

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE



UNIVERSITE DE JIJEL
FACULTE DES SCIENCES EXACTES ET INFORMATIQUE
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE



Série : 2018/2019

Mémoire présenté pour obtenir le diplôme de
Master en physique

Spécialité : Physique Theorique

par :

Sana Fennouche

Intitulé

Modèles Effectifs de Nouvelle Physique au LHC

Soutenu le : /07/2019

Devant le jury :

Président :	M.S.ZIDI	M.C.A	Univ. de Jijel
Rapporteur :	Z.BELGHOBSI	MCA	Univ. de Jijel
Examineurs :	B.GUETTOU	M.A.A	Univ. de Jijel

Remerciements

Avant tout , Je remercie Allah, Le Tout Puissant de m'avoir donnée la force et la volonté à mener à fin ce travail de recherche.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à ma directrice de mémoire, Madame Zouina Belghobsi, professeur de physique à l'université Mohammed Seddik Ben Yahia de Jijel, de m'avoir encadrée, orientée, aidée et conseillée.

Je remercie vivement Mr. Zidi Mohammed Sadek , maitre de conférence et Madame Guettou Bouchra , maître assistante à l'université de M.S. Ben Yahia de Jijel d'avoir donné de leur temps pour lire le manuscrit de mon mémoire qu'ils trouvent ici ma profonde sympathie.

Je remercie également tous mes enseignants de la poste graduation de physique théorique, et plus spécialement :A. Ahriche, .M.S. Zidi, N.Baouche.)

Je remercie très vivement Melle Rkaik Chahra , B.rabeh, et M.nabil pour l'aide et soutien qu'ils m'ont témoignés.

Je tiens à témoigner ici ma reconnaissance à mes amies Hadjer.B, Amina.H, et Hanin.M et je regrette pour toutes celles dont je n'ai pas cité les noms avec qui j'ai partagé de nombreux moments.

Dédicace

Je dédie ce modeste travail en tout premier lieu à mes chers parents qui ne m'ont jamais refusé un souhait, un rêve ou une volonté.
Mes Dédicaces vont à tous mes frères, Mourad et sa famille, ma soeur Nadjet et sa famille, et surtout mon frère Housseem et ma belle soeur Kenza qui m'ont beaucoup aidée et en particulier mon petit frère Mahrez.

Contents

1	Introduction Générale	1
2	Brisure spontanée de symétrie et mécanisme de Higgs	3
2.1	Structure du Modle Standard	4
2.2	Brisure spontanée de la symétrie électrofaible	6
2.2.1	Brisure spontanée d'une symétrie globale	6
2.2.2	Brisure spontané d'une symétrie locale	9
2.3	Mécanisme du Higgs	10
2.4	Génération des masses	11
2.4.1	Les masses des bosons vecteurs	11
2.4.2	Les masses des fermions	13
2.5	Les problèmes du Modèle standard	13
2.5.1	Problème d'unification	14
2.5.2	Matière et énergie sombre	14
2.5.3	Le problème de Hiérarchie	14
2.5.4	Propriétés et découverte du boson de Higgs	15
3	Désintégration du boson de Higgs	17
3.1	Modes de désintégration du boson de Higgs	17
3.2	Désintégration de Higgs en fermion et anti-fermion	18
3.2.1	Calcul de l'amplitude M	18
3.2.2	Calcul de la largeur de désintégration	19
3.3	Désintégration de Higgs en deux photons	21
3.3.1	Calcul de l'amplitude M	21
3.3.2	Calcul de la largeur de désintégration	27
3.4	désintégration de Higgs en deux gluons	29
4	Modèles de Higgs composites	31
4.1	Introduction	31
4.2	Histoire	32
4.3	Modèles	32
4.3.1	Higgs comme boson de Goldstone	32
4.3.2	Compositivité partielle	34
4.4	Conclusion Générale	35
A	Annexe B	37
A.1	Règles de Feynman utilisées	37
A.1.1	Les vertexes	37
A.1.2	Propagateur fermionique	37
	Bibliography	39

Introduction Générale

Le Modèle Standard (MS) de la physique des particules s'est imposé comme étant la description la plus précise des interactions fondamentales entre les particules élémentaires. La découverte d'un boson de Higgs, avec une masse de 125 GeV, en Juillet 2012 au Large Hadron Collider (LHC), en a marqué sa confirmation définitive. Cependant, de nombreux problèmes observationnels et théoriques sont au coeur du MS, la plupart liés au secteur de Higgs. Étant une particule scalaire le boson de Higgs souffre de très grandes corrections radiatives, ce qui déstabilise l'échelle électrofaible et mène au problème de hiérarchie. L'un des buts principaux du LHC est d'explorer précisément le secteur de Higgs, afin de caractériser le mécanisme à l'origine de la brisure de la symétrie électrofaible et de tester de possibles solutions au problème de hiérarchie. Le secteur de Higgs est également responsable de la génération des masses des fermions dans le MS, par le biais des couplages de Yukawa. Ces couplages sont extrêmement non génériques et cela mène aux problèmes de la saveur au delà du MS.

Ce modèle à été admirablement vérifié expérimentalement et à été couronné par la découverte récente d'une particule, le boson de Higgs. Le boson de Higgs est une Particule associée au mécanisme de Brout-Englert-Higgs, il est très massive comparé aux particules du Modèle Standard ce qui explique sa durée de vie très courte, et se désintègre en suivant plusieurs modes et canaux différents.

Le présent mémoire est partagé en trois chapitres:

La première partie de ce travail se consacre à la brisure spontanée de la symétrie électrofaible .

La deuxième partie et qui constitue le chapitre 2 est consacré à l'étude des modes de désintégration du boson de Higgs avec le détail des calculs de la largeur de désintégration.

Le chapitre 3 sera une revue générale sur les modèles de Higgs composites (CHM), qui sont des extensions spéculatives du Modèle Standard (MS) dans lequel le boson de Higgs est vu comme un état lié à de nouvelles interactions fortes.

Brisure spontanée de symétrie et mécanisme de Higgs

Introduction

La brisure de la symétrie électrofaible est un des problèmes théoriques, qui est au coeur de la physique des particules depuis de nombreuses années. Dans le courant de l'année 2009, le Large Hadron Collider au CERN devait débiter l'exploration d'un domaine d'énergie pertinent pour en comprendre le mécanisme. Aux énergies actuellement disponibles dans les accélérateurs, la physique des particules est très bien décrite par le Modèle Standard. Ce dernier propose, pour expliquer la brisure de cette symétrie, l'existence d'un champ scalaire dit 'le Higgs'. Cependant un certain nombre de questions restent sans réponses, comme l'instabilité de la masse du Higgs. Elle est liée à des divergences quadratiques générées par des corrections radiatives (problème de naturalité). Une stabilisation de cette masse est possible grâce à des extensions du MS et c'est l'une des raisons pour lesquelles de nombreux théoriciens suggèrent l'existence d'une nouvelle physique à une échelle plus basse que l'échelle de Planck. Les diverses expériences du LHC (spécialement ATLAS et CMS) allaient donc essayer de découvrir et d'étudier les propriétés du boson de Higgs au travers, par exemple, de sa désintégration en deux photons de hautes énergies. Ce canal est l'un des plus intéressants canaux pour détecter un boson léger car lorsque le boson de Higgs est suffisamment lourd, ce processus (désintégration en deux photons) devient négligeable devant le processus de désintégration en deux bosons vecteurs massifs tels que W ou Z . Même si la section efficace de ce processus est très faible à cause de la nature indirecte du couplage entre le Higgs et les photons. Ces particules interagissent, en effet, via des particules massives virtuelles. Par contre, un des grands avantages est la possibilité de voir les effets de la nouvelle physique sans produire nécessairement de nouvelles particules sur couche de masse. La signature à observer est assez nette, le nombre d'événements attendus, pour les expériences comme CMS ou ATLAS, est calculé à partir de prévisions données par le MS [1], [2], [3], [4] mais il se peut que la nouvelle physique Dans un premier temps, nous présenterons le canal de désintégration du Higgs en deux photons. Ceci nous permettra d'introduire des paramètres généraux caractéristiques de ces théories effectives.

2.1 Structure du Modle Standard

le MS de la Physique des particules est un théorie quantique du champ qui décrit les phénomènes de la physique des particules comme trois types des interactions, à savoir, l'interaction électromagnétique et faible unifiées en l'interaction électrofaible et l'interaction forte. Il ya une quatrième force la gravité mais elle n'est pas d'écrite par cette théorie.

Les particules qui composent l'univers sont classées par le MS en deux classes:

Les fermions qui sont les leptons et les quarks, qui constituent les particules élémentaires de la matière et les bosons de jauge responsables de la médiation de ces interactions.

Génération	Saveur	Charge électrique	Masse (Mev)	Durée de vie (s)
1ère	électron(e^-)	-1	0,510999	∞
	neutrino électron	0	0	∞
2ème	muon(μ)	-1	105.659	$2,17903 \cdot 10^{-6}$
	neutrino muon	0	0	∞
3ème	tau(τ)	-1	1776,99	$2,91 \cdot 10^{-13}$
	neutrino tau	0	0	∞

Table 2.1: Les leptons des MS.

Si on considère l'hélicité de ces particules, chaque fermion aurait deux spins ' L ' gauche pour les directions de rotation et de mouvement opposés.

Génération	Saveur	Charge électrique	La masse (Mev)
1ère	down (d)	$-\frac{1}{3}$	7
	up (u)	$\frac{2}{3}$	3
2ème	strange (s)	$-\frac{1}{3}$	120
	charm (c)	$\frac{2}{3}$	1200
3ième	bottom (b)	$-\frac{1}{3}$	4300
	top (t)	$\frac{2}{3}$	17400

Table 2.2: Les quarks du MS.

' L ' et ' R ' représente l'hélicité gauche et droite (resp.); on note que l'hélicité ' R ' est pour les directions parallèles, les particules massives ont les composantes ' L ' et ' R ' mais le neutrinos ont seulement la composante ' L '.

1ière Génération	2ième Génération	3ième Génération	Y	I_3	Q
$(e^-, \nu e^-)_L$	$(\mu^-, \nu \mu^-)_L$	$(\tau^-, \nu \tau^-)_L$	-1,-1	$\frac{-1}{2}, \frac{1}{2}$	-1,0
$(\nu e^-)_R$	$(\mu^-)_R$	$(\tau^-)_R$	-2	0	-1
$(u, d)_L$	$(c, s)_L$	$(t, b)_L$	$\frac{1}{3}, \frac{1}{3}$	$\frac{-1}{2}, \frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}, \frac{-1}{3}$
$(u, d)_R$	$(c, s)_R$	$(t, b)_R$	$\frac{4}{3}, \frac{-2}{3}$	0,0	$\frac{2}{3}, \frac{-1}{3}$

Table 2.3: Les valeurs de Y, Q, I_3 pour les différents fermions du MS.

Y est l'hypercharge, Q la charge électrique, I_3 la troisième composante de l'isospin les trois sont liés par une formule dite relation de 'Gel-Mann Nishijima'

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y. \quad (2.1)$$

Les bosons de jauge:

Sont des particules associées aux champs d'interactions entre les fermions élémentaires, pour la force électromagnétique l'interaction entre des particules électriquement chargées via l'échange du photon sans masse. Tandis que le médiateur des interactions fortes entre les quarks sont les gluons. Les gluons et les quarks possèdent une couleur de charge (rouge, bleu, et vert : pour les quarks) sous le groupe de jauge couleur $U(3)_c$, Enfin les trois bosons de jauge qui sont le W^\pm chargé et le boson neutre Z assurent la médiation l'interactions faible, le graviton est le médiateur des interactions gravitationnelles, mais ces dernières ne sont pas prises en considération par le MS.

Force	Théorie	Médiateur	Charge électrique	La masse (Mev)	Durée de vie(s)	Spin
forte	QCD	8 gluons(g)	0	0	∞	1
Électromagnétique	QED	photon(γ)	0	0	∞	1
Faible	Saveur dynamique	w^\pm	± 1	80,420	$3, 11.10^{-25}$	1
		z	0	91, 190	$2, 64.10^{-25}$	1
gravitationnelle	Géométrie dynamique	graviton	0	0	∞	2

Table 2.4: Les bosons de Jauge du MS

Il s'agit d'une théorie de jauge basée sur le groupe de symétrie de jauge locale: $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$ qui a 12 générations, où $SU(3)_C$ le groupe de couleur décrit l'interaction forte, $SU(2)_L$ ('L' dsignant la chiralité) est le groupe de jauge d'isospin de l'interaction faible unifiée avec l'interaction électromagnétique constitue

l'interaction électrofaible d'écrite par le groupe de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

2.2 Brisure spontanée de la symétrie électrofaible

2.2.1 Brisure spontanée d'une symétrie globale

2.2.1.1 Symétrie U(1)

Considérons la théorie ϕ^4 avec :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}[\phi_1 + i\phi_2] \quad (2.2)$$

où ϕ est un champ scalaire complexe chargé, ϕ_1 et ϕ_2 sont réels.

Le lagrangien de cette théorie est,

$$L = \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - m^2 \phi^* \phi - \lambda(\phi^* \phi)^2 \quad (2.3)$$

le potentiel est défini par

$$U(\phi) = m^2 \phi^* \phi + \lambda(\phi^* \phi)^2 \quad (2.4)$$

L'état fondamental est l'état où $U(\phi)$ est minimal

$$\left(\frac{\partial U(\phi)}{\partial \phi}\right)_{\phi=\phi_0} = 0 \quad (2.5)$$

Lorsque $m^2 > 0$, $(\frac{\partial U(\phi)}{\partial \phi})_{\phi=\phi_0} = 0$ Si $(\phi\phi^*) = 0$ le spectre de la théorie est une paire particule et antiparticule.

le lagrangien est invariant sous la transformation de phase du champ de type

$$\phi \longrightarrow \phi' = e^{i\alpha} \phi \quad (2.6)$$

avec $\alpha \in [0, 2\pi]$ donc il est invariant sous $U(1)$.

lorsque $m^2 < 0$, il s'agit d'identifier le nouveau état du vide et on trouve la condition suivante.

$$\mu^2 = \frac{-m^2}{2\lambda} = (\phi\phi^*)_{min} = (\phi\phi^*)_0 \quad (2.7)$$

avec

$$\phi_0 = \frac{\nu}{\sqrt{2}} e^{i\alpha} \quad \text{et} \quad \phi_0^* = \frac{\nu}{\sqrt{2}} e^{-i\alpha} \quad (2.8)$$

et

$$\mu = \sqrt{\frac{-m^2}{\lambda}} \quad (2.9)$$

l'état fondamental est dégénéré donc une fois on a choisi un état particulier et on a brisé spontanément la symétrie comme dans la figure ci-dessus.

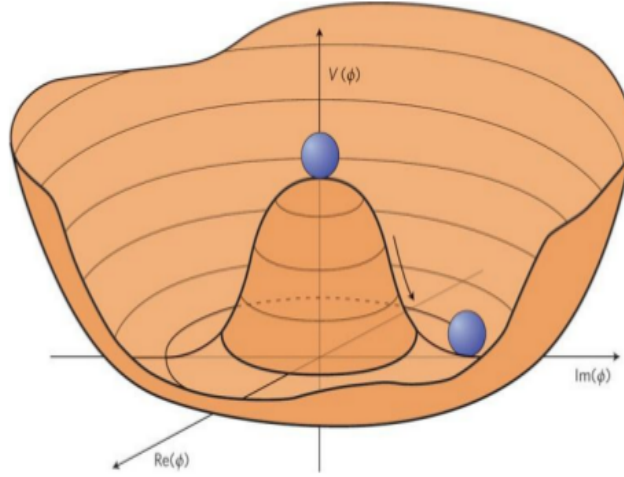


Figure 2.1: L'état du vide du Higgs

On introduit les deux champs réels $\chi(x)$ et $h(x)$ et on développe le champ ϕ autour d'un des minima tel que

$$\phi(x) = \frac{e^{i\alpha}}{\sqrt{2}}[\nu + h(x) + i\chi(x)] \quad (2.10)$$

$$\phi^*(x) = \frac{e^{-i\alpha}}{\sqrt{2}}[\nu + h(x) - i\chi(x)] \quad (2.11)$$

On fixe α , le lagrangien devient alors

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu(\nu+h+i\chi)\partial^\mu(\nu+h-i\chi) - \frac{1}{2}m^2(\nu+h+i\chi)(\nu+h-i\chi) - \frac{\lambda}{4}[(\nu+h+i\chi)(\nu+h-i\chi)]^2 \quad (2.12)$$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu h\partial^\mu h) + \frac{1}{2}(\partial_\mu \chi\partial^\mu \chi) - [h(m^2\nu + \lambda\nu^3) + h^2(\frac{1}{2}m^2 + 3\nu^2) + \chi^2(\frac{1}{2}m^2 + \frac{\lambda}{2}\nu^2) + \frac{\lambda}{4}(h^2 + \chi^2)^2 + \lambda\nu h(h^2 + \chi^2) + \frac{1}{2}m^2\nu^2 + \frac{\lambda}{4}\nu^4] \quad (2.13)$$

avec:

$$\begin{aligned}
 h(m^2\nu + \lambda\nu^3) &= 0 \\
 \frac{1}{2}(m^2\nu) + 3/2(\lambda\nu^2) &= -2m^2 \\
 \frac{1}{2}(m^2 + \frac{\lambda}{2}\nu^2) &= 0
 \end{aligned} \tag{2.14}$$

En négligeant les termes constants, on obtient

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu h \partial^\mu h) + \frac{1}{2}(\partial_\mu \chi \partial^\mu \chi) - V[h, \chi] \tag{2.15}$$

d'ou

$$V[h, \chi] = \frac{1}{2}(-2m^2)h^2 + \frac{\lambda}{4}(h^2 + \chi^2)^2 + \lambda\nu h(h^2 + \chi^2) \tag{2.16}$$

Le champ h est un champ scalaire massif de masse $m_h^2 = -2m > 0$, χ est un champ scalaire sans masse.

C'est au niveau du choix arbitraire d'un état du vide que la symétrie a été brisée pour $m^2 < 0$ et toutes les étapes qu'on a effectuées ne modifient pas le contenu du lagrangien, mais ne font qu'expliquer sa signification physique [5].

2.2.1.2 Symétrie SU(2)

On passe maintenant à une brisure de symétrie du groupe $SU(2)$, soit un champ à deux composantes complexes:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \tag{2.17}$$

La densité lagrangien est la suivant

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \Phi^\dagger \partial^\mu \Phi - m^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2 \tag{2.18}$$

La densité lagrangien est invariante sous les transformation de groupe $SU(2)$

$$\Phi \longrightarrow \Phi' = U\Phi$$

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = m^2(\Phi^\dagger \Phi) + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2 \tag{2.19}$$

dans le cas où $m^2 > 0$, le spectre de la théorie est trivial, il s'agit de deux paires de particules. par contre si $m^2 < 0$, l'ensemble des minimas du potentiel est donné par la relation suivant

$$\Phi^\dagger \Phi = \frac{-m^2}{2\lambda} = \sum_{i=1}^4 \frac{\Phi_i^2}{2} \quad , \quad i = 1, 2, 3, 4 \tag{2.20}$$

$$\Rightarrow \sum_{i=1}^4 \Phi^2 = \mu^2 = -\frac{m^2}{\lambda} \quad (2.21)$$

On peut écrire la solution de (2.16) comme suit

$$\Phi_0 = U \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\mu}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

avec $U \in \text{SU}(2)$, on fait un développement perturbatif de la fonction d'onde autour de Φ_0 tel que

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{U}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \chi_1 + i\chi_2 \\ \mu + h + i\chi_2 \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

En utilisant les équations (2.13) et (2.18), on trouve le lagrangien suivant:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 + \frac{1}{2} \sum (\partial_\mu \chi_i)^2 - \frac{1}{2}(-2m^2)^2 h^2 - \frac{\lambda}{4} [(\sum (\chi_i^2 + h^2))^2 + 4\mu h \sum (\chi_i^2 + h^2)] \quad (2.24)$$

Après ce développement on a un boson massif h avec $m_h^2 = -2m^2 > 0$ et trois bosons de Goldstone χ_i , le problème de la brisure de cette symétrie est qu'aucun de ces bosons de Goldstone n'a jamais été détecté, c'est pour cela on introduisait la symétrie de jauge locale, ce lagrangien est invariant sous ces transformations

2.2.2 Brisure spontanée d'une symétrie locale

On a le lagrangien suivant d'un champ scalaire complexe en présence d'un champ vectoriel sans masse

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + D_\mu \phi^* D^\mu \phi - m^2 \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2 \quad (2.25)$$

Où

$$\begin{aligned} D_\mu &= \partial_\mu - ieA_\mu \\ &\text{et} \\ F_{\mu\nu} &= \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \end{aligned} \quad (2.26)$$

Ce lagrangien est invariant sous ces transformations: $\phi \rightarrow \phi' = e^{i\alpha} \phi$

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \frac{i}{e} \partial_\mu \alpha \quad (2.27)$$

Dans le cas où $m^2 > 0$, on constate une paire de particule-antiparticule scalaires massives et un champ vectoriel sans masse.

Dans le cas où $m^2 < 0$, on doit prendre en compte le champ de jauge et pour le

10 Chapter 2. Brisure spontanée de symétrie et mécanisme de Higgs

nouveau potentiel $V(\phi)$ on a l'état du vide suivant $\nu^2 = -\frac{m^2}{2\lambda\nu}$.

On fait un développement perturbatif autour de cet état avec le potentiel $V(\phi)$ qui a la même expression que $V[h, \chi]$.

On a un nouveau terme c'est le terme cinétique.

$$\begin{aligned}\Phi &= \varphi + \nu \\ D_\mu\phi &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\partial_\mu - ieA_\mu)(\nu + h + i\chi) \\ (D_\mu\phi)^* &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\partial_\mu + ieA_\mu)(\nu + h - i\chi)\end{aligned}\quad (2.28)$$

$$D_\mu\phi(D_\mu\phi)^* = \frac{1}{2}[\partial_\mu h - i\partial_\mu\chi - ieA_\mu(\nu + h + i\chi)][\partial^\mu h + i\partial^\mu\chi - ieA^\mu(\nu + h + i\chi)] \quad (2.29)$$

Après les calculs on trouve:

$$\begin{aligned}D_\mu\phi(D_\mu\phi)^* &= \frac{1}{2}\partial_\mu h\partial^\mu h + \frac{1}{2}\partial_\mu\chi\partial^\mu\chi + \frac{e^2}{2}A_\mu[(\nu + h)^2 + \chi^2] \\ &\quad + e(A_\mu\partial^\mu h)\chi - e(\nu + h)A_\mu\partial^\mu\chi\end{aligned}\quad (2.30)$$

La densité lagrangienne est donnée par

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \frac{1}{2}\partial_\mu h\partial^\mu h + \frac{1}{2}\partial_\mu\chi\partial^\mu\chi + \frac{e^2}{2}A_\mu[(\nu + h)^2 + \chi^2] + e(A_\mu\partial^\mu h)\chi - e(\nu + h)A_\mu\partial^\mu\chi \\ &\quad + m^2[(\nu + h + i\chi)(\nu + h - i\chi)] - \lambda[(\nu + h + \chi)(\nu + h - \chi)]^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\end{aligned}\quad (2.31)$$

Quand on fait un développement l'eq.(2.31) devient,

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \frac{1}{2}\partial_\mu h\partial^\mu h + \frac{1}{2}\partial_\mu\chi\partial^\mu\chi - \frac{1}{2}(-2m^2)h^2 + \frac{1}{2}e^2\nu^2 A^\mu(A_\mu - \frac{2}{e\nu}\partial_\mu\chi) + \frac{e^2}{2}A_\mu A^{\mu\nu}(h^2 + 2\nu h + \chi^2) \\ &\quad + eA_{\mu\nu}(\partial^\mu h)\chi - e h A_\mu\partial^\mu\chi - \frac{\lambda}{4}(h^2 + \chi^2)^2 + \lambda\nu h(h^2 + \chi^2) + \frac{1}{2}m^2\nu^2 + \frac{\lambda}{4}\nu^4 - \frac{\lambda}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\end{aligned}\quad (2.32)$$

Enfin:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu h\partial^\mu h - \frac{1}{2}(-2m^2)h^2 + \frac{1}{2}\partial_\mu\chi\partial^\mu\chi + \frac{1}{2}e^2\nu^2 A^\mu(A_\mu - \frac{2}{e\nu}\partial_\mu\chi) - \frac{\lambda}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (2.33)$$

Le premier terme correspond au lagrangien d'un champ scalaire libre de masse $m_h = -2m^2$, le terme $A_\mu\partial^\mu\chi$ est un terme de mélange, on remarque que le nombre de degrés de liberté n'est pas conservé avant et après la brisure, alors on appliquera un autre mécanisme appelé "mécanisme du Higgs".

2.3 Mécanisme du Higgs

Le mécanisme du Higgs est une conséquence de la brisure spontanée de la symétrie de jauge locale, il permet de générer une masse pour les médiateurs de l'interaction il s'applique surtout au cas de l'interaction électrofaible. On utilise ce mécanisme pour éliminer les particule de Goldstone, en introduisant un nouveau champ W_μ tel que:

$$W_\mu = A_\mu - \frac{1}{e\nu}\partial_\mu\chi \quad (2.34)$$

Quand $A_\mu \rightarrow A'_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha$, on peut écrire que:

$$F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} = F_{\mu\nu,w}F^{\mu\nu,w} \quad (2.35)$$

avec

$$F_{\mu\nu,w} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu \quad (2.36)$$

De plus

$$\frac{1}{2}e^2\nu^2 W_\mu W^\mu = \frac{1}{2}e^2\nu^2 A_\mu A^\mu + \frac{1}{2}\partial_\mu\chi\partial^\mu\chi - e\nu A_\nu\partial^\mu\chi \quad (2.37)$$

En remplaçant (2.28) et (2.26) dans (2.24), On trouve le lagrangien décrit sous la forme suivant

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu h\partial^\mu h - \frac{1}{2}(-2m^2)h^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu,w}F^{\mu\nu,w} + \frac{1}{2}e^2\nu^2 W_\mu W^\mu \quad (2.38)$$

Ce lagrangien décrit un champ scalaire massif h (le boson de Higgs) de masse $m_h^2 = -2m^2$, et un champ vectoriel massif W_μ de masse $m_w^2 = e^2\nu^2$.

Du fait qu'on a utilisé la transformation d'un degré de liberté scalaire en un degré de liberté vectoriel, on a éliminé le boson de Goldstone χ ayant été (le boson de Goldstone) absorbé par les bosons qui étaient initialement sans masse.

2.4 Génération des masses

2.4.1 Les masses des bosons vecteurs

Soit un champs calaire complexe

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \Phi^+ = \begin{pmatrix} \phi^- \\ \phi^{0+} \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

et le potentiel scalaire est :

$$V(\phi, \phi^+) = m^2\phi^+\phi - \lambda(\phi^2\phi)^2 \quad (2.40)$$

Pour $m^2 < 0$, $V(\phi, \phi^+)$ a un ensemble de minimas tels que

$$|\Phi\Phi^+|_{min} = |\Phi|_{min}^2 = \frac{-m^2}{2\lambda} = \frac{\nu^2}{2} \quad (2.41)$$

avec $\nu^2 = \frac{-m^2}{\lambda} \Rightarrow \nu = \sqrt{\frac{-m^2}{\lambda}}$ développement perturbatif autour de ce dernier, alors Φ devient

$$\Phi = U \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\nu+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (2.42)$$

12 Chapter 2. Brisure spontanée de symétrie et mécanisme de Higgs

La dérivée covariante est

$$D_\mu \Phi = (\partial_\mu - i\frac{g}{2}\vec{\sigma}\vec{W}_\mu - i\frac{g'}{2}B_\mu)\Phi = \partial_\mu \Phi + [-i\frac{g}{2}W_\mu^1 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} - i\frac{g}{2}W_\mu^2 \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} - i\frac{g}{2}W_\mu^3 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} - i\frac{g'}{2}B_\mu \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}]\Phi \quad (2.43)$$

Après les simplifications, on obtient

$$D_\mu \Phi = \begin{pmatrix} -i\frac{g}{2\sqrt{2}}(W_\mu^1 - iW_\mu^2)(\nu + h) \\ \frac{-i}{2\sqrt{2}}(g'B_\mu - gW_\mu^3)(\nu + h) + \frac{1}{\sqrt{2}}\partial_\mu h \end{pmatrix} \quad (2.44)$$

$$(D_\mu \Phi)^+ = (i\frac{g}{2\sqrt{2}}(W_\mu^1 - iW_\mu^2)(\nu + h), \frac{-i}{2\sqrt{2}}(g'B_\mu - gW_\mu^3)(\nu + h) + \frac{1}{\sqrt{2}}\partial_\mu h) \quad (2.45)$$

En définissant de nouveaux champs A_μ, Z_μ et W_μ^\pm par les relations suivantes:

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \pm iW_\mu^2), \\ Z_\mu &= \frac{1}{\sqrt{g^2+g'^2}}(gW_\mu^3 - g'B_\mu) = \cos\theta_w W_\mu^3 - \sin\theta_w B_\mu, \\ A_\mu &= \frac{1}{\sqrt{g^2+g'^2}}(gW_\mu^3 + g'B_\mu) = \sin\theta_w W_\mu^3 + \cos\theta_w B_\mu \end{aligned} \quad (2.46)$$

où, θ_w est l'angle de Weinberg donné par

$$\cos\theta_w = g \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (2.47)$$

et

$$\sin\theta_w = g' \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (2.48)$$

$D_\mu \Phi$ devient

$$D_\mu \Phi = \begin{pmatrix} -i\frac{g}{2}W_\mu^+ \nu \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\partial_\mu + i\frac{\sqrt{g^2+g'^2}}{2\sqrt{2}}\nu Z_\mu \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -i\frac{g}{2}W_\mu^+ h \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\partial_\mu + i\frac{\sqrt{g^2+g'^2}}{2\sqrt{2}}\nu h \end{pmatrix} \quad (2.49)$$

Le terme cinétique du lagrangien scalaire est

$$D_\mu \Phi^+ D_\mu \Phi = \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 + \frac{g^2 \nu^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} \frac{(g^2 + g'^2) \nu^2}{4} Z_\mu^2 \quad (2.50)$$

+ les termes des interactions

$$D_\mu \Phi^+ D_\mu \Phi = \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 + M_w^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} M_z^2 Z_\mu^2 \quad (2.51)$$

+ les termes des interactions

Ceci implique que les bosons vecteurs W_μ^\pm , Z ont les masses suivantes

$$M_w^2 = \frac{g^2 \nu^2}{4}, \quad (2.52)$$

$$M_z^2 = \frac{\mu^2}{4}(g^2 + g'^2), \quad (2.53)$$

$$M_A^2 = 0 \quad (2.54)$$

Et ainsi:

$$m_h^2 = -2m^2 \quad (2.55)$$

Finalement, grâce au mécanisme de Higgs on a démontré que les trois champs de jauge sont massifs, et ces résultats théoriques sont les mêmes trouvés dans les expériences.

2.4.2 Les masses des fermions

Le lagrangien de Yukawa décrit l'interaction entre les champs spinoriels des fermions avec le champs scalaire de Higgs, et définit par

$$L_Y = \sum_{ij} [f_{ij} \bar{L}_i R_j \phi] + h.c \quad (2.56)$$

En effectuant un développement perturbatif autour $\langle \Phi \rangle$ on trouve

$$f_{ij} \bar{e}_{iL} e_{jR} \phi = f_{ij} \bar{e}_{iL} \Phi_0 = U \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + h(x) \end{pmatrix} e_{jR} = f_{ij} \bar{e}_{iL} e_{jR} \frac{h(x)}{\sqrt{2}} + f_{ij} \bar{e}_{iL} e_{jR} \frac{\nu}{\sqrt{2}} \quad (2.57)$$

Puisque le premier terme décrit l'interaction entre les fermions et le boson de Higgs alors le deuxième représente le terme de masse des ces fermions donc

$$m_i = \frac{\nu}{\sqrt{2}} \quad \text{avec } i = e, \mu, \sigma \quad (2.58)$$

Le mécanisme de Higgs n'affecte pas seulement les bosons de jauge mais donne aussi de bonne résultats dans le cas des fermions.

2.5 Les problèmes du Modèle standard

Malgré les succès du MS (avec l'unification des trois forces et le mécanisme de Higgs), dans la description de presque toutes les données expérimentales disponibles aujourd'hui. Le MS souffre de problèmes majeurs comme la non incorporation de la force gravitationnelle, de plus le MS possède un grand nombre de paramètres libres qui pouvant être résolus par de la nouvelle physique. Néanmoins, le MS, qui est largement considéré Comme une théorie effective.

2.5.1 Problème d'unification

Le MS est basé sur le produit direct de trois symétries de jauge $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes SU(1)_Y$ ayant des contraintes de couplage différentes, et de ce sens, il ne fournit pas une véritable unification des interactions électrofaible et forte. Par conséquent, on s'attend à l'existence d'une théorie plus fondamentale appelée "Grand Unification Theory (GUT)", qui décrit les trois forces à l'intérieur d'un unique groupe de jauge avec seulement une seule et unique constante de couplage. Toutefois, compte tenu des mesures de haute précision effectuées au LEP et ailleurs [41] et de la teneur en particules

du MS, l'évolution des constantes de couplage, donnée par le groupe de Renormalisation, est telle que les couplages ne s'unifient pas à l'échelle de GUT [42].

2.5.2 Matière et énergie sombre

Un autre aspect insatisfaisant du MS est qu'il ne couvre que quelques pour cent de l'énergie et de matière de l'univers. Les mesures de vitesses des galaxies en utilisant l'effet Doppler[43] ont révélé qu'il doit y avoir beaucoup plus de matière dans les galaxies [44] qu'attendu. Cette matière supplémentaire non lumineuse, mise en évidence par des effets

gravitationnels, est appelée matière noire. Aujourd'hui, à partir d'un certain nombre d'observations cosmologique tels que le rayonnement du fond cosmologique, il est constaté que l'univers est quasi plat et environ 21% de son contenu en énergie provient de la matière noire. Seulement environ 5% vient de la matière ordinaire telle qu'elle est décrite par le MS, et le reste, 74% est attribué à l'énergie sombre [45]. cette énergie sombre, dont la nature est inconnue, peut être expliqué, par l'intermédiaire de sa pression négative.

2.5.3 Le problème de Hiérarchie

L'un des aspects les plus négatifs du MS est connu comme problème de la hiérarchie et concerne la masse du boson de Higgs. Les symétries de jauge protègent les masses des fermions et des bosons de jauge du MS, la masse d'un boson scalaire peut recevoir d'importantes contributions quantiques. Dans le MS, le calcul des corrections radiatives à la masse boson de Higgs fait apparaître des divergences quadratiques de l'échelle de coupure Λ au-delà de laquelle la théorie cesse d'être valable et une nouvelle physique doit apparaître. Dans le cas du boson de Higgs la contribution à m_H^2 d'une boucle fermionique provenant d'un fermion f avec un couplage de Yukawa $\lambda_f = \sqrt{2}m_f/v$ [46, 47], est:

$$\Delta m_H^2 = \frac{N_f \lambda_f^2}{8\pi^2 [-\Lambda^2 + 6m_f^2 \log(\frac{\Lambda}{m_f - 2m_f^2})]} + O(\frac{1}{\Lambda^2}) \quad (2.59)$$

Cette correction est quadratiquement divergente: $\Delta m_H^2 \propto \Lambda^2$. Étant le plus lourd des quarks, le top a une contribution dominante. Si on veut que le MS soit valable

jusqu'à l'échelle de Planck ou l'échelle de la grande unification, les corrections quantiques à la masse de Higgs doivent être énormes. Pour que le boson de Higgs reste relativement léger, de l'ordre de l'échelle de brisure électrofaible, $v = 250\text{GeV}$ les contre termes à la masse du Higgs doivent être ajustés de manière non naturelle avec une précision de l'ordre de $O(10^{-30})$.

2.5.4 Propriétés et découverte du boson de Higgs

Le boson de Higgs a des caractéristiques particulières comparé aux autres particules élémentaires, il est de spin 0, mais il ne véhicule pas d'interaction proprement dite comme les autres bosons de jauge, il interagit avec les autres particules élémentaires proportionnellement à leurs masses, il se couple donc très fortement aux messagers de l'interaction faible, et les fermions de la troisième famille, comme le quark top, et dans une moindre mesure le quark bottom et le lepton τ , qu'à ceux de la première famille dont les masses sont beaucoup plus petites.

Le boson de Higgs ne se couple pas directement aux particules qui sont de masse nulle comme le photon et le gluon, mais le couplage peut être induit indirectement. Le boson de Higgs peut se désintégrer en particules massives comme le quark top ou bottom et les absorber immédiatement mais ces particules virtuelles peuvent émettre entre temps des photons et/ou gluons (voir chapitre 2).

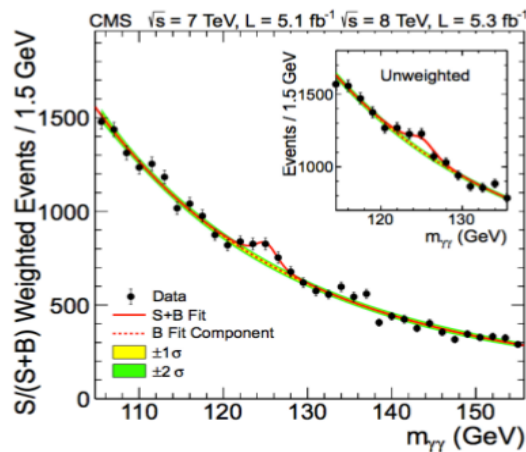


Figure 2.2: Distribution du nombre d'événements en fonction de la masse invariante de deux photons pour CMS.

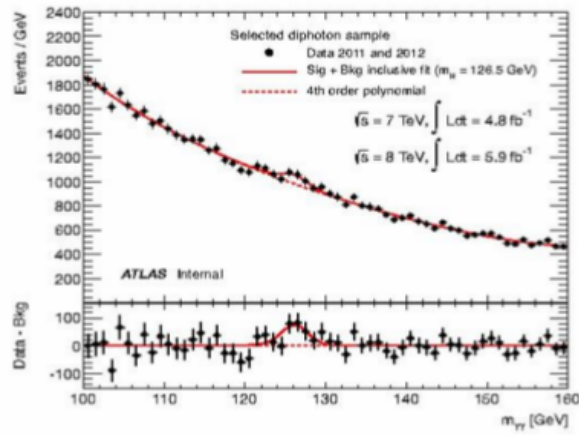


Figure 2.3: Distribution du nombre d'événements en fonction de la masse invariante de deux photons pour ATLAS.

Désintégration du boson de Higgs

3.1 Modes de désintégration du boson de Higgs

Le boson de Higgs se couple aux particules proportionnellement à leurs masses, et se désintègre préférentiellement vers les particules les plus massive permises par la cinématiques. Pour une valeurs de M_H de l'ordre de la centaine de GeV, le Higgs se désintègre surtout en paire de quarks bottom, et dans une moindre mesure, en paire de leptons τ et aussi de quarks charmés.

Toutefois, des modes de désintégration induit par des corrections quantiques, comme ceux en deux photons ou gluons peuvent jouer un role non négligeable.

En particulier, le taux de la désintégration en deux gluons induit par la boucle de quarks top virtuels qui se couplent fortement au higgs peut être comparable au taux de désintégration en le lepton τ , le mode en deux photons est le plus rares, conséquence de la faiblesse de l'intensité de l'interaction électromagnétique par rapport à l'interaction forte, le higgs peut se désintégrer en deux particules dont l'une est réelles et l'autre virtuelle, cette dernières désintégrant alors en deux particules réelles c'est le cas, par exemple, de la désintégration en une paire de bosons W^+W^- dont l'un est virtuel est se désintègre en une paire de fermions légers.

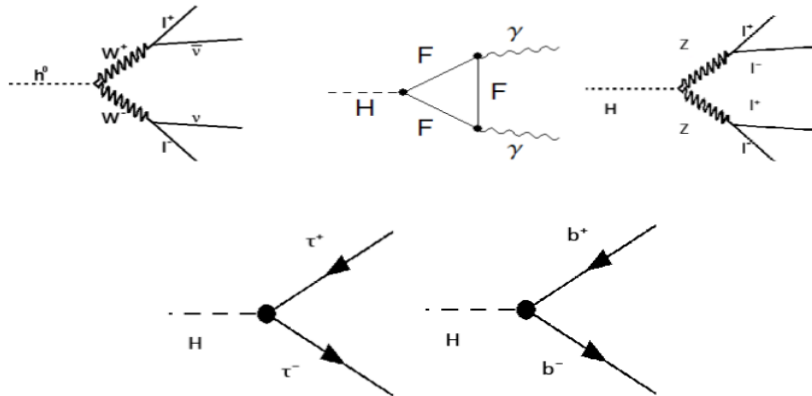


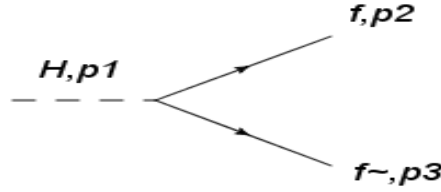
Figure 3.1: Modes de désintégration du boson de Higgs

Nous en arrivons maintenant à l'étude des taux désintégration du boson de Higgs, car notre étude du physique de Higgs du premier chapitre nous avait appris que le boson de Higgs possède des couplages avec des bosons et des fermions standards, de

sorte qu'il peut se désintégrer en une paire de quarks et de leptons et une paire de bosons standards électrofaibles et ont deux gluons ou deux fermions ou un photon et Z, avec une seule boucle, les taux de branchement pour désintégration du boson de Higgs prévu dans le Modèle Standard sera très important dans l'analyse des données du LHC, pour être sûr que le boson de Higgs découvert est le boson de Higgs du Modèle Standard, tous les masses de particules du MS nous sont connus donc, toutes les couplages peuvent être déduites cela signifie que tout observé par rapport à ces couplages indique qu'il existe une nouvelle physique au delà du Modèle Standard dans ce chapitre, nous étudierons la désintégrations du boson de Higgs.

3.2 Désintégration de Higgs en fermion et anti-fermion

Le diagramme de Feynman de ce processus est représentés dans la figure ci-dessus:



3.2.1 Calcul de l'amplitude M

O'na l'amplitude

$$M = \frac{m_f}{v} \bar{u}_a^{s'}(p_1) v_a^s(p_2) \quad (3.1)$$

et le complexe conjugué de l'amplitude est

$$\bar{M} = i \frac{m_f}{v} \bar{v}_b^s(p_2) u_b^{s'}(p_1) \quad (3.2)$$

Donc, le carré de l'amplitude est

$$|M|^2 = \frac{m_f^2}{v^2} \bar{u}_a^{s'}(p_1) v_a^s(p_2) \bar{v}_b^s(p_2) u_b^{s'}(p_1) \quad (3.3)$$

Quand, on fait la sommation

$$\begin{aligned} \sum_{s',s} |M|^2 &= \frac{m_f^2}{v^2} \sum_{s',s} \sum_{a,b} \bar{u}_a^{s'}(p_1) v_a^s(p_2) \bar{v}_b^s(p_2) u_b^{s'}(p_1) \\ &= \frac{m_f^2}{v^2} \sum_{s',s} (\not{p}_1 + m_f)(\not{p}_2 - m_f) \delta_{a,b} \\ &= N_c \frac{m_f^2}{v^2} \text{Tr}[\not{p}_1 \not{p}_2 - m_f^2] \\ &= N_c \frac{m_f^2}{v^2} [4(p_1 p_2 - m_f^2)] \end{aligned} \quad (3.4)$$

On a:

$$p_1 p_2 = S - 2m^2/2 \quad \text{et} \quad m_H = \sqrt{S} \quad \text{donc:}$$

$$\sum_{s',s} |M|^2 = \frac{2N_c m_f^2}{v^2} m_H^2 \left(1 - 4 \frac{m_f^2}{m_H^2}\right) \quad (3.5)$$

$N_c = \{3 \text{ pour les quarks}\}$

$N_c = \{1 \text{ pour les leptons}\}$

3.2.2 Calcul de la largeur de désintégration

On a la relation de la largeur désintégration suivant

$$\Gamma = \frac{1}{2M_H} \int \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3 2E_1} (2\pi)^4 \delta(q - p_1 - p_2) \overline{\sum} |M|^2 \quad (3.6)$$

Dans le référentiel du laboratoire on a:

$$q = \begin{pmatrix} M_w \\ \vec{0} \end{pmatrix}, \quad p_1 = \begin{pmatrix} E_1 \\ \vec{p}_1 \end{pmatrix}, \quad p_2 = \begin{pmatrix} E_2 \\ \vec{p}_2 \end{pmatrix}$$

ou

$$M_w = E_1 = E_2$$

$$\vec{0} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$$

et on a:

$$\int \frac{d^3 p_2}{2E_2} = d^4 p_2 \delta^+(p_2^2 - m_f^2) \quad (3.7)$$

donc

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{1}{2M_H} \frac{1}{(2\pi)^2} \int \frac{d^3 p_1}{2E_1} \delta^+(p_2^2 - m_f^2) \delta^4(p_2 - (q - p_1)) \overline{\sum} |M|^2 \\ &= \frac{1}{2M_H} \frac{1}{(2\pi)^2} \int \frac{d^3 p_1}{2E_1} \delta^+((q - p_1)^2 - m_f^2) \overline{\sum} |M|^2 \end{aligned} \quad (3.8)$$

D'où

$$d^3 p_1 = p_z^2 dp_z d\Omega$$

$$et p_1^2 = m_f^2 = E_1^2 - p_z^2 \rightarrow E_1 = \sqrt{m_f^2 + p_z^2}$$

donc:

$$(q - p_1)^2 - m_f^2 = M_H^2 - 2M_H \sqrt{m_f^2 + p_z^2} \quad (3.9)$$

Et on a d'avance

$$\sum |M|^2 = \frac{2N_c m_f^2}{v^2} M_H^2 \left(1 - 4 \frac{m_f^2}{m_H^2}\right) \quad (3.10)$$

Donc:

$$\Gamma = \frac{1}{4M_H} \frac{1}{(2\pi)^2} \int \frac{p_z^2 dp_z}{\sqrt{m_f^2 + p_z^2}} d\Omega \sum |M|^2 \delta^+(M_H^2 - 2M_H \sqrt{m_f^2 + p_z^2}) \quad (3.11)$$

on a

$$M_H^2 - 2M_H \sqrt{m_f^2 + p_z^2} = 0 \quad (3.12)$$

d'après (3.12) on trouve

$$p_z = M_H \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{M_H^2}} \quad (3.13)$$

On a la formule suivante

$$\delta(g(x)) = \sum_i \frac{\delta(x - x_i)}{|g'(x_i)|} \quad \text{et} \quad g'(p_z) = -2M_H \frac{p_z}{\sqrt{m_f^2 + p_z^2}} \quad (3.14)$$

La racine de cette equation est

$$p_z^\pm = \pm M_H \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{M_H^2}} \quad (3.15)$$

Donc l'equation (3.14) devient

$$\delta(g(p_z)) = \frac{\delta(p_z - p_z^+)}{|g'(p_z^+)|} = \frac{\delta(p_z - p_z^+)}{2M_H p_z^+} \sqrt{m_f^2 + p_z^2} \quad (3.16)$$

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{1}{4M_H^2} \frac{1}{(2\pi)^2} \int \frac{p_z^2 dp_z}{\sqrt{m_f^2 + p_z^2}} d\Omega \frac{\delta(p_z - p_z^+)}{2M_H p_z^+} \sqrt{m_f^2 + p_z^2} |M|^2 \\ &= \frac{1}{8M^2} \frac{1}{(2\pi)^2} p_z^+ |M|^2 \int d\Omega \end{aligned} \quad (3.17)$$

après les simplifications on trouve le taux désintégration du boson de Higgs en fermion et anti-fermion

$$\Gamma = \frac{N_c m_f^2 M_H}{4\pi v^2} \left(1 - 4 \frac{m_f^2}{M_H^2}\right)^{\frac{2}{3}} \quad (3.18)$$

$$\Gamma = \frac{N_c m_f^2 M_H}{4\pi v^2} \left(1 - 4 \frac{m_f^2}{M_H^2}\right)^{\frac{2}{3}} \quad (3.19)$$

3.3 Désintégration de Higgs en deux photons

Le canal de désintégration du Higgs en deux photons de hautes énergies est l'un des plus intéressants canaux pour détecter un boson léger car lorsque le boson de Higgs est suffisamment lourd. Même si la section efficace de ce processus est très faible à cause de la nature indirecte du couplage entre le Higgs et les photons car ces particules interagissent, en effet, via des particules massives virtuelles, mais ce canal présente un grand avantage qui est la possibilité de voir les effets de la nouvelle physique.

3.3.1 Calcul de l'amplitude M

Ci dessous, les diagrammes de feynman qui contribuent dans la désintégration du boson de higgs en deux photons à l'ordre d'une boucle:

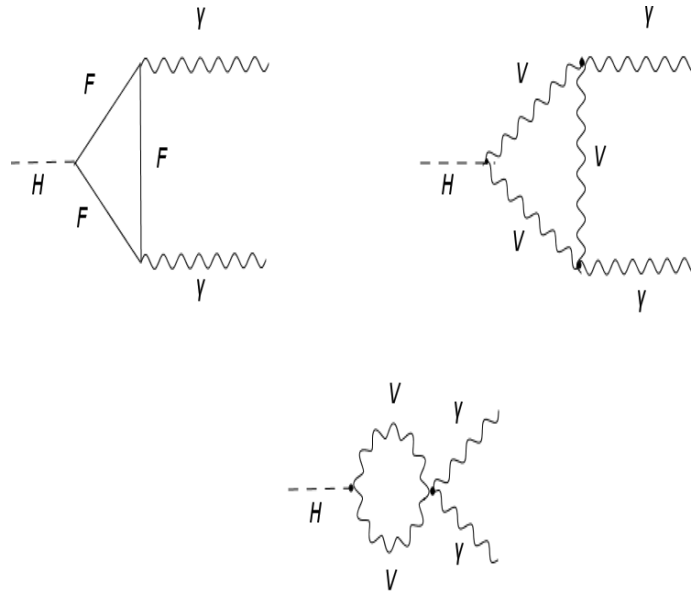


Figure 3.2: Les modes désintégration dominants du boson de Higgs.

On tient à préciser la signification des étiquettes inscrite sur les diagrammes pour faciliter la compréhension:

H:le boson de Higgs.

γ :photon.

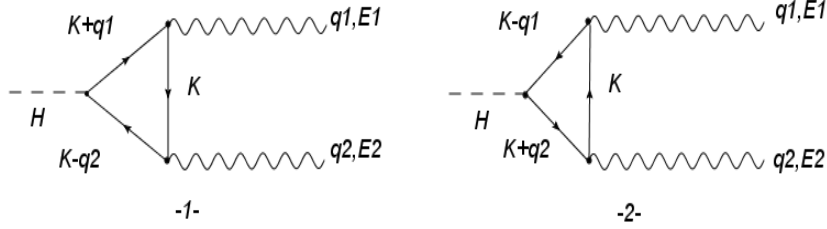
V:particule vectoriel et dans ce cas c'est le boson de jauge W^\pm .

F:propagateur fermionique.

On a exclu que le particule vectoriel V soit un boson de jauge Z^0 par ce qu'il est neutre (charge électrique) ce qui fait qu'il n'interagit pas directement avec le photon.

On a deux diagrammes topologiquement différents qui contribuent dans

la désintégration du higgs en deux photon.



$$M = i^6 e^2 Q^2 \lambda \int \frac{d^4 k \xi_1^\mu \xi_2^\nu \text{Tr}[\gamma^\nu (\not{k} + m) \gamma^\mu (\not{k} + \not{q}_1 + m) (\not{k} - \not{q}_2 + m)]}{(2\pi)^4 [k^2 + m^2] [(q_1 + k)^2 - m^2] [(k - q_2)^2 - m^2]} \quad (3.20)$$

Nous avons ajouté un signe(-) au la boucle fermionique[25],d'une la propriété cyclique de la trace, sachant que pour trois matrice A,B et C,on peut écrire:
 $\text{Tr}[ABC] = \text{Tr}[CAB]$

donc, M_1 devient:

$$M_1 = -i^6 e^2 Q^2 \lambda \int \frac{d^4 k \xi_1^\mu \xi_2^\nu \text{Tr}_{1\mu\nu}}{(2\pi)^4 [k^2 + m^2] [(q_1 + k)^2 - m^2] [(k - q_2)^2 - m^2]} \quad (3.21)$$

Après développement et on utilisant le fait que la trace d'un nombre impaire de matrices gamma est nulle,on obtient:

$$\begin{aligned} \text{Tr}_{1\mu\nu} &= \text{Tr}[(\not{k} - \not{q}_2 + m) \gamma^\nu (\not{k} + m) \gamma^\mu (\not{k} + \not{q}_1 + m)] \\ &= m \text{Tr}[\not{k} \gamma^\nu \not{k} \gamma^\mu - \not{q}_2 \gamma^\nu \not{k} \gamma^\mu + \gamma^\nu \not{k} \gamma^\mu \not{k} + \gamma^\nu \not{k} \gamma^\mu \not{q}_1 \\ &\quad + \not{k} \gamma^\nu \gamma^\mu \not{k} + \not{k} \gamma^\nu \gamma^\mu \not{q}_1 - \not{q}_2 \gamma^\nu \gamma^\mu \not{k} - \not{q}_2 \gamma^\nu \gamma^\mu \not{q}_1 + m^2 \gamma^\nu \gamma^\mu] \end{aligned} \quad (3.22)$$

On calcule la trace de chaque terme explicitement

$$\begin{aligned} \text{tr}[\not{k} \gamma^\nu \not{k} \gamma^\mu] &= k_\alpha k_\beta \text{tr}[\gamma^\alpha \gamma^\nu \gamma^\beta \gamma^\mu] \\ &= 4[k_\alpha k_\beta (g^{\alpha\nu} g_{\beta\mu} + g^{\alpha\mu} g^{\nu\beta} - g^{\alpha\beta} g^{\nu\mu})] \\ &= 4[k^\nu k^\mu + k^\mu k^\nu - k^2 g^{\nu\mu}] \end{aligned} \quad (3.23)$$

De la même façon (en utilisant les propriétés des matrices gamma), on calcule les autres termes.

$$\text{tr}[\not{q}_2 \gamma^\nu \not{k} \gamma^\mu] = 4[q_2^\nu k^\mu + q_2^\mu k^\nu - (q_2 k) g^{\nu\mu}]$$

$$\text{tr}[\gamma^\nu \not{k} \gamma^\mu \not{k}] = 4[k^\nu k^\mu - k^2 g^{\nu\mu} + k^\mu k^\nu]$$

$$tr[\gamma^\nu \not{k} \gamma^\mu \not{q}_1] = 4[k^\nu q_1^\mu - (k q_1) g^{\nu\mu} + k^\mu q_1^\nu]$$

$$tr[\not{k} \gamma^\nu \gamma^\mu \not{k}] = 4[k^\nu k^\mu - k^\mu k^\nu + k^2 g^{\nu\mu}]$$

$$tr[\not{k} \gamma^\nu \gamma^\mu \not{q}_1] = 4[k^\nu q_1^\mu - k^\mu q_1^\nu + (k q_1) g^{\nu\mu}]$$

$$tr[\not{q}_2 \gamma^\nu \gamma^\mu \not{k}] = 4[q_2^\nu k^\mu - q_2^\mu k^\nu + (q_2 k) g^{\nu\mu}]$$

$$tr[\not{q}_2 \gamma^\nu \gamma^\mu \not{q}_1] = 4[q_2^\nu q_1^\mu - q_2^\mu q_1^\nu + (q_2 q_1) g^{\nu\mu}]$$

$$tr[\gamma^\nu \gamma^\mu] = 4g^{\nu\mu}$$

On ramplaqont les termes de $Tr_{1\mu\nu}$ par les expressions ci dessus, on obtient:

$$\begin{aligned} Tr_{1\mu\nu} &= 4m[k^\nu k^\mu - k^2 g^{\nu\mu} + k^\mu k^\nu - q_2^\nu k^\mu + (q_2 k) g^{\mu\nu} - q_2^\mu k^\nu + k^\nu k^\mu \\ &\quad - k^\mu k^\nu + k^\nu q_1^\mu - (k q_1) g^{\nu\mu} + k q_1 + k^\nu k^\mu + k^\mu k^\nu + k^2 g^{\nu\mu} + k q_1 - k q_1 + (k q_1) g^{\nu\mu} \\ &\quad - q_2^\nu k^\mu + q_2^\mu k^\nu - (q_2 k) g^{\nu\mu} - q_2^\nu q_1^\mu + q_2^\mu q_1^\nu - (q_2 q_1) g^{\nu\mu} + m^2 g^{\nu\mu}] \end{aligned} \quad (3.24)$$

Dans $tr_{1\mu\nu}$, beaucoup des termes vont se simplifier, on a comme exemple:

$k^\mu k^\nu$ qui est identique á $k^\nu k^\mu$ il s'agit d'un produit de deux composantes du meme quadrivecteur, aussi pour les termes qui contiennent, ce qui fait que la permutation des indices n'affecte pas les termes en question $g^{\mu\nu}$, finalement, après les simplification, on obtient une expression de $tr_{1\mu\nu}$:

$$tr_{1\mu\nu} = 4m[4k^\mu k^\nu - k^2 g^{\mu\nu} - 2k^\mu q_2^\nu + 2k^\nu q_1^\mu - q_1^\mu q_2^\nu + q_2^\mu q_1^\nu - (q_2 q_1) g^{\mu\nu} + m^2 g^{\mu\nu}] \quad (3.25)$$

Nous allons maintenant venir de calculer M_2 de la deuxième diagramme, elle est obtenue en effectuant les changements: $q_1, q_2, k \rightarrow q_1, q_2, -k$ on obtient

$$\begin{aligned} M_2 &= i^6 e^2 Q^2 \lambda \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\xi_2^\mu \xi_1^\nu}{[k^2 + m^2][(q_1 + k)^2 - m^2][(k - q_2)^2 - m^2]} Tr[\gamma^\nu (\not{k} + m) \gamma^\mu (\not{k} + m) (\not{k} - \not{q}_2 + m)] \\ &= i^6 e^2 Q^2 \lambda \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\xi_2^\mu \xi_1^\nu}{[k^2 + m^2][(q_1 + k)^2 - m^2][(k - q_2)^2 - m^2]} Tr_{2\mu\nu} \end{aligned} \quad (3.26)$$

On voit que le dénominateur reste inchangé, donc on calcule Tr_2 de la même façon et en effectuant les changements qu'on vient de citer, on obtient:

$$\begin{aligned} Tr_{2\mu\nu} &= [k^\nu k^\mu - k^2 g^{\mu\nu} + k^\mu k^\nu + q_1^\nu k^\mu - (q_1 k) g^{\nu\mu} + q_1^\mu k^\nu + k^\nu k^\mu - k^2 g^{\mu\nu} \\ &\quad + k^\mu k^\nu - k^\nu q_2^\mu + (k q_2) g^{\mu\nu} - k^\mu q_2^\nu + k^\nu k^\mu + k^2 g^{\mu\nu} - k^\mu k^\nu - k^\nu q_2^\mu - (k q_2) g^{\mu\nu} \\ &\quad + k^\mu q_2^\nu + q_1^\nu k^\mu - q_1^\mu k^\nu + (q_1 k) g^{\mu\nu} - q_1^\nu q_2^\mu + q_1^\mu q_2^\nu - q_1 q_2 g^{\mu\nu} + m^2 g^{\mu\nu}] \end{aligned} \quad (3.27)$$

Après les simplifications, l'expression de Tr_2 devient:

$$Tr_{2\mu\nu} = 4m[4k^\mu k^\nu - k^2 g^{\mu\nu} + 2q_1^\nu k^\mu - 2k^\nu q_2^\mu + q_1^\nu q_2^\mu + q_1^\mu q_2^\nu - (q_1 q_2) g^{\mu\nu} + m^2 g^{\mu\nu}] \quad (3.28)$$

Les polarisations des photons produits sont transverses (cela vient de la condition de Lorentz et la jauge de Coulomb)

$$q_1 \xi_1 = q_2 \xi_2 \quad (3.29)$$

Il s'en suit :

$$\xi_1^\mu \xi_2^\nu Tr r_{1\mu\nu} = 4\lambda m \xi_1^\mu \xi_2^\nu [4k^\mu k^\nu - k^2 g^{\mu\nu}] + 4\lambda m [(\xi_1 q_2)(\xi_2 q_1) - \xi_1 \xi_2 (q_2 q_1 - m^2)] \quad (3.30)$$

et aussi pour $Tr r_{2\mu\nu}$:

$$\xi_2^\mu \xi_1^\nu Tr r_{2\mu\nu} = 4\lambda m \xi_2^\mu \xi_1^\nu [4k^\mu k^\nu - k^2 g^{\mu\nu}] + 4\lambda m [(\xi_1 q_2)(\xi_2 q_1) - (\xi_1 \xi_2)(q_2 q_1 - m^2)] \quad (3.31)$$

On en déduit que les contribution des deux diagrammes sont égales $M_2 = M_1$, donc $M = 2M_1$

Paramétrisation de Feynman:

Pour le dénominateur de M, on utilise la paramétrisation de Feynman qui a la forme générale:

$$\frac{1}{A_1 A_2 \dots A_m} = \frac{1}{(m-1)!} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \dots \int_0^1 dx_m \delta(x_1 + x_2 + \dots + x_{m-1}) \quad (3.32)$$

Donc, dans notre cas, on obtient pour le dénominateur:

$$\frac{1}{[(k+q_1)^2 - m^2][(k-q_2)^2 - m^2][k^2 - m^2]} = 2 \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dy \int_0^1 dz \delta(x+y+z-1) \cdot [x[(k+q_1)^2 - m^2] + y[(k-q_2)^2 - m^2] + z[k^2 - m^2]]^{-3} \quad (3.33)$$

Pour les simplification des calculs, on effectue un changement de variable, sachant que l'intégrale par rapport aux impulsions dans M reste inchangée puisqu'elle est évaluée à l'infinie.

$$k' = k + xq_1 - yq_2 \quad (3.34)$$

Donc on a

$$k = k' - xq_1 + yq_2 \quad \text{et} \quad k^\mu = k'^\mu - xq_1^\mu + yq_2^\mu \quad (3.35)$$

On développe tout les termes en k en fonction de la nouvelle variable k'.

$$\begin{aligned} k^2 &= (k' - xq_1 + yq_2)^2 \\ &= k'^2 + x^2 q_1^2 + y^2 q_2^2 - 2xyq_1 q_2 - 2k' x q_1 + 2k' y q_2 \\ &= k'^2 - 2xyq_1 q_2 - 2k'(xq_1 - yq_2) \end{aligned}$$

Aussi pour le terme en k^μ

$$k^\mu k^\nu = (k'^\mu - xq_1^\mu + yq_2^{\mu\nu})(k'^\nu - xq_1^\nu + yq_2^\nu) = k'^\mu k'^\nu - xk'^\mu q_1^\nu + yq_2^\mu k'^\nu - xyq_2^{\mu\nu} q_1^\nu + y^2 q_2^\mu q_2^\nu \quad (3.36)$$

q_1 et q_2 sont les quadri-impulsions des deux photons produits.

$$q_1^2 = q_2^2 = 0$$

puisque $q_1^2 = q_{1\mu}q_1^\mu = (q_1^0)^2 - (\vec{q}_1)^2$, ceci est équivalent à écrire: $E_1^2 - (\vec{q}_1)^2 = m^2 = 0$, le photon est une particule sans masse.

Premièrement on va remplacer k' par k pour éviter de trimbaler le prime. On remarque que le dénominateur est une fonction paire de k , donc, il y a juste les termes paire du numérateur qui vont contribuer à l'intégrale.

Aussi, l'invariance de jauge nous permet de simplifier quelques termes. On prend comme exemple:

$$q_1^\mu q_2^\nu \text{ on multipliant par } \xi_1^\mu \xi_2^\nu, \text{ donc on obtient } (q_1 \cdot \xi_1)(q_2 \cdot \xi_2) = 0$$

On remplaçant la nouvelle variable dans la relation de $\xi_1^\mu \xi_2^\nu Tr_{1\mu\nu}$ on obtient:

$$Tr_{1\mu\nu} = 4\lambda m [4k^\mu k^\nu - 4xyq_2^\mu q_1^\nu - (k^2 - 2xyq_1q_2)g^{\mu\nu}] + 4\lambda m [q_2^\mu q_1^\nu - (q_2q_1 - m^2)g^{\mu\nu}] \quad (3.37)$$

On rajoute et on retranche $2xyq_1q_2g^{\mu\nu}$, on trouve l'expression de $Tr_{1\mu\nu}$:

$$Tr_{1\mu\nu} = 4\lambda m [4k^\mu k^\nu - [k^2 - m^2 + xyM_H^2]g^{\mu\nu} + (1 - 4xy)(q_2^\mu q_1^\nu - 1/2M_H^2g^{\mu\nu})] \quad (3.38)$$

Dans un référentiel au repos de H, en tenant compte de la conservation des impulsions, on peut écrire:

$$q_1q_2 = \frac{1}{2}(q_1 + q_2)^2 - q_1^2q_2^2 = \frac{M_H^2}{2} \quad (3.39)$$

On intègre par rapport à z dans la (3.33) et on remplace dans (3.21) par l'expression de $Tr_{1\mu\nu}$, on obtient pour M :

$$M = 16Me^2Q^2\xi_1^\mu\xi_2^\nu \int_0^1 dx \int_0^{1-z} dy I^{\mu\nu} \quad (3.40)$$

Où

$$I^{\mu\nu} = I_1^{\mu\nu} I_2^{\mu\nu}$$

et

$$I_1^{\mu\nu} = \lambda \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} [k^2 - m^2 + xyM_H^2]^3 (4K^\mu k^\nu - (k^2 - m^2 + xyM_H^2)g^{\mu\nu}) \quad (3.41)$$

$$I_2^{\mu\nu} = \lambda(1 - 4xy)(q_2^\mu q_1^\nu - 1/2M_H^2g^{\mu\nu}) \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} [k^2 - m^2 + xyM_H^2]^{-3} \quad (3.42)$$

Evaluation des intégrales

L'intégrale $I_2^{\mu\nu}$ est finie et il n'y a que son dénominateur qui dépend de k , son évaluation revient à calculer l'intégrale:

$$\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4 [k^2 - m^2 + xyM_H^2]^3} \quad (3.43)$$

Cette intégrale est de la forme:

$$\int \frac{d^\alpha k}{(2\pi)^\alpha [k^2 - A]^\alpha} \quad (3.44)$$

On effectue une rotation de wick $k^0 \rightarrow ik_E^0$

$$d^n k \rightarrow id^n k_E [k^2 - A]^\alpha \rightarrow (-1)^\alpha [k_E^2 - A]^\alpha$$

D'après[26], cette intégrale se donne par l'équation suivant

$$\int \frac{d^\alpha k_E}{(2\pi)^\alpha [k_E^2 + A]^\alpha} = \frac{\Gamma(a - n/2)}{(4\pi)^n n/2 \Gamma(a)} \quad (3.45)$$

Dans $I_2^{\mu\nu}$, on a, $A = m^2 - xyM_H^2$, $\alpha = 3$ et $n = 4$ la dimension de l'espace, D'ou, on obtient le résultat

$$I_2^{\mu\nu} = -\frac{i}{32\pi^2} [m^2 - xyM_H^2]^{-1} \lambda(1 - 4xy)(q_2^\mu q_1^\nu - 1/2M_H^2 g^{\mu\nu} g^{\mu\nu}) \quad (3.46)$$

On voit bien que dans $I^{\mu\nu}$ diverge, il n'ya que l'intégrale proportionnelle á $k^\mu k^\nu$ qui est divergente.

$$I^{\mu\nu} = 4\lambda \int \frac{d^4 k k^\mu k^\nu}{(2\pi)^4 [k^2 - m^2 + xyM_H^2]^3} - \lambda g^{\mu\nu} \int \frac{d^4 k}{(2\pi) [k^2 - m^2 + xyM_H^2]^2} \quad (3.47)$$

$$I^a = \int \frac{d^n k}{(2\pi)^{\frac{n}{2}} [k^2 - m^2 + xyM_H^2]^2} = \frac{i\Gamma(2 - \frac{n}{2})}{(4\pi)^n \Gamma(2)} [m^2 - xyM_H^2]^{-2 + \frac{n}{2}} \quad (3.48)$$

Il reste á calculer l'autre terme en $k^\mu k^\nu$. En prenant $M_H'^2 = m^2 - xyM_H^2$, réécrivant ce terme sous la forme générale:

$$\begin{aligned} I^b &= \int \frac{d^n k k^\mu k^\nu}{(2\pi)^n [M_H'^2 - K^2 - 2kp - i\xi]^\alpha} \\ &= \frac{-1^{\alpha-1}}{2(\alpha-1)} \frac{\partial}{\partial p^\mu} \int \frac{d^n k k^\nu}{(2\pi)^n [M_H'^2 - K^2 - 2kp - i\xi]^{\alpha-1}} \\ &= \frac{(-1)^{\alpha-1} (-1)^{\alpha-2}}{4(\alpha-1)(\alpha-2)} \frac{\partial \partial}{\partial p^\mu \partial p^\nu} \int \frac{d^n k}{(2\pi)^n [M_H'^2 - K^2 - 2kp - i\xi]^{\alpha-2}} \\ &= (-1)^{2\alpha-3} \frac{i\Gamma(\alpha-2-\frac{n}{2})}{4(\pi)^{\frac{n}{2}} (\alpha-1)(\alpha-2)\Gamma(\alpha-2)} \frac{\partial}{\partial p^\mu} \frac{\partial}{\partial p^\nu} [M_H'^2 + P^2]^{\frac{n}{2}-\alpha+2} \end{aligned} \quad (3.49)$$

On dérive dans (3.49)

$$\frac{\partial}{\partial p^\nu} [M_H'^2 + p_\rho p^\rho]^{\frac{n}{2}-\alpha+2} = (\frac{n}{2} - \alpha + 2) p^\nu [M_H'^2 + p_\rho p^\rho]^{\frac{n}{2}-\alpha+1}$$

Puis, on dérive une fois de plus;

$$\frac{\partial}{\partial p^\mu} \frac{\partial}{\partial p^\nu} [M_H'^2 + p_\rho p^\rho]^{\frac{n}{2}-\alpha+2} = (\frac{n}{2} - \alpha + 2) [g^{\mu\nu} (M_H'^2 + P^2)^{\frac{n}{2}-\alpha+1} P^\mu p^\nu (\frac{n}{2} - \alpha + 1) (M_H'^2 + P^2)^{\frac{n}{2}-\alpha}]$$

Puis, on remplace toujours dans (3.49), on obtient

$$\begin{aligned} I^b &= \frac{i(4\pi)^2 - \frac{n}{2} \Gamma(\alpha-2-n/2) \Gamma(\alpha-2-\frac{n}{2})}{(4(4\pi)^2 (\alpha-2)(\alpha-1) \Gamma(\alpha-2))} \{ g^{\mu\nu} [M_H'^2 + p^2]^{\frac{n}{2}-\alpha+1} \\ &\quad + p^\mu p^\nu (\frac{n}{2} - \alpha + 1) [M_H'^2 + p^2] \Gamma(\alpha - \frac{n}{2} - 1) \} \\ &= \frac{i}{4(4\pi)^2 \Gamma(\alpha)} [M_H'^2 + p^2]^{\frac{n}{2}} \\ &\quad - \alpha \{ \Gamma(\alpha - \frac{n}{2}) p^\mu p^\nu - \frac{n}{2} g^{\mu\nu} [M_H'^2 + p^2] \Gamma(\alpha - \frac{n}{2}) \} \end{aligned} \quad (3.50)$$

Maintenant, on pose $p^\mu = p^\nu = 0 = p^2$, avec $\alpha = 3$

$$I_b = \frac{i}{4(4\pi)^{\frac{n}{2}}} \Gamma(2 - \frac{n}{2}) [m^2 - xyM_H^2]^{\frac{n}{2}-2} g^{\mu\nu} = 1/4I^a \quad (3.51)$$

En remplaçant dans (3.48), on déduit que I_1^μ est nulle.

3.3.2 Calcul de la largeur de désintégration

La largeur de désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$ est donnée par la relation suivant:

$$\Gamma_{\gamma\gamma} = \frac{|\vec{q}|}{2(8\pi M_H^2)} \Sigma_{pol} |M|^2 \quad (3.52)$$

Le facteur $\frac{1}{2}$ correspond à la présence de deux particules identiques (deux photons) dans l'état final. Dans un référentiel au repos de H, les impulsions des deux photons sont :

$$q_1 = (|\vec{q}|, \vec{q}), q_2 = (|\vec{q}|, -\vec{q}), |\vec{q}| = \frac{M_H}{2}$$

On choisit:

$\xi_1 = (0, \vec{\xi}_1), \xi_2 = (0, \vec{\xi}_2), \vec{\xi}_1 \cdot \vec{\xi}_1 = \vec{\xi}_2 \cdot \vec{\xi}_2 = 1$ $\vec{\xi}_1, \vec{\xi}_2$ sont les vecteurs de polarisation, avec ces choix M devient:

$$M = \frac{i\lambda}{2\pi^2 m} e^2 Q^2 [(\vec{\xi}_1 \cdot q)(\vec{\xi}_2 \cdot q) - \frac{1}{2} M_H^2 ((\vec{\xi}_1 \cdot \vec{\xi}_2))] \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1-4xy}{1 - (\frac{M_H^2}{m^2})xy} \quad (3.53)$$

Pour les polarisations physiques qui sont transverses :

$$\vec{\xi}_1 \cdot \vec{q}_1 = \vec{\xi}_1 \cdot \vec{q} = \vec{\xi}_2 \cdot \vec{q}_2 = -\vec{\xi}_2 \cdot \vec{q} = 0$$

Alors, M peut s'écrire comme suit :

$$M = \frac{-i\lambda M_H^2}{4\pi^2 m} e^2 Q^2 (\vec{\xi}_1, \vec{\xi}_2) \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1-4xy}{1 - (\frac{M_H^2}{m^2})xy} \quad (3.54)$$

Pour faire la sommation sur les polarisations dans Γ , on commence par choisir:

$\vec{q}_1 = (0, 0, \frac{M_H}{2})$ et écrire l'amplitude sous la forme :

$$M = \xi_1^\mu \xi_2^\nu M^{\mu\nu} \quad (3.55)$$

L'invariance de jauge $q_1^\mu \xi_2^\nu M^{\mu\nu} = \xi_1^\mu q_2^\nu M^{\mu\nu} = 0$ conduit à

$$M_{0\nu} = -M_{3\nu}, M_{\mu 0} = -M_{\mu 3}$$

La sommation sur les polarisations implique que les directions transverses 1 et 2

$$\Sigma_{pol} |M|^2 = |M_{11}|^2 + |M_{12}|^2 + |M_{21}|^2 + |M_{22}|^2$$

Mais l'invariance de jauge permet de lui ajouter les polarisations non physiques pour établir une expression covariante de M.

$$\Sigma_{pol} |M|^2 = g_{\mu\nu} g^{\rho\sigma} M^{\mu\rho} M^{*\nu\sigma} \quad (3.56)$$

Comme les contributions des polarisations non physiques s'annulent mutuellement la règle de sommation sur les polarisations s'écrit :

$$\Sigma_{pol}\xi_1^\mu\xi_1^{\nu*} = -g^{\mu\nu}, \Sigma_{pol}\xi_2^\rho\xi_2^{\sigma*} = -g^{\rho\sigma}$$

alors, on peut écrire :

$$\Sigma_{pol}|M|^2 = M^{\mu\nu}M_{\mu\nu}^* \quad (3.57)$$

On peut déduire $M_{\mu\nu}$

$$M^{\mu\nu} = \frac{i\lambda^2 M_H^2 e^2 Q^2}{4\pi m} g^{\mu\nu} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1-4xy}{1 - (\frac{M_H^2}{m^2})xy} \quad (3.58)$$

En utilisant (3.57) et (3.58), on écrit l'expression de l'amplitude :

$$\Sigma_{pol}|M|^2 = \frac{\lambda^2 M_H^4 e^4 Q^4}{16\pi m^2} g_{\mu\nu} g^{\mu\nu} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \left| \frac{1-4xy}{1 - (\frac{M_H^2}{m^2})xy} \right|^2 \quad (3.59)$$

avec:

$$g_{\mu\nu} g^{\mu\nu} = 4 \quad (3.60)$$

donc (3.59) devient:

$$\Sigma_{pol}|M|^2 = \frac{\lambda^2 M_H^4 e^4 Q^4}{4\pi m^2} |I_1|^2 \quad (3.61)$$

Donc l'expression de la désintégration devient :

$$\Gamma_{\gamma\gamma} = \frac{\lambda^2 \alpha^2 Q^4 M_H^4}{8\pi^3 m^2} |I_1|^2, \quad \alpha = \frac{e^2}{4\pi} \quad (3.62)$$

et

$$I_1 = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1-4xy}{1 - (\frac{M_H^2}{m^2})xy} I_2' = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \left| 1 - \frac{(\frac{M_H^2}{m^2})xy}{m^2} \right|^{-1} \quad (3.63)$$

Pour évaluer l'intégrales I_1 , on l'écrit en fonction de l'intégrale I_2' puis on calcule cette dernière puisqu'elle est plus simple.

$$\begin{aligned} \frac{1-4xy}{1 - (\frac{M_H^2}{m^2})xy} &= \frac{1-4xy + \frac{4m^2}{M_H^2} - \frac{4m^2}{M_H^2}}{1 - (\frac{M_H^2}{m^2})xy} = \frac{1 - \frac{4m^2}{M_H^2}}{1 - \frac{M_H^2}{m^2}xy} + 4 \frac{\frac{m^2}{M_H^2} - xy}{1 - \frac{M_H^2}{m^2}xy} \\ &= \frac{1 - \frac{4m^2}{M_H^2}}{1 - \frac{M_H^2}{m^2}xy} + 4 \frac{m^2}{M_H^2} \frac{1 - \frac{M_H^2}{m^2}xy}{1 - \frac{M_H^2}{m^2}xy} = 4 \frac{m^2}{M_H^2} + 1 - \frac{4 \frac{m^2}{M_H^2}}{1 - \frac{4m^2}{M_H^2}xy} \end{aligned} \quad (3.64)$$

Donc, on peut écrire I_1 comme suit :

$$I_1 = 4 \frac{m^2}{M_H^2} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy + (1 - 4 \frac{m^2}{M_H^2}) I_2 \quad (3.65)$$

avec: $\int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy = \frac{1}{2}$

Maintenant, il nous reste que calculer I_2 pour un fermion dans le Modèle Standard, on prend:

$$\lambda = \frac{em}{2M_w \sin \theta_w}$$

On ajoute un facteur $N = 3$ à M indiquant la contribution de chaque couleur de quark aux diagrammes.

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{\lambda^2 N^2 \alpha^2 Q^4 M_H^4}{8\pi^3 m^2} |I_1|^2 = \frac{\alpha^2 N^2 Q^4 M_H^4 e^2 m^2}{8\pi^3 m^2 4M_w^2 \sin^2 \theta_w} |I_1|^2 \\ &= \frac{\alpha^2 N^2 Q^4 M_H^3}{8\pi^3 \sin^2 \theta_w M_w^2} |I_1|^2 \end{aligned} \quad (3.66)$$

Finalement, on peut écrire

$$\Gamma = \frac{N^2 \alpha^2 Q^4}{4\sqrt{2}\pi^3} G_f M_H^3 |I_1|^2 \quad (3.67)$$

On a l'intégrale I_1 est donnée par:

$$I_1 = 2s - 2s(4s - 1)f(s) \quad (3.68)$$

où $f(s)$ est donnée par[27]

$$f(s) = \arcsin^2 \frac{1}{2\sqrt{s}} \quad (3.69)$$

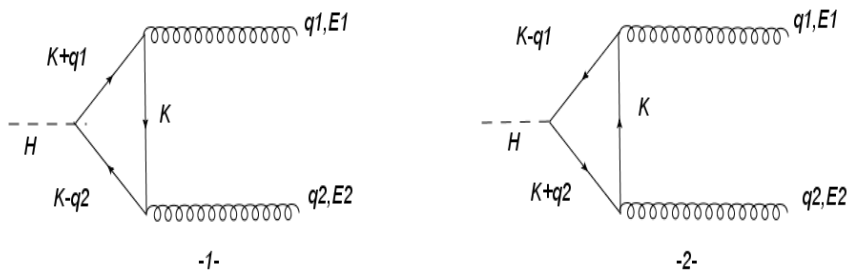
on a pour $s \geq \frac{1}{4}$

$$f(s) = -\frac{1}{4} \left[\log \frac{1 + \sqrt{1 - 4s}}{1 - \sqrt{1 - 4s}} - i\pi \right]^2, \text{ avec } s = \frac{m^2}{M_H^2} \quad (3.70)$$

3.4 désintégration de Higgs en deux gluons

On utilise l'expression (3.67) pour calculer la largeur de désintégration du boson de Higgs en deux gluons, et cela en remplaçant $\alpha N Q^4$ par $N_g \alpha_s^2$ où α_s , est la constante de couplage et N_g une facteur de couleur résultant de la sommation sur les couleurs du quark sur la boucle et des gluons de l'état final.

Les deux diagrammes de Feynman de ce processus à l'ordre d'une boucle fermionique sont représentés dans la figure ci-dessus:



On

$$N_g = \sum_{a,b=1}^8 \left[\text{Tr} \frac{\lambda^a \lambda^b}{2} \right] \quad (3.71)$$

λ^a et λ^b sont les matrices de Gell-Mann, et

$$\text{Tr} \lambda^a \lambda^b = 2\delta^{ab} \quad (3.72)$$

De (3.71) et (3.72), il vient

$$N_g = \sum_{a,b=1}^8 \left| \frac{\delta^{ab}}{2} \right|^2 = \sum_{a,b=1}^8 \frac{(\delta^{ab})^2}{4} = 2$$

Alors, on obtient

$$\Gamma(H^0 \rightarrow gg) = \frac{\alpha_s^2}{2\sqrt{2}\pi^3} G_F M_H^3 |I|^2 \quad (3.73)$$

Modèles de Higgs composites

4.1 Introduction

Les modèles de Higgs composites (CHM) qui sont des extensions spéculatives du Modèle Standard (MS) dans lequel le boson de Higgs est un état lié à de nouvelles interactions fortes. Ces scénarios constituent la principale alternative aux modèles supersymétriques pour la physique, au-delà du MS actuellement testé au LHC (Large Hadron Collider) à Genève. Selon le CHM, le boson de Higgs récemment découvert n'est pas une particule élémentaire (ou en forme de point), mais une taille finie, typiquement environ 10 à 18 mètres. Cette dimension est liée à l'échelle de Fermi (100 GeV) qui détermine la force des interactions faibles, comme dans la désintégration β .

Au microscope, le composite de Higgs sera constitué de constituants plus petits de la même manière que les noyaux sont constitués de protons et de neutrons. Au microscope, le composite de Higgs sera constitué de constituants plus petits de la même manière que les noyaux sont constitués de protons et de neutrons.

Les principales prédictions de CHM sont de nouvelles particules de masse autour d'un TeV qui sont des excitations du composite de Higgs. Ceci est analogue aux résonances de la physique nucléaire. Les nouvelles particules pourraient être produites et détectées dans des expériences de collisionneur si l'énergie de la collision dépasse leur masse et/ou pourraient produire des déviations par rapport aux prévisions du MS dans des "observables à basse énergie" (résultats d'expériences à basses énergies). Dans les scénarios les plus convaincants, chaque particule de Modèle Standard a un partenaire avec des nombres quantiques égaux, mais une masse plus lourde. Par exemple, les photons, les bosons W et Z ont des répliques lourdes dont la masse est déterminée par l'échelle de composition, prévue autour de 1 TeV. Les problèmes liés au CHM sont motivés par le problème dit de naturalité ou de hiérarchie du MS [28], la difficulté à expliquer les différentes échelles d'énergie qui apparaissent dans les interactions fondamentales de la physique des particules, en particulier la grande différence entre la masse du boson de Higgs et l'échelle de Planck. Le CHM peut résoudre le problème de la naturalité car le boson de Higgs n'est pas une particule élémentaire, de sorte qu'il existe une nouvelle échelle d'énergie qui peut être expliquée dynamiquement de manière similaire à la masse du proton. Le naturel exige que de nouvelles particules forment une masse autour d'un TeV et qu'elles puissent être découvertes au LHC ou lors d'expériences futures. À compter de 2018, aucun signe direct ou indirect indiquant que les particules de Higgs ou autres particules MS sont composites n'a été détecté.

4.2 Histoire

Le CHM a été introduit au début des années 80 dans le prolongement des théories du technicolor pour permettre la présence d'un boson de Higgs physique.

À l'époque, les données ne l'exigeaient pas, mais des découvertes récentes ont montré la nécessité d'un doublet de Higgs physique pour casser la symétrie électroaffaiblie. Ceci diffère des théories ordinaires du technicolor où une forte dynamique casse directement la symétrie électrofaible sans avoir besoin d'un boson de Higgs physique. Les premiers CHM proposés par Georgi et Kaplan étaient basés sur la dynamique connue de la théorie de jauge [29] qui produit le doublet de Higgs sous la forme d'un boson de Goldstone. Ces modèles sont très contraints et il est difficile d'inclure des masses de fermions. Le sujet est resté en sommeil pendant plusieurs années jusqu'à ce que l'on réalise que ce type de modèle se présente naturellement dans des théories à 5 dimensions connues sous le nom de scénarios de Randall Sundrum. Dans ces constructions, il y a assez de liberté pour construire des modèles réalistes au prix d'abandonner une description microscopique complète. On a vite compris que ces scénarios pouvaient également être réalisés dans des théories hypothétiques de champs conformes (TFC) fortement couplées, fournissant également une explication dynamique à la génération de hiérarchies. La connexion entre les modèles Randall-Sundrum et les CFT est ancrée dans la correspondance AdS-CFT. Cela a suscité beaucoup d'activité sur le terrain. Au début, le Higgs était un état générique lié scalaire. Dans le travail très influent [30], le Higgs en tant que boson de Goldstone a été réalisé dans les modèles de Randall-Sundrum et dans les CFT. Des études phénoménologiques détaillées ont montré que, dans ce cadre, un accord avec des données expérimentales peut être obtenu avec un ajustement modéré des paramètres.

4.3 Modèles

Le CHM peut être caractérisé par la masse (M) des nouvelles particules les plus légères et leur couplage (g). Ce dernier devrait être plus gros que les couplages MS pour la cohérence. Il existe différentes réalisations de CHM qui diffèrent par le mécanisme qui génère le doublet de Higgs. En gros, ils peuvent être divisés en deux catégories:

- Higgs est un état générique lié de forte dynamique.
- Higgs est un boson de Goldstone à rupture spontanée de symétrie [31] [32]

Dans les deux cas, la symétrie électrofaible est brisée par la condensation d'un doublet scalaire de Higgs. Dans le premier type de scénario, il n'y a pas de raison a priori pour laquelle le boson de Higgs est plus léger que les autres états composites et, de plus, de plus grands écarts par rapport au MS sont attendus.

4.3.1 Higgs comme boson de Goldstone

Dans ce scénario, l'existence du boson de Higgs découle des symétries de la théorie. Cela permet d'expliquer pourquoi cette particule est plus légère que le reste des

particules composites, dont la masse devrait, selon les tests directs et indirects, se situer autour d'un TeV ou plus. On suppose que le secteur des composites a une symétrie globale spontanément brisée en un sous-groupe H où G et H sont des groupes de Lie compacts. Contrairement aux modèles technicolor, la symétrie non brisée doit contenir le groupe électrofaible $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Selon le théorème de Goldstone, la rupture spontanée d'une symétrie globale produit des particules scalaires sans masse, appelées bosons de Goldstone. En choisissant correctement les symétries globales, il est possible d'avoir des bosons de Goldstone qui correspondent au doublet de Higgs dans le MS. Cela peut être fait de différentes manières [33], et est complètement déterminé par les symétries. En particulier, la théorie des groupes détermine les nombres quantiques des bosons de Goldstone. A partir de la décomposition de la représentation adjointe on trouve,

$$Adj[G] = Adj[H] + R[\Pi] \quad (4.1)$$

où $R[\Pi]$ est la représentation des bosons de Goldstone sous H. La demande phénoménologique selon laquelle un doublet de Higgs existe sélectionne les symétries possibles. Exemple typique est le motif

$$\frac{SU(5)}{SU(2)_L Su(2)_{R \times}} \longrightarrow GB = (2, 2) \quad (4.2)$$

qui contient un seul doublet de Higgs en tant que boson de Goldstone.

La physique des Higgs en tant que boson de Goldstone est fortement contrainte par les symétries et déterminée par l'échelle de rupture de symétrie f qui contrôle leurs interactions. Une relation approximative existe entre la masse et le couplage des états composites, $M = g_f$ dans CHM, on constate que les écarts par rapport au MS sont proportionnels à,

$$\xi = \frac{v^2}{f^2} \quad (4.3)$$

Où $v = 246$ GeV est la valeur attendue du vide électrofaible. Par construction, ces modèles approchent le MS avec une précision arbitraire si v est suffisamment petit. Par exemple, pour le modèle ci-dessus avec symétrie globale $SO(5)$, le couplage des bosons de Higgs aux bosons W et Z est modifié comme suit:

$$\frac{h_{vv}}{h_{vv}^{SM}} \simeq 1 - \frac{v}{2} \quad (4.4)$$

Des études phénoménologiques suggèrent que $f > 1$ TeV et donc au moins un facteur de quelques fois supérieur à v . Cependant, le réglage des paramètres requis pour obtenir $v < f$ est inversement proportionnel à ξ , de sorte que les scénarios viables nécessitent un certain degré de réglage.

Les bosons de Goldstone générés par la rupture spontanée d'une symétrie globale exacte sont exactement sans masse. Par conséquent, si le boson de Higgs est un boson de Goldstone, la symétrie globale ne peut être exacte. Dans CHM, le potentiel

de Higgs est généré par des effets qui cassent explicitement la symétrie globale G . Il s'agit au minimum de couplages MS Yukawa et jauge qui ne peuvent pas respecter la symétrie globale mais d'autres effets peuvent également exister. Le couplage supérieur devrait apporter une contribution dominante au potentiel de Higgs, car il s'agit du couplage le plus important du SM. Dans les modèles les plus simples, on trouve une corrélation entre la masse de Higgs et la masse M des meilleurs partenaires,[34]

$$m_h^2 \sim \frac{3}{2\pi^2} \frac{M^2}{f^2} v^2 \quad (4.5)$$

Dans les modèles avec $f \sim 1$ TeV comme suggéré par le naturel, ceci indique des résonances fermioniques avec une masse d'environ 1 TeV. Les résonances de spin-1 devraient être un peu plus lourdes. Ceci est à la portée des futures expériences de collisionneur.

4.3.2 Compositivité partielle

L'un des ingrédients clés des réalisations modernes du CHM est l'hypothèse de compositage partiel proposée à l'origine par D. B. Kaplan [35]. Cette hypothèse est automatiquement réalisée dans les scénarios de Randall-Sundrum. Chaque particule MS a un partenaire lourd qui peut s'y mélanger. En pratique, les particules MS sont des combinaisons linéaires d'états élémentaires et composites:

$$|SM\rangle = \cos\alpha|EL\rangle + \sin\alpha|CO\rangle \quad (4.6)$$

Où α désigne l'angle de mélange. La composition partielle est naturellement réalisée dans le secteur des jagues où un phénomène analogue se produit, la chromodynamique quantique. Pour les fermions, on suppose en particulier que des fermions lourds dont le nombre quantique est égal à celui des quarks et des leptons MS doivent être en présence. Ceux-ci interagissent avec les Higgs lors du mélange. On trouve schématiquement la formule des masses de fermions SM,

$$\frac{m_f}{v} \simeq \sin\alpha_R \cdot Y \cdot \sin\alpha_L \quad (4.7)$$

où L et R se réfèrent aux mélanges gauche et droit, et Y est un couplage de secteur composite.

Les particules composites sont des multiplets de symétrie ininterrompue H . Pour des raisons phénoménologiques, cette symétrie doit contenir la symétrie de conservation $SU(2) \otimes SU(2)$ prolongeant la symétrie électrofaible $SU(2) \otimes U(1)$. Les fermions composites appartiennent souvent à des représentations plus grandes que les particules du MS. Par exemple, une représentation fortement motivée pour les fermions gauches est la (2,2) qui contient des particules avec une charge électrique exotique $5/3$ ou $-4/3$ avec des signatures expérimentales spéciales. La neutralité partielle améliore la phénoménologie du CHM en fournissant une logique expliquant pourquoi aucun écart par rapport au MS n'a été mesuré jusqu'à présent. Dans les scénarios

ditions anarchiques, les hiérarchies des masses de fermions MS sont générées par les hiérarchies de mélanges et de couplages de secteurs composites anarchiques. Les fermions légers sont presque élémentaires alors que la troisième génération est fortement ou entièrement composite. Cela conduit à une suppression structurelle de tous les effets impliquant les deux premières générations qui sont les plus précisément mesurées. En particulier, les transitions de goût et les corrections d'observables électrofaibles sont supprimées. D'autres scénarios sont également possibles [36] avec une phénoménologie différente

4.4 Conclusion Générale

Durant ce stage j'ai pu prendre connaissance du travail de chercheur en physique théorique, en m'attendant à la compréhension d'un sujet complexe. Une bonne partie du travail a été conçue à lire et comprendre des articles et des chapitres dans des livres, en surmontant mes lacunes en physique des particules. J'ai dû apprendre à synthétiser les informations nombreuses, et j'ai appris à utiliser l'environnement LATEK pour rédiger ce mémoire, ce qui me serait très précieux dans la suite de mes études de recherche.

Dans ce travail, on a exploré quelques aspects du Modèle Standard, à savoir la brisure spontanée de symétries, et les différents problèmes du MS.

Ce stage a réellement permis de réaliser un balayage théorique des effets de la physique au delà du MS sur des observables qui seront accessibles dans le futur au LHC. Grâce à la nouvelle paramétrisation qu'on a introduite, on a pu dégager aisément quelques comportements généraux des postulants à la nouvelle physique. On a notamment remarqué qu'il ne sera pas possible de dire exactement et rapidement par cette simple étude quelle sera la nouvelle physique car il ne s'agit que d'une étude utilisant des particules virtuelles.

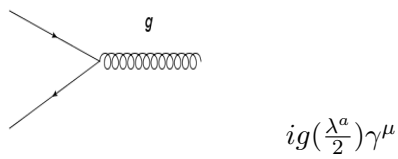
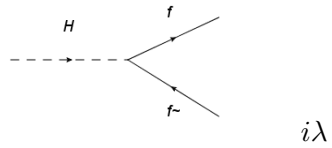
APPENDIX A

Annexe B

A.1 Règles de Feynman utilisées

On utilise les règles de feynman correspondent a l'interaction de Yukawa de l'électrodynamique et de la chromodynamique quantique.

A.1.1 Les vertexes



A.1.2 Propagateur fermionique



Bibliography

- [1] CMS Collaboration (G.L. Bayatian et al.) CMS technical design report, volume II : Physics performance J. Phys. G34, (2007).
- [2] A. Djouadi, J. Kalinowski and M. Spira Comput. Phys. Commun. 108, (1998) arXiv :hep-ph/9704448.
- [3] T. Stelzer and W.F. Long , Automatic generation of tree level helicity amplitudes, Comput. Phys. Commun. 81, (1994) arXiv:hep-ph/9401258.
- [4] M. Maltoni and T. Stelzer , MadEvent : Automatic event generation with MadGraph, JHEP 0302 :027, (2003) arXiv:hep-ph/0208156.
- [5] A.Denner and T.Hahn. "Radiative Correction to W^+W^- weak Standard Model".(1998) W^+W^- in the Electroweak Standard Model.(1998).
- [6] C. L. Cowan Jr. and F. Reines. 178:pp. 446-449, 1956. C. L. Cowan Jr., F.Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse, and A. D. McGuire. Science, 124(3212):pp.103-104,1956.
- [7] SLAC-SP-017, J. E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406-1408.
- [8] S. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani, Physical Review D, vol. 2, p. 1285, 1970.
- [9] M. Kobayashi, T. Maskawa . CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction Progress of Theoretical Physics. 49: 652.(1973).
- [10] B. Degrange "Gargamelle et la dcouverte des courants neutres" Sminaire LLR 2009.
- [11] UA1 Collab., G. Arnison et al., Phys. Lett. B 122 (1983) 103.
- [12] UA2 Collab., M. Banner et al., Phys. Lett. B 122 (1983) 476.
- [13] ALEPH Collab., D. Decamp et al., Nucl. Instrum. Methods A 294 (1990) 121;ALEPH Collab., D. Buskulic et al., Nucl. Instrum. Methods A 360 (1995) 481.
- [14] DELPHI Collab., P. Aarnio et al., Nucl. Instrum. Methods A 303 (1991) 233;DELPHI Collab., P. Abreu et al., Nucl. Instrum. Methods A 378 (1996) 57.
- [15] L3 Collab., B. Adeva et al., Nucl. Instrum. Methods A 289 (1990) 35; M.Acciarri et al, Nucl. Instrum. Methods A 351 (1994) 300 ; M. Chemarin et al, Nucl. Instrum. Methods A 349 (1994) 345 ; A. Adam et al, Nucl. Instrum.Methods A 383 (1996) 342-366 ; I.C. Brock et al., Nucl. Instrum. Methods A381 (1996) 236.

-
- [16] OPAL Collab., K. Ahmet et al., Nucl. Instrum. Methods A 305 (1991) 275 ;OPAL Collab., P. Allport et al., Nucl. Instrum. Methods A 324 (1993) 34 ;OPAL Collab., K. Allport et al., Nucl. Instrum. Methods A 346 (1994) 476.
- [17] S. Abachi et al. [Do Collaboration], Phys. Rev. Lett. 74, 2632 (1995).
- [18] F. Abe et al. [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. 74, 2626 (1995).
- [19] K. Kodama et. al. (DONUT Collaboration). Observation of tau neutrino interactions. Physics Letters B, 504(3):218 ? 224, 2001.
- [20] CMS Collaboration, Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC, Phys. Lett B, Volume 716(2012)30-61.
- [21] ATLAS Collaboration, Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC, Phys. Lett B, Volume 716(2012)1-29.
- [22] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collabs., The LEP Working Group for Higgs Boson Searches, Eur. Phys. J. C 47, 547 (2006).
- [23] A. Djouadi, The Anatomy of Electroweak Symmetry Breaking. Tome I : The Higgs Boson in the Standard Model, Phys. Rep, V 457(2008)1-216.
- [24] LEP Electroweak Working Group, status of March 2012, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/> ; The ALEPH, CDF, DØ, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collabs., the LEP Electroweak Working Group, the Tevatron Electroweak Working Group, and the SLD Electroweak and Heavy Flavor groups, LEPEWWG/2009-01 (2009).
- [25] S. Weinberg, The Quantum Theory of Fields, V I, Ed : The Press Syndicate of the University of Cambridge, New York(1995).
- [26] J. P. Derendinger , Théorie Quantique des Champs, Presses Poly-techniques et Universitaires Romandes, Lausanne(2001).
- [27] A. Djouadi, The Anatomy of Electroweak Symmetry Breaking. Tome I : The Higgs Boson in the Standard Model, Phys. Rep, V 457(2008)1-216.
- [28] G. F. Giudice, Naturalness after LHC8, PoS EPS HEP2013, 163 (2013) <https://arxiv.org/pdf/1307.7879>.
- [29] M. J. Dugan, H. Georgi and D. B. Kaplan, Anatomy of a Composite Higgs Model, Nucl. Phys. B254, 299 (1985).
- [30] K. Agashe, R. Contino and A. Pomarol, The Minimal composite Higgs model, Nucl. Phys. B719, 165 (2005) <https://arxiv.org/pdf/hep-ph/0412089>.
- [31] R. Contino, The Higgs as a Composite Nambu-Goldstone Boson, <https://arxiv.org/pdf/1005.4269.pdf>

-
- [32] M. Redi, <https://docs.google.com/viewer>.
- [33] J. Mrazek, A. Pomarol, R. Rattazzi, M. Redi, J. Serra and A. Wulzer, The Other Natural Two Higgs Doublet Model, Nucl. Phys. B853, 1 (2011) <https://arxiv.org/pdf/1105.5403>.
- [34] M. Redi and A. Tesi, Implications of a Light Higgs in Composite Models, JHEP 1210, 166 (2012) <https://arxiv.org/pdf/1205.0232>.
- [35] D. B. Kaplan, Flavor at SSC energies: A New mechanism for dynamically generated fermion masses, Nucl. Phys. B 365, 259 (1991).
- [36] M. Redi and A. Weiler, Flavor and CP Invariant Composite Higgs Models, JHEP 1111, 108 (2011) <https://arxiv.org/pdf/1106.6357>.
- [37] ATLAS, <https://cds.cern.ch/record/1557777/files/ATLAS-CONF-2013-060>.
- [38] CMS, <https://cds.cern.ch/record/1524087/files/B2G-12-012-pas>.
- [39] ATLAS, <https://cds.cern.ch/record/1547568/files/ATLAS-CONF-2013-052>.
- [40] CMS, <https://cds.cern.ch/record/1545285/files/B2G-12-005-pas>.
- [41] T. S. Electroweak, "A Combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model", 2004.
- [42] P. Langacker, "Grand Unified Theories and Proton Decay," Phys.Rept., vol. 72, p. 185, 1981.
- [43] F. Zwicky, "On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae," Astrophys.J., vol. 86, pp. 217-246, 1937.
- [44] V. C. Rubin and J. Ford, W. Kent, "Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions," Astrophys.J., vol. 159, pp. 379-403, 1970.
- [45] P. Langacker, "The standard model and beyond," 2010.
- [46] A. Djouadi, "The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. II. The Higgs bosons in the minimal supersymmetric model," Phys.Rept., vol. 459, pp. 1-241, 2008.
- [47] M. Veltman, "Second Threshold in Weak Interactions," Acta Phys.Polon., vol. B8, p. 475, 1977. (Cité en page 3.)
(Cité en page 3.)
(Cité en page 3.)
(Cité en page 8.)

(Non cité.)

(Non cité.)

(Non cité.)

(Non cité.)

(Non cité.)

(Non cité.)

(Non cité.)

(Non cité.)

(Non cité.)

(Non cité.)

(Non cité.)

(Non cité.)

(Non cité.)

(Non cité.)

(Non cité.)

(Non cité.)

(Non cité.)

(Non cité.)

(Non cité.)

(Cité en page 22.)

(Cité en page 26.)

(Cité en page 29.)

(Cité en page 31.)

(Cité en page 32.)

(Cité en page 32.)

(Cité en page 32.)

(Cité en page 32.)

(Cité en page 33.)

(Cité en page 34.)

(Cité en page 34.)

(Cité en page 35.)

(Non cité.)

(Non cité.)

(Non cité.)

(Non cité.)

(Cité en page 14.)

(Cité en page 14.)

(Cité en page 14.)

(Cité en page 14.)

(Cité en page 14.)

(Cité en page 14.)

(Cité en page 14.)

