



PHAST
PHYSIQUE
ET ASTROPHYSIQUE
UNIVERSITÉ DE LYON

ÉCOLE
DOCTORALE
52



Lyon 1

N° d'ordre NNT : ?

Thèse de doctorat de l'Université de Lyon
opérée au sein de
L'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale N° 52
École Doctorale de Physique et Astrophysique

Spécialité du doctorat : Physique des particules

Soutenue publiquement le XX xxxx 2021 par

Lucas TORTEROTOT

**Recherche d'un boson de Higgs de haute masse se
désintégrant en paire de taus dans l'expérience
CMS au LHC**

devant le jury composé de :

M Bla BLA Fonction Institut <rôle>

À ...

Remerciements

Remerciements

Résumé

Résumé

Abstract

Abstract

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	16
3	Succès et limites du modèle standard	19
3.1	Succès	19
3.2	Limites	20
4	Au-delà du modèle standard	22
4.1	Modèles à deux doublets de Higgs	22
4.2	La supersymétrie	23
4.3	L'extension supersymétrique minimale du modèle standard ou MSSM	23
5	Phénoménologie des bosons de Higgs du MSSM	23
5.1	Production de bosons de Higgs	23
5.2	Désintégration de bosons de Higgs	25
5.3	Désintégration des leptons tau	25
6	Conclusion	25
3	Dispositif expérimental	27
1	Le LHC : <i>Large Hadron Collider</i>	27
1.1	Collisions de protons	27
1.2	Accélération de protons	27
1.3	Luminosité et nombre d'événements	27
1.4	L'empilement	27
1.5	Les expériences du LHC	27
2	L'expérience CMS : <i>Compact Muon Solenoïd</i>	28
2.1	Vue d'ensemble et système de coordonnées	28
2.2	Le solénoïde	28
2.3	Le trajectographe ou <i>tracker</i>	28
2.4	Le calorimètre électromagnétique ou ECAL	28
2.5	Le calorimètre hadronique ou HCAL	28
2.6	Les chambres à muons	28
2.7	Prise de données à CMS	28
3	Événements simulés	29
3.1	Génération d'événements	29
3.2	Simulation du détecteur	29
4	Reconstruction des événements	29

4.1	L'algorithme de <i>Particle Flow</i>	29
4.2	Identification et reconstruction des particules	29
4.3	Objets de haut niveau	29
4.4	Énergie transverse manquante	29
5	Conclusion	29
4	Calibration en énergie des jets	31
1	Introduction	31
2	Formation des jets	32
2.1	Gerbe partonique	32
2.2	Hadronisation	33
3	Reconstruction des jets	34
3.1	Algorithmes de regroupement	35
3.2	Identification des jets dans CMS	36
3.3	Saveur des jets	37
4	Calibration en énergie des jets dans CMS	40
4.1	Correction de l'empilement	42
4.2	Correction de la réponse du détecteur en p_T et en η	44
4.3	Propagation à la MET	44
4.4	Corrections résiduelles	45
4.5	Incertitudes sur la correction en énergie des jets	47
4.6	Bilan de la correction en énergie des jets	47
4.7	Correction de la résolution en énergie	48
5	Phénoménologie des événements photon + jets	48
6	Corrections résiduelles absolues des jets	48
6.1	Méthode de la balance	48
6.2	Méthode de la projection de la fraction d'énergie transverse manquante	48
6.3	Analyse	48
6.4	Résultats	48
7	Correction de la résolution en énergie des jets	48
7.1	•	48
7.2	•	48
7.3	•	49
7.4	•	49
8	Conclusion	49
5	Recherche d'un boson de Higgs de haute masse	51
1	Introduction	51
2	Sélection d'événements et catégorisation	51
2.1	Données	51
2.2	Simulation	51
2.3	Catégorisation	51
3	Chaîne d'analyse	51
4	Estimation du bruit de fond	51
4.1	Estimations de bruits de fond à partir de simulations	51
4.2	Estimations de bruits de fond à partir de données	51
5	Incertitudes systématiques	51
5.1	Incertitudes de normalisation	51
5.2	Incertitudes de forme	51
6	Résultats et interprétations	52
7	Conclusion	52
6	Conclusion	53

A Notions mathématiques	55
B Diagrammes de Feynman	57

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.	12
2.7	Forme du potentiel V selon le signe de μ^2	15
2.8	Combinaisons des couleurs des quarks dans les hadrons.	17
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 g_s en fonction de l'échelle d'énergie.	18
2.12	Spectre de masse des hadrons légers.	19
2.13	Diagrammes de Feynman inclus dans le calcul de la masse du boson de Higgs.	21
2.14	Production de boson de Higgs par fusion de gluons et de bosons vecteurs.	23
2.15	Production de boson de Higgs en association avec un boson.	24
2.16	Production de boson de Higgs en association avec un quark b	24
3.1	Vue éclatée du détecteur CMS.	28
3.2	Coupe transverse schématique du détecteur CMS.	29
4.1	Un boson Z se désintègre en paire quark-antiquark.	32
4.2	Formation de deux gerbes partoniques.	33
4.3	Formation de jets dans le cadre du modèle des cordes de Lund.	34
4.4	Formation de jets dans le cadre du modèle d'agglomération hadronique.	34
4.5	Formes des jets reconstruits à partir de différents algorithmes.	36
4.6	Temps de recombinaison d'un événement dijet.	37
4.7	Illustration d'un jet de saveur lourde.	39
4.8	Performances des algorithmes d'identification de la saveur des jets.	40
4.9	Performances de la discrimination quark-gluon pour la saveur des jets.	41
4.10	Étapes successives de la JEC.	41
4.11	Valeur moyenne de la réponse de jets d'événements QCD simulés.	42
4.12	Contribution additionnelle de l'empilement au niveau particule.	43
4.13	Réponse des jets reconstruits en fonction de p_T et η lors du Run II.	44
4.14	Correction résiduelle relative en η lors du Run II.	46
4.15	Correction résiduelle absolue en p_T pour $ \eta < 1,3$ lors du Run II.	46
4.16	Correction résiduelle de saveur en fonction de l'impulsion du jet.	47
4.17	Diagrammes de Feynman donnant un photon et un jet dans l'état final.	48
4.18	Diagrammes de Feynman de processus avec ISR ou FSR.	48
4.19	Topologies typiques des événements $\gamma + \text{jet}$	49
B.1	Diagramme de Feynman issu du terme (B.1).	57

Liste des tableaux

2.1	Représentation des fermions selon leur chiralité et leur isospin.	11
2.2	Valeurs des hypercharges, isospins et charges électriques pour les leptons.	13
2.3	Valeurs expérimentales des 19 paramètres libres du modèle standard.	21
2.4	Valeurs de $y_{ij}^{\text{MSSM},X} / y_{ij}^{\text{SM},h}$ pour $X \in \{ h, H, A \}$	23
2.5	Valeurs de $y_{ij}^{\text{MSSM},X} / y_{ij}^{\text{SM},h}$ pour $X \in \{ h, H, A \}$ <i>in the decoupling limit</i>	23
4.1	Critères d'identification des jets à CMS pour l'analyse des données de 2016.	38
4.2	Critères d'identification des jets à CMS pour l'analyse des données de 2017.	38
4.3	Critères d'identification des jets à CMS pour l'analyse des données de 2018.	38
4.4	Critères d'identification des jets à CMS pour l'analyse des données de 2017-UL.	38
5.1	Valeurs prises par <code>gen_match</code>	52

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	16
3	Succès et limites du modèle standard	19
3.1	Succès	19
3.2	Limites	20
4	Au-delà du modèle standard	22
4.1	Modèles à deux doublets de Higgs	22
4.2	La supersymétrie	23
4.3	L'extension supersymétrique minimale du modèle standard ou MSSM	23
5	Phénoménologie des bosons de Higgs du MSSM	23
5.1	Production de bosons de Higgs	23
5.2	Désintégration de bosons de Higgs	25
5.3	Désintégration des leptons tau	25
6	Conclusion	25

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.

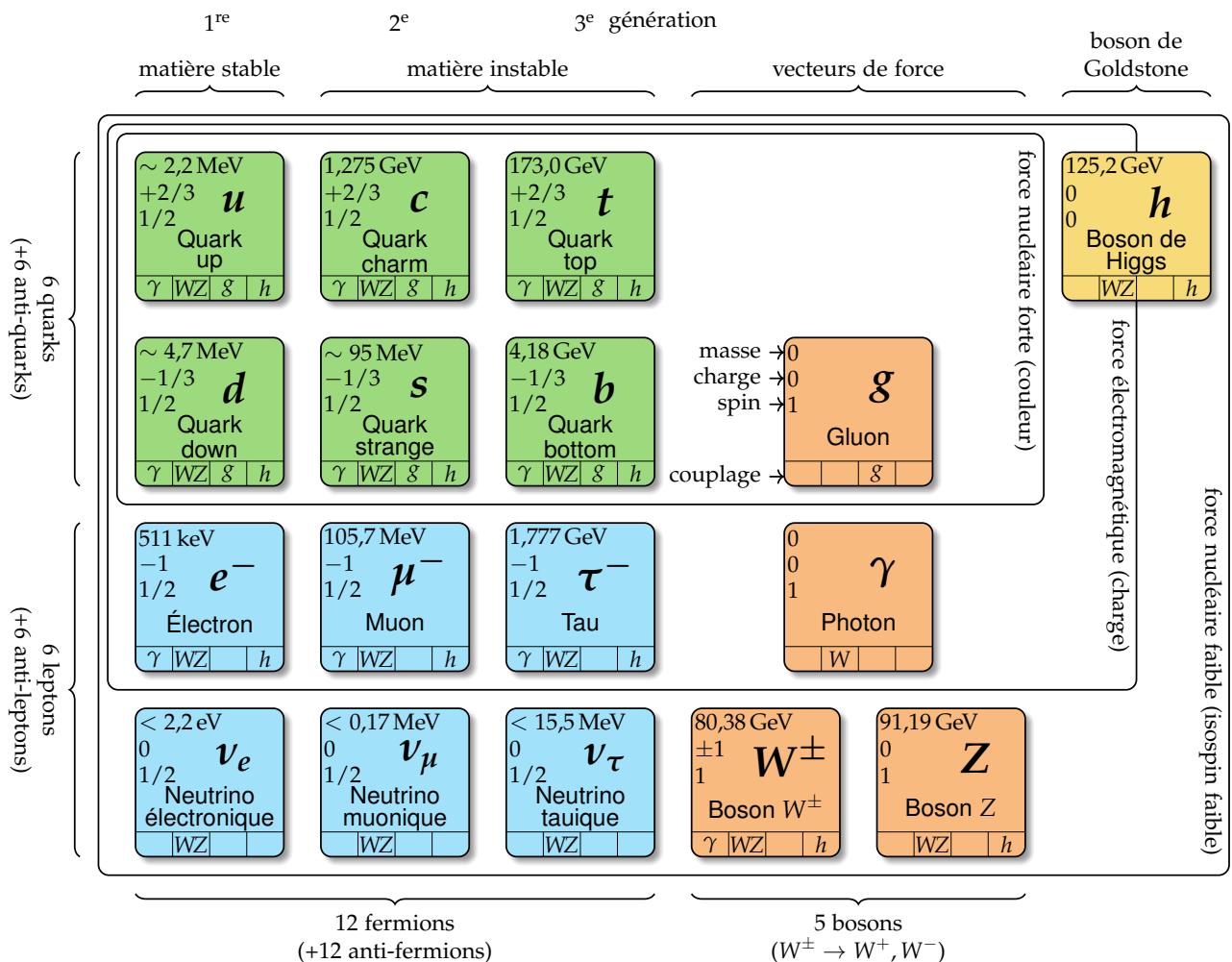


Figure 2.1 – Les particules fondamentales du modèle standard.

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 générations 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 faible¹. 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 *anticouleur*. Ainsi, un quark up (u) rouge et un antiquark down (\bar{d}) « antirouge » forment un pion neutre π^0 .

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 *up* 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 *down* 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 fermions sont les particules fondamentales de spin entier et suivent alors la statistique de Bose-Einstein.

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 chiralité² gauche et les antiparticules de chiralité droite. 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 sera rouge après interaction.

1. L'isospin faible est un nombre quantique décrit dans la section 2.3.

2. La chiralité est définie dans la section 2.3.

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

Considérons 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

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

Nous obtenons la position de la particule à tout instant.

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,

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

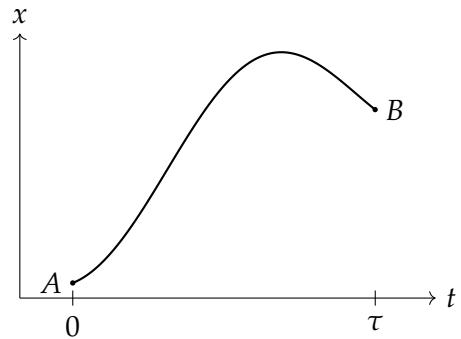


Figure 2.2 – Une particule se déplace au cours du temps d'un point A à un point B le long d'une dimension x .

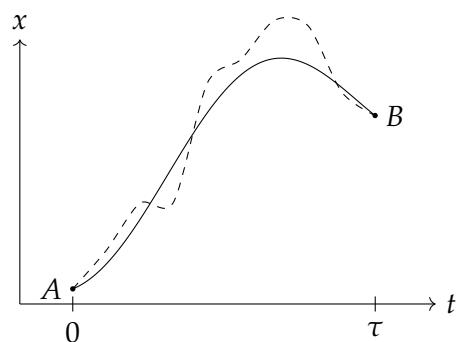


Figure 2.3 – Variation de la trajectoire d'une particule se déplaçant au cours du temps d'un point A à un point B .

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

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

Nous pouvons alors nous demander de quelle manière ces grandeurs sont modifiées lorsque la trajectoire suivie par la particule varie par rapport à la trajectoire déterminée par la mécanique Newtonienne. 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 reliée au potentiel 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. Définissons alors le lagrangien L du système étudié 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

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

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

Généralisons le raisonnement précédent 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. Considérons maintenant 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 cette densité lagrangienne,

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

Il s'agit à présent de déterminer la densité lagrangienne \mathcal{L} du modèle standard. Par la suite, nous nommerons la densité lagrangienne \mathcal{L} « 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 *spineur 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 $U(1)_{em}$ ³, c'est-à-dire lorsque l'on applique la transformation suivante 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 électrique⁴. 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.

3. Dans la notation $U(1)_{em}$, « em » signifie électromagnétique. Ce groupe n'apparaît pas dans l'équation (2.16) car nous ne traitons ici que de l'électromagnétisme. Le groupe $U(1)_Y$ est traité dans la section 2.3.

4. Lorsque cet opérateur est appliqué à un champ quantique décrivant un fermion, il permet d'obtenir la valeur de la charge électrique du fermion.

En revanche, pour une transformation locale,

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

ce qui fait apparaître un terme supplémentaire, $\bar{\psi}\gamma^\mu Q\partial_\mu\alpha\psi$, 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 électromagnétique⁵ s'exprime alors

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

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 ($\bar{\psi}$). Nous obtenons alors 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 électromagnétiques et faible comme deux facettes d'une seule et même interaction qui les unifie, l'interaction électrofaible, notée « EW » pour *electro-weak*. Une des raisons pour unifier ces deux forces provient du calcul de la section efficace de production de paire W^+W^- . Pour obtenir cette section efficace sans avoir de divergence, ce qui ne saurait

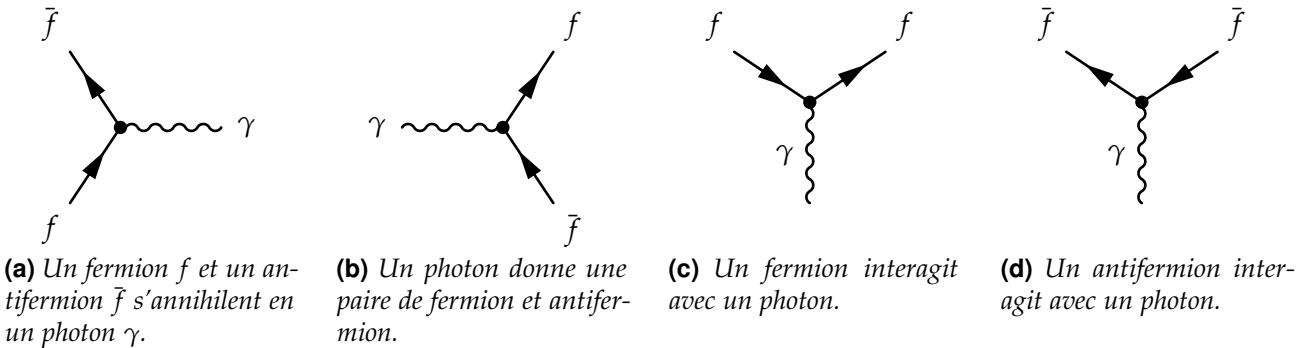


Figure 2.4 – Diagrammes de Feynman possibles à partir du terme $\bar{\psi}\gamma^\mu e Q A_\mu \psi$ du lagrangien \mathcal{L}_{QED} .

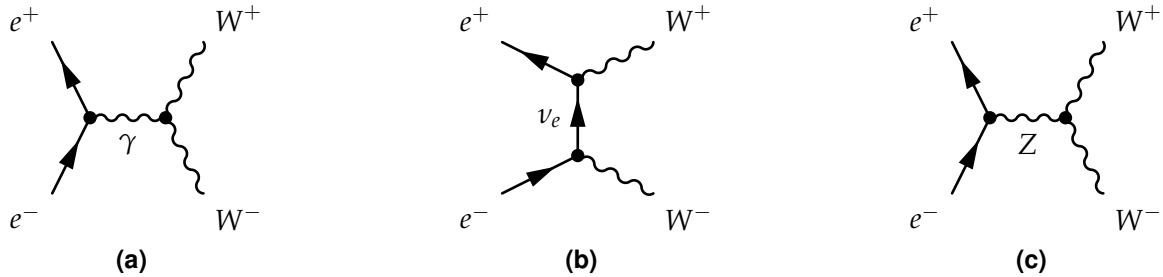


Figure 2.5 – Diagrammes de Feynman de production de paire W^+W^- à l’arbre.

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.

Nous avons vu précédemment que 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, nous ne traiterons que le cas de $SU(2)_L$ avec les leptons et nous verrons toute la richesse supplémentaire de ce groupe par rapport à $U(1)$. Ensuite, nous traiterons de $SU(2)_L \times U(1)_Y$, toujours avec les leptons. Nous verrons ensuite comment traiter les quarks, et nous obtiendrons alors une description de l’interaction électrofaible.

2.3.1 Symétrie $SU(2)_L$ et chiralité

Dans la notation $SU(2)_L$, L signifie « left » car l’interaction faible ne couple que les fermions de chiralité gauche et les antifermions de chiralité droite. Une des propriétés les plus importantes de l’interaction faible est de violer la symétrie de parité (P), ainsi que la symétrie CP où C correspond à la charge électrique. 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 $\gamma^\mu(1 - \gamma^5)$ somme ainsi un vecteur à un vecteur axial, ce qui implique une violation de la symétrie de parité. 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.

L’introduction de la symétrie $SU(2)_L$ amène un nouveau nombre quantique, l’isospin faible, noté I . Il se comporte mathématiquement comme le spin des particules, d’où son nom isospin. Les fermions de chiralité gauche sont rassemblés en doublet d’isospin faible $I = \frac{1}{2}$, les fermions de chiralité droite

5. Aussi nommé QED pour *Quantum Electro-Dynamics*.

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.

Mis à part les neutrinos qui n'existent, dans le cadre actuel du modèle standard, qu'avec une chiralité gauche⁶, les fermions peuvent être de chiralité droite ou gauche. Nous obtenons donc les représentations de la table 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. 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, nous traitons ici du cas plus général d'un groupe de symétrie $SU(2)$. 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. Procédons comme pour l'électromagnétisme et observons ce que l'invariance de jauge implique pour le lagrangien. 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 $\boldsymbol{\tau}$ un vecteur dont les composantes τ_i sont les générateurs de $SU(2)$ ⁷. Notons que l'équation (2.30) et l'analogue directe de l'équation (2.19).

Afin de simplifier les calculs qui suivent, nous ne considérerons que des transformations infinitésimales. 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 l'on applique 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. Nous considérons donc les transformations précédentes sous leurs formes infinitésimales, c'est-à-dire au premier ordre en $\boldsymbol{\alpha}$,

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

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. Définissons une nouvelle dérivée covariante afin de rétablir l'invariance de jauge,

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

6. Il n'y a à ce jour aucune raison pour les neutrinos de chiralité droite de ne pas exister. Cependant, ils n'interagissent pas avec la matière dans le cadre du modèle standard. Ainsi, il est possible de les retirer du modèle tout en conservant une description du comportement des particules cohérente.

7. Les générateurs de $SU(2)$ 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 alors que les matrices de Pauli agissent sur le spin d'un fermion. Afin d'éviter les confusions, nous utiliserons donc la notation $\boldsymbol{\tau}$.

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

$$W_\mu \rightarrow W_\mu + \frac{1}{g_I} \partial_\mu \alpha - (\alpha \wedge W_\mu). \quad (2.35)$$

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

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

Or,

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

Ainsi,

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

et nous obtenons alors, en combinant les équations (2.37) et (2.39),

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

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 nous 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

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

Une nouvelle différence notable et importante vis-à-vis de \mathcal{L}_{QCD} est la non linéarité de $\mathbf{W}_{\mu\nu}$ par rapport à \mathbf{W}_μ et \mathbf{W}_ν . Cette composante non linéaire ouvre la porte aux interactions directes entre les champs W_μ^i , c'est-à-dire entre les bosons, ce qui était impossible avec QED. De nouveaux types de vertex, comme celui de la figure 2.6, sont donc possibles dans une théorie de jauge avec une symétrie locale $SU(2)$.

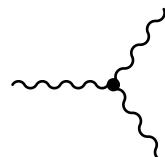


Figure 2.6 – Diagramme de Feynman correspondant à l'interaction entre trois bosons.

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 la table 2.2.

Mettons ici à profit les raisonnements réalisés précédemment. En effet, nous avons traité dans la section 2.2 de $U(1)_{em}$. 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, en sachant que $SU(2)_L$ couple les fermions de chiralité gauche et 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).

Nous arrivons donc à la définition de la dérivée covariante pour $SU(2)_L \times U(1)_Y$,

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

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

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

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

compte-tenu des différentes valeurs de Y et I données dans la table 2.2.

Nous pouvons alors écrire le lagrangien pour l'interaction électrofaible, invariant sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$,

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

et nous pourrions imaginer que le champ B_μ correspond au photon, et les champs W_μ^i aux bosons W^\pm et Z . Comme nous allons le voir plus loin, ces quatre bosons sont en fait des combinaisons de ces quatre champs.

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 Maskawa [1-3]. Le principe est de faire, pour les quarks, la distinction entre les états propres de masse, c'est-à-dire ceux que l'on observe, et les états propres de l'interaction faible. Ces deux ensembles d'états propres diffèrent ainsi pour les quarks d'isospin faible bas et sont reliés entre eux par la matrice CKM \mathcal{M}_{CKM} , matrice 3×3 , unitaire complexe,

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

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 [4]

$$|\mathcal{M}_{CKM}| = \begin{pmatrix} 0,97420 \pm 0,00021 & 0,2243 \pm 0,0005 & 0,00394 \pm 0,00036 \\ 0,218 \pm 0,004 & 0,997 \pm 0,017 & 0,0422 \pm 0,0008 \\ 0,0081 \pm 0,0005 & 0,0394 \pm 0,0023 & 1,019 \pm 0,025 \end{pmatrix}. \quad (2.50)$$

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

Tableau 2.2 – Valeurs des hypercharges, isospins et charges électriques pour les leptons.

Remarquons la structure très prononcée de cette matrice, 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.

Nous avons donc à présent construit un modèle décrivant 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 électromagnétiques 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. Dans la section suivante, nous allons voir comment l'introduction du champ de Higgs amène cette brisure de symétrie et comment nous retrouvons 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

Introduisons un champ complexe, scalaire, massif, le *champ de Higgs* [5-8], 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 $I = \frac{1}{2}$. Ainsi, il se transforme selon, respectivement sous $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$,

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

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

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

Observons le comportement de ce champ autour du minimum du potentiel V , c'est-à-dire autour de sa position d'équilibre que nous noterons v , avec $v^2 = \phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2$. Commençons par la position de v . Les conditions pour s'y trouver sont

$$\begin{cases} \frac{\partial V}{\partial \phi} \Big|_v = 0 \\ \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} \Big|_v \geq 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} (2\mu^2 + 2\lambda^2 v^2)v = 0 \\ 2\mu^2 + 6\lambda^2 v^2 \geq 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \mu^2 \geq 0 \Rightarrow v = 0 \\ \mu^2 < 0 \Rightarrow v^2 = \frac{-\mu^2}{\lambda^2} \end{cases} \quad (2.57)$$

Ainsi, dans le cas où $\mu^2 < 0$, le potentiel possède une infinité de minimums, situés sur un cercle de rayon $|v|$, comme cela est visible sur la figure 2.7. La forme de ce potentiel n'est pas sans rappeler celle d'un chapeau mexicain.

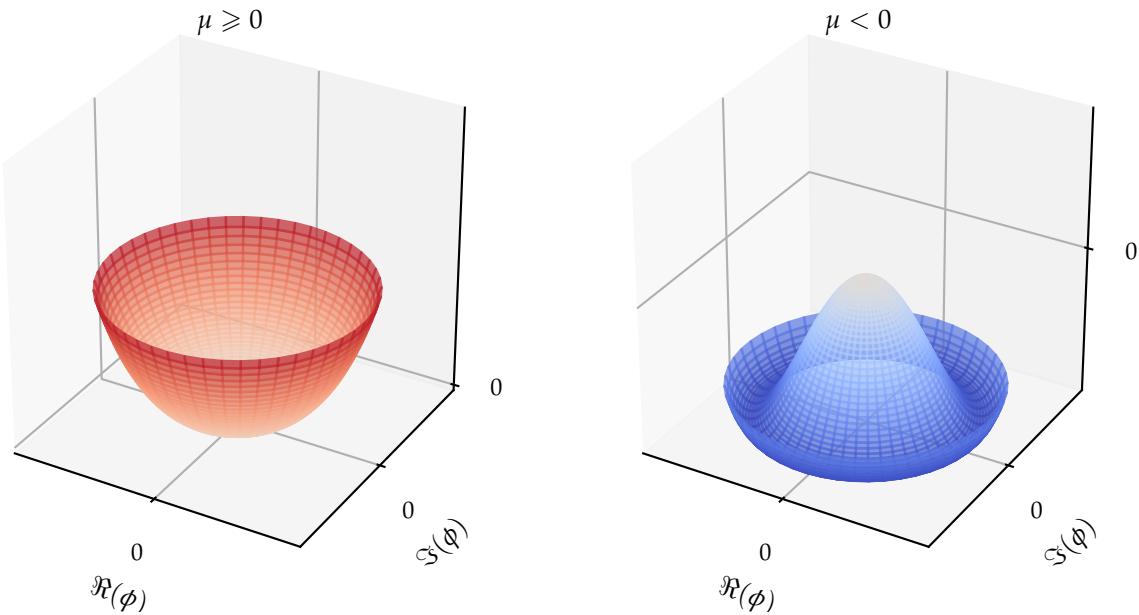


Figure 2.7 – Forme du potentiel V selon le signe de μ^2 .

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

Injectons à présent cette expression de ϕ 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,

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

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

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

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 [9] sont expérimentalement confirmées [4, 10-14]. 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 [15-17], confirmé comme étant ce boson de Higgs [18, 19]. Sa masse est déterminée à $125,18 \pm 0,16$ GeV [4].

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 bas correspond à une particule de masse m s'exprime

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\frac{m\sqrt{2}}{v}\bar{\psi}\phi\psi = -\frac{m\sqrt{2}}{v}(\bar{\psi}_L\phi\psi_R + \bar{\psi}_R\phi^\dagger\psi_L), \quad (2.64)$$

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

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -m\bar{\psi}\psi + \frac{m}{v}\bar{\psi}h\psi. \quad (2.65)$$

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 nous 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,

$$\phi^C = i\sigma_2\phi^* = \begin{pmatrix} \phi^* \\ -\phi^- \end{pmatrix} \quad (2.66)$$

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

$$\phi^C = \frac{-1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + h(x) \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.67)$$

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

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = y\bar{\psi}\phi\psi + \text{h.c.} = \sum_{i=1}^3 y_i^\ell \bar{\ell}_i \phi \ell_i + \sum_{i=1}^3 y_i^d \bar{d}_i \phi d_i + \sum_{i=1}^3 y_i^u \bar{u}_i \phi^C u_i, \quad y_i^x = -\frac{\sqrt{2}}{v} m_i^x \quad (2.68)$$

où i correspond à la génération des fermions, ℓ_i , d_i et u_i aux champs listés dans la table 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^- , Ω^- . Dans le modèle des quarks, ces baryons sont composés comme

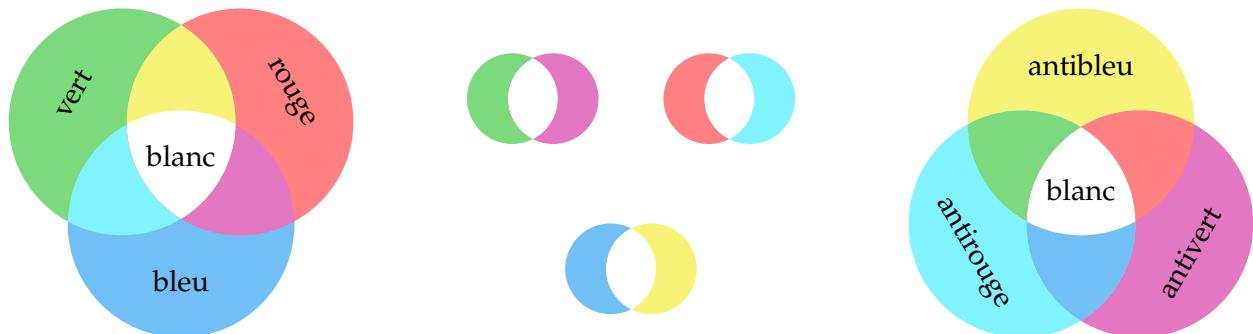
$$\Delta^{++} = (uuu), \quad \Delta^- = (ddd), \quad \Omega^- = (sss). \quad (2.69)$$

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 que l'on nomme par convention rouge, vert et bleu. Les antiquarks portent une anticoloreur. Il suffit alors que chaque quark porte une couleur différente, c'est-à-dire

$$\Delta^{++} = (\textcolor{red}{u}\textcolor{green}{u}\textcolor{blue}{u}), \quad \Delta^- = (\textcolor{red}{d}\textcolor{green}{d}\textcolor{blue}{d}), \quad \Omega^- = (\textcolor{red}{s}\textcolor{green}{s}\textcolor{blue}{s}). \quad (2.70)$$

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.



(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'anticoloreur correspondante.

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

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.

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

Tout comme $SU(2)$, $SU(3)$ est un groupe non abélien. Il est possible de reprendre exactement les mêmes calculs que ceux de la section 2.3.2, en procédant aux changements⁸

$$\tau \in \mathcal{M}_2(\mathbb{C})^3 \leftrightarrow \lambda \in \mathcal{M}_3(\mathbb{C})^8, \quad \alpha \in \mathbb{R}^3 \leftrightarrow \theta \in \mathbb{R}^8, \quad g_I \leftrightarrow g_s, \quad W_\mu \leftrightarrow G_\mu, \quad W_{\mu\nu} \leftrightarrow G_{\mu\nu} \quad (2.71)$$

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

Les gluons portent une couleur et une anticoloreur. 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.

8. La constante de couplage pour l'interaction forte est souvent notée α_s . Nous utilisons ici la notation g_s afin d'illustrer le rôle analogue avec celui g_Y et g_I .

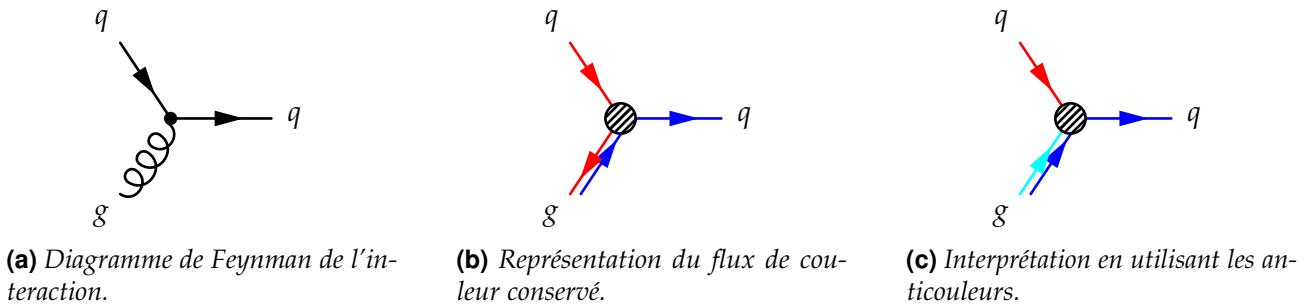


Figure 2.9 – Interaction entre un quark rouge et un gluon bleu-antirouge, donnant un quark bleu.

Le terme non linéaire $G_\mu \wedge G_\nu$ dans l'expression de $G_{\mu\nu}$ ⁹ 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 de l'initiation de la gerbe partonique qui donne naissance aux jets, dont il est question au chapitre 4, ainsi que du confinement de couleur.



Figure 2.10 – Diagrammes de Feynman correspondant à l'interaction entre trois et quatre gluons.

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 g_s , représentée sur la figure 2.11.

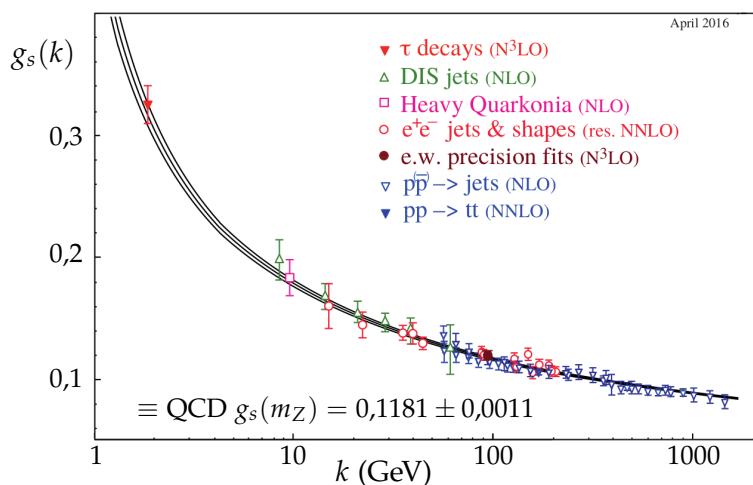


Figure 2.11 – Mesures de g_s en fonction de l'échelle d'énergie k (points) et prédiction théorique (courbe) [4]. Le degré des calculs perturbatifs de QCD utilisés pour extraire g_s est indiqué entre parenthèses (NLO : next-to-leading order, c'est-à-dire jusqu'à l'ordre suivant le premier degré non nul ; NNLO : un ordre de plus que NLO ; etc.).

9. Obtenue à partir de l'analogie (2.71) appliquée à l'équation (2.41).

Aux basses énergie, g_s diverge. Ainsi, séparer et isoler des particules colorées mène à une énergie potentielle de couleur suffisamment grande pour créer des paires quark-antiquark. Ce processus se poursuit alors jusqu'à ce qu'il ne reste plus que des particules blanches. Lorsqu'un quark est issu d'une collision en physique des particules, ce processus se réalise et s'appelle *hadronisation*. Il s'agit d'une étape de la formation des jets, flux collimé de particules caractéristique de la production de quarks.

De plus, à cause de la valeur élevée de g_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.

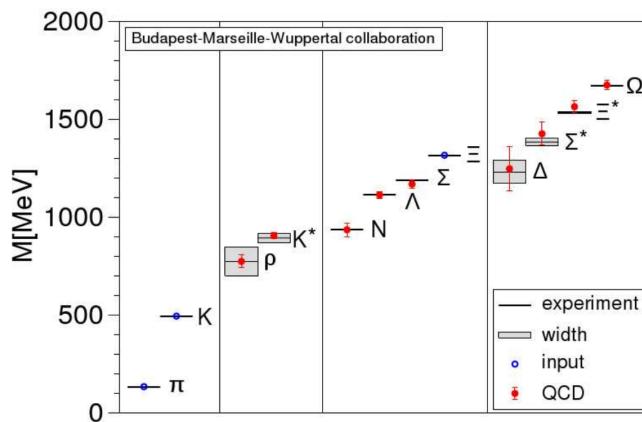


Figure 2.12 – Spectre de masse des hadrons légers [20]. Les lignes horizontales ainsi que les zones grisées sont les valeurs expérimentales et les largeurs de désintégration. Les résultats obtenus en utilisant des calculs de QCD sur réseau sont représentés par des cercles, avec les erreurs associées. Seules les masses des hadrons π , K et Ξ sont sans barre d'erreur, elles sont utilisées pour fixer les paramètres libres du modèle.

La valeur de g_s à une échelle d'énergie k est reliée à la valeur de g_s à une échelle d'énergie μ par la relation

$$g_s(k) = \frac{g_s(\mu)}{1 + \frac{11n_c - 2n_f}{12\pi} g_s(\mu) \ln\left(\frac{k^2}{\mu^2}\right)} \quad (2.72)$$

avec n_c le nombre de couleurs et n_f le nombre de saveurs de quarks, c'est-à-dire $n_c = 3$ et $n_f = 6$ [21]. Cette relation peut ainsi se réécrire

$$g_s(k) = \frac{6\pi}{21 \ln\left(\frac{k}{\Lambda_{\text{QCD}}}\right)}, \quad \Lambda_{\text{QCD}} = 218 \pm 24 \text{ MeV}, \quad (2.73)$$

avec Λ_{QCD} l'échelle d'énergie à laquelle g_s diverge. Il ressort que g_s décroît lorsque l'échelle d'énergie augmente. Cette diminution de g_s aux hautes énergies est la « liberté asymptotique », 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.

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 [9], leur observation est réalisée en 1983 [10-14]. De même, le quark top prédit en 1973 [3] est observé 22 ans plus tard [22, 23]. Dernier tour de force en date, le boson de Higgs, prédit en 1964 [5-8] et observé en 2012 [15, 16].

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

$$\mathcal{L}_{SM} = \underbrace{-\frac{1}{4}\mathcal{F}_{\mu\nu}\mathcal{F}^{\mu\nu}}_{\text{bosons vecteurs libres}} + \underbrace{i\bar{\psi}\not{D}\psi}_{\text{fermions et interactions}} + \underbrace{(D^\mu\phi)^\dagger(D_\mu\phi) - V(\phi)}_{\text{boson de Higgs et interactions avec les autres bosons}} + \underbrace{(y\bar{\psi}\phi\psi + \text{h.c.})}_{\substack{\text{termes de Yukawa} \\ (\text{interactions fermions-Higgs})}} \quad (2.74)$$

où « h.c. » signifie conjugué hermitien et

$$\mathcal{F}_{\mu\nu}\mathcal{F}^{\mu\nu} = G_{\mu\nu} \cdot G^{\mu\nu} + W_{\mu\nu} \cdot W^{\mu\nu} + F_{\mu\nu}^{(B)} F^{(B)\mu\nu}, \quad (2.75)$$

$$\not{D} = \gamma^\mu D_\mu = \gamma^\mu \left[\partial_\mu - ig_I I\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{W}_\mu - ig_Y \frac{Y}{2} B_\mu - ig_s \frac{C}{2} \boldsymbol{\lambda} \cdot \boldsymbol{G}_\mu \right], \quad (2.76)$$

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \frac{\lambda^2}{2} (\phi^\dagger \phi)^2. \quad (2.77)$$

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 $\frac{1}{2}m_Z$ [24]. 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 (2.74), les neutrinos ne possèdent pas de masse. Or, des oscillations entre saveurs de neutrinos ont été observées [25, 26]. 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.

Introduire 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 [27-31], 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 [32], pour Pontecorvo, Maki, Nakagawa et Sakata, analogue à la matrice CKM¹⁰. Dans ce cas,

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{\mu 2} & U_{\tau 3} \\ U_{e1} & U_{\mu 2} & U_{\tau 3} \\ U_{e1} & U_{\mu 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}, \quad (2.78)$$

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, 15¹¹ sont reliés au boson de

10. La matrice CKM, introduite dans la section 2.3.4, relie les états propres de l'interaction faible aux états propres de masse des quarks.

Grandeur	Symbol	Valeur
Masse du quark up	m_u	$2,2^{+0,5}_{-0,4}$ MeV
Masse du quark down	m_d	$4,7^{+0,5}_{-0,3}$ MeV
Masse du quark strange	m_s	95^{+9}_{-3} MeV
Masse du quark charm	m_c	$1,275^{+0,025}_{-0,035}$ GeV
Masse du quark bottom	m_b	$4,18^{+0,04}_{-0,03}$ GeV
Masse du quark top	m_t	$173,0 \pm 0,4$ 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 mixage CKM I-II	θ_{12}	$13,01 \pm 0,03$ °
Angle de mixage CKM II-III	θ_{23}	$2,35 \pm 0,09$ °
Angle de mixage CKM I-III	θ_{13}	$0,20 \pm 0,04$ °
Phase de violation CP CKM	δ_{CKM}	70 ± 3 °
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 $SU(3)_C$	g_S	$0,1182 \pm 0,000\,12$
Condensat du champ de Higgs	v	$246 \pm 6 \times 10^{-5}$ GeV
Masse du boson de Higgs	m_h	$125,18 \pm 0,16$ GeV

Tableau 2.3 – Valeurs expérimentales des 19 paramètres libres du modèle standard [4].

Higgs. C'est pourquoi l'étude du boson de Higgs est un enjeu majeur en physique des particules.

Notons également que 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 celui de la figure 2.13a. De tels diagrammes introduisent des divergences, qu'il est possible d'absorber à l'aide d'une renormalisation. 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.



(a) Diagramme à contribution positive.

(b) Diagramme à contribution négative.

Figure 2.13 – Diagrammes de Feynman à boucle inclus dans le calcul de la masse du boson de Higgs.

Le modèle standard étant considéré comme valide jusqu'à une échelle d'énergie Λ_c , la masse du Higgs peut s'exprimer

$$m_h^2 = m_{h0}^2 - \frac{\lambda_f^2}{8\pi^2} \Lambda_c^2 + \dots \quad (2.79)$$

où λ_f est la constante de couplage de Yukawa avec les fermions. L'observation du boson de Higgs avec une masse effective de $125,18 \pm 0,16$ GeV implique que les paramètres m_{h0} et λ_f soient ajustés

11. Ces 15 paramètres sont les masses des 6 quarks et des 3 leptons chargés, la masse du Higgs, son condensat dans le vide et les quatre paramètres de la matrice CKM.

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 vitesse de rotations 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 [33]. 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 [34] 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, nous vivons dans un Univers 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

4.1 Modèles à deux doublets de Higgs

$$V(\phi_u, \phi_d) = \mu_u^2 \phi_u^\dagger \phi_u + \mu_d^2 \phi_d^\dagger \phi_d + \mu^4 (\phi_d \wedge \phi_u + \text{h.c.}) + \frac{g_I^2 + g_Y^2}{8} (\phi_d^\dagger \phi_d - \phi_u^\dagger \phi_u) + \frac{g_I^2}{2} (\phi_d^\dagger \phi_u)^2. \quad (2.80)$$

$$\langle \phi_u \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_u \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle \phi_d \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_d \end{pmatrix}. \quad (2.81)$$

$$v^2 = v_u^2 + v_d^2 \quad (2.82)$$

$$\tan \beta = \frac{v_u}{v_d} \quad (2.83)$$

$$m_W = \frac{1}{2} v g_I, \quad m_Z = \frac{\mu_d^2 \mu_u^2 \tan^2 \beta}{\tan^2 \beta - 1}. \quad (2.84)$$

$$\tan 2\alpha = \frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_A^2 - m_Z^2} \tan 2\beta \quad (2.85)$$

$$m_A^2 = \frac{2\mu^2}{\sin 2\beta}, \quad (2.86)$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + m_W^2, \quad (2.87)$$

$$m_{H,h}^2 = \frac{1}{2} \left(m_A^2 + m_Z^2 \pm \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta} \right). \quad (2.88)$$

4.2 La supersymétrie

4.3 L'extension supersymétrique minimale du modèle standard ou MSSM

5 Phénoménologie des bosons de Higgs du MSSM

5 bosons, 3 neutres.

At leading order, 2 free parameters : $(m_A, \tan \beta)$.

Couplage avec	h	H	A
Bosons vecteurs	$\sim \sin(\beta - \alpha)$	$\sim \cos(\beta - \alpha)$	0
Fermions hauts	$\sim \frac{\cos \alpha}{\sin \beta}$	$\sim \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$	$\sim \frac{1}{\tan \beta}$
Fermions bas	$\sim \frac{\sin \alpha}{\cos \beta}$	$\sim \frac{\cos \alpha}{\cos \beta}$	$\sim \tan \beta$

Tableau 2.4 – Valeurs de $y_{ij}^{\text{MSSM},X} / y_{ij}^{\text{SM},h}$ pour $X \in \{h, H, A\}$.

Decoupling limit $m_A \gg m_Z$: $\alpha \rightarrow \beta - \frac{\pi}{2}$.

Couplage avec	h	H	A
Bosons vecteurs	~ 1	~ 0	0
Fermions hauts	~ 1	$\sim \frac{1}{\tan \beta}$	$\sim \frac{1}{\tan \beta}$
Fermions bas	~ 1	$\sim \tan \beta$	$\sim \tan \beta$

Tableau 2.5 – Valeurs de $y_{ij}^{\text{MSSM},X} / y_{ij}^{\text{SM},h}$ pour $X \in \{h, H, A\}$ in the decoupling limit.

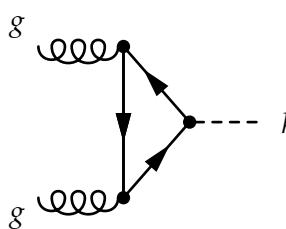
Consequences :

- SM-like behaviour of h ;
- vanishing $H \rightarrow VV$ coupling;
- $H \rightarrow f\bar{f}$ couplings similar to those for A .

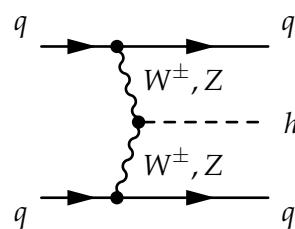
With increasing $\tan \beta$:

- enhanced $H/A \rightarrow \tau\tau$ decay;
- enhanced b -associated production of H and A .

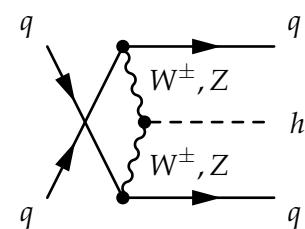
5.1 Production de bosons de Higgs



(a) Production par fusion de gluons.



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



(c) Production par fusion de bosons vecteurs en voie u.

Figure 2.14 – 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).

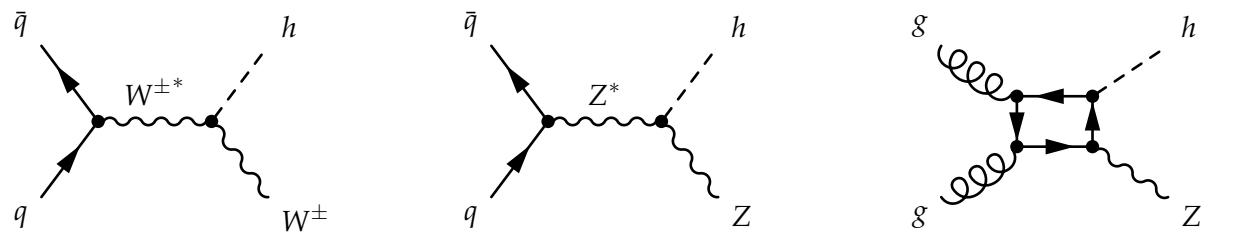
(a) Production en association avec un boson W .(b) Production en association avec un boson Z .(c) Production par fusion de gluons associée à un boson Z .

Figure 2.15 – Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du modèle standard en association avec un boson.

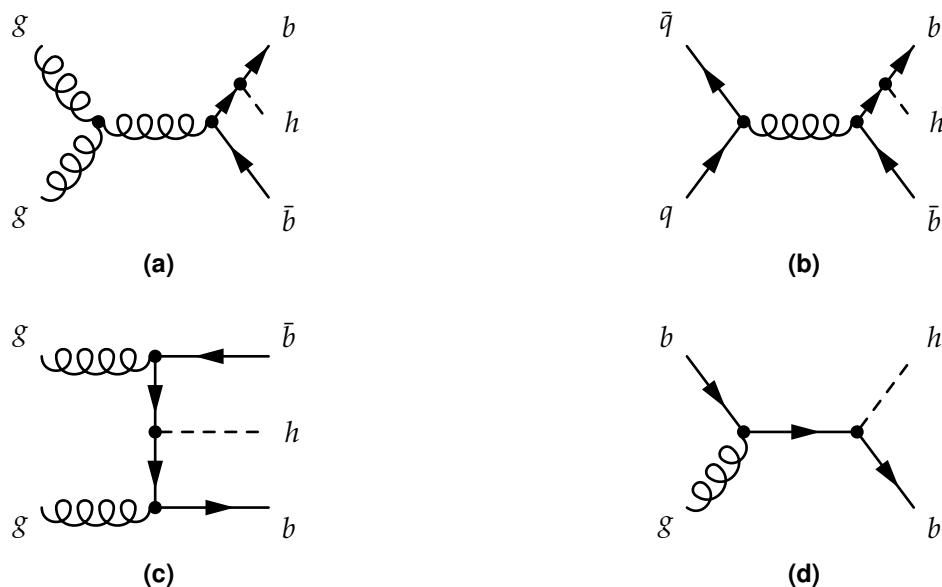
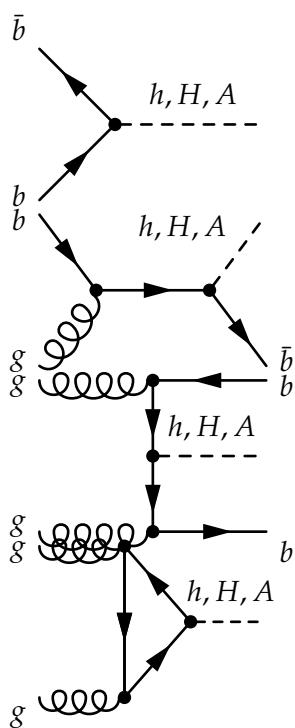
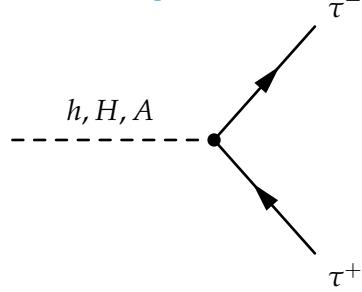


Figure 2.16 – Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du modèle standard en association avec un quark b .

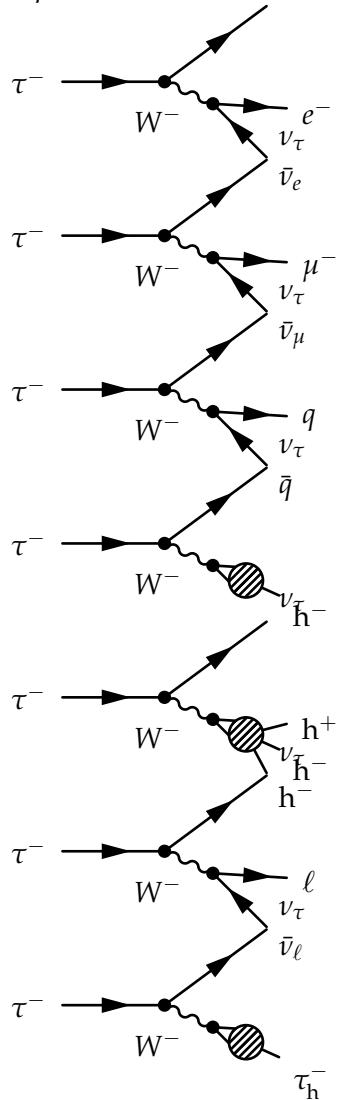


5.2 Désintégration de bosons de Higgs



5.3 Désintégration des leptons tau

The branching fractions for decays into five or more charged hadrons are negligible. The lifetime of the tau lepton amounts to 290 fs, corresponding to $c\tau = 87 \mu\text{m}$.



6 Conclusion

Chapitre 3

Dispositif expérimental

Sommaire

1	Le LHC : <i>Large Hadron Collider</i>	27
1.1	Collisions de protons	27
1.2	Accélération de protons	27
1.3	Luminosité et nombre d'événements	27
1.4	L'empilement	27
1.5	Les expériences du LHC	27
2	L'expérience CMS : <i>Compact Muon Solenoïde</i>	28
2.1	Vue d'ensemble et système de coordonnées	28
2.2	Le solénoïde	28
2.3	Le trajectographe ou <i>tracker</i>	28
2.4	Le calorimètre électromagnétique ou ECAL	28
2.5	Le calorimètre hadronique ou HCAL	28
2.6	Les chambres à muons	28
2.7	Prise de données à CMS	28
3	Événements simulés	29
3.1	Génération d'événements	29
3.2	Simulation du détecteur	29
4	Reconstruction des événements	29
4.1	L'algorithme de <i>Particle Flow</i>	29
4.2	Identification et reconstruction des particules	29
4.3	Objets de haut niveau	29
4.4	Énergie transverse manquante	29
5	Conclusion	29

1 Le LHC : *Large Hadron Collider*

1.1 Collisions de protons

1.2 Accélération de protons

1.3 Luminosité et nombre d'événements

1.4 L'empilement

1.5 Les expériences du LHC

Quatre grandes expériences sont présentes sur le LHC. Elles se situent chacune à un des points d'interaction de l'anneau afin d'étudier les collisions qui y sont produites.

ALICE [35], 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.

ATLAS [36], 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.

CMS [37], 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.

LHCb [38], Large Hadron Collider beauty, se concentre sur l'étude de la violation de la symétrie CP avec le quark b , qui lui donne son nom. Cette expérience réalise également des mesures de précision de certains paramètres du modèle standard.

2 L'expérience CMS : *Compact Muon Solenoïd*

2.1 Vue d'ensemble et système de coordonnées

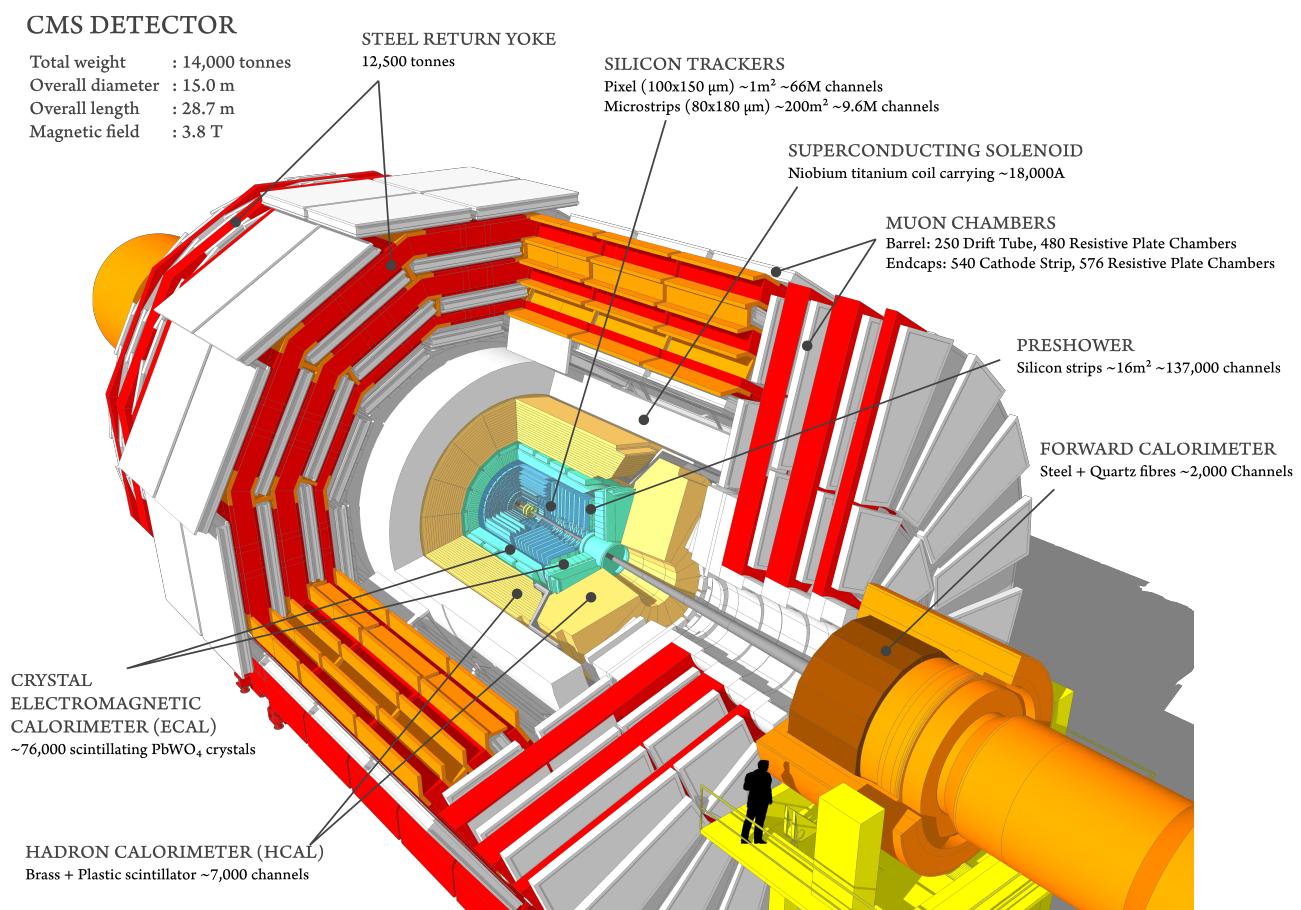


Figure 3.1 – Vue éclatée du détecteur CMS [39].

2.2 Le solénoïde

2.3 Le trajectographe ou *tracker*

2.4 Le calorimètre électromagnétique ou ECAL

2.5 Le calorimètre hadronique ou HCAL

2.6 Les chambres à muons

2.7 Prise de données à CMS

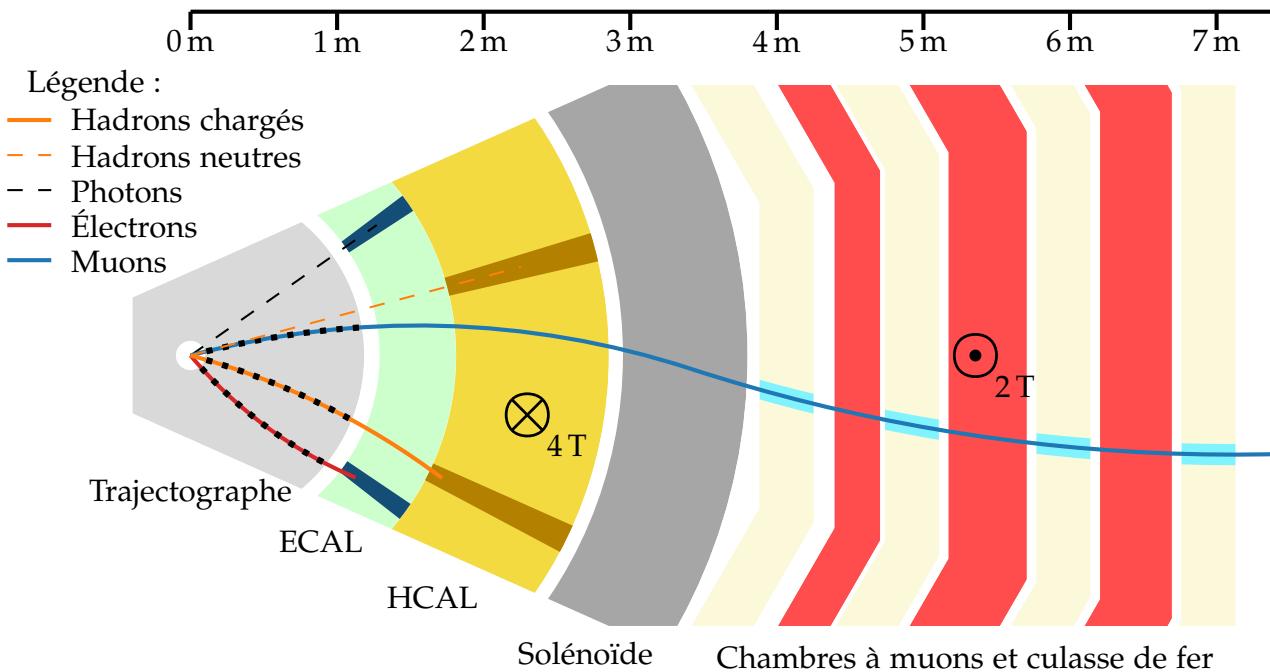


Figure 3.2 – Coupe transverse schématique du détecteur CMS et signaux caractéristiques laissés par les particules.

3 Événements simulés

3.1 Génération d'événements

3.2 Simulation du détecteur

4 Reconstruction des événements

4.1 L'algorithme de *Particle Flow*

4.2 Identification et reconstruction des particules

4.3 Objets de haut niveau

4.4 Énergie transverse manquante

5 Conclusion

Chapitre 4

Calibration en énergie des jets

Sommaire

1	Introduction	31
2	Formation des jets	32
2.1	Gerbe partonique	32
2.2	Hadronisation	33
3	Reconstruction des jets	34
3.1	Algorithmes de regroupement	35
3.2	Identification des jets dans CMS	36
3.3	Saveur des jets	37
4	Calibration en énergie des jets dans CMS	40
4.1	Correction de l'empilement	42
4.2	Correction de la réponse du détecteur en p_T et en η	44
4.3	Propagation à la MET	44
4.4	Corrections résiduelles	45
4.5	Incertitudes sur la correction en énergie des jets	47
4.6	Bilan de la correction en énergie des jets	47
4.7	Correction de la résolution en énergie	48
5	Phénoménologie des événements photon + jets	48
6	Corrections résiduelles absolues des jets	48
6.1	Méthode de la balance	48
6.2	Méthode de la projection de la fraction d'énergie transverse manquante	48
6.3	Analyse	48
6.4	Résultats	48
7	Correction de la résolution en énergie des jets	48
7.1	•	48
7.2	•	48
7.3	•	49
7.4	•	49
8	Conclusion	49

1 Introduction

Dans le chapitre 2, nous avons traité de l'interaction forte et noté que la constante de couplage de cette interaction, g_s ¹, décroît avec l'énergie. Ainsi se produit à haute énergie le phénomène de « liberté asymptotique ».

L'échelle d'énergie atteinte au LHC, de l'ordre du TeV, permet de réaliser des calculs perturbatifs car dans ce cas $g_s \rightarrow 0$. Toutefois, cela n'est vrai qu'au moment de la collision initiale entre les protons. En effet, les quarks et gluons issus de cette collision, du fait de l'interaction forte à laquelle ils sont

1. La constante de couplage pour l'interaction forte est souvent notée α_s . Dans un souci de cohérence à travers ce manuscrit, nous conservons ici la notation g_s introduite dans le chapitre 2.

sensibles, vont radier d'autres quarks et gluons. Par conservation de l'énergie, l'énergie portée par une de ces particules diminue au fur et à mesure de ces radiations et g_s augmente. Arrivé 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 réapparaît alors et les quarks et gluons sont ainsi confinés au sein de hadrons, dont la charge de couleur est nulle. Ce processus est appelé « hadronisation ». Les quarks et les gluons produits lors des collisions de haute énergie se manifestent ainsi sous la forme d'un flux collimé de particules stables, un « jet ».

Le LHC fait se collisionner des protons, aussi la collision a réellement lieu entre les constituants des protons, c'est-à-dire les quarks et les gluons. Lors des collisions de protons, il y a donc une forte probabilité d'interaction par interaction forte. Il en résulte une omniprésence des jets dans les analyses réalisées dans l'expérience CMS. Leur caractérisation est donc un point essentiel pour la collaboration.

Ce chapitre aborde la calibration en énergie des jets qui permet d'en obtenir une caractérisation la plus précise possible. Dans un premier temps, le processus de formation des jets est décrit d'un point de vue théorique. Ensuite, la méthode de reconstruction des jets dans le cadre de l'expérience CMS est présentée, ainsi que le principe de calibration de ces objets physiques. Dans un second temps, une des étapes de la calibration en énergie des jets est discutée plus en détails. La phénoménologie des événements utilisés est présentée, puis les analyses permettant d'obtenir les corrections en énergie et en résolution de l'énergie des jets sont exposées.

2 Formation des jets

Lorsqu'une particule colorée, c'est-à-dire un quark ou un gluon, est issue de la collision, cette particule possède une haute énergie et $g_s \ll 1$. Cette particule colorée radie, par interaction forte, d'autres particules colorées. Par conservation, l'énergie portée portée par chaque particule colorée ainsi obtenue diminue et par conséquence, g_s augmente.

Tant que l'échelle d'énergie est suffisamment grande pour que $g_s \ll 1$, ce qui correspond à des énergies supérieures à la centaine de MeV, il est possible de réaliser des calculs perturbatifs. La radiation de particules colorées créé ce que s'appelle la « gerbe partonique », ce qui est le sujet de la prochaine section.

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

2.1 Gerbe partonique

Lorsqu'une particule colorée est issue d'une collision au LHC, elle se trouve dans un premier temps dans le régime de liberté asymptotique. Elle radie alors d'autres particules colorées. Ainsi, pour un événement $Z \rightarrow q\bar{q}$ comme celui de la figure 4.1a avec deux quarks dans l'état final, il est possible d'obtenir par radiation d'un gluon un état $q\bar{q}g$ comme ceux illustrés sur les figures 4.1b et 4.1c, par exemple.

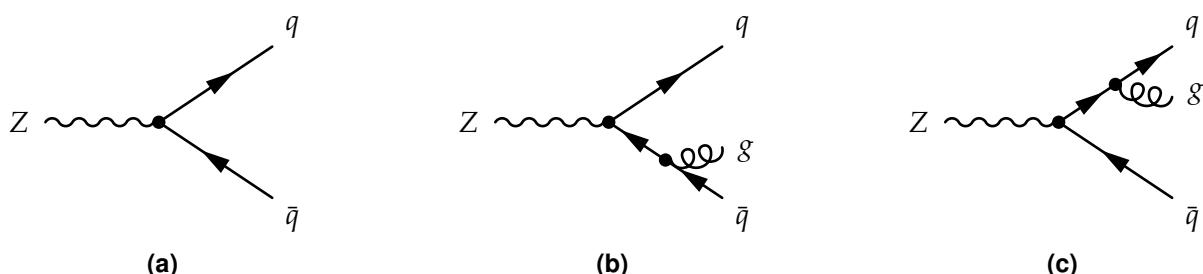


Figure 4.1 – Un boson Z se désintègre en paire quark-antiquark. Dans les cas des figures 4.1b et 4.1c, un gluon supplémentaire est radié.

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 [21], pour un état initialement à X partons dont un parton i radie un parton j ,

$$d\sigma_{X+j} \simeq \sigma_X \sum_{i \in \{X\}} \frac{g_s}{2\pi} \frac{d\theta^2}{\theta^2} dz P_{ij}(z) \quad (4.1)$$

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

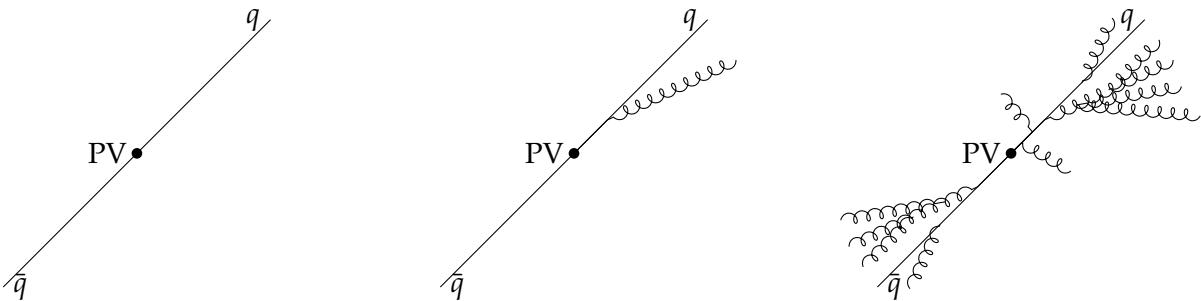
$$P_{qq}(z) = C_F \frac{1+z^2}{1-z}, \quad P_{qg}(z) = C_F \frac{1+(1-z)^2}{z}, \quad (4.2)$$

$$P_{gg}(z) = C_A \frac{z^4 + 1 + (1-z)^4}{z(1-z)}, \quad P_{gq}(z) = T_R(z^2 + (1-z)^2), \quad (4.3)$$

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 de radier un parton supplémentaire diverge dans deux cas :

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

Les nouveaux partons ainsi radiés, et les partons initiaux, continuent chacun ce processus jusqu'à ce que le phénomène de confinement de couleur réapparaisse. Nous obtenons alors, pour un parton directement issu de la collision, une gerbe partonique, c'est-à-dire un ensemble collimé de particules colorées, ce qui est illustré sur la figure 4.2. Ce sont ces particules qui vont participer au phénomène de hadronisation dû au confinement de couleur.



(a) Deux quarks sont initialement produits, ce qui correspond au diagramme de la figure 4.1a.

(b) Un des quarks peut radier un gluon, ce qui correspond au diagramme de la figure 4.1c.

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

Figure 4.2 – Illustration de la formation de deux gerbes partoniques à partir d'une paire de quarks.

2.2 Hadronisation

Lorsque des particules colorées radient d'autres particules colorées, la conservation de l'énergie implique que chaque particule, individuellement, perd de l'énergie. Dans le chapitre 2, nous avons vu que g_s augmente lorsque l'échelle d'énergie diminue. Lorsque l'échelle d'énergie passe en-deçà de quelques centaines de MeV, g_s diverge. Le phénomène de confinement de couleur réapparaît et la gerbe partonique, constituée de particules colorées, subit le phénomène de hadronisation et produit un flux collimé de hadrons, particules de charge de couleur nulle composées de particules colorées. Certains de ces hadrons peuvent comporter des quarks des 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 de hadronisation ayant lieu lorsque $g_s \gg 1$, il n'est pas possible de réaliser des calculs perturbatifs. Afin de décrire ce phénomène, il faut donc avoir recours à des modèles paramétriques. Nous en décrivons ici deux, le modèle des cordes de Lund [40] et le modèle d'aggrégation hadronique [41].

2.2.1 Modèle des cordes de Lund

Dans le modèle des cordes de Lund [40], 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 4.3b. Les gluons sont décrits comme des noeuds des cordes de couleur.

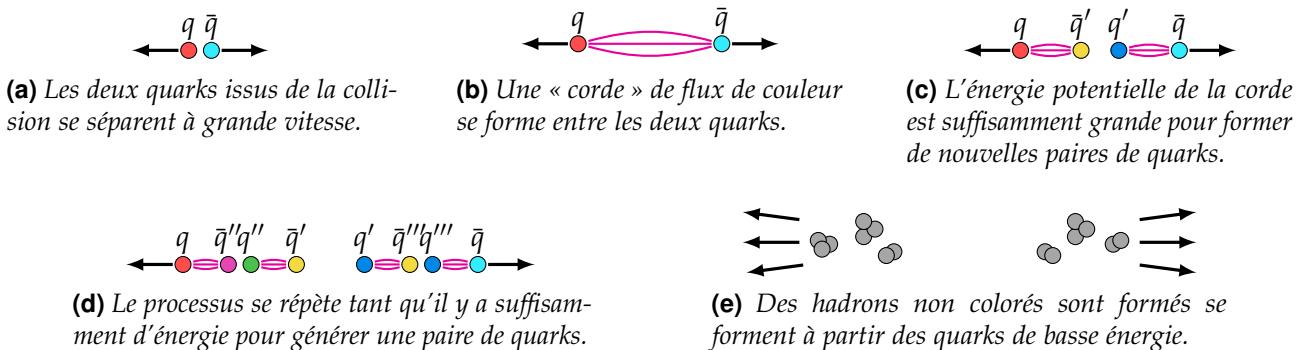


Figure 4.3 – Processus de formation de deux jets dans le cadre du modèle des cordes de Lund.

Lorsque deux charges colorées s'éloignent, l'énergie potentielle augmente. Une fois que l'énergie potentielle est suffisamment grande, une nouvelle paire $q'\bar{q}'$ est créée (fig. 4.3c), avec une probabilité proportionnelle à $\exp(-\frac{\pi}{\kappa} m_{q'})$; la probabilité d'obtenir des quarks lourds par ce processus est donc très faible. Le partage de l'énergie entre les paires de quarks est régi par une fonction de partition dont les paramètres sont estimés expérimentalement.

2.2.2 Modèle d'aggrégation hadronique

Le modèle d'aggrégation hadronique [41] 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 donc, se rassemblent dans un second temps en aggrégats 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.

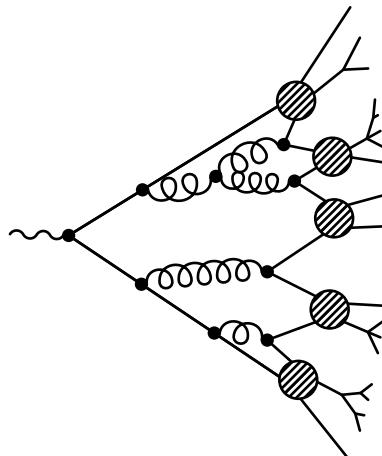


Figure 4.4 – Schématisation de l'hadronisation dans le cadre du modèle d'aggrégation hadronique.

3 Reconstruction des jets

Les particules colorées ne peuvent donc pas être directement observées 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 de 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 radiés par les particules électriquement chargées.

Un processus physique comme celui de la figure 4.1a 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 4.1a. Afin de pouvoir étudier le processus initial, il est nécessaire de définir une observable décrivant les particules colorées à l'origine de ces flux collimatés de particules stables.

Cette observable est un « jet ». À partir des particules identifiées à l'aide de l'algorithme de *Particle Flow* (PF)², 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.

3.1 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. Dans la section 2, nous avons vu que les radiations de partons sont plus importantes pour de basses énergies (limite infrarouge) ou pour un parton radié colinéaire au parton initial (limite colinéaire). 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.

3.1.1 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) ³ est inférieure à une distance de coupure R_c , c'est-à-dire si

$$\Delta R_{pa}^2 = (\eta_p - \eta_a)^2 + (\phi_p - \phi_a)^2 < R_c^2. \quad (4.4)$$

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 SISCONE [42], *Seedless Infrared Safe Cone*, 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. Un exemple de reconstruction de jets à l'aide de l'algorithme SISCONE est présenté sur la figure 4.5.

3.1.2 Les algorithmes de recombinaison séquentielle

Les algorithmes de recombinaison séquentielle commencent par considérer que chaque particule forme un jet d'une seule particule. 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 peuvent être définies, chacune correspondant à un algorithme de recombinaison séquentielle proposant des regroupements différents.

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

$$d_{ij} = \min(p_{T,i}^2, p_{T,j}^2) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad \Delta R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2 \quad (4.5)$$

2. L'algorithme de *Particle Flow* est décrit dans la section 4.1 du chapitre 3.

3. Les coordonnées η et ϕ sont définies dans la section 2.1 du chapitre 3.

où $p_{T,x}$ est 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 4.5.

Algorithme de Cambridge/Aachen La distance d_{ij} entre deux jets i et j est

$$d_{ij} = \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad \Delta R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2 \quad (4.6)$$

où R est un paramètre libre. Le regroupement des jets est ainsi uniquement basé sur l'écart angulaire.

Algorithme anti- k_T [43] La distance d_{ij} entre deux jets i et j est

$$d_{ij} = \min \left(\frac{1}{p_{T,i}^2}, \frac{1}{p_{T,j}^2} \right) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad \Delta R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2 \quad (4.7)$$

où $p_{T,x}$ est l'impulsion transverse du jet x et R un paramètre libre. Le regroupement des particules se fait ainsi autour des particules de plus haute énergie. 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 4.5.

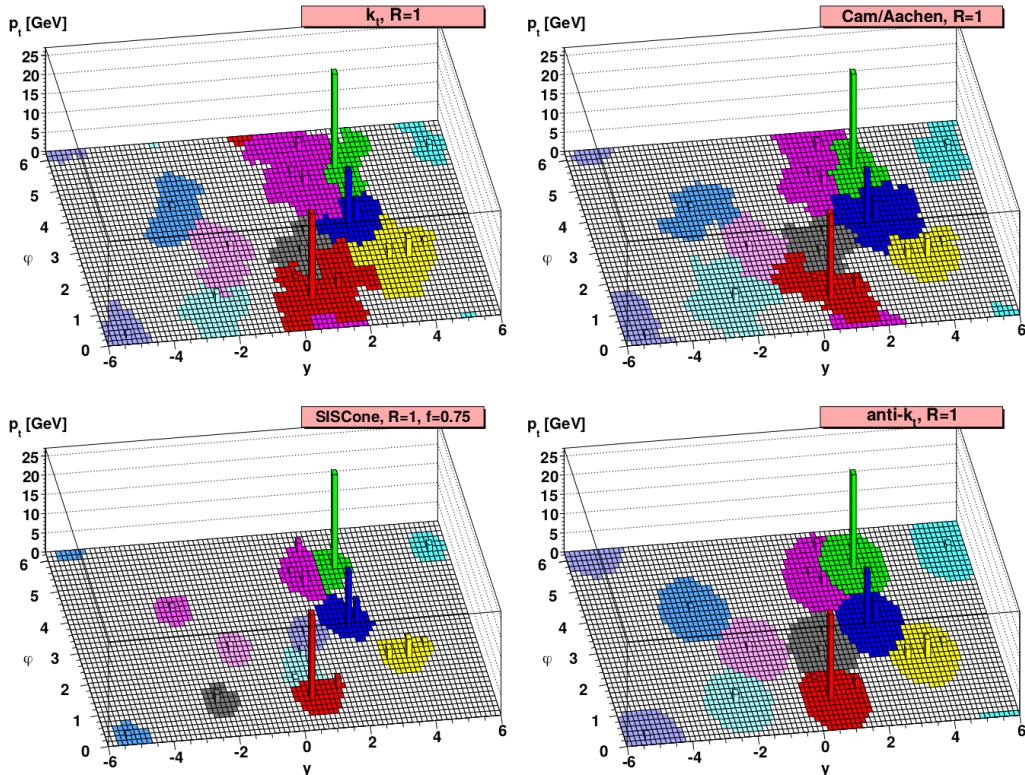


Figure 4.5 – Formes des jets reconstruits à partir de différents algorithmes pour un même événement [43]. En haut à gauche, k_T ; en haut à droite, C/A; en bas à gauche, SISCONE; en bas à droite, anti- k_T . L'algorithme anti- k_T permet d'obtenir des jets de forme régulière, conique.

Le temps de calcul de ces algorithmes est un enjeu majeur au LHC. Leurs temps d'exécution sont représentés en fonction du nombre d'événements d'empilement sur la figure 4.6. 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.

3.2 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 ainsi reconstruits.

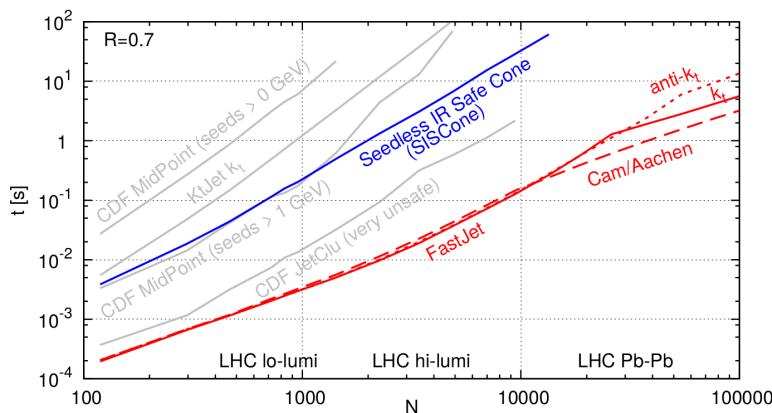


Figure 4.6 – Temps de recombinaison d'un événement dijet simulé de 50 GeV contenant N événements d'empilement pour différents algorithmes de reconstruction des jets [44].

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 et 2018, listés page 38, permettent d'obtenir une efficacité d'identification des jets supérieure à 99 % dans chacune des régions en η du détecteur. La réjection du bruit de fond est supérieure à 98 % pour $|\eta| \leq 3,0$ et supérieure à 36 % pour $|\eta| > 3,0$.

3.3 Saveur des jets

Pour étudier la physique du processus initial, la connaissance de la particule colorée 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.

3.3.1 Saveur de la particule initiale et caractéristiques des jets

Le quark t possède un temps de vie trop court 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. Il se désintègre en quark c ou u selon

$$b \rightarrow c W^-, \quad \bar{b} \rightarrow \bar{c} W^+, \quad b \rightarrow u W^-, \quad \bar{b} \rightarrow \bar{u} W^+. \quad (4.8)$$

Ces désintégrations font intervenir les modules des coefficients V_{cb} et V_{ub} de la matrice CKM⁴ dont les valeurs sont faibles et sont donc fortement supprimées.

Les hadrons contenant un quark b ont ainsi une durée de vie τ de l'ordre de la picoseconde [45, 46] 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 4.7.

Le boson W issu du changement de saveur du quark b se désintègre leptoniquement dans 30 % des cas [4] selon

$$W^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_\ell. \quad (4.9)$$

4. La matrice CKM est introduite dans la section 2.3.4 du chapitre 2.

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	$< 0,99$			
Nombre de constituants				
— neutres	> 1	> 1	> 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			
Nombre de constituants				
— neutres	> 1	> 1	> 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	$< 0,90$	$< 0,90$		$> 0,02$
— électromagnétique neutre	$< 0,90$	$< 0,99$	$< 0,99$ et $> 0,02$	$< 0,90$
— hadronique chargée	> 0			
Nombre de constituants				
— neutres	> 1		> 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	$< 0,90$	$< 0,90$		$> 0,02$
— électromagnétique neutre	$< 0,90$	$< 0,99$	$< 0,99$ et $> 0,02$	$< 0,90$
— hadronique chargée	> 0			
Nombre de constituants				
— neutres	> 1		> 2	> 10
— chargés	> 0	> 0		

Tableau 4.4 – Critères d'identification des jets à CMS pour l'analyse des données de 2017-UL.

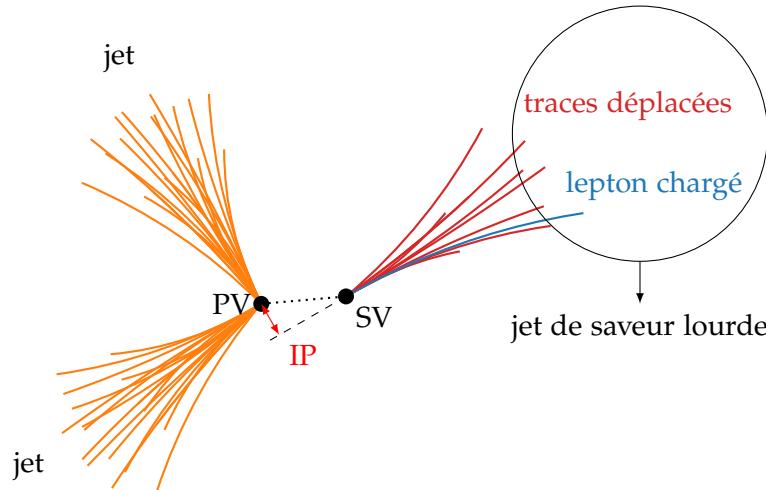


Figure 4.7 – Illustration d'un jet de saveur lourde. Les particules composant ce jet proviennent d'un vertex secondaire (SV), différent du vertex primaire (PV) où a lieu la collision entre les protons et la formation du hadron lourd à l'origine du SV. Le paramètre d'impact (IP) est également indiqué.

Le lepton chargé donne une signature caractéristique lors des collisions proton-proton ayant lieu au LHC. Dans les autres cas, le W se désintègre hadroniquement selon

$$W^\pm \rightarrow q\bar{q}. \quad (4.10)$$

Le nombre de constituants du jet, ainsi que le nombre de traces déplacées, est alors plus important.

Le quark c suit le même schéma que le quark b . Cependant, son canal de désintégration principal est

$$c \rightarrow sW^+, \quad \bar{c} \rightarrow \bar{s}W^-, \quad (4.11)$$

ce qui 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 [46] 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^+ , qui peuvent se propager jusque dans les parties sensibles du détecteur et 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 quarks⁵. Les jets initiés par des gluons comportent typiquement plus de particules électriquement chargées et sont moins collimés que les jets légers [47].

3.3.2 Identification de la saveur des jets

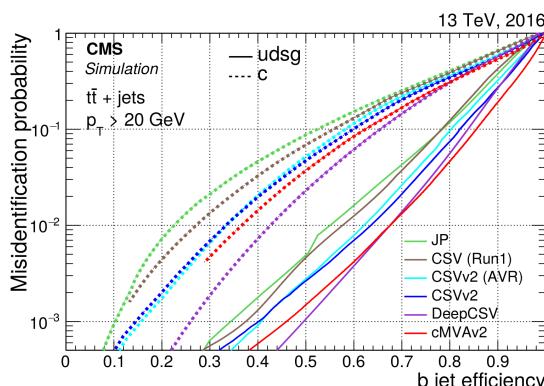
Les jets présentent ainsi des propriétés caractéristiques, selon qu'il s'agisse d'un jet léger (quarks d , u ou s), d'un jet lourd (quarks c ou b) ou d'un jet issu d'un gluon. En utilisant ces propriétés, des algorithmes d'identification de la saveur des jets ont été mis au point par la collaboration CMS [48].

5. Les quarks portent une couleur, les antiquarks une anticolore et les gluons portent une couleur et une anticolore.

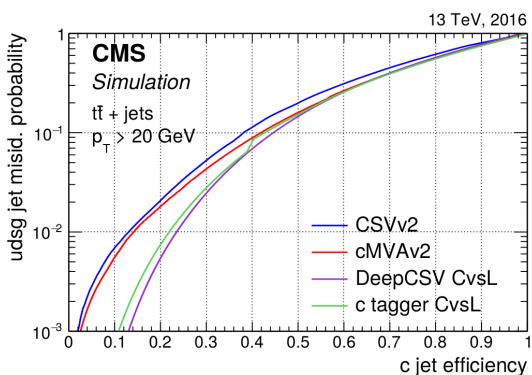
Les avancées récentes dans le domaine du *Deep Learning*, appliquées à l'identification des jets [49], ont permis l'amélioration de ces algorithmes. L'algorithme DEEPCSV [50] a ainsi été développé.

Les variables utilisées dans cet algorithme sont décrites dans la référence [50]. 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 multi-jets à l'aide des librairies KERAS [51] et TENSORFLOW [52].

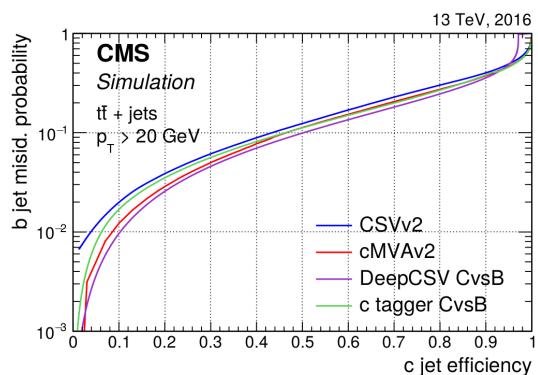
Les performances ainsi obtenues pour l'algorithme DEEPCSV peuvent être comparées à d'autres algorithmes d'identification de la saveur des jets sur la figure 4.8. Les algorithmes CMVAv2 et DEEPCSV présentent les meilleures performances en termes d'identification des jets de quark b . Pour le traitement des jets de quark c , l'algorithme DEEPCSV propose les meilleures performances. Dans 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 .



(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 4.8 – Comparaison des performances des algorithmes d'identification de la saveur des jets [50].

La discrimination entre jet léger et jet initié par un gluon peut être réalisée à l'aide d'une fonction de vraisemblance [47] 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 4.9.

4 Calibration en énergie des jets dans CMS

Les jets sont des objets 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,

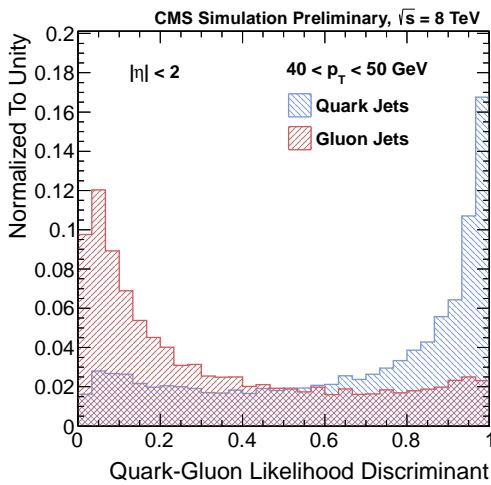


Figure 4.9 – Densité de probabilité de la fonction de vraisemblance utilisée pour discriminer les jets issus de gluons de ceux issus de quarks [47]. En rouge, pour les jets issus de gluons. En bleu, pour des jets issus de quarks.

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 t [53].

À partir des jets reconstruits par les méthodes décrites précédemment, un procédé de *correction de l’énergie des jets* (JEC⁶) est réalisé. Il permet de corriger l’échelle en énergie des jets (JES⁷) ainsi que la résolution sur cette énergie (JER⁸). La collaboration CMS utilise une approche factorisée dans laquelle plusieurs étapes corrigent un effet en particulier et dépendent des étapes précédentes [53]. La figure 4.10 résume ces étapes, décrites plus en détails dans les sections qui suivent.

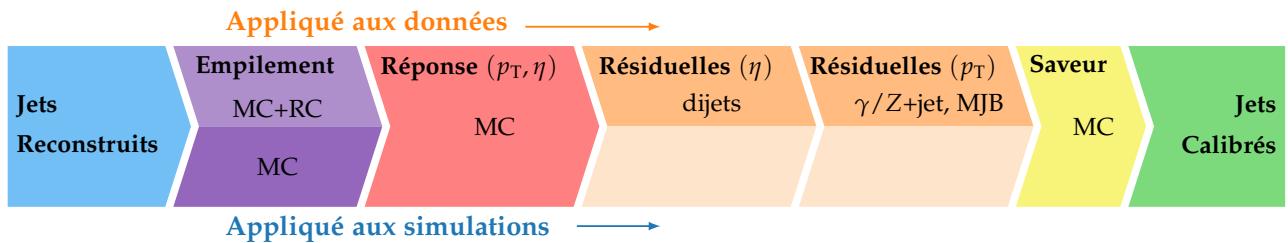


Figure 4.10 – Étapes successives de la JEC pour les données et les simulations [53]. Les corrections des étapes marquées « MC » sont obtenues par l’étude de simulations, celles marquées « RC » par une méthode de cône aléatoire (Random Cone). Les types d’événements utilisés dans les corrections résiduelles sont également indiqués.

Distinguons trois stades ou « niveaux » de connaissance sur les particules.

- Le niveau *particule*, noté ptcl, 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 *corr g * ou *calibré*, noté corr, correspond aux objets et variables corr g s, c’est-à-dire ceux du niveau reco auxquels ont été appliquées les corrections.

Définissons  g alement une variable importante pour ce chapitre, la réponse d’un jet,

$$R = \frac{p_T}{p_{T\text{ptcl}}} . \quad (4.12)$$

La réponse peut être définie à différents niveaux, et par définition $R_{\text{ptcl}} = 1$. Si la JEC est correcte, alors les variables corr g es doivent correspondre aux variables au niveau particule, c’est-à-dire $R_{\text{corr}} = 1$.

6. *Jet Energy Correction*

7. *Jet Energy Scale*

8. *Jet Energy Resolution*

Sur la figure 4.11 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 4.11c, la réponse est sensiblement égal à 1, ce qui montre que la JEC est correcte.

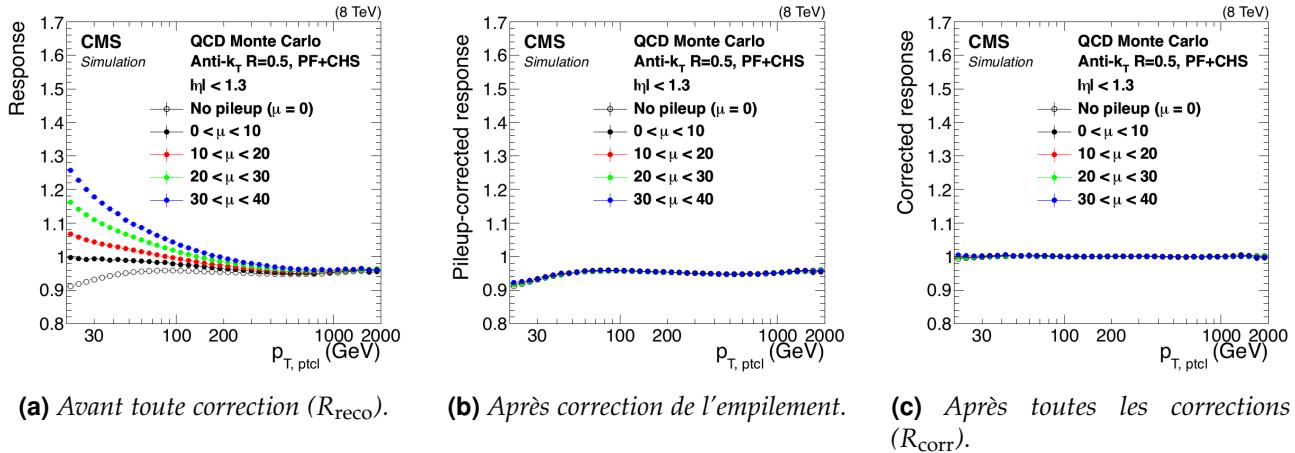


Figure 4.11 – Valeur moyenne de la réponse de jets d'événements QCD simulés en fonction de $p_{\text{T}, \text{ptcl}}$ à différentes étapes de la JEC [53] et pour différentes valeurs d'interactions d'empilement μ .

Les jets au niveau particule sont construits 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 [53]. 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. Exclure les neutrinos de la recombinaison au niveau particule est une convention adoptée par la collaboration CMS, mais pas de manière universelle en physique des particules. Les neutrinos sont en fait généralement inclus au niveau particule. La réponse des jets étant mesurée dans des événements contenant peu de neutrinos, comme cela est discuté dans la section 5, ce choix n'apporte pratiquement aucune différence à la JEC. L'intérêt de cette convention est de pouvoir définir la réponse des jets d'une manière qui soit accessible expérimentalement et qui réduit 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.

4.1 Correction de l'empilement

Des contributions additionnelles à l'énergie et à l'impulsion des jets peuvent apparaître du fait de l'empilement⁹. 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 du détecteur 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, *Charged Hadron Subtraction*), 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. Toutes les traces associées aux vertex d'empilement sont retirées de l'événement. La reconstruction des jets est alors réalisée à partir de l'événement « nettoyé ». La procédure CHS permet ainsi de supprimer environ 50 % de l'empilement synchrone, uniquement à l'aide du trajectographe. La correction de l'empilement peut être calculée avec et sans utilisation de la CHS ; la JES est peu modifiée par ce choix. Cependant, l'utilisation de la CHS permet d'améliorer la résolution en p_{T} des jets. L'efficacité de reconstruction des vertex d'empilement étant de 30 %, des traces de hadrons chargés non associées à un vertex subsistent. De plus, cette méthode ne permet pas de corriger l'empilement des particules neutres.

9. Le phénomène d'empilement est décrit dans la section 1.4 du chapitre 3.

La correction de l'empilement résiduel, principalement due aux particules neutres, aux traces non associées à un vertex et à l'empilement asynchrone qui n'a pas pu être corrigé totalement, est déterminée à l'aide de la méthode de l'aire hybride (*hybrid jet area*). Il s'agit d'une correction paramétrique, appliquée à chaque jet indépendamment, dépendant de :

- la densité en énergie dans le plan (η, ϕ) de l'événement contenant ce jet, ρ ;
- l'aire du jet dans le plan (η, ϕ) , A_j ;
- la pseudo-rapidité du jet, η ;
- l'impulsion transverse du jet avant application de cette correction et après CHS, $p_{T\text{reco}}^{\text{CHS}}$.

La correction C_{PU} à appliquer à un jet s'exprime alors

$$C_{\text{PU}}(p_{T\text{reco}}^{\text{CHS}}, \eta, A_j, \rho) = 1 - \frac{[\rho_0(\eta) + \rho \beta(\eta)(1 + \gamma(\eta) \log p_{T\text{reco}}^{\text{CHS}})] A_j}{p_{T\text{reco}}^{\text{CHS}}} \quad (4.13)$$

où $\rho_0(\eta)$, $\beta(\eta)$ et $\gamma(\eta)$ sont les paramètres de cette correction, dépendants de η . Ils sont déterminés à partir de la contribution additionnelle de l'empilement au niveau particule $p_{T\text{ptcl}}^{\text{add}}$, estimée à partir d'événements QCD multijet simulés avec et sans empilement, telle que

$$\langle p_{T\text{ptcl}}^{\text{add}} \rangle(\rho, \eta, p_{T\text{reco}}^{\text{CHS}}) = \langle p_{T\text{ptcl}}^{\text{avec PU}} - p_{T\text{ptcl}}^{\text{sans PU}} \rangle, \quad (4.14)$$

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 ρ , η , $p_{T\text{reco}}^{\text{CHS}}$ et A_j afin d'obtenir les paramètres $\rho_0(\eta)$, $\beta(\eta)$ et $\gamma(\eta)$ de l'équation (4.13) qui peut se réécrire

$$C_{\text{PU}}(p_{T\text{reco}}^{\text{CHS}}, \eta, A_j, \rho) = 1 - \frac{\langle p_{T\text{ptcl}}^{\text{add}} \rangle}{p_{T\text{reco}}^{\text{CHS}}}. \quad (4.15)$$

La figure 4.12 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 4.12b sont cohérents avec l'absence d'énergie supplémentaire due à l'empilement à $\pm 0,2 \text{ GeV}$. Dans le cas d'un grand nombre d'interactions d'empilement ($\mu > 30$), un léger effet est visible, lié à une dépendance quadratique en ρ de la contribution en énergie de l'empilement qui n'est pas modélisée [53].

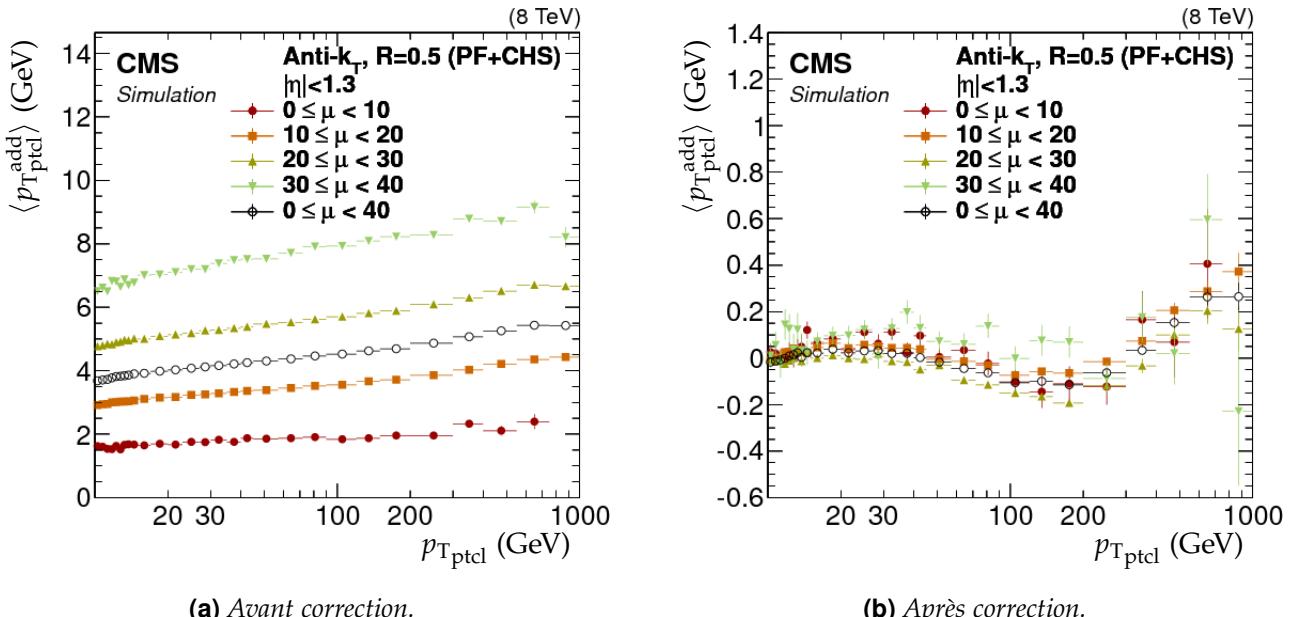


Figure 4.12 – Contribution additionnelle de l'empilement au niveau particule telle que définie dans l'équation (4.14) pour $|\eta| < 1,3$ en fonction de l'impulsion du jet au niveau particule pour différentes valeurs du nombre d'interaction d'empilement (μ) [53].

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 reconstruit les jets à l'aide de cônes dont la direction en (η, ϕ) est choisie de manière aléatoire. L'étude est réalisée sur des événements dits de « zéro biais », dans lesquels aucune énergie provenant d'une interaction dure¹⁰ n'est présente. Dans ce cas, la valeur moyenne du p_T des jets reconstruits par la méthode RC permet d'estimer la moyenne de la contribution additionnelle de l'empilement, c'est-à-dire

$$\langle p_T^{\text{add}} \rangle^{\text{RC}} = \langle p_{T\text{cône}} \rangle. \quad (4.16)$$

Il est alors possible de définir un facteur d'échelle à appliquer aux paramètres ρ_0 et β de l'équation (4.13) lorsque cette correction est appliquée aux données. Ce facteur d'échelle s'exprime

$$\frac{\langle p_T^{\text{add}} \rangle_{\text{données}}^{\text{RC}}(\eta, \rho_{\text{données}})}{\langle p_T^{\text{add}} \rangle_{\text{simulation}}^{\text{RC}}(\eta, \rho_{\text{simulation}})}. \quad (4.17)$$

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

4.2 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 [54], combinée à PYTHIA 6.4 [55] avec les réglages Z2* [56], est représentée sur la figure 4.13 pour les trois années du Run II du LHC. Il apparaît, par exemple, qu'un jet de $p_T = 30 \text{ GeV}$ nécessite une correction allant de 10 % dans la région centrale $|\eta| < 0.7$ à plus de 30 % lorsque $|\eta| \simeq 3$ en 2017 et 2018.

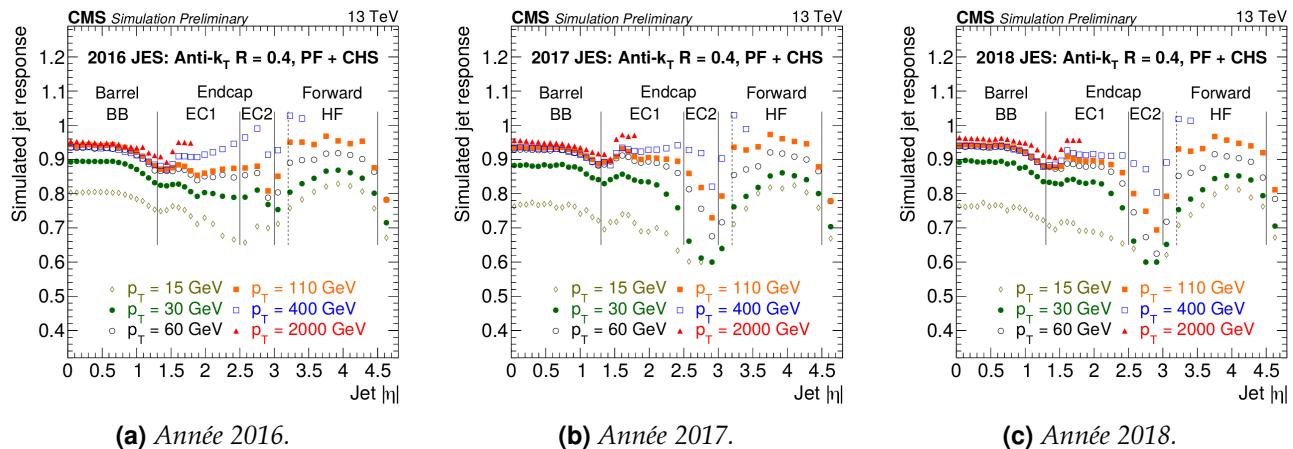


Figure 4.13 – Réponse des jets reconstruits en fonction de p_T et η lors du Run II [57]. La baisse dans la région $3.0 < |\eta| < 3.2$ (respectivement $|\eta| > 4.5$) est due à la transition le bouchon (endcap) et la partie avancée (forward) du détecteur (reps. son acceptation). La dégradation au cours du temps du détecteur dans la région « EC2 » s'observe par la baisse de la réponse des jets dans cette région de 2016 à 2017.

Afin de corriger la réponse du détecteur en p_T et en η , la correction $\mathcal{C}_{\text{R}\bar{\text{e}}\text{p}}$ à appliquer s'exprime

$$\mathcal{C}_{\text{R}\bar{\text{e}}\text{p}}(p_{T\text{reco}}', \eta) = \frac{\langle p_{T\text{ptcl}} \rangle}{\langle p_{T\text{reco}}' \rangle} = \frac{1}{\langle R'_{\text{reco}} \rangle} \quad (4.18)$$

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 [53].

4.3 Propagation à la MET

L'impulsion transverse manquante \vec{E}_T^{miss} et sa norme l'énergie transverse manquante E_T^{miss} , définies dans la section 4.4 du chapitre 3, doivent prendre en compte les corrections apportées aux jets afin de garder une description cohérente de l'événement vis-à-vis de leurs définitions.

10. **définir ?**

La JES est ainsi propagée à \vec{E}_T^{miss} par la correction dite de « type-I »,

$$\vec{E}_T^{\text{miss}}_{\text{type-I}} = \vec{E}_T^{\text{miss}}_{\text{reco}} + \sum_{\substack{\text{jets} \\ p_{T\text{reco}} > 15 \text{ GeV}}} (\vec{p}_{T\text{reco}} - \vec{p}_{T\text{corr}}) - \vec{\mathcal{O}}_{RC} \quad (4.19)$$

où $\vec{p}_{T\text{corr}}$ correspond à l'impulsion transverse du jet après correction de la réponse du détecteur et $\vec{\mathcal{O}}_{RC}$ la contribution moyenne de l'empilement obtenu par la méthode RC.

4.4 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

$$C_{\text{Res}} = \frac{R_{\text{simulations}}}{R_{\text{données}}}. \quad (4.20)$$

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 dijets et multijets). 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

$$\vec{p}_{T\text{ptcl}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{T\text{ptcl}}^{\text{jet}} = \vec{0} \Rightarrow p_{T\text{ptcl}}^{\text{jet}} = p_{T\text{ptcl}}^{\text{réf}}. \quad (4.21)$$

Ainsi, au niveau reconstruit¹¹,

$$\vec{p}_{T\text{reco}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{T\text{reco}}^{\text{jet}} = \vec{0} \Leftrightarrow \vec{p}_{T\text{ptcl}}^{\text{réf}} + R_{bal}\vec{p}_{T\text{ptcl}}^{\text{jet}} = \vec{0} \quad (4.22)$$

car l'objet de référence, fidèlement reconstruit, permet de considérer $\vec{p}_{T\text{reco}}^{\text{réf}} = \vec{p}_{T\text{ptcl}}^{\text{réf}} = \vec{p}_T^{\text{réf}}$.

La réponse balancée R_{bal} est alors définie comme

$$R_{bal}(p_T, \eta) = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet}}}{p_T^{\text{réf}}} \quad (4.23)$$

la méthode « MPF » (MET Projection Fraction) prend en compte l'ensemble de l'activité hadronique de l'événement et considère l'impulsion de recul vis-à-vis de l'objet de référence, c'est-à-dire

$$\vec{p}_{T\text{ptcl}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{T\text{ptcl}}^{\text{recul}} = \vec{0} \Rightarrow \vec{p}_{T\text{reco}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{T\text{reco}}^{\text{recul}} = -\vec{E}_T^{\text{miss}} \Leftrightarrow \vec{p}_{T\text{ptcl}}^{\text{réf}} + R_{MPF}\vec{p}_{T\text{ptcl}}^{\text{recul}} = -\vec{E}_T^{\text{miss}}, \quad (4.24)$$

définissant ainsi la réponse MPF R_{MPF} comme

$$R_{MPF}(p_T, \eta) = 1 + \frac{\vec{p}_T^{\text{réf}} \cdot \vec{E}_T^{\text{miss}}}{|\vec{p}_T^{\text{réf}}|^2}. \quad (4.25)$$

4.4.1 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 dijets. 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 bâillet, c'est pourquoi elle est qualifiée de « relative ».

Lorsqu'un événement présente un premier jet avec $|\eta| < 1,3$, c'est-à-dire dans la région de référence du bâillet, et un second avec $|\eta| > 1,3$ et de p_T similaire, le premier sert d'objet de référence afin de calibrer le second. La correction à appliquer aux données ainsi obtenue est illustrée sur la figure 4.14 dans le cas des jets d'impulsion transverse égale à 120 GeV.

11. Le niveau reconstruit prend ici en compte les étapes de correction de l'empilement et de la réponse du détecteur.

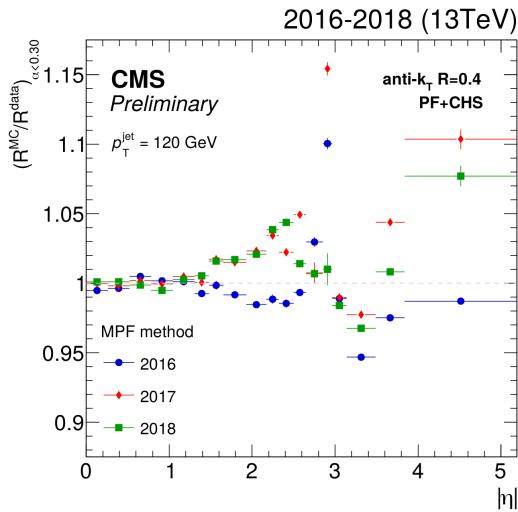


Figure 4.14 – Correction résiduelle relative en η lors du Run II obtenue avec des événements dijets et la méthode MPF [57].

4.4.2 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 $p_T < 200 \text{ GeV}$;
- événements $\gamma + \text{jets}$: sélectionnés dans les données à l'aide d'un déclenchement basé sur la présence d'un photon, ils permettent de traiter la région $200 \text{ GeV} < p_T < 800 \text{ GeV}$;
- événements multijets : ces événements contiennent au moins deux jets dans l'état final et couvrent la région $p_T > 800 \text{ GeV}$.

L'objet de référence utilisé pour calibrer le jet, que ce soit un boson Z ($Z + \text{jets}$), un photon ($\gamma + \text{jets}$) ou un autre jet (multijets), possède une meilleure résolution en énergie. Cette correction s'appuie donc sur un objet de référence qui n'est pas un jet, d'où son qualificatif d'« absolue ». La correction à appliquer aux données ainsi obtenue est illustrée sur la figure 4.15 dans le cas des jets de pseudo-rapidité $|\eta| < 1,3$.

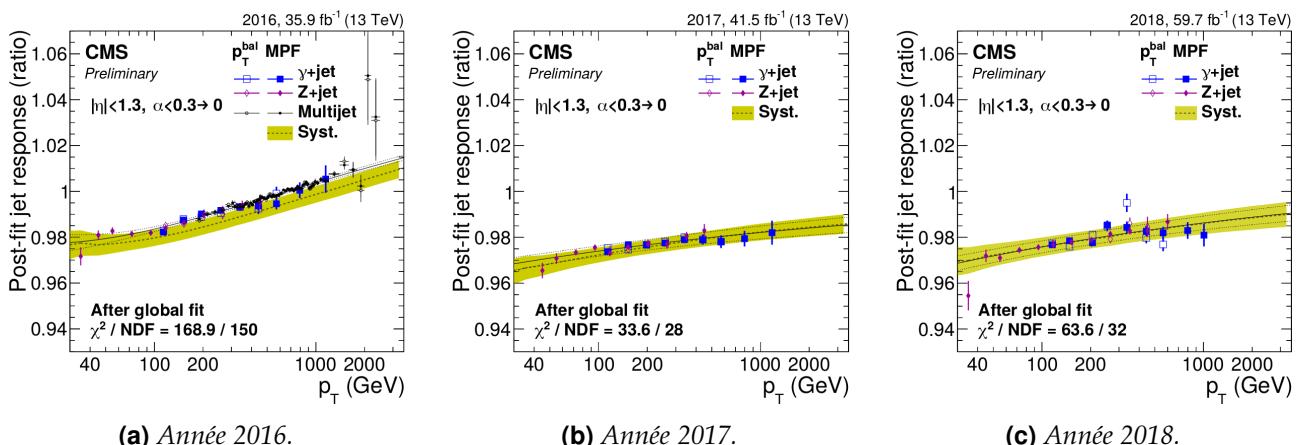


Figure 4.15 – Correction résiduelle absolue en p_T pour $|\eta| < 1,3$ lors du Run II obtenue par ajustement global sur les événements $\gamma + \text{jets}$, $Z + \text{jets}$ et multijets [57].

L'analyse des événements $\gamma + \text{jets}$ utilisés dans ces ajustements globaux pour les années 2018,

utilisés dans la figure 4.15c, et 2017-UL¹² a fait partie de mon travail de thèse. La phénoménologie de ces événements ainsi que leur analyse sont détaillées dans les sections 5, 6 et 7.

4.4.3 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 dépend de cette saveur [53]. Par exemple, des particules de bas p_T se retrouvent hors de la zone d'acceptation 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 lourd¹³. La proportion de particules neutres dans le jet est également un des paramètres affectant le plus sa réponse.

La correction \mathcal{C}_{Sav} à appliquer aux données et aux simulations, obtenue à l'aide de PYTHIA 6.4 [55] avec les réglages Z2* [56] sur des événements simulés dijet, $Z + \text{jets}$ et $\gamma + \text{jets}$, est représentée sur la figure 4.16. Des corrections allant jusqu'à 4 % sont appliquées.

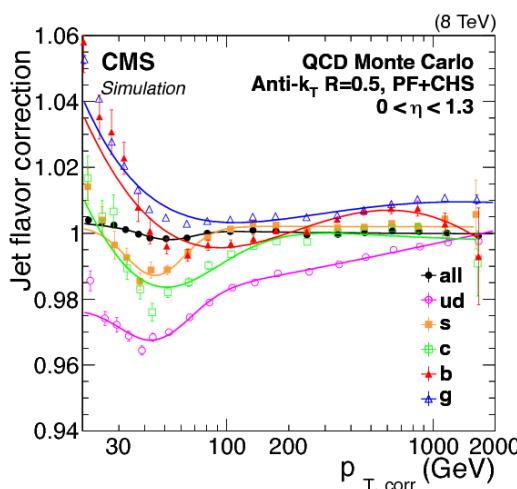


Figure 4.16 – Correction résiduelle de saveur en fonction de l'impulsion du jet préalablement corrigée par les corrections décrites dans les sections précédentes, $p_{T,\text{corr}}$, pour des jets de pseudo-rapidité $|\eta| < 1.3$ [53].

4.5 Incertitudes sur la correction en énergie des jets

The JES uncertainties, discussed in Section 9, are provided in the form of a limited set of sources that allow a detailed statistical analysis of uncertainty correlations. The final uncertainties are below 1% across much of the phase space covered by these corrections at $p_T > 10$ GeV and $|\eta| < 5.2$. This sets a new benchmark for jet energy scale at hadron colliders.

4.6 Bilan de la correction en énergie des jets

$$p_{T,\text{corr}} = \underbrace{p_{T,\text{reco}}^{\text{CHS}} \times \mathcal{C}_{\text{PU}}(p_{T,\text{reco}}^{\text{CHS}}, \eta, A_j, \rho)}_{p_{T,\text{reco}}} \times \mathcal{C}_{\text{R}\bar{\nu}}(p_{T,\text{reco}}', \eta) \times \mathcal{C}_{\text{Res}}(p_{T,\text{reco}}'', \eta) \times \mathcal{C}_{\text{Sav}}(p_{T,\text{reco}}''', \eta) \quad (4.26)$$

12. 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 des celles-ci.

13. Le lecteur pourra se référer à la section 3.3 pour plus de détails sur la saveur des jets.

4.7 Correction de la résolution en énergie

The jet p T resolution, measured after applying JEC, is extracted in data and simulated events. It is studied as a function of pileup, jet size R, and jet flavor. The effect of the presence of neutrinos in the jets is also studied. The typical JER is 15–20 and 5

The jet p T resolutions are determined with both dijet and photon+jet events, as discussed in Section 8. The reference resolutions obtained from simulation are parameterized as a function of particle-level jet $p_{T\text{ptcl}}$ (defined in Section 2) and average number μ of PU interactions in bins of jet η . Corrections for differences between data and MC simulation are applied as η -binned scale factors.

5 Phénoménologie des événements photon + jets

$\gamma + \text{jet}$ donne beaucoup de stats, donc on peut sélectionner beaucoup et obtenir une bonne pureté.

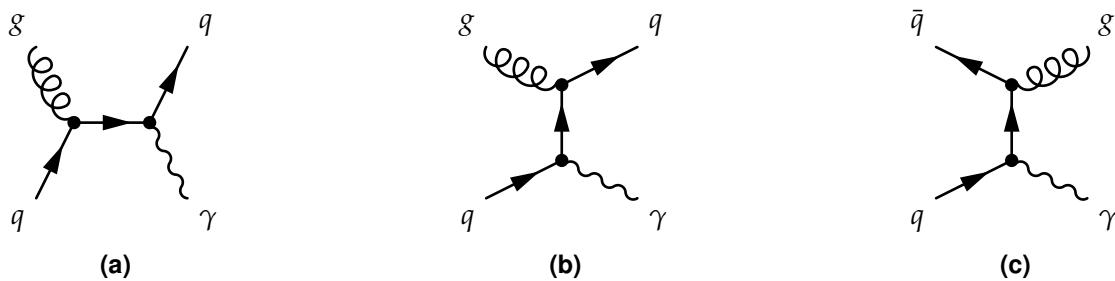


Figure 4.17 – Exemples de diagrammes de Feynman de processus physiques donnant un photon et un jet dans l'état final.

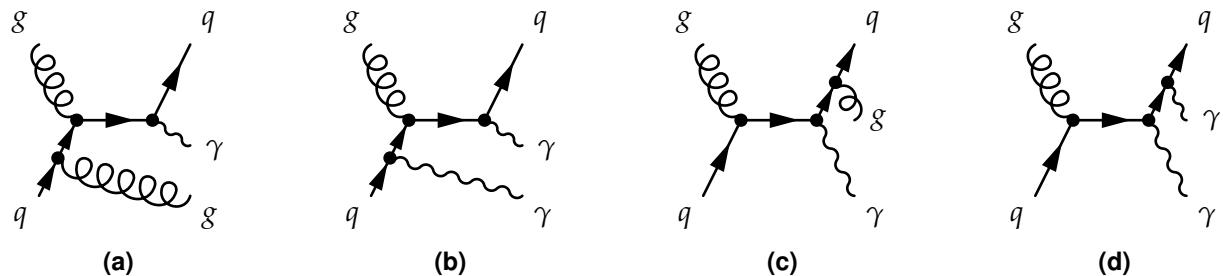


Figure 4.18 – Exemples de diagrammes de Feynman de processus avec ISR (4.18a, 4.18b) ou FSR (4.18c, 4.18d) donnant des événements avec deux jets (4.18a, 4.18c) ou deux photons (4.18b, 4.18d) dans l'état final.

initial state radiation : réjection par la condition back-to-back.

6 Corrections résiduelles absolues des jets

6.1 Méthode de la balance

6.2 Méthode de la projection de la fraction d'énergie transverse manquante

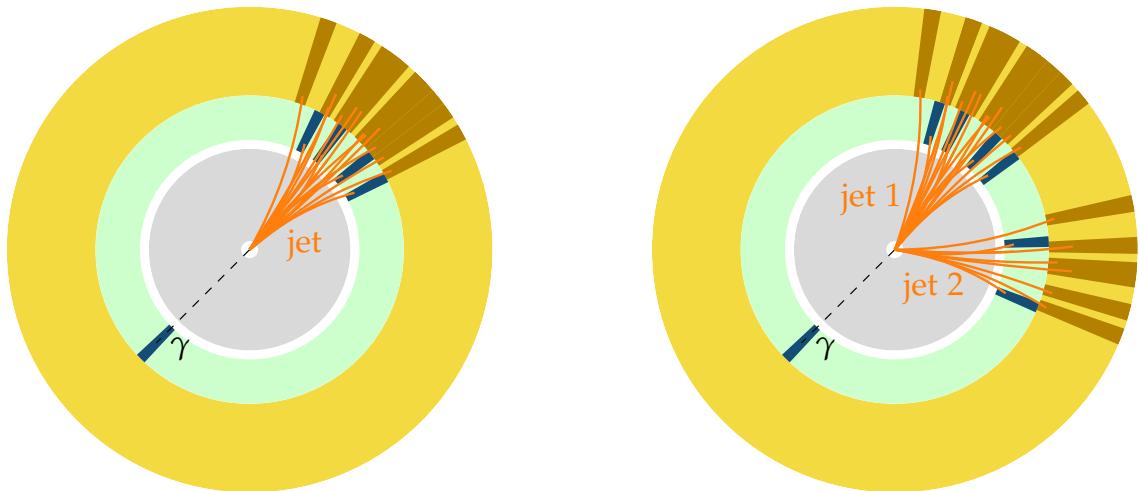
6.3 Analyse

6.4 Résultats

7 Correction de la résolution en énergie des jets

7.1 .

7.2 .



(a) Topologie typique des événements correspondant aux diagrammes de la figure 4.17.

(b) Topologie typique des événements correspondant au diagramme de la figure 4.18c.

Figure 4.19 – Topologies typiques des événements $\gamma + \text{jet}$.

7.3 •

7.4 •

8 Conclusion

Chapitre 5

Recherche d'un boson de Higgs de haute masse

Sommaire

1	Introduction	51
2	Sélection d'événements et catégorisation	51
2.1	Données	51
2.2	Simulation	51
2.3	Catégorisation	51
3	Chaîne d'analyse	51
4	Estimation du bruit de fond	51
4.1	Estimations de bruits de fond à partir de simulations	51
4.2	Estimations de bruits de fond à partir de données	51
5	Incertitudes systématiques	51
5.1	Incertitudes de normalisation	51
5.2	Incertitudes de forme	51
6	Résultats et interprétations	52
7	Conclusion	52

1 Introduction

2 Sélection d'événements et catégorisation

2.1 Données

2.2 Simulation

2.3 Catégorisation

3 Chaîne d'analyse

4 Estimation du bruit de fond

4.1 Estimations de bruits de fond à partir de simulations

4.2 Estimations de bruits de fond à partir de données

4.2.1 Méthode de l'encapsulement ou *embedding*

4.2.2 Méthode du facteur de faux ou *fake factor*

5 Incertitudes systématiques

5.1 Incertitudes de normalisation

5.2 Incertitudes de forme

gen_match	Type de particule	Propriétés de l'objet au niveau générateur
1	électron natif	$ pdgID = 11, p_T > 8 \text{ GeV}, \text{IsPrompt} == \text{True}$
2	muon natif	$ pdgID = 13, p_T > 8 \text{ GeV}, \text{IsPrompt} == \text{True}$
3	$\tau \rightarrow e$	$ pdgID = 11, p_T > 8 \text{ GeV},$ <code>IsDirectPromptTauDecayProduct == True</code>
4	$\tau \rightarrow \mu$	$ pdgID = 13, p_T > 8 \text{ GeV},$ <code>IsDirectPromptTauDecayProduct == True</code>
5	$\tau \rightarrow \tau_h$	Tau hadronique généré
6	Faux τ_h , τ_h de l'empilement	Tout objet ne rentrant pas dans les catégories 1 à 5

Tableau 5.1 – Valeurs prises par `gen_match`, variable de correspondance des taus hadroniques à l'objet généré dans les événements simulés.

6 Résultats et interprétations

7 Conclusion

Chapitre 6

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

Il s'agit de représentations graphiques des interactions entre particules. Dans ce manuscrit, le temps s'écoule de gauche à droite sur un diagramme de Feynman, ainsi l'état initial se trouve à gauche, et l'état final à droite.

La propagation d'une particule est modélisée par un trait et une interaction a lieu au niveau des connexions entre ces traits, nommés *vertex*.

Cas de l'interaction électromagnétique.

$$\bar{\psi} \gamma^\mu e Q A_\mu \psi = \bar{\psi}_a [\gamma^\mu]_{ab} e Q A_\mu \psi_b \quad (\text{B.1})$$

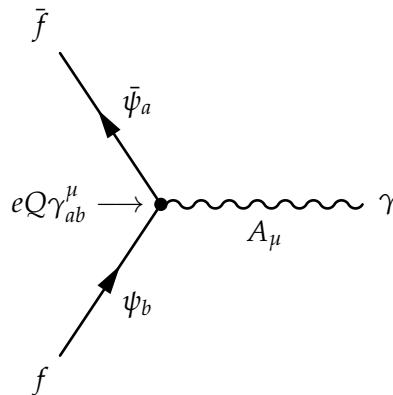


Figure B.1 – Diagramme de Feynman issu du terme du lagrangien du modèle standard de l'équation (B.1). Un fermion f et un antifermion \bar{f} sont présent dans l'état initial et sont décrits par un champ fermionique ψ et son adjoint $\bar{\psi}$. Le champ ψ interagit par ses composantes a et b avec le champ vectoriel A_μ au vertex, avec un couplage donné par $eQ\gamma^\mu_{ab}$. Il en résulte un photon γ , décrit par ce champ A_μ .

Bibliographie

- [1] 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). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.10.531>.
- [2] 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). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.12.62>.
- [3] 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>. URL : <https://doi.org/10.1143/PTP.49.652>.
- [4] Particle Data Group. « Review of Particle Physics ». *Phys. Rev.* **D98** (août 2018). DOI : [10.1103/PhysRevD.98.030001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001).
- [5] 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). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.321>.
- [6] P. W. HIGGS. « Broken symmetries, massless particles and gauge fields ». *Physics Letters* **12**.2 (sept. 1964), p. 132-133. 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>.
- [7] P. W. HIGGS. « Broken symmetries and the masses of gauge bosons ». *Physics Letters* **13**.16 (oct. 1964), p. 132-133. DOI : [10.1103/physrevlett.13.508](https://doi.org/10.1103/physrevlett.13.508).
- [8] 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). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.585>.
- [9] 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). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.19.1264>.
- [10] G. ARNISON & coll. « Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$ ». *Physics Letters B* **122**.1 (1983), p. 103-116. DOI : [https://doi.org/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>.
- [11] 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 B* **122**.5 (1983), p. 476-485. DOI : [https://doi.org/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>.
- [12] 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 B* **126**.5 (1983), p. 398-410. DOI : [https://doi.org/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>.
- [13] P. BAGNAIA & coll. « Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN pp collider ». *Physics Letters B* **129**.1 (1983), p. 130-140. DOI : [https://doi.org/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>.

- [14] G. ARNISON & coll. « Further evidence for charged intermediate vector bosons at the SPS collider ». *Physics Letters B* **129**.3 (1983), p. 273-282. doi : [https://doi.org/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>.
- [15] 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 : <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931200857X>.
- [16] 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 : <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008581>.
- [17] 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](10.1007/jhep06(2013)081).
- [18] 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>. URL : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.191803>.
- [19] 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](10.1007/jhep08(2016)045). URL : [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08\(2016\)045](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08(2016)045).
- [20] S. DÜRR & coll. « Ab Initio Determination of Light Hadron Masses ». *Science* **322**.5905 (nov. 2008), p. 1224-1227. doi : <10.1126/science.1163233>.
- [21] G. P. SALAM. *Elements of QCD for hadron colliders*. 2010. arXiv : [1011.5131 \[hep-ph\]](1011.5131). URL : <https://arxiv.org/pdf/1011.5131.pdf>.
- [22] 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>. URL : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.2626>.
- [23] The DØ Collaboration. « Observation of the top quark ». *Physical Review Letters* **74**.14 (avr. 1995), p. 2632-2637. doi : <10.1103/physrevlett.74.2632>. URL : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.2632>.
- [24] 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. URL : <http://cds.cern.ch/record/2103251>.
- [25] 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>. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.1562>.
- [26] 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>. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.011301>.
- [27] J. SCHECHTER & J. W. F. VALLE. « Neutrino masses in $SU(2) \times U(1)$ theories ». *Physical Review D* **22** (9 nov. 1980), p. 2227-2235. doi : <10.1103/PhysRevD.22.2227>. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.22.2227>.
- [28] 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>. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.60.1813>.

- [29] R. N. MOHAPATRA & G. SENJANOVIC. « Neutrino masses and mixings in gauge models with spontaneous parity violation ». *Physical Review D* **23** (1 jan. 1981), p. 165-180. doi : [10.1103/PhysRevD.23.165](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.23.165). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.23.165>.
- [30] R. N. MOHAPATRA & G. SENJANOVIC. « 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). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.44.912>.
- [31] M. GELL-MANN, P. RAMOND & R. SLANSKY. « Complex Spinors and Unified Theories » (1979). URL : <http://cds.cern.ch/record/133618>.
- [32] 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>. URL : <https://doi.org/10.1143/PTP.28.870>.
- [33] D. CLOWE & coll. « A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter ». *The Astrophysical Journal* **648**.2 (août 2006). doi : [10.1086/508162](https://doi.org/10.1086/508162). URL : <http://dx.doi.org/10.1086/508162>.
- [34] 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). URL : <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201321529>.
- [35] 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>.
- [36] 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>.
- [37] 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>.
- [38] 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>.
- [39] The CMS Collaboration. « CMS set of posters (En & Fr) updated 2019 » (mar. 2020). URL : <https://cds.cern.ch/record/2712624>.
- [40] B. ANDERSSON & coll. « Parton fragmentation and string dynamics » (avr. 1983). URL : <http://cds.cern.ch/record/143980>.
- [41] J.-C. WINTER, F. KRAUSS & G. SOFF. « A modified cluster-hadronisation model ». *The European Physical Journal C* **36**.3 (août 2004), p. 381-395. doi : [10.1140/epjc/s2004-01960-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s2004-01960-8). URL : <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s2004-01960-8>.
- [42] G. P. SALAM & G. SOYEZ. « A practical seedless infrared-safe cone jet algorithm ». *Journal of High Energy Physics* **05** (mai 2007), p. 86. doi : [10.1088/1126-6708/2007/05/086](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/05/086). URL : <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2007/05/086>.
- [43] M. CACCIARI, G. P. SALAM & G. SOYEZ. « The Anti- k_T jet clustering algorithm ». *Journal of High Energy Physics* **04** (avr. 2008), p. 63. 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).
- [44] G. P. SALAM. « Towards jetography ». *The European Physical Journal C* **67**.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). URL : <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1314-6>.
- [45] 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** (2005).
- [46] G. BELLINI, I. BIGI & P. DORNAN. « Lifetimes of charm and beauty hadrons ». *Physics Reports* **289**.1 (1997), p. 1-155. doi : [https://doi.org/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>.

- [47] 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>.
- [48] 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). URL : <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/8/04/P04013>.
- [49] 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). URL : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.94.112002>.
- [50] 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), P05011-P05011. DOI : [10.1088/1748-0221/13/05/p05011](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/05/p05011). URL : <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/13/05/P05011>.
- [51] F. CHOLLET & coll. KERAS. <https://keras.io>. 2015.
- [52] M. ABADI & coll. TENSORFLOW : *Large-scale machine learning on heterogeneous distributed systems*. Software available from tensorflow.org. 2015. URL : <https://www.tensorflow.org/>.
- [53] 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). URL : <https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/02/p02014>.
- [54] 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).
- [55] 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). URL : <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2006/05/026>.
- [56] The CMS Collaboration. « Event generator tunes obtained from underlying event and multiparton scattering measurements ». *European Physical Journal* **C76**.3 (2016), p. 155. 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).
- [57] 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>.

