LHC Higgs Cross Section Working Group. « Inclusive Observables ». *Handbook of LHC Higgs Cross Sections. 1.* CERN Yellow Reports : Monographs. Geneva : CERN, 2011. doi : [10.5170/CERN-2011-002](https://doi.org/10.5170/CERN-2011-002). URL : <https://cds.cern.ch/record/1318996>.
- [62] LHC Higgs Cross Section Working Group. « Differential Distributions ». *Handbook of LHC Higgs Cross Sections. 2.* CERN Yellow Reports : Monographs. Geneva : CERN, 2012. doi : [10.5170/CERN-2012-002](https://doi.org/10.5170/CERN-2012-002). URL : <https://cds.cern.ch/record/1416519>.
- [63] LHC Higgs Cross Section Working Group. « Higgs Properties ». *Handbook of LHC Higgs Cross Sections. 3.* CERN Yellow Reports : Monographs. Geneva : CERN, 2013. doi : [10.5170/CERN-2013-004](https://doi.org/10.5170/CERN-2013-004). URL : <https://cds.cern.ch/record/1559921>.
- [64] 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. doi : [10.23731/CYRM-2017-002](https://doi.org/10.23731/CYRM-2017-002). URL : <http://cds.cern.ch/record/2227475>.
- [65] 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).
- [66] 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).
- [67] 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).
- [68] O. S. BRÜNING & coll. « The LHC Main Ring ». *LHC Design Report. 1.* CERN Yellow Reports : Monographs. Geneva : CERN, 2004. doi : [10.5170/CERN-2004-003-V-1](https://doi.org/10.5170/CERN-2004-003-V-1). URL : <https://cds.cern.ch/record/782076>.
- [69] O. S. BRÜNING & coll. « The LHC Infrastructure and General Services ». *LHC Design Report. 2.* CERN Yellow Reports : Monographs. Geneva : CERN, 2004. doi : [10.5170/CERN-2004-003-V-2](https://doi.org/10.5170/CERN-2004-003-V-2). URL : <https://cds.cern.ch/record/815187>.
- [70] M. BENEDIKT & coll. « The LHC Injector Chain ». *LHC Design Report. 3.* CERN Yellow Reports : Monographs. Geneva : CERN, 2004. doi : [10.5170/CERN-2004-003-V-3](https://doi.org/10.5170/CERN-2004-003-V-3). URL : <https://cds.cern.ch/record/823808>.

- [71] Site internet du CERN. URL : <https://home.cern/>.
- [72] 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>.
- [73] 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). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269373904991>.
- [74] 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. DOI : [10.1016/0550-3213\(74\)90038-8](https://doi.org/10.1016/0550-3213(74)90038-8). URL : <http://cds.cern.ch/record/203096>.
- [75] CERN. *The first touchscreen used at CERN*. URL : <https://www.youtube.com/watch?v=tQe5dlzScwU>.
- [76] CERN. *The World Wide Web Project*. 1989. URL : <http://info.cern.ch/hypertext/WWW/TheProject.html>.
- [77] 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>.
- [78] 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>.
- [79] 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>.
- [80] A. MICHELINI. « OPAL Detector Performance ». *Philosophical Transactions : Physical Sciences and Engineering* **336**.1642 (1991), p. 237-246. URL : <http://www.jstor.org/stable/53786>.
- [81] CERN. *MapCERN*. URL : <https://maps.web.cern.ch/>.
- [82] *Long term LHC schedule*. URL : <https://lhc-commissioning.web.cern.ch/>.
- [83] 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).
- [84] 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).
- [85] 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).
- [86] 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>.
- [87] 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>.
- [88] 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>.
- [89] The CMS Collaboration. *CMS Luminosity – Public Results*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults>.
- [90] The ALICE Collaboration. « The ALICE experiment at the CERN LHC. A Large Ion Collider Experiment ». *Journal of Instrumentation* **3**.S08002 (2008). DOI : [10.1088/1748-0221/3/08/S08002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08002). URL : <http://cds.cern.ch/record/1129812>.

- [91] The ATLAS Collaboration. « The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider ». *Journal of Instrumentation* **3**.S08003 (2008). doi : [10.1088/1748-0221/3/08/S08003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003). URL : <http://cds.cern.ch/record/1129811>.
- [92] The CMS Collaboration. « The CMS experiment at the CERN LHC. The Compact Muon Solenoid experiment ». *Journal of Instrumentation* **3**.S08004 (2008). doi : [10.1088/1748-0221/3/08/S08004](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004). URL : <http://cds.cern.ch/record/1129810>.
- [93] The LHCb Collaboration. « The LHCb Detector at the LHC ». *Journal of Instrumentation* **3**.S08005 (2008). doi : [10.1088/1748-0221/3/08/S08005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08005). URL : <http://cds.cern.ch/record/1129809>.
- [94] The LHCf Collaboration. « The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider ». *Journal of Instrumentation* **3**.S08006 (2008). doi : [10.1088/1748-0221/3/08/S08006](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08006). URL : <http://cds.cern.ch/record/1129808>.
- [95] The TOTEM Collaboration. « The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider ». *Journal of Instrumentation* **3**.S08007 (2008). doi : [10.1088/1748-0221/3/08/S08007](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08007). URL : <http://cds.cern.ch/record/1129807>.
- [96] 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>.
- [97] 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>.
- [98] 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>.
- [99] 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>.
- [100] 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>.
- [101] 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>.
- [102] The CMS Collaboration. *The CMS magnet project : Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. Geneva : CERN, 1997. URL : [http://cds.cern.ch/record/331056](https://cds.cern.ch/record/331056).
- [103] The CMS Collaboration. *The CMS muon project : Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. Geneva : CERN, 1997. URL : <https://cds.cern.ch/record/343814>.
- [104] 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. doi : [10.1016/j.nima.2018.04.004](https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.04.004). URL : <http://cds.cern.ch/record/2637152>.
- [105] 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>.
- [106] The CMS Collaboration. « The CMS detector magnet ». *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **10**.1 (2000). doi : [10.1109/77.828255](https://doi.org/10.1109/77.828255). URL : <http://cds.cern.ch/record/438917>.
- [107] 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).
- [108] The CMS Collaboration. « Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker ». *Journal of Instrumentation* **9** (mai 2014). doi : [10.1088/1748-0221/9/10/P10009](https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/10/P10009). URL : <http://cds.cern.ch/record/1704291>.
- [109] The CMS Collaboration. « Precision measurement of the structure of the CMS inner tracking system using nuclear interactions ». *Journal of Instrumentation* **13** (juil. 2018). doi : [10.1088/1748-0221/13/10/P10034](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/10/P10034). URL : <https://cds.cern.ch/record/2629890>.

- [110] A. DOMINGUEZ & coll. *CMS Technical Design Report for the Pixel Detector Upgrade*. Rapp. tech. Sept. 2012. URL : <https://cds.cern.ch/record/1481838>.
- [111] The CMS Collaboration. *The Phase-1 Upgrade of the CMS Pixel Detector*. Rapp. tech. CMS-CR-2017-135. 06. Geneva : CERN, mai 2017. DOI : [10.1088/1748-0221/12/07/C07009](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/07/C07009). URL : <https://cds.cern.ch/record/2265423>.
- [112] 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). DOI : [10.1088/1748-0221/8/09/P09009](https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/09/P09009). URL : <https://cds.cern.ch/record/1554142>.
- [113] The CMS Collaboration. « CMS ECAL Response to Laser Light » (mar. 2019). URL : <https://cds.cern.ch/record/2668200>.
- [114] The CMS Collaboration. « ECAL 2016 refined calibration and Run2 summary plots » (avr. 2020). URL : <https://cds.cern.ch/record/2717925>.
- [115] 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>.
- [116] The CMS Collaboration. « HCAL Energy Reconstruction Performance » (nov. 2016). URL : <https://cds.cern.ch/record/2235509>.
- [117] The CMS Collaboration. « HCAL Out Of Time Pileup Subtraction and Energy Reconstruction » (mai 2018). URL : <https://cds.cern.ch/record/2320408>.
- [118] The CMS Collaboration. « HCAL Calibration Status in Summer 2017 » (mai 2017). URL : <https://cds.cern.ch/record/2281146>.
- [119] The CMS Collaboration. « The performance of the CMS muon detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ at the LHC ». *Journal of Instrumentation* **8** (juin 2013). DOI : [10.1088/1748-0221/8/11/P11002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/11/P11002). URL : <https://cds.cern.ch/record/1558674>.
- [120] The CMS Collaboration. « Performance of the CMS muon detector and muon reconstruction with proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$ ». *Journal of Instrumentation* **13** (avr. 2018). DOI : [10.1088/1748-0221/13/06/P06015](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/06/P06015). URL : <https://cds.cern.ch/record/2313130>.
- [121] The CMS Collaboration. *CMS TriDAS project : Technical Design Report*. T. **1**. Technical Design Report CMS. Geneva : CERN. URL : <http://cds.cern.ch/record/706847>.
- [122] 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>.
- [123] The CMS Collaboration. « The CMS trigger system ». *Journal of Instrumentation* **12.1** (jan. 2017). DOI : [10.1088/1748-0221/12/01/P01020](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/01/P01020). URL : <https://cds.cern.ch/record/2212926>.
- [124] 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>.
- [125] 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). URL : <http://stacks.iop.org/1748-0221/12/i=10/a=P10003>.
- [126] The CMS Collaboration. « The CMS Particle Flow Algorithm ». *EPJ Web of Conferences* **191** (2018). DOI : [10.1051/epjconf/201819102016](https://doi.org/10.1051/epjconf/201819102016). URL : <https://cds.cern.ch/record/2678077>.
- [127] L. TORTEROTOT. *CMSTransverseTikZ : event displays in the CMS transverse plane with TikZ*. URL : <https://gitlab.com/lucastorterotot/cmstransversetikz>.
- [128] T. SPEER & coll. *Track Reconstruction in the CMS Tracker*. Rapp. tech. CMS-CR-2005-014. Geneva : CERN, juil. 2005. DOI : [10.1016/j.nima.2005.11.207](https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.11.207). URL : <http://cds.cern.ch/record/884424>.
- [129] 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).

- [130] 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).
- [131] 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).
- [132] 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).
- [133] B. P. NICAM, 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).
- [134] The CMS Collaboration. *Studies of Tracker Material*. Rapp. tech. CMS-PAS-TRK-10-003. 2010. URL : <https://cds.cern.ch/record/1279138>.
- [135] 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).
- [136] 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).
- [137] The CMS Collaboration. *Baseline muon selections for Run-II*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/SWGuideMuonIdRun2>.
- [138] The CMS Collaboration. *Multivariate Electron Identification for Run2*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/MultivariateElectronIdentificationRun2>.
- [139] 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).
- [140] T. CHEN & C. GUESTRIN. « 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).
- [141] 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).
- [142] 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).
- [143] 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).
- [144] 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).
- [145] 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).
- [146] 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>.
- [147] 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). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.
- [148] 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).

- [149] 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). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900216306957>.
- [150] The CMS Collaboration. *E/gamma Physics Object Group*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/EgammaPOG>.
- [151] The CMS Collaboration. *Performance of missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$ using the CMS detector*. Rapp. tech. Geneva : CERN, 2018. URL : <https://cds.cern.ch/record/2628600>.
- [152] 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).
- [153] 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.
- [154] 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).
- [155] B. ANDERSSON & coll. « Parton fragmentation and string dynamics » (avr. 1983). URL : <http://cds.cern.ch/record/143980>.
- [156] G. P. SALAM & G. SOYEZ. « A practical seedless infrared-safe cone jet algorithm ». *Journal of High Energy Physics* **05** (mai 2007). doi : [10.1088/1126-6708/2007/05/086](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/05/086).
- [157] 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).
- [158] 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).
- [159] S. CATANI & coll. « New clustering algorithm for multijet cross sections in e^+e^- annihilation ». *Physics Letters* **B269.3** (1991), p. 432-438. doi : [10.1016/0370-2693\(91\)90196-W](https://doi.org/10.1016/0370-2693(91)90196-W).
- [160] Y. L. DOKSHITZER & coll. « Better Jet Clustering Algorithms » (1997). arXiv : [hep-ph/9707323 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9707323).
- [161] M. WOBISCH & T. WENGLER. « Hadronization Corrections to Jet Cross Sections in Deep-Inelastic Scattering » (1999). arXiv : [hep-ph/9907280 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9907280).
- [162] G. P. SALAM. « Towards jetography ». *European Physical Journal* **C67.3-4** (mai 2010), p. 637-686. doi : [10.1140/epjc/s10052-010-1314-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1314-6).
- [163] 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>.
- [164] 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).
- [165] 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). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157397000057>.
- [166] 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).
- [167] 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).
- [168] 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).
- [169] 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).

- [170] F. CHOLLET & coll. KERAS. <https://keras.io>. 2015.
- [171] M. ABADI & coll. TENSORFLOW : *Large-scale machine learning on heterogeneous distributed systems*. Software available from tensorflow.org. 2015. URL : <https://www.tensorflow.org/>.
- [172] The CMS Collaboration. *Recommendation for Using b-tag Objects in Physics Analyses*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/BtagRecommendation>.
- [173] The CMS Collaboration. « First results from the CMS SiPM-based hadronic endcap calorimeter ». Geneva, août 2018. DOI : [10.1088/1742-6596/1162/1/012009](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1162/1/012009). URL : <https://cds.cern.ch/record/2636475>.
- [174] The CMS Collaboration. *Pileup Removal Algorithms*. Rapp. tech. CMS-PAS-JME-14-001. Geneva : CERN, 2014. URL : <https://cds.cern.ch/record/1751454>.
- [175] The CMS Collaboration. « Event generator tunes obtained from underlying event and multiparton 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).
- [176] 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>.
- [177] 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). DOI : [10.1088/1748-0221/10/08/P08010](https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/08/P08010). URL : <https://cds.cern.ch/record/1988093>.
- [178] 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). DOI : [10.1140/epjc/s10052-018-6482-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6482-9). URL : [http://cds.cern.ch/record/2628267](https://cds.cern.ch/record/2628267).
- [179] 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). DOI : [10.1140/epjc/s10052-019-7499-4](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7499-4). URL : <https://cds.cern.ch/record/2669320>.
- [180] 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).
- [181] 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).
- [182] I. GOODFELLOW, Y. BENGIO & A. COURVILLE. *Deep Learning*. <http://www.deeplearningbook.org>. MIT Press, 2016.
- [183] 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>.
- [184] 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.
- [185] The CMS Collaboration. *Tau ID recommendations for Run-2*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/TauIDRecommendationForRun2>.
- [186] 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).
- [187] 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).

- [188] 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).
- [189] 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).
- [190] The CMS Collaboration. « Higgs to tau tau (MSSM) ». CMS-PAS-HIG-13-021 (2013). URL : <http://cds.cern.ch/record/1623367>.
- [191] 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>.
- [192] 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>.
- [193] 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>.
- [194] 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).
- [195] 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).
- [196] 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).
- [197] 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).
- [198] 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).
- [199] 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). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.125.051801>.
- [200] 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.
- [201] 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>.
- [202] C. BERNET. *Heppy : a python framework for high-energy physics data analysis*. URL : <https://github.com/cbernet/heppy>.
- [203] L. TORTEROTOT, C. BERNET & E. AŞILAR. *MergeBinErrors fix on total bin error*. Fév. 2020. URL : <https://github.com/cms-analysis/CombineHarvester/pull/243>.
- [204] 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).

- [205] 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).
- [206] The CMS Collaboration. *DeepJet : deep learning based on physics objects for jet reconstruction*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/DeepFlavour>.
- [207] 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>.
- [208] 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).
- [209] 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>.
- [210] 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).
- [211] 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.
- [212] 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>.
- [213] 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://cms.cern.ch/iCMS/jsp/db_notes/noteInfo.jsp?cmsnoteid=CMS%5C%20AN-2019/177.
- [214] 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://cms.cern.ch/iCMS/jsp/db_notes/noteInfo.jsp?cmsnoteid=CMS%5C%20AN-2019/178.
- [215] 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>.
- [216] 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).
- [217] The CMS Collaboration. *Luminosity Physics Object Group (Lumi POG)*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/TWikiLUM>.
- [218] The CMS Collaboration. *Standard Model Cross Sections for CMS at 13 TeV*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/StandardModelCrossSectionsat13TeV>.
- [219] The CMS Collaboration. *MSSM Neutral Higgs*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCHWMSSMNeutral>.
- [220] The CMS Collaboration. *MET Uncertainties*. URL : https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/MissingETRun2Corrections#MET_Uncertainties.
- [221] The CMS Collaboration. *Jet Energy Resolution*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/JetResolution>.
- [222] 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.

- [223] T. JUNK. « Confidence level computation for combining searches with small statistics ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **434**.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).
- [224] 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. doi : [10.5170/CERN-2000-005.81](https://doi.org/10.5170/CERN-2000-005.81). URL : <http://cds.cern.ch/record/451614>.
- [225] A. L. READ. « Presentation of search results : The $CL(s)$ technique ». *Journal of Physics G* **28**.10 (sept. 2002), p. 2693-2704. doi : [10.1088/0954-3899/28/10/313](https://doi.org/10.1088/0954-3899/28/10/313).
- [226] 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).
- [227] 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).
- [228] 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>.
- [229] 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>.
- [230] 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>.
- [231] 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). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900219303377>.
- [232] 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).
- [233] 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).
- [234] 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).
- [235] 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).
- [236] 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).
- [237] 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).
- [238] S. SEKMEN. *Recent Developments in CMS Fast Simulation*. 2017. arXiv : [1701.03850](https://arxiv.org/abs/1701.03850).
- [239] M. CACCIARI & G. P. SALAM. « Dispelling the N^3 myth for the k_T jet-finder ». *Physics Letters B* **641**.1 (sept. 2006), p. 57-61. doi : [10.1016/j.physletb.2006.08.037](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2006.08.037).
- [240] W. SARLE. « Neural Networks and Statistical Models ». 1994. URL : https://people.orie.cornell.edu/davidr/or474/mn_sas.pdf.
- [241] L. TORTEROTOT, E. AŞILAR & C. BERNET. *Reconstruction of di-tau mass using Machine Learning*. URL : https://github.com/lucastorterotot/DL_for_HTT_mass.

- [242] 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.
- [243] 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).
- [244] 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).

