

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Université A/MIRA de Béjaïa
Faculté des Sciences Exactes
Département de physique



Mémoire de fin de Cycle

En vue de l'obtention du diplôme de master
spécialité :
physique théorique

Thème

*Le boson de higgs et les quarks
dans le modèle standard.*

Présenté par :
M^{elle} Kenza DJAMAA

Devant le jury composé de :

GHARBI Hakim	MCA	Président	U.A.M. Béjaïa
CHENNIT Makhlof	MAA	Examineur	U.A.M. Béjaïa
MOHAMED MEZIANI Abdelkader	MCA	Rapporteur	U.A.M. Béjaïa

Promotion 2014/2015.

Table des matières

Remerciements	iii
Introduction générale	1
I Modèle standard	4
I.1 Introduction	4
I.2 Symétries	5
I.2.1 Symétrie globale	5
I.2.2 Symétrie locale	5
I.2.3 Invariance de Jauge du Modèle standard	11
I.3 Brisure spontanée de la symétrie électrofaible	13
I.3.1 Brisure spontanée d'une symétrie globale : Symétrie U(1)	14
I.3.2 Brisure spontanée d'une symétrie locale	17
I.4 Mécanisme de Higgs et génération des masses	19
I.4.1 Mécanisme de Higgs	19
I.4.2 Génération des masses	20
I.5 Le lagrangien de Modèle standard	23
I.5.1 Le lagrangien du champ du jauge	23
I.5.2 Le lagrangien scalaire	23
I.5.3 Le lagrangien fermionique	24
I.5.4 Le lagrangien de Yukawa	24
I.6 La Renormalisation	25
I.6.1 Les schémas de renormalisation	26
I.6.2 Renormalisation du Modèle standard	27
I.6.3 L'équation de groupe de renormalisation	31
I.6.4 Divergences Infra-Rouge	32
I.7 Conclusion	32
II Diffusion de bosons vecteurs :	
$W^+W^- \rightarrow \bar{t}t, Z^0Z^0 \rightarrow \bar{t}t$	33
II.1 Introduction	33
II.2 Calculs des amplitudes à l'ordre de la boucle et sections efficaces des processus	34

Table des matières

II.3	Calcul de l'amplitude à l'ordre de Born	34
II.4	Calcul de l'amplitude à l'ordre de la boucle	38
II.5	Section efficace	41
II.5.1	Section efficace différentielle à l'ordre de Born	43
II.5.2	Section efficace différentielle à l'ordre de la boucle	45
Conclusion		48
Appendice : La liste des diagrammes de Feynman		49
Bibliographie		54
Résumé		56

Remerciements

Avant tout, je remercie le bon Dieu tout puissant qui m'a aidé à terminer ce travail.

Je tiens à adresser ma gratitude à mon encadreur *M^r* A.MOHAMED MEZIANI pour sa disponibilité et pour son effort pour préparer ce travail.

Je remercie aussi les membres de jury.

Un grand remerciement à ma mère qui m'a accompagnée durant ma période d'étude, merci à mon père qui n'est pas aujourd'hui avec moi mais son influence dans ma vie en général mérite de mentionner son nom. Je leurs dédie ce travail.

Je tiens aussi à remercier mes deux frères HILAL et HAMZA.

Mes remerciements vont également à toute la famille DJAMAA, TOUATI filles et garçons, grands et petits.

Un grand merci du fond du coeur à tous mes amis.

Merci à toutes celles et tout ceux qui ont contribué de proche ou de loin à m'aider dans ce travail.

Introduction générale

Depuis que l'être humain existe sur terre, il a toujours cherché à comprendre le comportement et le contenu de son univers et cela l'a amené à inventer des sciences qui expliquent les phénomènes observés.

D'abord, la physique est la science qui exprime les observables expérimentales par des équations mathématiques, elle a été développée avec le temps. Au début, elle était la mécanique Newtonienne qui décrit les lois de la nature par ses principes, puis Einstein a introduit un nouveau concept de la relativité (restreinte et générale), après Schrödinger, Bohr et Pauli et d'autres ont formé une nouvelle théorie qui est la mécanique quantique. La généralisation relativiste et quantique de l'électromagnétisme conduit à une théorie qui s'appelle la théorie quantique des champs.

La physique des particules est une branche de la physique, qui est basée essentiellement sur le modèle standard et ce dernier permet d'étudier les constituants élémentaires de la matière et leurs interactions fondamentales. Ce modèle est développé par les trois physiciens "Glashow, Weinberg et Abdusalam", ce développement est parvenu à l'unification des trois interactions (électromagnétique, faible et forte).

Pour accorder les prédictions théoriques trouvées dans le modèle standard, on utilise les collisionneurs de particules qui permettent de produire des particules définies dans le modèle, l'un de ces grands collisionneurs est LHC (Large Hadron Collider) du CERN, il est le plus puissant dans ce domaine car l'énergie des faisceaux est de l'ordre du TeV¹. La dernière particule du modèle standard a été détectée le 04 Juillet 2012. Cette particule explique l'origine de la masse non-nulle des bosons vecteurs (W^\pm , Z); D'autre part une autre particule du Modèle standard qui a aussi une importance c'est le quark Top, c'est le plus lourd dans le modèle. Les particules qui composent le modèle standard sont représentées dans la figure(1).

1. 1 TeV = 10^{12} eV

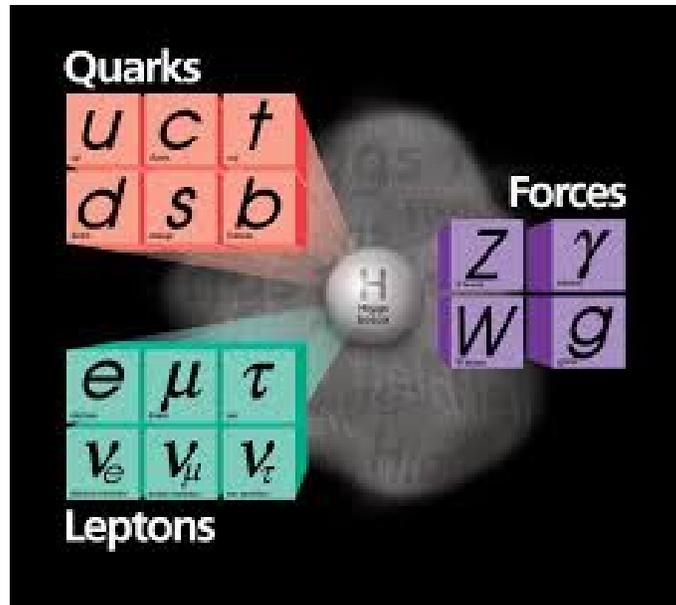


FIGURE 1 – Les particules formant le modèle standard

Ce quark, avec sa masse jouent un rôle spécial dans la théorie des particules. Alors dans ce travail on va traiter un processus de production de paire de quarks top par la diffusion des bosons intermédiaires $VV \rightarrow t\bar{t}$ où V peut être W^\pm ou bien Z.

Ce travail contient essentiellement deux chapitres.

Le premier traite la procédure de construction du modèle standard, en commençant par la symétrie de Jauge locale et sa brisure spontanée qui permet d'introduire le champ de Higgs et ce dernier qui donne des masses aux particules. Puis on construit le lagrangien du modèle standard. Ensuite comme une dernière étape de la construction de la théorie du modèle, on introduit un concept très important qui est la renormalisation du modèle, cette procédure règle les problèmes de divergences Ultra-violette(UV) et Infra-rouge(IR) que l'on trouvera dans les diagrammes de Feynman à l'ordre de la boucle .

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude de processus de diffusions $VV \rightarrow t\bar{t}$ avec (V peut être W^\pm ou bien Z). Ce chapitre est en général une application des résultats du premier. Alors, on commence par crée des diagramme de Feynman pour chaque processus à l'ordre de born puis à l'ordre de la boucle, calculer les amplitudes correspondantes, puis obtenir les sections efficaces différentielles. Enfin on va discuter les résultats obtenus avec une comparaison aux résultats de référence. Le mémoire se termine par une conclusion.

Chapitre I

Modèle standard

I.1 Introduction

Le modèle standard est la théorie de référence qui décrit les constituants élémentaires de la matière (les fermions) et les interactions fondamentales (électromagnétique, nucléaire forte et nucléaire faible). Le cadre mathématique de ce modèle est la théorie quantique des champs qui permet de décrire quantitativement les interactions fondamentales des particules élémentaires en respectant les principes de la relativité restreinte et ceux de la mécanique quantique [15,18].

La construction de modèle standard est basée sur :

- Un nouveau niveau d'éléментарité qui est celui des quarks.
- Un principe unificateur qui est celui de l'invariance de Jauge.
- Un critère de fiabilité qui est la renormalisation.
- Un mécanisme efficace de brisure de symétrie qui est le mécanisme de Higgs[1].

Aujourd'hui le modèle standard regroupe deux grandes théories : la théorie de Glashow-Salam-Weinberg (qui unifie les interactions électromagnétique et faible (électrofaible (EW))) et la théorie chromodynamique quantique (QCD)[7].

La théorie du modèle standard est décrite par une combinaison de groupes de symétries locales :

$$G_{\mu\nu} = SU(3)_c \otimes SU(2)_l \otimes U(1)_y$$

I.2 Symétries

La symétrie est la transformation qui laisse invariante les équations du mouvement (équations d'Euler Lagrange), ce qui veut dire autrement que le lagrangien d'un système est invariant par symétrie. Les symétries sont classées en deux groupes :

- Symétries externes qui sont les symétries de l'espace-temps.

- Symétries internes qui en comptent deux catégories

- Symétrie continues qui sont les symétries de jauge.

- Symétrie discrètes telle que parité, conjugaison de charge etc...

Le modèle standard est basé sur les symétries de jauge qui peuvent être globales ou locales.

I.2.1 Symétrie globale

Une symétrie est dite globale lorsque les lois de transformation qui lui sont associées ne dépendent pas de l'espace-temps. L'importance de cette symétrie est que lorsqu'on l'implique il existe une grandeur conservée d'après le théorème de Noether. La symétrie par translation par exemple conduit à la conservation de l'impulsion du système ou bien l'invariance par rotation conduit à la conservation du moment cinétique du système. Ainsi, cette symétrie et conservations peuvent être utilisées pour déterminer la dynamique d'un système.

I.2.2 Symétrie locale

Nous traitons dans ce paragraphe le concept de la symétrie de jauge locale qui est un élément très important dans la construction du modèle standard. L'idée principale de cette symétrie est d'assurer que le lagrangien qui décrit l'interaction est invariant sous la transformation de jauge.

Symétrie de jauge abélienne le groupe U(1)

Le groupe U(1) est un groupe à un seul paramètre donc un seul générateur Y, qui est l'Hypercharge.

D'abord, rappelons le lagrangien électrodynamique (QED)

$$L = \bar{\psi}(i\gamma_\mu\partial_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu \quad , \quad (\text{I.1})$$

avec

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad . \quad (\text{I.2})$$

Il agit donc d'une théorie d'un champ vectoriel sans masse A_μ avec un champ spinoriel massif ψ , couplés par le dernier terme de (I.1). On fait subir la transformation du Jauge suivante

$$\begin{aligned} A_\mu &\rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x) \quad , \\ \psi &\rightarrow \psi' = e^{i\alpha(x)}\psi \quad , \end{aligned} \quad (\text{I.3})$$

avec $\alpha(x)$ une fonction arbitraire de coordonnées.

La question qui se pose est la suivante : est ce que le lagrangien L dans (I.1), est invariant sous cette transformation ? La réponse est que, le terme de masse $m\bar{\psi}\psi$ est bien sûr invariant car

$$m\bar{\psi}'\psi' = m\bar{\psi}e^{-i\alpha(x)}e^{i\alpha(x)}\psi = m\bar{\psi}\psi \quad , \quad (\text{I.4})$$

$$\begin{aligned} i\bar{\psi}'\gamma^\mu\partial_\mu\psi' &= i\bar{\psi}e^{-i\alpha(x)}\gamma^\mu\partial_\mu(e^{i\alpha(x)}\psi) \\ &= i\bar{\psi}e^{-i\alpha(x)}\gamma^\mu(i\partial_\mu\alpha(x)e^{i\alpha(x)}\psi) + e^{i\alpha(x)}\partial_\mu\psi \\ &= i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - \bar{\psi}\gamma^\mu(\partial_\mu\alpha(x))\psi \end{aligned} \quad (\text{I.5})$$

$$\begin{aligned} F'_{\mu\nu} &= \partial_\mu A'_\nu - \partial_\nu A'_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\partial_\nu\alpha(x) - \frac{1}{e}\partial_\nu\partial_\mu\alpha(x) \\ &= F_{\mu\nu} \end{aligned} \quad (\text{I.6})$$

Alors :

$$\begin{aligned} L' &= \frac{1}{4}F'_{\mu\nu}F'^{\mu\nu} + i\bar{\psi}'\gamma^\mu\partial_\mu\psi' - m\bar{\psi}'\psi' + e\bar{\psi}'\gamma^\mu\psi'A'_\mu \\ &= \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu - \bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\alpha(x) + \bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\alpha(x) \\ &= L \end{aligned} \quad (\text{I.7})$$

On introduit la dérivé covariante ,

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu \quad (\text{I.8})$$

La dérivé covariante \mathcal{D}_μ du spineur se transforme comme le spineur lui même, c'est-à-dire

$$\mathcal{D}'_\mu = e^{i\alpha(x)}\mathcal{D}_\mu\psi \quad (\text{I.9})$$

Et elle vérifie la propriété suivante

$$[\mathcal{D}_\mu, \mathcal{D}_\nu] = -ieF_{\mu\nu} \quad . \quad (\text{I.10})$$

En remplaçant la définition (I.8) dans l'expression (I.1), on trouve

$$L = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + i\bar{\psi}\gamma^\mu\mathcal{D}_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \quad (\text{I.11})$$

Symétrie de Jauge non abélienne :Le groupe SU(2)

C'est un groupe de trois paramètres réels indépendants ce qui vent dire l'existence de trois générateurs.

Soit la densité lagrangienne libre de deux spineurs de même masse

$$L = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \quad . \quad (\text{I.12})$$

On impose la transformation locale $U(x) \in SU(2)_L$ telle que

$$U(x) = e^{i\alpha_j(x)T^j} \quad \text{et} \quad j = 1, 2, 3. \quad (\text{I.13})$$

La transformation infinitésimale s'écrit comme suit

$$U(x) = 1 + i\alpha_j(x)T^j$$

$$\psi' = U(x)\psi \quad (\text{I.14})$$

$$\bar{\psi}' = \bar{\psi}\bar{U}(x)$$

On va voir si le lagrangien est invariant.

Le terme de masse est invariant

$$m\bar{\psi}'\psi' = m\bar{\psi}\psi$$

, et

$$\begin{aligned} i\bar{\psi}'\gamma^\mu\partial_\mu\psi' &= i\bar{\psi}\bar{U}(x)\gamma^\mu\partial_\mu(U(x)\psi) \\ &= i\bar{\psi}\bar{U}(x)\gamma^\mu(\partial_\mu U(x)\psi) + U(x)\partial_\mu\psi \\ &= i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi + i\bar{\psi}\bar{U}(x)\gamma^\mu(\partial_\mu U)\psi \quad . \end{aligned} \quad (\text{I.15})$$

On définit

$$W_\mu = iU(x)\partial_\mu U(x) \quad (\text{I.16})$$

qui vérifie les deux propriétés ci dessus

- 1) $W_\mu^+ = W^\mu$,
- 2) $Tr[W_\mu] = 0$.

Enfin, on a

$$L' = L + \bar{\psi}\gamma^\mu W_\mu\psi \quad (\text{I.17})$$

On voit bien que L n'est pas invariant et pour le rendre, on ajoute un terme au lagrangien on suivant les étapes suivantes

1- On introduit un champ du Jauge W_μ comme (I.16).

2- Puis, on définit la dérivée covariante \mathcal{D}_μ telle que

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - iW_\mu \quad (\text{I.18})$$

3- Après , on choisit une loi de transformation de W_μ qui annule le termes supplémentaire

$$W_\mu \rightarrow UW_\mu U^+ - i(\partial_\mu U(x))U^+(x) \quad (\text{I.19})$$

4-Par analogie avec l'électrodynamique quantique (QED), on définit le tenseur $F_{\mu\nu}$ par

$$-iF_{\mu\nu} = [\mathcal{D}_\mu, \mathcal{D}_\nu] \quad (\text{I.20})$$

La dérivée covariante se transforme comme suit

$$\begin{aligned} \mathcal{D}'_\mu \psi' &= (\partial_\mu - iW'_\mu)U\psi \\ &= [\partial_\mu - i(UW_\mu U^+) - (\partial_\mu U(x)U^+)]U\psi \\ &= U\partial_\mu\psi - UW_\mu \underbrace{U^+U}_1 \psi + \partial_\mu U\psi - (\partial_\mu U) \underbrace{U^+U}_1 \psi \\ &= U(\partial_\mu - iW_\mu)\psi \\ &= U\mathcal{D}_\mu\psi \end{aligned} \quad (\text{I.21})$$

Alors, l'expression (I.15) devient

$$\begin{aligned} i\bar{\psi}'\gamma^\mu\mathcal{D}'_\mu\psi' &= i\bar{\psi}U^+\gamma^\mu U\mathcal{D}_\mu\psi \\ &= i\bar{\psi}\gamma^\mu\mathcal{D}_\mu\psi \end{aligned} \quad (\text{I.22})$$

De cette dernière relation on voit que le lagrangien libre est invariant. Le terme d'interaction entre les fermions et le champ de Jauge est le suivant

$$\mathcal{L}_1 = \bar{\psi}\gamma^\mu\psi W_\mu \quad (\text{I.23})$$

Il reste à construire le lagrangien du champ de Jauge seul. De la définition du tenseur $F_{\mu\nu}$, on tire sa loi de transformation

$$F_{\mu\nu} = i[\mathcal{D}_\mu, \mathcal{D}_\nu] \rightarrow U F_{\mu\nu} U^\dagger \quad (\text{I.24})$$

Par analogie avec le cas abélien on pose

$$\mathcal{L}_A = -\frac{1}{2g^2} \text{Tr}[\mathcal{D}_\mu, \mathcal{D}_\nu] \quad (\text{I.25})$$

On choisit la représentation de W_μ selon la décomposition de trois champs vectoriel W_μ^j telle que

$$W_\mu = g W_\mu^j \frac{\sigma^j}{2} \quad j = 1, 2, 3. \quad (\text{I.26})$$

telles que σ^j sont les trois matrices (2×2) de Pauli

$$\sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Aussi on peut donner la représentation explicite de $F_{\mu\nu}$ en terme du potentiel W_μ :

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu - i[W_\mu, W_\nu] \quad (\text{I.27})$$

De même

$$F_{\mu\nu} = g F_{\mu\nu}^j \frac{\sigma^j}{2} \quad (\text{I.28})$$

Enfin nous avons obtenu une théorie complète $SU(2)$ locale invariant :

$$\begin{aligned} L &= -\frac{1}{2g^2} \text{Tr}[F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}] + i\bar{\psi}\gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi \\ &= i\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi - \frac{1}{4}(\partial_\mu W_\nu^j - \partial_\nu W_\mu^j)(\partial^\mu W^{\nu j} - \partial^\nu W^{\mu j}) + g W_\mu^j \psi \gamma^\mu \frac{\sigma^j}{2} \psi \\ &\quad + g \varepsilon^{ijk} (\partial_\mu W_\nu^j) W^{\mu i} W^{\nu k} - \frac{1}{4} g^2 \varepsilon^{ijk} \varepsilon^{ilm} W_\mu^i W_\nu^k W^{\mu l} W^{\nu m} \end{aligned} \quad (\text{I.29})$$

Le groupe SU(3)

Le groupe SU(3) est un groupe de huit paramètres réels, donc on aura huit générateurs, ils sont exprimés en termes des huit matrices de 3×3 de Gell-man

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}$$

Ces générateurs sont écrits comme suit

$$T^i = \frac{\lambda^i}{2}$$

tels que

$$Tr(T^i T^j) = \frac{1}{2} \delta^{ij} \quad (\text{I.30})$$

et

$$\left[\frac{\lambda^i}{2}, \frac{\lambda^j}{2} \right] = i f^{ijk} \frac{\lambda^k}{2} \quad (\text{I.31})$$

où f^{ijk} sont les constantes de structure.

Toutes les démarches que nous avons suivies pour établir le lagrangien pour la symétrie SU(2), peut être répétée point par point ici.

1- D'abord, on introduit un champ de Jauge $G_\mu \in SU(3)_c$ de manière équivalente, composé de huit champs vectoriels G_μ^i , défini par

$$G_\mu = g_s G_\mu^i \frac{\lambda^i}{2}, \quad i = 1, 2, \dots, 8. \quad (\text{I.32})$$

où g_s est une constante de couplage.

2- Après, on définit la dérivée covariante telle que :

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_\mu &= \partial_\mu - i G_\mu \\ &= \partial_\mu - i g_s G_\mu^i \frac{\lambda^i}{2} \end{aligned} \quad (\text{I.33})$$

3- Puis, on ajoute le terme libre pour les champs de Jauge, pour cela on introduit le

tenseur $G_{\mu\nu} = \partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu - i[G_\mu, G_\nu]$, et on obtient alors :

$$G_{\mu\nu}^i = \underbrace{\partial_\mu G_\nu^i - \partial_\nu G_\mu^i}_{\text{analogue avec (QED)}} + \underbrace{g_s f^{ijk} G_\mu^j G_\nu^k}_{\text{terme non abélien}}$$

4- Enfin, le lagrangien s'écrit comme suit :

$$\begin{aligned} L &= -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^i G^{\mu\nu i} + \sum_{j=1}^8 i\bar{\psi}_j \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \psi_j - m\bar{\psi}_j \psi_j \\ &= \underbrace{-\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^i G^{\mu\nu i}}_{\text{gluons libres}} + \underbrace{i\bar{\psi}_j (\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi_j}_{\text{quarks libres}} - \underbrace{g_s \bar{\psi}_j \gamma^\mu \lambda_i \psi_j G_\mu^i}_{\text{couplage entre gluons et quarks}} \end{aligned} \quad (\text{I.34})$$

I.2.3 Invariance de Jauge du Modèle standard

Le modèle standard de la physique des particules est une théorie basée sur le groupe de Jauge $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Comme le groupe a trois facteurs, la théorie dépend de trois constantes de couplage indépendantes et possède des champs de jauge pour chacun de facteurs. Ces derniers sont couplés aux champs de matière quarks et leptons ainsi qu'aux champs de bosons. Le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est celui qui décrit les interaction électrofaible

le groupe	C^{ste} du couplage	champ de jauge correspondant	interaction
$U(1)_Y$	g^i	A_μ : représente le photon	électrodynamique
$SU(2)_L$	g	B_μ : représente les bosons W^+, W^-, Z^0	faible
$SU(3)_c$	g_s	G_μ : représente les huit gluons	forte

TABLE I.1 – Le groupe, la constante de couplage et les champs correspondante de chaque interaction qui forment le modèle standard.

(modele de Glasgow-Salam-Weinberg). La découverte de la violation de la parité dans les désintégrations β montre que l'interaction faible se comporte différemment vis à vis des projections de chiralité des champs fermioniques [11]. Pour un champ spinoriel $\psi(x)$, les quarks et les leptons gauches $\psi_L = \frac{1-\gamma_5}{2}\psi$ et droits $\psi_R = \frac{1+\gamma_5}{2}\psi$ sont couplés aux champs A_μ et B_μ . L'expérience montre que cette violation de parité est maximale, les courants chargés de l'interaction faible ne se couplent qu' au fermions gauches (antifermions droits). Les champs gauches d'une même famille peuvent alors être regroupés en un doublet. Le système ainsi formé est analogue à celui de spin 1/2, on introduit l'isospin faible de la symétrie $SU(2)_L$, où chaque doublet possède un isospin $T = 1/2$ et chaque champ correspond à une projection de l'isospin $T_3 = \pm 1/2$. Pour rappeler que cette symétrie ne

concerne que les fermions gauches, les champs droits sont de singlets, et possède donc un isospin nulle[7].

Les interactions électromagnétique et faible peuvent être unifiées par l'interaction d'une autre grandeur scalaire conservée (théorème de Noether) dépendant de la charge électrique Q avec une valeur unique pour chaque doublet, c'est l'hypercharge y (générateur de $U(1)_Y$). Elle est donnée par la relation de Gell-man et Nishijima

$$y = 2(Q - T_3) \quad (\text{I.35})$$

Les valeurs de T_3 et Y pour les fermions du modèle standard sont résumées dans ce tableau :

	leptons	T_3	Y
doublets	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_l, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_l, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_l$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	-1
singlets	e_R, μ_R, τ_R	0	-2

	Quarks	T_3	Y
doublets	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_l, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_l, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_l$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	1/3
singlets	$u_R, c_R, t_R,$ d_R, s_R, b_R	0 0	4/3 -2/3

TABLE I.2 – Les valeurs de l'isospin T_3 et l'hypercharge Y pour les fermions du modèle standard.

La chromodynamique quantique (QCD) est la théorie de Jauge décrivant la conservation de la couleur dans l'interaction forte. Chaque quark peut être décrit comme un triplet complexe de $SU(3)_c$. Les gluons sont eux aussi colorés

$$\psi_i(x) = \begin{pmatrix} \psi_i^{rouge} \\ \psi_i^{vert} \\ \psi_i^{bleu} \end{pmatrix}$$

Donc, les lois de transformations des champs par rapport au groupe de jauge G_{MS} ¹

1. $G_{MS} = U(1)_Y \otimes SU(2)_L \otimes SU(3)_c$

sont données par

$$\begin{aligned}
\psi_R^{i,l}(x) &\rightarrow \psi_R^{\prime i,l}(x) = e^{i\alpha_1(x)y} \psi \quad , \\
\psi_R^{i,q}(x) &\rightarrow \psi_R^{\prime i,q}(x) = e^{i\alpha_2^i(x)T_s^i} e^{i\alpha_1(x)y} \psi \quad , \\
\psi_L^{i,l}(x) &\rightarrow \psi_L^{\prime i,l}(x) = e^{i\alpha_2^i(x)T^i} e^{i\alpha_1(x)y} \psi \quad , \\
\psi_L^{i,q}(x) &\rightarrow \psi_L^{\prime i,q}(x) = e^{i\alpha_3^i T_s^i} e^{i\alpha_2^i(x)T^i} e^{i\alpha_1(x)y} \psi \quad , \\
\Phi &\rightarrow \Phi'(x) = e^{\alpha_2^i(x)T^i} e^{i\alpha_1(x)y} \Phi \quad .
\end{aligned} \tag{I.36}$$

Les champs de Jauge se transforment comme suit :

$$\begin{aligned}
U(1)_Y : A_\mu &\rightarrow A_\mu + \frac{1}{g'} \partial_\mu \alpha_1(x) \\
SU(2)_L : U(x)W_\mu U^+(x) &- \frac{i}{g} (\partial_\mu U(x))U^+(x) \\
SU(3)_c : U(x)G_\mu U^+(x) &- \frac{i}{g_s} (\partial_\mu U(x))U^+(x)
\end{aligned} \tag{I.37}$$

Et les intensités de champs $F_{\mu\nu}$, $F_{\mu\nu}^i$, $G_{\mu\nu}^i$ sont données respectivement par

$$\begin{aligned}
F_{\mu\nu} &= \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \\
F_{\mu\nu}^i &= \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\varepsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \\
G_{\mu\nu}^i &= \partial_\mu G_\nu^i - \partial_\nu G_\mu^i + gf^{ijk} G_\mu^j G_\nu^k
\end{aligned} \tag{I.38}$$

De là, on définit la dérivée covariante du Modèle standard par :

$$\mathcal{D}_\mu = \underbrace{\partial_\mu - ig_s G_\mu^i \frac{\lambda^i}{2}}_{SU(3)} - \underbrace{ig W_\mu^i \frac{\sigma^i}{2}}_{SU(2)} - \underbrace{ig' A_\mu^i \frac{Y}{2}}_{U(1)} \tag{I.39}$$

I.3 Brisure spontanée de la symétrie électrofaible

Les bosons de jauge sont par construction de masses nulles ,de plus la conservation de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ n'est possible que si les fermions sont de masses nulles. Alors que l'expérience montre que tous les fermions ainsi que les bosons W^\pm et Z^0 sont massifs.

En 1964, un mécanisme fut proposé séparément par Higgs et par Brout et Englert. Ce mécanisme consiste d'introduire un nouveau champ scalaire dans la théorie dont le lagrangien satisfait la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ mais introduit des termes qui individuellement brisent la symétrie[5,19]. Ceci est réalisable pour un potentiel qui possède plusieurs minima équivalents, le choix d'un minimum qui correspond à la valeur du champs dans le vide brise la symétrie tel que le lagrangien total reste conservé.

I.3.1 Brisure spontanée d'une symétrie globale : Symétrie U(1)

Considérons la théorie ϕ^4 où Φ est un champ scalaire complexe chargé avec :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2) \quad (\text{I.40})$$

où ϕ_1 et ϕ_2 sont réels.

Le lagrangien de cette théorie est le suivant :

$$L = \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - m^2 \phi^* \phi - \lambda(\phi^* \phi)^2. \quad (\text{I.41})$$

Considérons le potentiel

$$U(\phi) = m^2 \phi^* \phi + \lambda(\phi \phi^*)^2. \quad (\text{I.42})$$

L'état fondamental, l'état du vide est l'état où $U(\phi)$ est minimal, ce qui veut dire

$$\left. \frac{\partial U(\phi)}{\partial \phi} \right|_{\phi=\phi_0} = 0. \quad (\text{I.43})$$

Lorsque $m^2 > 0$, $\left. \frac{\partial U(\phi)}{\partial \phi} \right|_{\phi=\phi_0} = 0$ si $(\phi \phi^*) = 0$ le spectre de la théorie est une paire particule et antiparticule. De plus le lagrangien est clairement invariant sous la transformation de phase du champ de type

$$\phi \rightarrow \phi' = e^{i\alpha} \phi \quad (\text{I.44})$$

avec $\alpha \in [0, 2\pi]$

Il est donc invariant sous $U(1)$.

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

$$\nu^2 = \frac{-m^2}{2\lambda} = (\phi \phi^*)_{min} = (\phi \phi^*)_0 \quad (\text{I.45})$$

$$\phi_0(\alpha) = \frac{\nu}{\sqrt{2}}e^{i\alpha} \quad \text{et} \quad \phi_0^*(\alpha) = \frac{\nu}{\sqrt{2}}e^{-i\alpha} \quad (\text{I.46})$$

avec

$$\nu = \sqrt{\frac{-m^2}{\lambda}} \quad (\text{I.47})$$

L'état fondamental est dégénéré, alors une fois on a choisi un état particulier on a brisé spontanément la symétrie comme montre la figure ci-dessus.

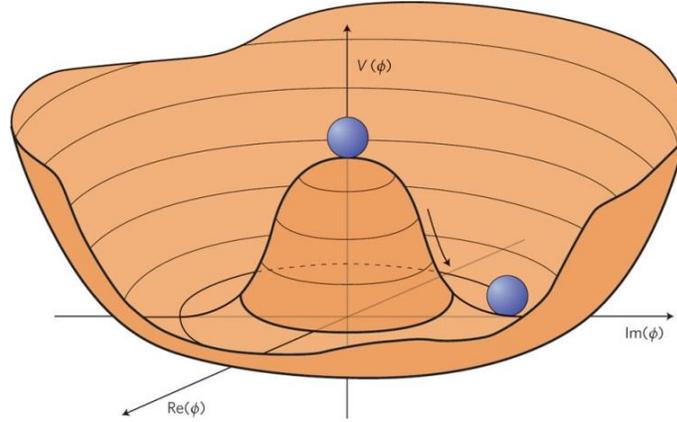


FIGURE I.1 – L'état du vide de Higgs

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

$$\begin{aligned} \phi(x) &= \frac{e^{i\alpha}}{\sqrt{2}}(\nu + h(x) + i\chi(x)) \quad , \\ \phi(x)^* &= \frac{e^{-i\alpha}}{\sqrt{2}}(\nu + h(x) - i\chi(x)). \end{aligned} \quad (\text{I.48})$$

Si on fixe α , alors on a un choix arbitraire d'un des états du vide, le lagrangien est alors

$$\begin{aligned} L &= \frac{1}{2}\partial_\mu(\nu + h) + i\chi\partial^\mu(\nu + h - i\chi) - m^2(\nu + h + i\chi)(\nu + h - i\chi) \quad (\text{I.49}) \\ &\quad - \frac{\lambda}{4}[(\nu + h + i\chi)(\nu + h - i\chi)]^2 \end{aligned}$$

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu h \partial^\mu h) + \frac{1}{2}(\partial_\nu \chi \partial^\nu \chi) - \underbrace{h(m^2\nu + \lambda\nu^3)}_{=0} + h^2 \underbrace{\left(\frac{1}{2}m^2\nu + \frac{3}{2}\lambda\nu^2\right)}_{=-2m^2} \quad (\text{I.50})$$

$$+ \chi^2 \underbrace{\left(\frac{1}{2}m^2 + \frac{\lambda}{2}\nu^2 \right)}_{=0} + \frac{\lambda}{4}(h^2 + \chi^2)^2 + \lambda\nu h(h^2 + \chi^2) + \frac{1}{2}m^2\nu^2 + \frac{1}{2}\nu^4\}$$

En laissant tomber les termes constants, on obtient

$$L = \frac{1}{2}\partial_\mu h \partial^\mu h + \frac{1}{2}\partial_\nu \chi \partial^\nu \chi - V[h, \chi] \quad (\text{I.51})$$

$$V[h, \chi] = \frac{1}{2}(-2m^2)h^2 + \frac{\lambda}{4}(h^2 + \chi^2)^2 + \lambda\nu h(h^2 + \chi^2) \quad (\text{I.52})$$

Les termes linéaires des champs h et χ ont disparu puisqu'on a effectué un développement perturbatif autour du minimum du potentiel, le champ h est un champ scalaire massif de masse $m_h^2 = -2m^2 > 0$, alors que 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'explicitier sa signification physique[23].

Nous avons constaté l'apparition d'un boson de spin 0 et de masse nulle lors de la brisure de cette symétrie, il s'agit ici de la réalisation particulière du théorème de Goldstone.

théorème de Goldstone

1- S'il existe une transformation continue par rapport à laquelle le lagrangien est invariant, alors deux cas sont possibles :

- a) L'état du vide est lui aussi invariant sous cette transformation.
- b) Il existe une particule de spin et de masse nulle.

2- Pour chaque symétrie continue spontanément brisée, il apparait une particule de masse nulle et de spin 0, c'est "boson de Goldstone".

Symétrie SU(2)

On passe maintenant à une brisure de symétrie plus compliquée, celle du groupe SU(2). Soit un champ à deux composantes complexes :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (\text{I.53})$$

Et la densité lagrangienne est la suivant

$$L = \partial_\mu \Phi^\dagger \partial^\mu \Phi - m^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (\text{I.54})$$

Cette dernière est invariante sous les transformation de SU(2)

$$\begin{aligned} \Phi &\rightarrow \Phi' = U\Phi \\ V(\Phi^\dagger \Phi) &= m^2(\Phi^\dagger \Phi) + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2 \end{aligned} \quad (\text{I.55})$$

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

$$\Phi^\dagger \Phi = -\frac{m^2}{2\lambda} = \sum_{i=1}^4 \frac{\phi_i^2}{2} \quad (\text{I.56})$$

$$\Rightarrow \sum_{i=1}^4 \phi_i^2 = \nu^2 = -\frac{m^2}{\lambda} \quad (\text{I.57})$$

On peut écrire l'état du vide arbitraire, solution de (I.52) comme suit

$$\Phi_0 = U \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\nu}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (\text{I.58})$$

a vec $U \in SU(2)$

On effectue un développement perturbatif de la fonction d'onde autour de Φ_0 tel que

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{U}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \chi_1 + i\chi_2 \\ \nu + h + i\chi_3 \end{pmatrix} \quad (\text{I.59})$$

En utilisant la définition de ν , les équations (I.50) et (I.54), on trouve le lagrangien suivant :

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 (\partial_\mu \chi_i)^2 - \frac{1}{2}(-2m^2)^2 h^2 - \frac{\lambda}{4} \left\{ \sum_{i=1}^3 (\chi_i^2 + h^2)^2 + 4\nu h \sum_{i=1}^3 (\chi_i^2 + h^2) \right\} \quad (\text{I.60})$$

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 ça on introduit la symétrie de Jauge locale.

I.3.2 Brisure spontanée d'une symétrie locale

Soit le lagrangien d'un champ scalaire complexe en présence d'un champ vectoriel sans masse

$$L = \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \mathcal{D}_\mu \phi^* \mathcal{D}_\mu \phi - m^2 \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2 \quad (\text{I.61})$$

où

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_\mu &= \partial_\mu - ieA_\mu, \\ \text{et } F_{\mu\nu} &= \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \end{aligned} \quad (\text{I.62})$$

Ce lagrangien est invariant sous ces transformations

$$\begin{aligned}\phi &\rightarrow \phi' = e^{i\alpha}\phi \\ A_\mu &\rightarrow A'_\mu = A_\mu - \frac{i}{e}\partial_\mu\alpha\end{aligned}\quad (\text{I.63})$$

Dans le cas où $m^2 > 0$ on constate une paire 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 nouveau potentiel $V(\phi)$ on a l'état du vide suivant $\nu^2 = \frac{-m^2}{2\lambda\nu}$. Comme le paragraphe précédent, on fait un développement perturbatif autour de ce vide avec le potentiel $V(\phi)$ qui a la même expression que $V[h, \chi]$. La nouveauté ici est le terme cinétique

$$\begin{aligned}\Phi &= \varphi + \nu \\ \mathcal{D}_\mu\phi &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\partial_\mu - ieA_\mu)(\nu + h + i\chi) \\ (\mathcal{D}_\mu\phi)^* &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\partial_\mu + ieA_\mu)(\nu + h - i\chi)\end{aligned}\quad (\text{I.64})$$

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

Après les calculs on trouve

$$\mathcal{D}_\mu\phi(\mathcal{D}^\mu\phi)^* = \frac{1}{2}\partial_\mu h\partial^\mu h + \frac{1}{2}\partial_\mu\chi\partial^\mu\chi + \frac{e^2}{2}A_\mu A^\mu[(\nu + h)^2 + \chi^2] + e(A_\mu\partial^\mu h)\chi - e(\nu + h)A_\mu\partial^\mu\chi \quad (\text{I.65})$$

La densité lagrangienne est alors donnée par

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

Après un développement elle devient

$$\begin{aligned}L &= \frac{1}{2}\partial_\mu h\partial^\mu h + \frac{1}{2}\partial_\mu\chi\partial^\mu\chi - \frac{1}{2}(-2m^2)h^2 + \frac{1}{2}e^2\nu^2 A^\mu(A_\mu - \frac{2}{e\nu}\partial_\mu\chi) + \frac{e^2}{2}A_\mu A^\mu(h^2 + 2\nu h + \chi^2) \\ &\quad + eA_\mu(\partial^\mu h)\chi - e h A_\mu\partial^\mu\chi - \frac{\lambda}{4}(h^2 + \chi^2)^2 + \lambda\nu h(h^2 + \chi^2) + \frac{1}{2}m^2\nu^2 + \frac{\lambda}{4}\nu^4 - \frac{\lambda}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\end{aligned}\quad (\text{I.66})$$

Enfin :

$$L = \underbrace{\frac{1}{2}\partial_\mu h\partial^\mu h - \frac{1}{2}(-2m^2)h^2}_{\text{lagrangien scalaire libre}} + \frac{1}{2}\partial_\mu\chi\partial^\mu\chi + \frac{1}{2}e^2\nu^2 A^\mu(A_\mu - \frac{2}{e\nu}\partial_\mu\chi) - \frac{\lambda}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (\text{I.67})$$

+termes d'interaction d'ordres supérieurs

Le premier terme correspond au lagrangien d'un champ scalaire libre de masse $m_h = -2m^2$, par contre l'interprétation des champs A_μ et χ est délicate. Le terme $A_\mu\partial^\mu\chi$ est un terme de mélange, on remarque que le nombre de degré de liberté n'est pas conservé avant et après la brisure, alors on appliquera le mécanisme de Higgs.

I.4 Mécanisme de Higgs et génération des masses

I.4.1 Mécanisme de Higgs

Le mécanisme de 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 donc au cas de l'interaction électrofaible[24]. On utilise ce mécanisme pour éliminer les particules de Goldstone, diagonaliser le lagrangien (le rendre physique) et bien sûr rétablir la conservation des degrés de liberté. En introduisant un nouveau champ W_μ tel que :

$$W_\mu = A_\mu - \frac{1}{e\nu}\partial_\mu\chi \quad (\text{I.68})$$

Par analogie à l'expression de la transformation de jauge du champ A_μ (c'est-à-dire : $A_\mu \rightarrow A'_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha$), on peut écrire que :

$$F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} = F_{\mu\nu,W}F^{\mu\nu,W} \quad (\text{I.69})$$

$$F_{\mu\nu,W} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu \quad (\text{I.70})$$

De plus

$$\frac{1}{2}e^2\nu^2 W_\mu W^\mu = \frac{1}{2}e^2\nu^2 A_\mu A^\mu + \frac{1}{2}\partial_\mu\chi\partial^\mu\chi - e\nu A_\mu\partial^\mu\chi \quad (\text{I.71})$$

En remplaçant (I.62) et (I.64) dans (I.60), on trouve le lagrangien qui s'écrit sous la forme suivant

$$L = \frac{1}{2}\partial_\mu h \partial^\mu h - \frac{1}{2}(-2m^2)h^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu,W}F_W^{\mu\nu} + \frac{1}{2}e^2\nu^2 W_\mu W^\mu \quad (\text{I.72})$$

Ce lagrangien décrit un champ scalaire massif h de masse $m_h^2 = -2m^2$, c'est "le boson de Higgs" et un champ vectoriel massif W_μ de masse $m_W^2 = e^2\nu^2$.

On a éliminé le boson de Goldstone χ de fait quand on a utilisé la transformation d'un degré de liberté scalaire en un degré de liberté vectoriel. Les bosons de Goldstone sont absorbés par les bosons qui initialement étaient sans masse. Ils acquièrent ainsi la troisième polarisation longitudinale.

I.4.2 Génération des masses

la masse des bosons vecteurs

Les résultats expérimentaux imposent que les médiateurs de l'interaction faible soit massifs alors que ceci n'est possible qu'à travers du mécanisme de Higgs. Soit un champ scalaire complexe

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad \Phi^+ = \begin{pmatrix} \phi^- \\ \phi^{0+} \end{pmatrix} \quad (\text{I.73})$$

et le potentiel scalaire est :

$$V(\phi, \phi^+) = m^2\phi^+\phi - \lambda(\phi^+\phi)^2 \quad (\text{I.74})$$

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

$$\Phi^+\Phi|_{min} = |\Phi|_{min}^2 = \frac{-m^2}{2\lambda} = \frac{\nu^2}{2}, \quad (\text{I.75})$$

avec $\nu^2 = \frac{-m^2}{\lambda} \Rightarrow \nu = \sqrt{\frac{-m^2}{\lambda}}$. Une fois on a choisi un vide, en effectuant un développement perturbatif autour de ce dernier, alors Φ devient

$$\Phi = U \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\nu + h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (\text{I.76})$$

La dérivé covariante est la suivante

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

. Après les simplifications, on obtient

$$\mathcal{D}_\mu \Phi = \begin{pmatrix} -i\frac{g}{2\sqrt{2}}(W_\mu^1 - iW_\mu^2)(\nu + h) \\ -\frac{i}{2\sqrt{2}}(g' B_\mu - gW_\mu^3)(\nu + h) + \frac{1}{\sqrt{2}}\partial_\mu h \end{pmatrix} \quad (\text{I.77})$$

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

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

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \pm iW_\mu^2),$$

$$Z_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}}(gW_\mu^3 - g' B_\mu) = \cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu,$$

$$A_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}}(gW_\mu^3 + g' B_\mu) = \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu \quad (\text{I.78})$$

où θ_W est l'angle de Weinberg donné par

$$\cos \theta_W = g \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \sin \theta_W = g \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (\text{I.79})$$

$\mathcal{D}_\mu \Phi$ devient

$$\mathcal{D}_\mu \Phi = \begin{pmatrix} -i\frac{g}{2}W_\mu^+ \nu \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\partial_\mu h + i\frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2\sqrt{2}}\nu Z_\mu \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -i\frac{g}{2}W_\mu^+ h \\ i\frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{\sqrt{2}}Z_\mu h \end{pmatrix}. \quad (\text{I.80})$$

Le terme cinétique du lagrangien scalaire est donc

$$\mathcal{D}_\mu \Phi^\dagger \mathcal{D}_\mu \Phi = \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 + \frac{g^2 \nu^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} \frac{(g^2 + g'^2) \nu^2}{4} Z_\mu^2 \quad (\text{I.81})$$

+termes d'interactions

$$\mathcal{D}_\mu \Phi^\dagger \mathcal{D}_\mu \Phi = \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 + M_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu^2 + \text{termes d'interactions} \quad (\text{I.82})$$

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

$$M_W^2 = \frac{g^2 \nu^2}{4} \quad , \quad (\text{I.83})$$

$$M_Z^2 = \frac{\nu^2}{4} (g^2 + g'^2) \quad , \quad (\text{I.84})$$

$$M_A^2 = 0. \quad (\text{I.85})$$

Et ainsi :

$$m_h^2 = -2m^2 \quad (\text{I.86})$$

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

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

$$L_Y = \sum_{ij} [f_{ij} \bar{L}_i R_j \phi + hc] \quad (\text{I.87})$$

On suit la même démarche que le paragraphe précédent, en effectuant un développement perturbatif autour de vide $\langle \Phi \rangle$ on trouve

$$\begin{aligned} f_{ij} e_{iL}^- e_{jR} \phi &= f_{ij} e_{iL}^- \Phi_0 = U \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\nu + h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} e_{jR} \\ &= f_{ij} e_{iL}^- e_{jR} \frac{h(x)}{\sqrt{2}} + f_{ij} e_{iL}^- e_{jR} \frac{\nu}{\sqrt{2}} \end{aligned} \quad (\text{I.88})$$

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

$$m_i = \frac{\nu}{\sqrt{2}} \quad \text{avec } i = e, \mu, \sigma \quad (\text{I.89})$$

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

I.5 Le lagrangien de Modèle standard

Le lagrangien du modèle Standard s'écrit sous la forme suivant

$$L_{MS} = L_J + L_S + L_F + L_{YM} \quad (\text{I.90})$$

On va discuter chacune de ses composantes.

I.5.1 Le lagrangien du champ du jauge

La dynamique des champs de Jauge $F_{\mu\nu}$, $W_{\mu\nu}^i$, $G_{\mu\nu}^j$ avec $i=1,2,3$. et $j=1,2,3\dots 8$ est gérée par le lagrangien

$$L_J = -\frac{1}{4} [G_{\mu\nu}^j G^{j\mu\nu} + W_{\mu\nu}^i W^{\mu\nu i} + F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}] \quad , \quad (\text{I.91})$$

avec :

$$\begin{aligned} G_{\mu\nu}^j &= \partial_\mu G_\nu^j - \partial_\nu G_\mu^j + g_s f^{jlm} G_\mu^l G_\nu^m \quad , \\ W_{\mu\nu}^i &= \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g \varepsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \quad , \\ F_{\mu\nu} &= \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad . \end{aligned} \quad (\text{I.92})$$

A partir de ces expression, on peut voir que les vertex à trois et quatre bosons vecteurs médiateurs sont générés par les contribution non-abeliennes.

I.5.2 Le lagrangien scalaire

Ces termes sont ajoutés au lagrangien pour permettre de donner une masse aux médiateurs de l'interaction électrofaible.

ϕ est le camp de Higgs

$$L_S = (\mathcal{D}_\mu \phi)^* (\mathcal{D}_\mu \phi) - m^2 \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2 \quad (\text{I.93})$$

I.5.3 Le lagrangien fermionique

Le terme L_f décrit la partie libre du lagrangien de Dirac

$$L_f = i \sum_1^3 [\bar{\psi}_L^{k,l} \gamma^\mu \mathcal{D}_{L,\mu}^l \psi_L^{k,l} + \bar{\psi}_R^{k,l} \gamma^\mu \mathcal{D}_{R,\mu}^l \psi_R^{k,l} + \bar{\psi}_L^{k,q} \gamma^\mu \mathcal{D}_{L,\mu}^q \psi_L^{k,q} + \bar{\psi}_R^{k,q} \gamma^\mu \mathcal{D}_{R,\mu}^q \psi_R^{k,q}] \quad (\text{I.94})$$

k correspond aux différentes familles de fermions, et

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_{L,\mu}^l &= \partial^\mu - igW_\mu^i T^i - ig' y A_\mu \quad , \\ \mathcal{D}_{R,\mu}^l &= \partial^\mu - ig' y A_\mu \quad , \\ \mathcal{D}_{L,\mu}^q &= \partial^\mu - ig_s G_\mu^j T^j - igW_\mu^i T^i - ig' y A_\mu \quad , \\ \mathcal{D}_{R,\mu}^q &= \partial^\mu - ig_s G_\mu^j T^j - ig' y A_\mu \quad . \end{aligned} \quad (\text{I.95})$$

I.5.4 Le lagrangien de Yukawa

L'interaction des champs spinoriels des fermions avec le champ scalaire de Higgs est décrit par le lagrangien de Yukawa

$$L_Y = \sum_{ij} [f_{ij} \bar{L}_i R_j \phi + hc] \quad (\text{I.96})$$

Pour terminer, nous écrivons le lagrangien total du Modèle standard :

$$\begin{aligned} L_{MS} &= -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^j G^{j\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W^{\mu\nu i} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + (\mathcal{D}_\mu \phi)^* (\mathcal{D}_\mu \phi) - m^2 \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2 \\ &+ i \sum_1^3 [\bar{\psi}_L^{k,l} \gamma^\mu \mathcal{D}_{L,\mu}^l \psi_L^{k,l} + \bar{\psi}_R^{k,l} \gamma^\mu \mathcal{D}_{R,\mu}^l \psi_R^{k,l} + \bar{\psi}_L^{k,q} \gamma^\mu \mathcal{D}_{L,\mu}^q \psi_L^{k,q} + \bar{\psi}_R^{k,q} \gamma^\mu \mathcal{D}_{R,\mu}^q \psi_R^{k,q}] \\ &+ \sum_{ij} [f_{ij} \bar{L}_i R_j \phi + hc] \end{aligned} \quad (\text{I.97})$$

C'est le lagrangien qui décrit de manière précise toutes les interactions comme des particules élémentaires. Nous avons donc au total, six quarks massifs, six leptons, un boson de Higgs massif, huit gluons, un photon sans masse et trois bosons de Jauge massifs, et toutes ces particules ont été observées expérimentalement[19].

I.6 La Renormalisation

Le lagrangien d'un modèle physique comme le modèle standard(MS) au niveau de l'arbre contient des paramètres(comme les masses, les constantes de couplage, le champs) qui ne sont pas déterminés par la théorie. La définition de ces paramètres et leurs relations avec les quantités mesurables sont déterminées par une procédure dite la renormalisation. Ainsi, dans le secteur des hautes énergies, les intégrales à boucle de diagrammes de Feynman peuvent faire intervenir des divergences dans ces observables. Ces dernières sont les divergences Ultra-Violettes(UV),qu'on devra éliminer ordre par ordre en ajoutent un nombre fini de contre termes au lagrangien [23].

Au niveau des boucles, les relations entre les paramètres de lagrangien et les observables sont différentes de celles au niveau de l'arbre.De plus, les calculs des intégrales des boucles sont en général divergents et il est nécessaire de trouver une méthode de régularisation, par exemple la régularisation dimensionnelle ou bien avec une coupure(Cut-off). La conséquence de cela est que la relation entre les paramètres et les observables dépend de la coupure, et les paramètres du lagrangien de départ (paramètres nus) n'ont donc aucune signification physique[27].

Une possibilité pour travailler avec des quantités finies consiste à remplacer les paramètres nus notés par g_0 par les paramètres renormalisés notés g et les deux sont reliés par une constante de renormalisation δg qui contient les divergences.

$$g_0 = Z_g g = g + \delta g \quad (\text{I.98})$$

Pour avoir des propagateurs et des fonctions de vertex finis, il faut aussi renormaliser les champs

$$\phi_0 = Z_\phi \phi = (1 + \frac{1}{2}\delta Z_\phi)\phi \quad (\text{I.99})$$

La décomposition(I.98) est arbitraire puisque seule la partie divergente est déterminée par la structure à boucle de la théorie, la partie finie reste dans $\frac{g}{\phi}$, qui dépend du choix de la procédure de la renormalisation. Si on écrit chaque constante de renormalisation sous forme :

$$Z_i = 1 + \delta Z_i \quad , \quad (\text{I.100})$$

le lagrangien peut s'écrire comme la somme d'une partie renormalisée et d'une partie de contre-terme.

$$L(\phi_0, g_0) = L(\phi, g) + \delta L(\phi, g, \delta Z_0, \delta g_0) \quad . \quad (\text{I.101})$$

Un des résultats les plus importants de la renormalisation consiste à permettre de calculer l'évolution des quantités en fonction de l'échelle d'énergies ou de distance. Il est important de remarquer qu'à l'ordre de la boucle qui est l'ordre auquel on pousse la précision des calculs, les processus auquel on s'intéresse ne font pas intervenir la partie non-abélienne de QCD, et pour les contributions abéliennes, leur renormalisation est similaire à celle de QED[27].

I.6.1 Les schémas de renormalisation

IL existe plusieurs choix de contre termes et chaque choix définit un schéma de renormalisation. Plusieurs schémas ont été construits, en rappelant brièvement quelque uns.

Schéma de structure minimale MS

Ce schéma est le plus simple car il consiste à considérer la régularisation dimensionnelle² et de supposer que les contre-terms absorbent seulement les parties divergentes dans les divergences ultra-violette, ces contre-terms sont des quantités infinies. Ce schéma introduit une dépendance en μ qui est l'échelle de renormalisation[22].

Schéma de structure minimale modifiée $\bar{M}\bar{S}$

Ce schéma est une variante du schéma précédent, il suppose que les contre-terms absorbent tous les termes proportionnel à la quantité C_{UV} ³ on peut alors définir une nouvelle échelle $\mu_{\bar{M}\bar{S}}$ qui est donnée par : $Ln(\mu_{\bar{M}\bar{S}}^2) \rightarrow C_{UV} + Ln(\mu^2)$ [27].

Schéma sur couche de masse (OMS : On Mass Shell)

Il est à noter que les schémas précédents permettent d'obtenir des résultats finis, cependant, le fait de fixer les contre-terms sans aucun lien avec des observables physique, peut

2. régularisation dimensionnelle est une méthode de régularisation, Elle consiste à changer la dimension sur laquelle est faite l'intégration $D = 4 - 2\epsilon$ [30].

3. $C_{UV} = \frac{1}{\epsilon} + \log(4\pi) - \gamma_E$, où γ_E est une constante d'Euler

induire des dépendances de jauge explicites dans les processus calculés. Pour avoir des résultats à la fois finis et indépendant de jauge, il est nécessaire d'imposer des conditions reliées à des paramètres physiques. Ainsi dans ce schéma, les conditions de renormalisation sont fixées à partir des particules sur couche de masse, la masse d'une particule on shell définie comme la partie réelle du propagateur et elle est interprétée comme sa masse physique. La dépendance par rapport à l'échelle de régularisation μ est complètement éliminée[27].

Enfin, l'idée principale de ce schéma est d'imposer l'invariance du sens physique des paramètres du modèle standard lors du passage d'un ordre du calcul à un autre. Pour faire différencier entre un calcul mené à l'arbre et l'autre à l'ordre supérieur lors d'une expérience.

I.6.2 Renormalisation du Modèle standard

La théorie du modèle standard est renormalisable malgré la brisure spontanée de la symétrie électrofaible. La théorie a d'ailleurs été formée par "t Hooft" et "M.Veltman" en 1971, qui leurs a valu le prix de Nobel de physique en 1999 [20].

On présente ici la renormalisation sur couche de masse du modèle standard, pour cela différents contre-termes sont introduits et ce modèle est renormalisé secteur par secteur (fermions, Jauge, Higgs).

Les constantes de renormalisation de ce modèle sont fixées à travers des conditions de renormalisation, dans la procédure sur couche de masse qui correspondent à la prescription du résidu égal à un. Un simple exemple de cette prescription est :

Le propagateur d'un champ vectoriel massif de masse M_ν s'écrit (d'après les règles de Feynman en Jauge de 't Hooft) [22,26]

$$\frac{g_{\mu\nu}}{k^2 - M_{\nu,0}^2} \quad (\text{I.102})$$

En calculent le résidu de ce propagateur sur couche de masse $k^2 = M_{\nu,0}^2$ on trouve que ce résidu égale à un. Maintenant on introduit à ce propagateur la contribution des correction radiatives, l'action de ces dernières fait que le pôle de ce propagateur est déplacé d'une quantité divergente $G_{\nu\nu}^{CR}$, alors

$$\frac{g_{\mu\nu}}{k^2 - M_{\nu,0}^2} \rightarrow \frac{g_{\mu\nu}}{k^2 - M_{\nu,0}^2 + G_{\nu\nu}^{CR}} \quad (\text{I.103})$$

Puisque le carré de la masse nue $M_{\nu,0}^2$, s'écrit en fonction du carré de la masse renormalisée M_ν^2 et de sa constante de renormalisation δM_ν^2 sous la forme :

$$M_{\nu,0}^2 = M_\nu^2 + \delta M_\nu^2 \quad , \quad (\text{I.104})$$

on obtient :

$$\frac{g_{\mu\nu}}{k^2 - M_{\nu,0}^2 + G_{\nu\nu}^{CR}} = \frac{g_{\mu\nu}}{k^2 - M_\nu^2 - \delta M_\nu^2 + G_{\nu\nu}^{CR}} \quad (\text{I.105})$$

Pour conserver dans le lagrangien renormalisé, le même sens physique du paramètre de masse qui existerait dans le lagrangien nu, le propagateur renormalisé doit avoir cette forme

$$\frac{g_{\mu\nu}}{k^2 - M_\nu^2} \quad (\text{I.106})$$

sur couche de masse $k^2 = M_\nu^2$ et doit vérifier toujours la condition du résidu égal à un.

Cette prescription est équivalente à écrire que $\delta M_\nu^2 = G_{\nu\nu}^{CR}$ et comme $G_{\nu\nu}^{CR}$ peut être une quantité complexe alors δM_ν^2 prend la forme $\delta M_\nu^2 = \text{Re}(G_{\nu\nu}^{CR})$.

Renormalisation des fermions

La partie cinétique des fermions s'écrit comme :

$$L_0^f = i\bar{\psi}_f \gamma^\mu \partial_\mu \psi_f - m_f \bar{\psi}_f \psi_f \quad (\text{I.107})$$

Les parties gauches L et droites R des champs fermionique ψ_f sont définies par $\psi_{fL} = P_L \psi_f$, $\psi_{fR} = P_R \psi_f$ où on a utilisé les projecteurs gauche et droite $P_{L,R} = \frac{1 \mp \gamma_5}{2}$.

Ce secteur ne contient qu'un seul paramètre m_f pour chaque génération, on introduit un contre-terme pour la masse de chaque fermions ainsi que des constantes de renormalisation pour les parties gauches et droites de chaque champs fermioniques[26].

$$m_{f0} = m_f + \delta m_f \quad (\text{I.108})$$

$$\begin{aligned} \psi_{fL0} &= Z_{fL}^{1/2} \psi_{fL} = \left(1 + \frac{1}{2} \delta Z_{fL}\right) \psi_{fL} \\ \psi_{fR0} &= Z_{fR}^{1/2} \psi_{fR} = \left(1 + \frac{1}{2} \delta Z_{fR}\right) \psi_{fR} \end{aligned} \quad (\text{I.109})$$

Les relations(I.109) peuvent se réécrire en terme du champ fermionique ψ_f comme

$$\psi_{f0} = \left[1 + \frac{1}{2} (\delta Z_{fL} P_L + \delta Z_{fR} P_R)\right] \psi_f \quad (\text{I.110})$$

En incluant ces transformations dans le lagrangien non-renormalisé(I.107),l'énergie propre(ou bien la fonction à deux points) renormalisée correspondante s'écrit d'après[26] :

$$\Sigma(q^2) = K_1 I + K_5 \gamma_5 + K_\gamma \not{A} + K_{5\gamma} \not{A} \gamma_5 \quad (\text{I.111})$$

On utilise la renormalisation sur couche de masse, par conséquent la masse des fermions m_f est considérée comme étant le pôle du propagateur, alors on a

$$\lim_{q^2 \rightarrow m_f^2} \text{Re} \Sigma(q^2) = 0 \quad (\text{I.112})$$

En plus, on impose que le résidu du ce propagateur vaut 1. On arrive a extraire les contre-termes :

$$\begin{aligned} \delta m_f &= \text{Re}(m_f k_\gamma(m_f^2) + k_1(m_f^2)), \\ \delta Z_{fL}^{1/2} &= \frac{1}{2} \text{Re}(k_{5\gamma}(m_f^2) - k_\gamma(m_f^2) - m_f \frac{d}{dq^2} (m_f \text{Re} k_\gamma(q^2) + \text{Re}(k_1(q^2)))|_{q^2=m_f^2}, \\ \delta Z_{fR}^{1/2} &= -\frac{1}{2} \text{Re}(k_{5\gamma}(m_f^2) + k_\gamma(m_f^2) - m_f \frac{d}{dq^2} (m_f \text{Re} k_\gamma(q^2) + \text{Re}(k_1(q^2)))|_{q^2=m_f^2} \end{aligned} \quad (\text{I.113})$$

Renormalisation du secteur de Jauge

Le secteur de jauge contient deux paramètres de masses pour les bosons W et Z, On introduit pour chacun d'entre eux un contre terme donné par :

$$\begin{aligned} M_{W,0}^2 &= M_W^2 + \delta M_W^2 \\ M_{Z,0}^2 &= M_Z^2 + \delta M_Z^2 \end{aligned} \quad (\text{I.114})$$

De plus on transforme les champs de Jauge comme :

$$W_{\mu,0}^\pm = Z_W^{1/2} W_\mu^\pm = (1 + \frac{1}{2} \delta Z_W) W_\mu^\pm \quad (\text{I.115})$$

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}_0 &= \begin{pmatrix} Z_{ZZ}^{1/2} & Z_{ZA}^{1/2} \\ Z_{AZ}^{1/2} & Z_{AA}^{1/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 + \frac{1}{2} \delta Z_{ZZ} & \frac{1}{2} \delta Z_{ZA} \\ \frac{1}{2} \delta Z_{AZ} & 1 + \frac{1}{2} \delta Z_{AA} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{I.116})$$

Comme le secteur précédent, l'énergie propre est définie par :

$$\Pi_{\mu\nu}(q^2) = (g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2})\Pi_T(q^2) + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\Pi_L(q^2) \quad (\text{I.117})$$

Pour déterminer les différents paramètres du secteur, on impose que les masses des bosons de Jauge soient sur la couche de masse. D'autre part, on fixe les constantes de renormalisation et en posant que le résidu est égale à 1. Enfin on arrive aux relations suivantes :

$$\begin{aligned} \delta M_W^2 &= -\text{Re}\Pi_T^W(M_W^2) \\ \delta M_Z^2 &= -\text{Re}\Pi_T^{ZZ}(M_Z^2) \end{aligned} \quad (\text{I.118})$$

$$\delta Z_W^{1/2} = \frac{1}{2} \frac{d}{dq^2} \text{Re}\Pi_T^W(q^2)|_{q^2=m_W^2}$$

$$\delta Z_{ZZ}^{1/2} = \frac{1}{2} \frac{d}{dq^2} \text{Re}\Pi_T^{ZZ}(q^2)|_{q^2=m_Z^2}$$

$$\delta Z_{AA}^{1/2} = \frac{1}{2} \frac{d}{dq^2} \Pi_T^{AA}(0)$$

$$\delta Z_{ZA}^{1/2} = -\frac{\Pi_T^{ZA}(0)}{M_Z^2}$$

$$\delta Z_{AZ}^{1/2} = \frac{\text{Re}\Pi_T^{ZA}(M_Z^2)}{M_Z^2} \quad (\text{I.119})$$

Renormalisation du secteur de Higgs

On suit la même démarche que les secteurs précédents, on définit le contre-terme pour la masse du champ de Higgs par la relation :

$$M_{h0}^2 = M_h^2 + \delta M_h^2 \quad , \quad (\text{I.120})$$

l'énergie propre de ce secteur s'écrit comme celle de bosons vecteur. On pose que la masse M_h soit le pôle du propagateur et que le résidu est égale à l'unité, alors, on trouve :

$$\begin{aligned} \delta M_h^2 &= \text{Re}\Pi^h(M_h^2) + \frac{3\delta T}{\nu} \\ \delta Z_h^{1/2} &= -\frac{1}{2} \frac{d}{dq^2} \text{Re}\Pi^h(q^2)|_{q^2=M_h^2} \end{aligned} \quad (\text{I.121})$$

avec $\delta T = -T^{boucle}$ avec T est le «Tadpole» est relié à l'état du vide du Higgs ,il est aussi renormalisable.

I.6.3 L'équation de groupe de renormalisation

Au premier lieu, le groupe de renormalisation est un groupe abélien qui vérifie l'ensemble des transformations $Z_g(\mu, \mu')$, telles que ces transformations permettent d'introduire un paramètre de masse arbitraire μ . La constante de couplage par exemple, dépend de cette échelle de renormalisation μ à laquelle la procédure d'extraction des divergences a été :

$$g(\mu) = Z_g^{-1}(\mu)g_0 \quad (\text{I.122})$$

Les quantité $g(\mu)$ et $g(\mu')$ obtenues à partir des deux procédures d'extraction différentes caractérisées par les échelles de renormalisation μ et μ' sont reliées entre elles par :

$$g(\mu') = Z_g(\mu', \mu)g(\mu) \quad \text{avec} \quad Z_g(\mu', \mu) = \frac{Z_g(\mu)}{Z_g(\mu')} \quad (\text{I.123})$$

Maintenant, on passe à l'équation du groupe de renormalisation mais toujours dans l'exemple de la constante de couplage g qui acquiert une dimension de masse, c'est pour ça qu'on a

$$g = Z_g^{-1}g_0 = g_s\mu^{\epsilon_{\mu\nu}} \quad (\text{I.124})$$

avec : $\epsilon_{\mu\nu} = 2 - \frac{n}{2}$ et g_s est la constante de couplage sans dimension de masse, et puisque les paramètres nus du lagrangien sont fixés et ne dépend pas de l'échelle de renormalisation μ , alors on doit avoir :

$$\frac{dg_0}{d\mu} = \frac{dm}{d\mu} = 0 \quad (\text{I.125})$$

On applique cette équation pour toutes autres observables physiques et on trouve les équations suivantes :

$$\beta(g_s, \epsilon) = \mu \frac{dg}{d\mu} \Big|_{g_0, \epsilon, m} \quad ,$$

$$\gamma_m(g_s, \epsilon) = -\frac{\mu}{m_R} \frac{dm}{d\mu} \Big|_{g_0, \epsilon, m}. \quad (\text{I.126})$$

Cette équation laisse la théorie perturbative renormalisée, elle nous donnera des prédictions physiques uniques, c'est à dire indépendantes de l'échelle de renormalisation.

Pour résoudre cette équation, on paramétrise la dépendance entre μ et g_0 à travers un paramètre libre λ que l'on fixe à partir des résultats expérimentaux[27,22]. Alors la solution de cette équation est de la forme :

$$\beta(g_s) = -\frac{g_0^3}{(2\pi)^2} \frac{11N - 2N_F}{3} + O(g_0^5) = -\beta_0 g_0^3 + O(g_0^5) \quad (\text{I.127})$$

où N_F est le nombre de saveurs de quarks, et N est le nombre de patte externe. Sachant que $\beta(0) = 0$ en théorie perturbative.

I.6.4 Divergences Infra-Rouge

Les divergences infra-rouge(IR) interviennent lorsque les bosons virtuels de masse nulle(photon, gluons) sont échangés, dans le cas de QCD. Ces divergences peuvent être régularisées par l'introduction d'une masse artificielle λ .

Si on applique une régularisation dimensionnelle, on s'aperçoit que le carré de l'amplitude virtuelle à l'ordre de la boucle contribue avec un terme en $Ln\lambda$.

Ces divergences infra-rouge sont supprimées lorsque on tient compte de l'émission réelle des photons ou gluons.

I.7 Conclusion

Nous avons introduit dans ce chapitre les points fondamentaux de construction du modèle standard de la physique des particules. Ceci nous a permis de mettre en première place l'importance de l'invariance de Jauge dans la construction théorique de ce modèle, puis on a brisé spontanément la symétrie électrofaible, après on a introduit le mécanisme qui permet de générer les masses pour que les prédictions théorique soit en accord avec les résultats expérimentaux et celui là est le mécanisme de Higgs. Ensuite on a réglé l'un des problèmes du modèle standard qui est la renormalisation des paramètres du lagrangien du modèle.

A ce jour, toutes les particules découvertes dans les accélérateurs de particules tel que le LHC sont décrites par ce modèle. Aucun désaccord n'est observé avec les résultats expérimentaux. En plus la précisions des quantités prédites est très grande en comparaison avec celles mesurées expérimentalement.

Chapitre II

Diffusion de bosons vecteurs :

$$W^+W^- \rightarrow t\bar{t}, Z^0Z^0 \rightarrow t\bar{t}$$

II.1 Introduction

Dans la littérature beaucoup d'attention a été donnée au processus $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$, alors que nous, dans ce chapitre, on s'intéresse aux processus $VV \rightarrow t\bar{t}$ telle que V peut être W^\pm ou Z. Ce choix est fait car le quark top a la masse la plus élevée de toutes les particules du modèle standard, donc il constitue un excellent champ de recherche pour tester le mécanisme de génération de masse. Il permet donc d'étudier l'importance du processus au delà le modèle standard, puisque la production de quark top ne se fait qu'à grande énergie tend vers 7 TeV. Alors ce quark a un rôle très important dans les accélérateurs et dans les différentes théories (Supersymétrie, Extra-dimension...)[25].

Avant, la production de paire de quarks top a été observée seulement dans le cas de l'interaction forte, mais maintenant le modèle standard prévoit également la production de cette paire par l'interaction électrofaible, par conséquent les corrections radiatives doivent être des corrections électrofaible et QCD. D'autre part, le boson W se désintègre soit en un lepton et son anti-lepton, soit en deux quarks, et la deuxième désintégration est le canal qui possèdent la plus grande statistique dans les accélérateurs. Pour prouver que les mesures expérimentales sont concordantes avec les prédictions théoriques, on va étudier dans ce chapitre les correction radiatives QCD et électrofaibles du processus $VV \rightarrow t\bar{t}$.

II.2 Calculs des amplitudes à l'ordre de la boucle et sections efficaces des processus

Pour déterminer les règles de Feynman et constante de renormalisation pour un processus donné : $A(p_1) + B(p_2) \rightarrow C(p_3) + D(p_4)$, on construit d'abord son amplitude de transition à l'ordre de la boucle, puis on déduit l'expression de la section efficace de diffusion et pour faire ça on suit les étapes suivantes

- 1- On définit les particules incidentes et sortantes de ce processus puis on construit tous les diagrammes de Feynman du couplage de modèle standard à l'arbre et à l'ordre de la boucle.
- 2- On utilise les règles de Feynman pour établir l'amplitude pour chaque diagramme.
- 3- On calcule les intégrales qui forment l'amplitude à l'aide des codes développés pour ce genre de calculs d'intégrales, il s'agit en occurrence le programme LoopTools.
- 4- L'amplitude globale \mathcal{M} du ce processus est la somme des amplitudes individuelles de tous les diagrammes.
- 5- On définit la section efficace différentielle par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2s} \frac{|\vec{P}_3|}{|\vec{P}_1|} |\mathcal{M}|^2 \quad (\text{II.1})$$

avec $P_1 = P_W$ et $P_3 = P_t$.

- 6- En intégrant la section efficace différentielle sur toutes les directions de diffusion pour obtenir la section efficace totale et ce genre de calcul est fait à l'aide des code numérique FormCalc.

II.3 Calcul de l'amplitude à l'ordre de Born

Un diagramme de Feynman est une représentation symbolique permettant de faire des calculs en théorie quantique des champs perturbative. Ces représentations, inventées par Feynman dans les années 1940, permettent de visualiser les interactions entre les particules élémentaires[6].

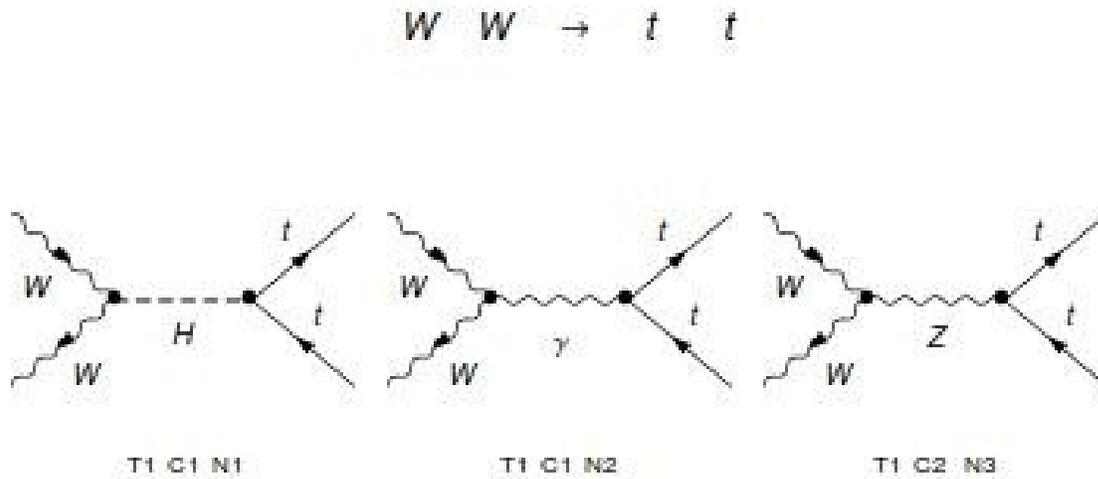


FIGURE II.1 – Les diagrammes à l'ordre de born pour le processus $W^+W^- \rightarrow t\bar{t}$

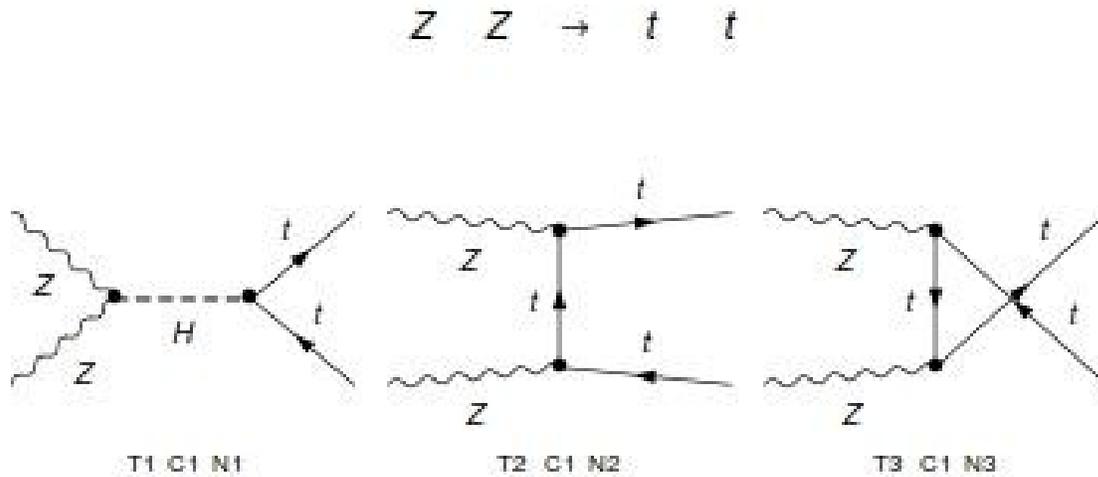


FIGURE II.2 – Les diagrammes à l'ordre de born pour le processus $ZZ \rightarrow t\bar{t}$

Les diagrammes d'ordre le plus bas sont les diagrammes " en arbres", c'est-à-dire qu'ils n'ont pas de boucles, ils représentent alors ce que l'on appelle les diagrammes à l'approximation de Born.

Les diagrammes de Feynman qui contribuent à l'arbre dans le cadre de modèle standard(électrofaible et QCD), pour les processus $W^+W^- \rightarrow \bar{t}t$, et $ZZ \rightarrow \bar{t}t$ sont représentés dans les figures (II.1) et (II.2). Les topologies de la réaction sont obtenues en utilisant FeynArts.

La saveur et la couleur de la paire quark et anti-quark étant fixées, on travaille dans le repère de centre du masse. Les variables de Mandelstam sont définies telles que

$$s = (p_1 - p_2)^2, \quad t = (p_1 - p_3)^2 \quad \text{et} \quad u = (p_1 - p_4)^2. \quad (\text{II.2})$$

$$\text{avec} \quad s + t + u = 2m_W^2 + 2m_t^2 \quad (\text{II.3})$$

La figure(II.1) montre que à l'ordre de born le processus $W^+W^- \rightarrow \bar{t}t$, contient un échange du boson de Higgs(H), un photon(γ) et un boson neutre(Z). Par contre le processus $ZZ \rightarrow \bar{t}t$ contient un échange de Higgs(H) et de quark top(t) seulement comme la figure(II.2) . Cette différence est dû que les bosons W^\pm sont chargé est leurs charge est opposée électriquement, contrairement de boson Z qui est neutre.

Le calcul des amplitudes a un rôle est très important, car elle contient toute la dynamique du processus, en utilisant FeynAmp, pour créer ces amplitudes on obtient des expressions longues on les simplifiés à l'aide FormCalc, finalement en évaluant numériquement les résultats avec LoopTools. On fait varier l'énergie des particules incidentes on trouve que l'amplitude au carré varie aussi avec la variation de cette énergie et les résultats sont représentées dans le graphe dans les figures (II.3) et (II.4).

tous les paramètres utilisés dans ce calcul et même dans le prochaine titre sont les donnés extraire de [26] avec :

$$\frac{1}{\alpha} = 137, \quad m_b = 4.7\text{GeV}, \quad m_t = 173.7\text{GeV} \quad M_Z = 91.1875\text{GeV}, \\ M_W = 80.45\text{GeV}, \quad M_H = 125\text{Gev}, \quad \alpha_s = 0.08776.$$

D'après les figures (II.3) et (II.4), à base énergie l'amplitude est maximum puis elle diminué à haute énergie pour que atteint leur minimum à 14 Tev, le masse des bosons vecteurs ainsi la masse de Higgs ont aussi un influence à ces résultats alors on remarque que l'amplitude de diffusion des W^+W^- est plus grande de celle de diffusion de boson Z.

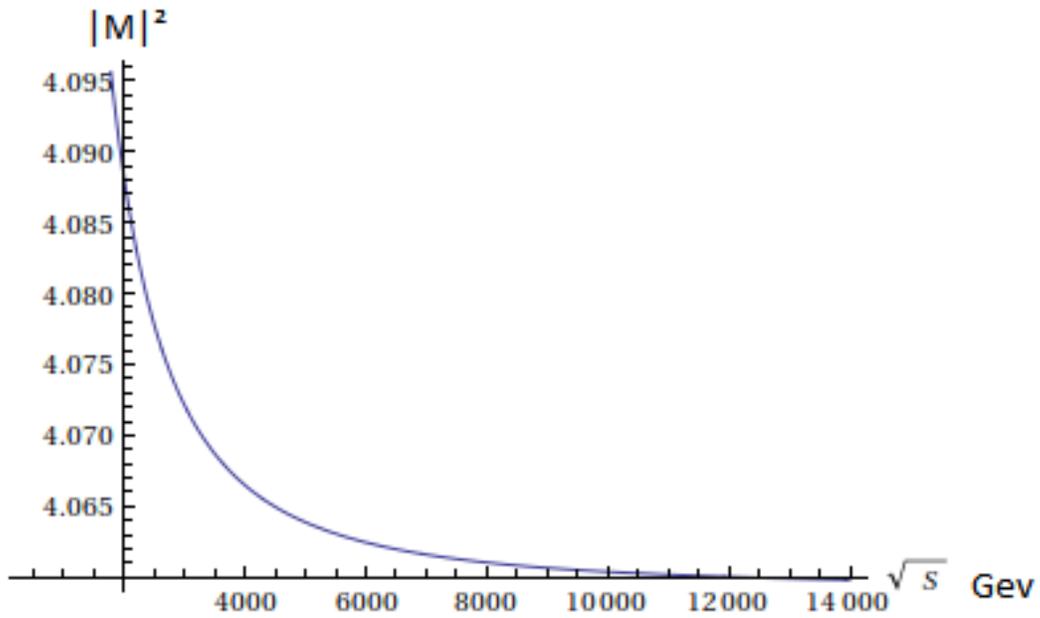


FIGURE II.3 – L'amplitude au carré à l'ordre de born pour le processus $W^+W^- \rightarrow t\bar{t}$ en fonction de l'énergie

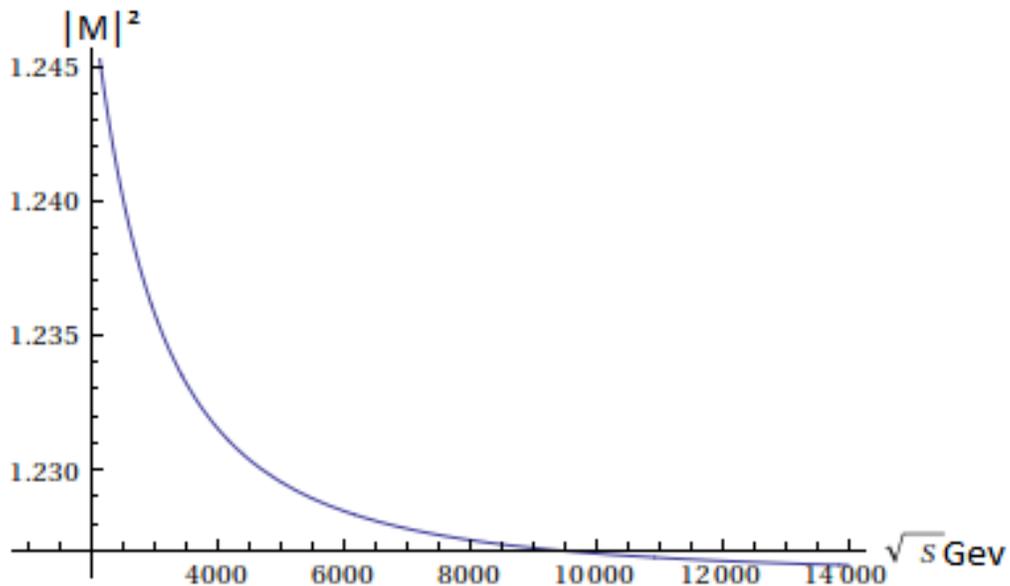


FIGURE II.4 – L'amplitude au carré à l'ordre de born pour le processus $ZZ \rightarrow t\bar{t}$ en fonction de l'énergie

II.4 Calcul de l'amplitude à l'ordre de la boucle

Les diagrammes de Feynman à une boucle sont une représentation des fluctuations du vide, qui conduisent à une création et une annihilation de paires de particules virtuelles à partir de particules incidentes. Ce type de diagrammes intervient lors d'un calcul d'une grandeur physique à l'ordre plus grand que celui de l'arbre. L'intégrale au niveau de la boucle diverge ce que on l'appelle la divergence Ultra-Violette et la solution de ce problème est la renormalisation qu'on a défini dans le chapitre précédent.

Considérons maintenant les diagrammes de Feynman pour les processus $W^+W^- \rightarrow \bar{t}t$ et $ZZ \rightarrow \bar{t}t$ à l'ordre de la boucle. Une partie de ces diagrammes est représentée dans les figures (II.5) et (II.6), la liste de tous les diagrammes contribuant à cet ordre sont représentée dans l'Appendice.

Le nombre de diagramme de Feynman dans le cadre de modèle standard, à cet ordre est suffisamment grand c'est que nous poussons à exclure les topologies internes et certaines particules (comme : bottom, gluons, photon) mais toujours le calcul de l'amplitude reste difficile et compliqué à cause de nombre de matrice d'hilicité qui tend vers 256 pour le processus $ZZ \rightarrow \bar{t}t$.

On remarque de la figure(II.7) que l'amplitude au carré à l'ordre de la boucle se comporte comme à l'ordre de born sauf que la figure(II.8) montre que l'amplitude à l'ordre de la boucle est supérieur à celle de born.

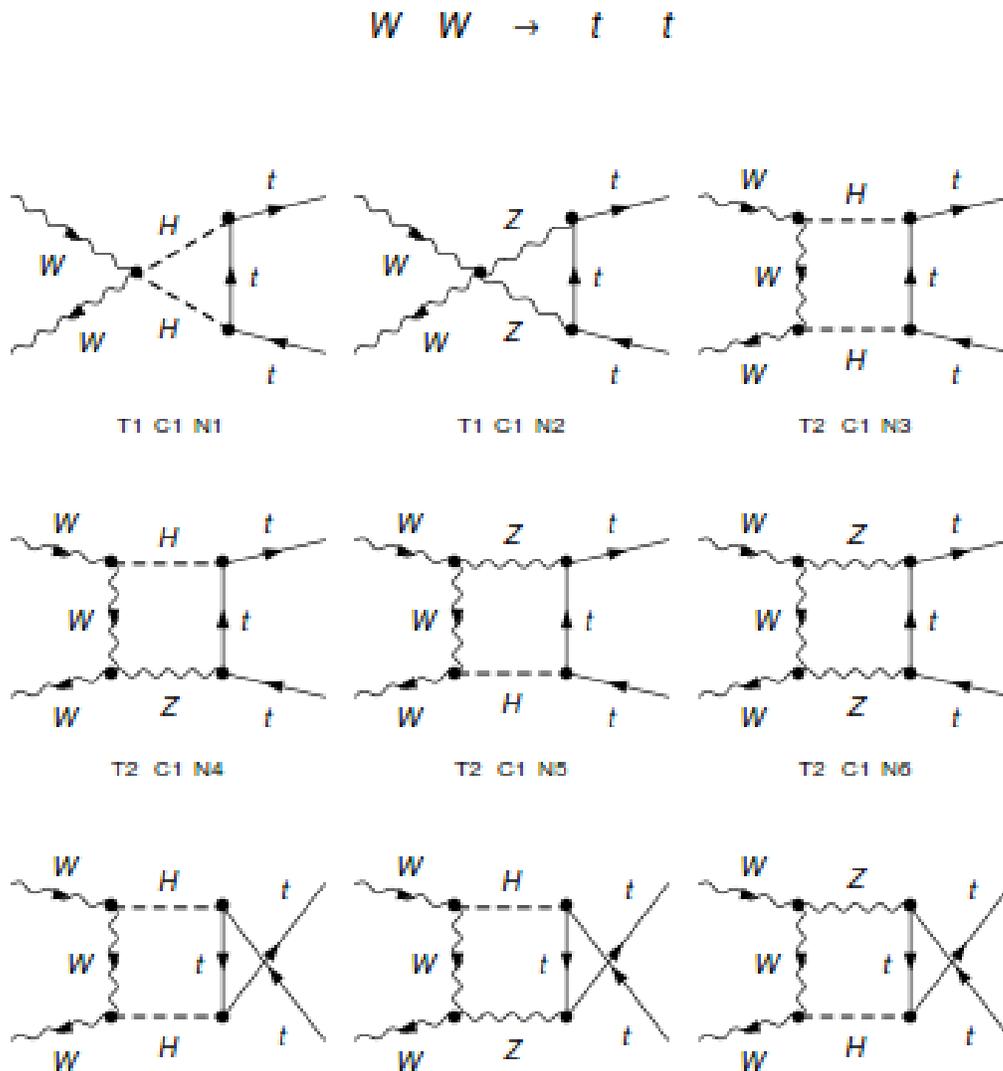


FIGURE II.5 – Les diagrammes à l'ordre de la boucle pour le processus $W^+W^- \rightarrow t\bar{t}$

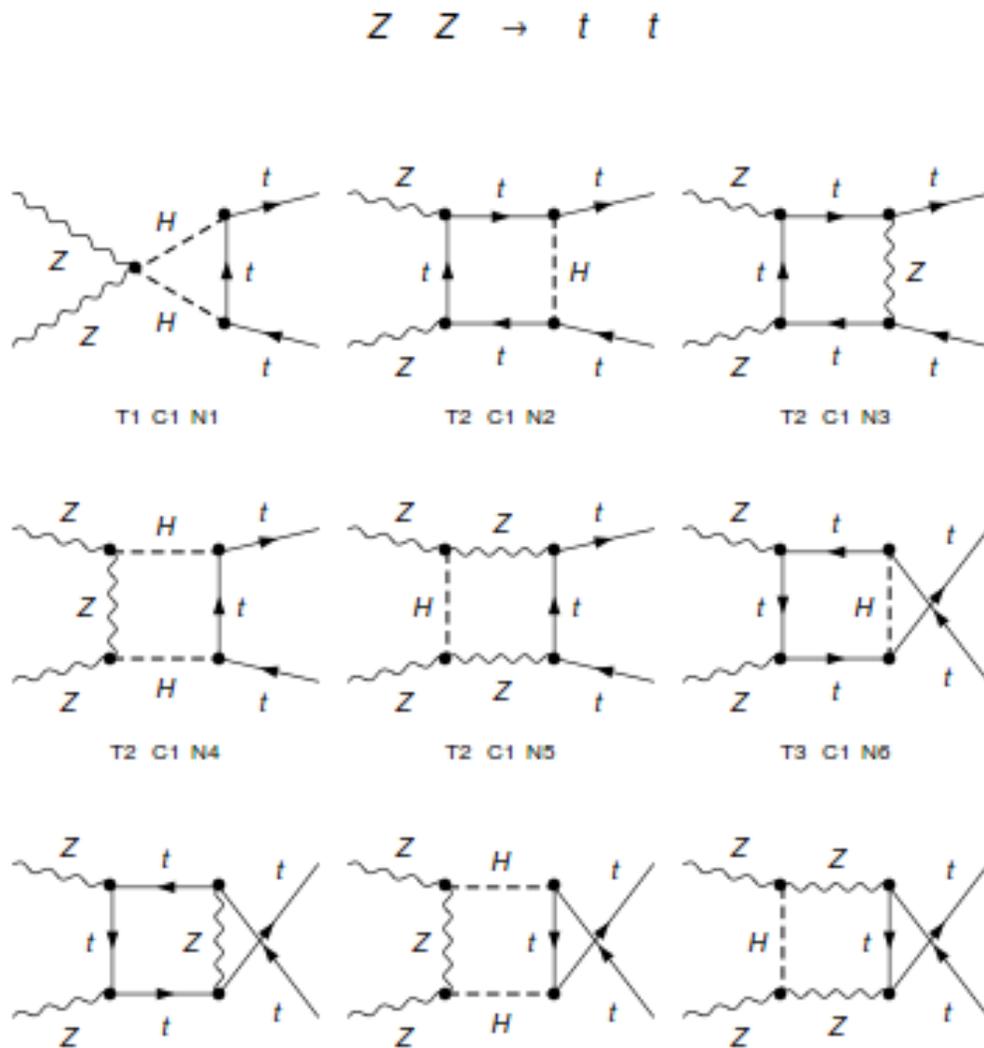


FIGURE II.6 – Les diagrammes à l'ordre de la boucle pour le processus $ZZ \rightarrow t\bar{t}$

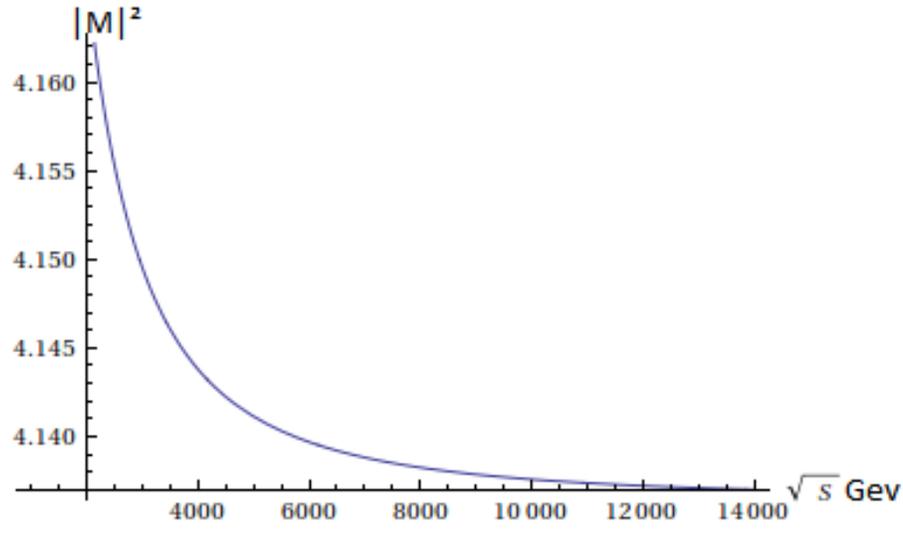


FIGURE II.7 – L'amplitude au carré à l'ordre de la boucle pour le processus $W^+W^- \rightarrow t\bar{t}$ en fonction de l'énergie

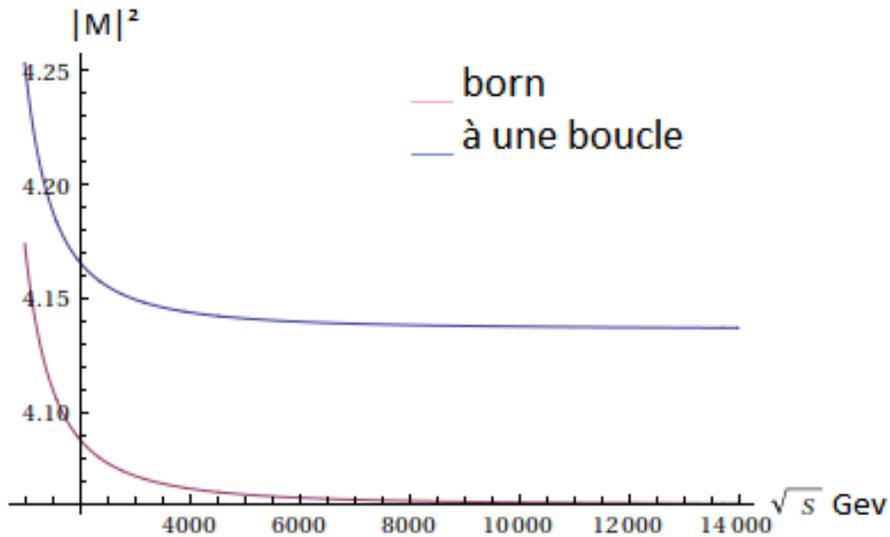


FIGURE II.8 – L'amplitude au carré au born et à une boucle pour le processus $W^+W^- \rightarrow t\bar{t}$ en fonction de l'énergie

II.5 Section efficace

Le calcul de la section efficace a une grande importance dans l'étude d'un processus car elle est le lien entre l'expérience et la théorie. ce genre de calcul se fait à l'aide de code

numérique "LoopTools" en utilisant les règles de Feynman.

La section efficace a la dimension de la surface, son unité de mesure est le "barn" ($1bn = 10^{-28} \text{ m}^2$), et les sections efficaces que on trouve dans le cadre du modèle standard sont de l'ordre du nanobarn ($1nb = 10^{-9}bn$), et du picobarn ($1pb = 10^{-12}b = 10^{-40} \text{ m}^2$).

la section efficace totale d'un processus est obtenue en intégrant la section efficace différentielle sur l'espace de phase :

$$\sigma = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (\text{II.4})$$

La section efficace différentielle est proportionnelle à l'amplitude au carré. Alors notre objectif dans ce paragraphe est de calculer la section efficace différentielle à l'ordre de born et à une boucle pour le processus $W^+W^- \rightarrow t\bar{t}$ à l'énergie du LHC, c'est à dire $\sqrt{s} = 7$ Tev et avec un Higgs de masse de 125.09 Gev.

Comme on a déjà mentionnés la relation entre la section efficace différentielle et l'amplitude au carré dans l'équation (II.1), on va écrire la section efficace différentielle en fonction de $\cos\theta$ pour la calculer et ensuite on représente les résultats sur un graphe.

Nous travaillons dans le repère du centre de masse, alors

$$\vec{P}_{W^+} + \vec{P}_{W^-} = \vec{0} \quad \Rightarrow \quad |\vec{P}_{W^+}| = |\vec{P}_{W^-}| \quad (\text{II.5})$$

. et aussi $m_{W^+} = m_{W^-}$. On a

$$P_i^2 = m_i^2 \quad \Rightarrow \quad -|\vec{P}_W|^2 + E_W^2 = m_W^2 \quad \Rightarrow \quad |\vec{P}_W|^2 = E_W^2 - m_W^2 \quad (\text{II.6})$$

$$|\vec{P}_t|^2 = E_t^2 - m_t^2$$

toujours dans le centre de masse :

$$E_W = \frac{s + m_{W^+} + m_{W^-}}{2\sqrt{s}} = \frac{s}{2\sqrt{s}} = \frac{1}{2}\sqrt{s} \quad \Rightarrow \quad E_W^2 = \frac{s}{4} \quad (\text{II.7})$$

on remplaçant (II.7) dans (II.6) :

$$|\vec{P}_W|^2 = m_W^2 - \frac{s}{4} \quad \Rightarrow \quad |\vec{P}_W| = \frac{1}{2}\sqrt{4m_W^2 - s}$$

$$|\vec{P}_t| = \frac{1}{2}\sqrt{4m_t^2 - s} \quad (\text{II.8})$$

L'élément infinitésimal de l'angle solide peut s'écrire en fonction $\cos\theta$ sous la forme suivante

$$d\Omega = 2\pi(1 - \cos^2\theta)d\cos\theta \quad (\text{II.9})$$

on remplace les expressions de (II.8) et (II.9) dans (II.1) et on obtient l'expression finale de la section efficace différentielle :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{1}{32\pi s} \sqrt{\frac{m_t^2 - s}{m_W^2 - s}} (1 - \cos^2\theta) |M|^2 \quad (\text{II.10})$$

II.5.1 Section efficace différentielle à l'ordre de Born

Les résultats des calculs effectués sur Mathematica sont représentés sous forme de graphes.

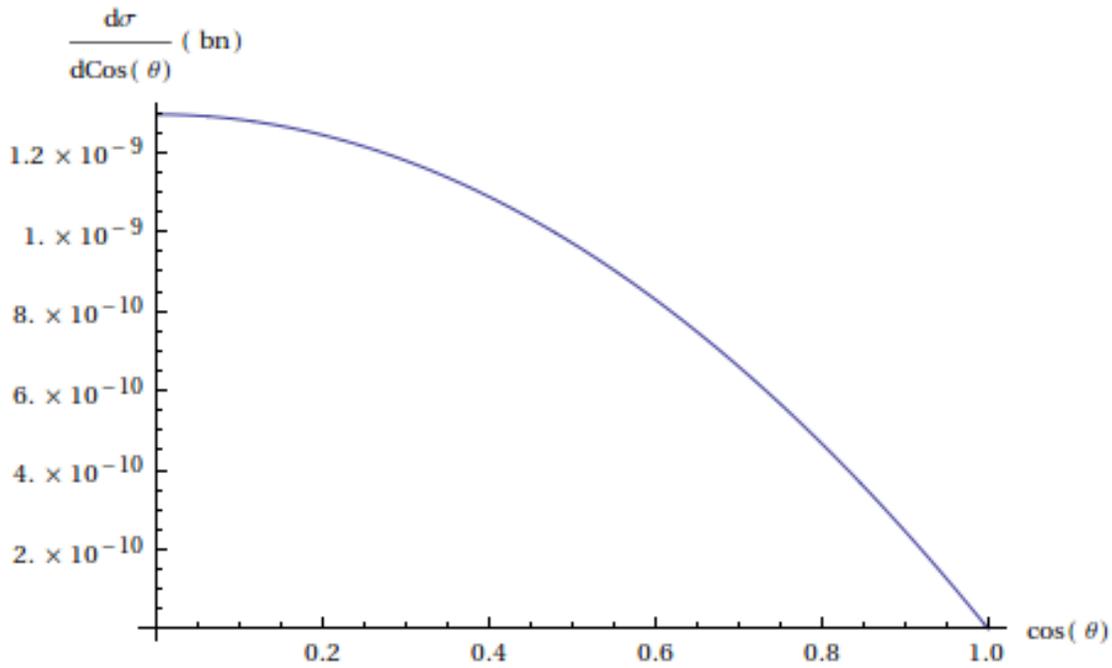


FIGURE II.9 – La section efficace différentielle pour le processus $W^+W^- \rightarrow \bar{t}t$ à l'ordre de Born en fonction de $\cos\theta$ à $\sqrt{s} = 14$ Tev, $M_H = 125$ Gev

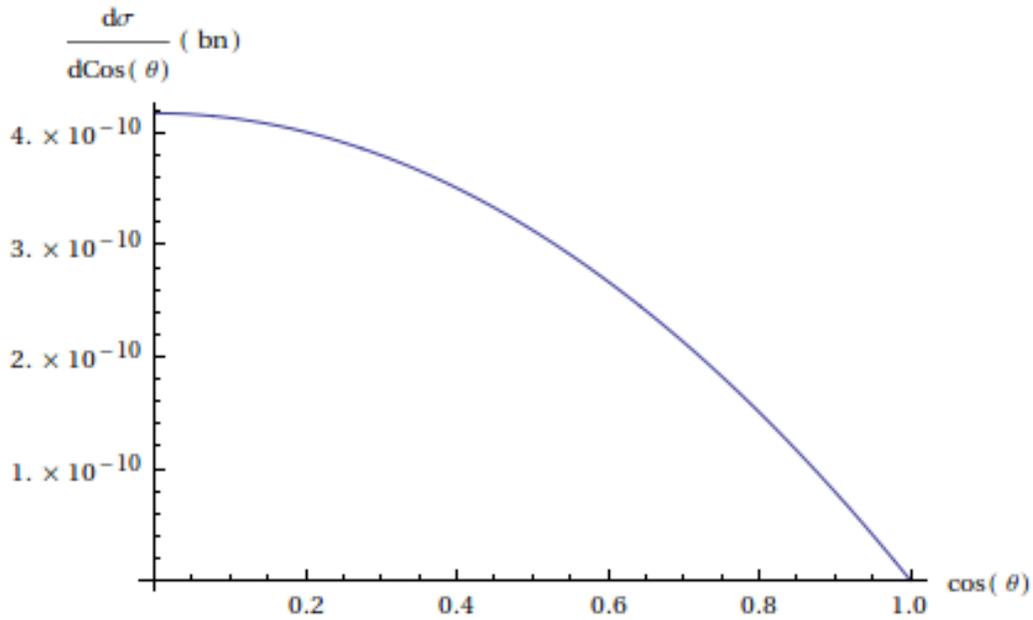


FIGURE II.10 – La section efficace différentielle pour le processus $ZZ \rightarrow t\bar{t}$ à l'ordre de Born en fonction de $\cos\theta$ à $\sqrt{s} = 14$ Tev, $M_H = 125$ Gev

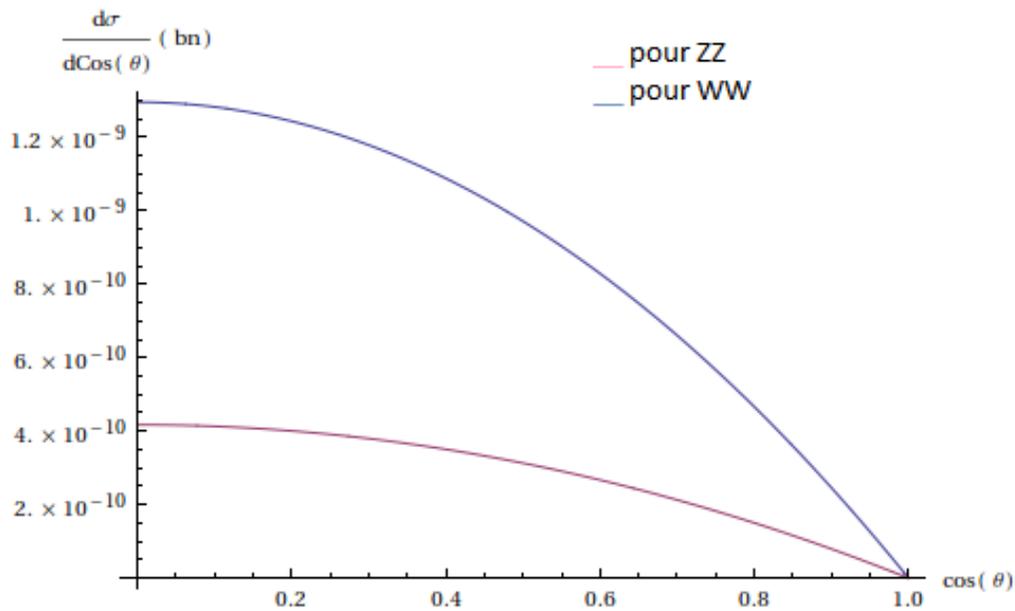


FIGURE II.11 – La section efficace différentielle pour les processus $W^+W^- \rightarrow t\bar{t}$ et $ZZ \rightarrow t\bar{t}$ à l'ordre de Born en fonction de $\cos\theta$ à $\sqrt{s} = 14$ Tev, $M_H = 125$ Gev

d'après les figures (II.9) et (II.10) on peut dire que la section efficace différentielle

tient sa valeur maximal lorsque $\cos\theta$ tend vers 0 pour les deux processus La figure (II.11) représente les sections efficaces différentielles de diffusion de deux bosons vecteurs en paire de quarks top, pour $M_{\text{Higgs}} = 125.09 \text{ GeV}$, et on remarque que la section efficace différentielle du processus $ZZ \rightarrow t\bar{t}$ est moins importante que celle des processus $W^+W^- \rightarrow t\bar{t}$ à cause de la structure chirale du couplage du W aux fermions.

II.5.2 Section efficace différentielle à l'ordre de la boucle

A cet ordre la section efficace différentielle vient sous forme de correction pour la section efficace de born. Elle est exprimée dans le cas du modèle standard. Les résultats obtenus après avoir calculé les intégrale de boucles et appliqué les procédures de renormalisation sont représentés sur le graphe ci dessous.

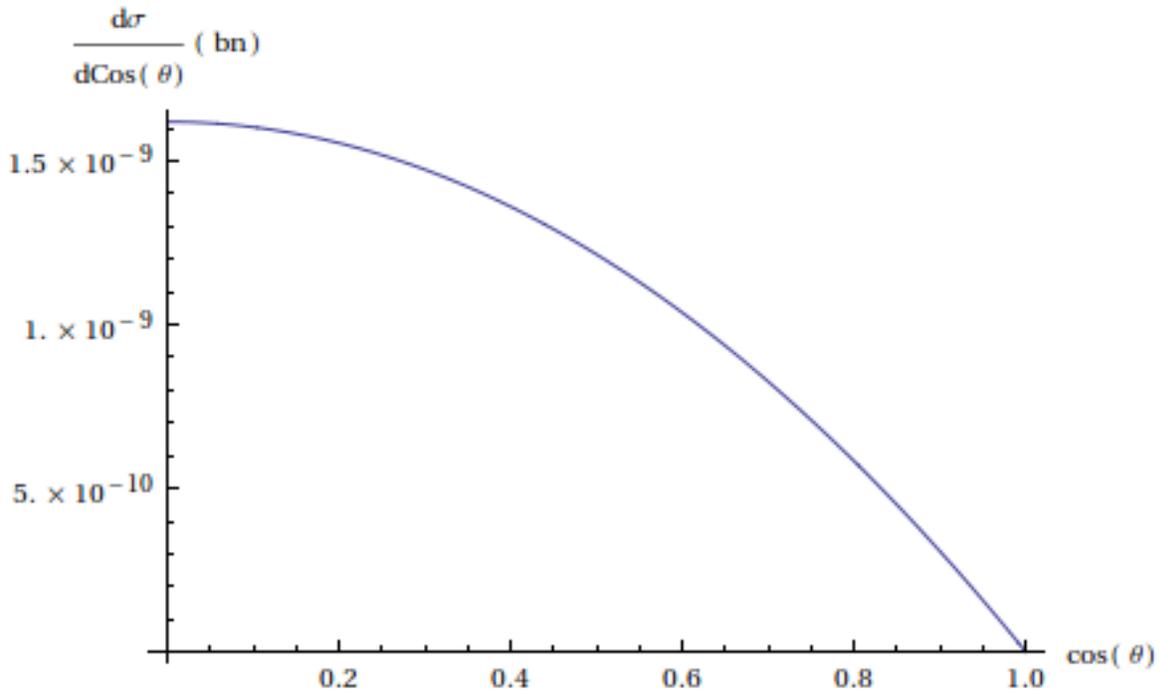


FIGURE II.12 – La section efficace différentielle pour le processus $W^+W^- \rightarrow t\bar{t}$ à l'ordre de la boucle en fonction de $\cos\theta$ à $\sqrt{s} = 14 \text{ Tev}$, $M_H = 125 \text{ Gev}$.

Le fait que le processus $W^+W^- \rightarrow t\bar{t}$ est décrit dans le cadre du modèle standard(QED et QCD) alors les corrections radiatives associées à l'ordre supérieur de celui de l'arbre soient des correction aussi des corrections électrofaible et QCD, ces corrections modifient la section efficace différentielle alors elles agit aussi sur la section efficace totale de système.

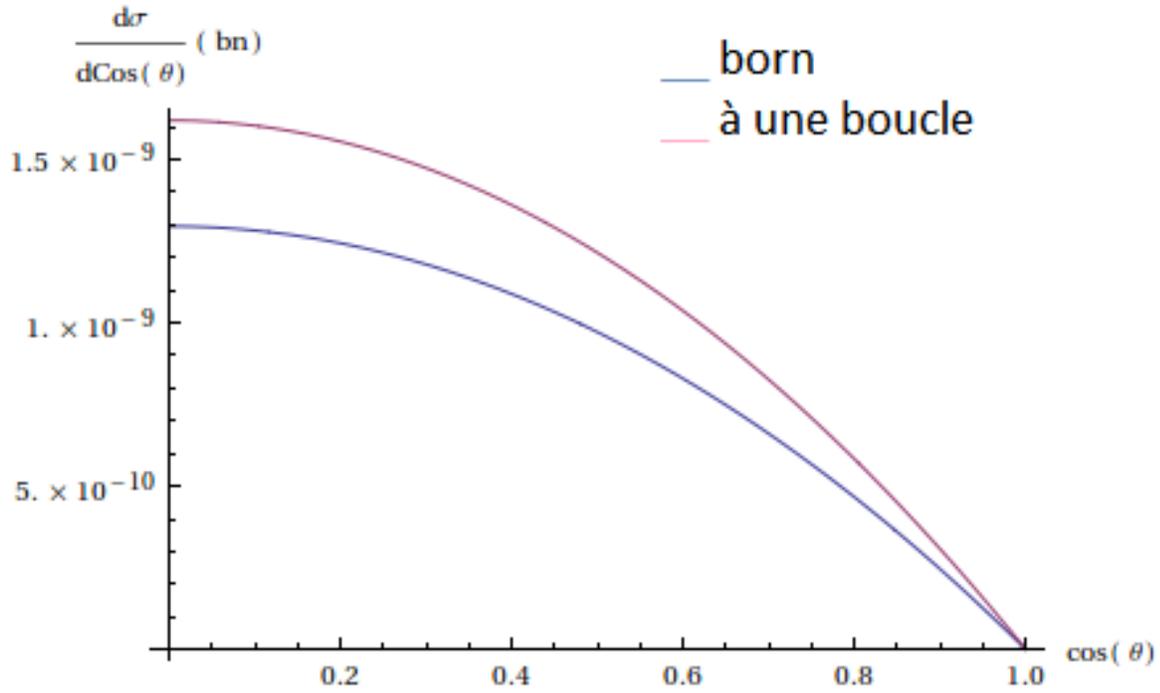


FIGURE II.13 – Les sections efficaces différentielles pour le processus $W^+W^- \rightarrow t\bar{t}$ à l’ordre de Born et à une boucle en fonction de $\cos\theta$ à $\sqrt{s} = 14$ Tev, $M_H = 125$ Gev.

La figure (II.13) montre l’effet des corrections radiatives sur la section efficace différentielle pour une énergie de $\sqrt{s} = 14$ Tev dans le centre de masse du système VV et $M_H=125.09$ Gev.

Notons que les corrections électrofaible du processus sont relativement liées à la caractéristique des bosons vecteurs et à la masse de Higgs. On mesure ces correction par un facteur qui est le rapport entre la section efficace différentielle à l’ordre de la boucle et la section efficace différentielle à l’ordre de born [26].

$$K = \frac{d\sigma^{boucle}/d\cos\theta}{d\sigma^{born}/d\cos\theta} \quad (\text{II.11})$$

La figure (II.14) présente les résultats de ce facteur.

Conclusion

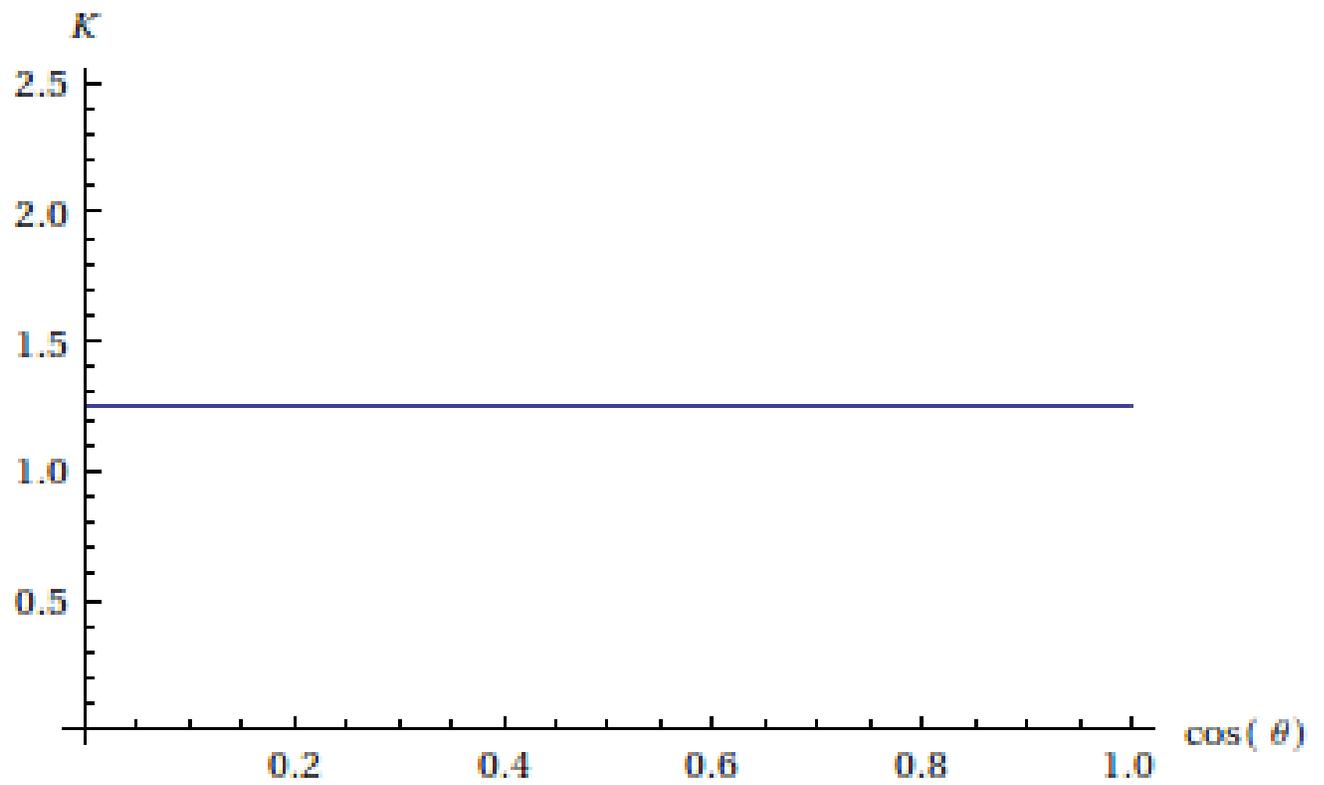


FIGURE II.14 – Correction relative K dans le cadre du modèle standard(QED et QCD) pour le processus $W^+W^- \rightarrow t\bar{t}$ à $\sqrt{s} = 14$ Tev, $M_H = 125$ Gev.

Conclusion et Perspectives

A travers ce mémoire, on a présenté les étapes de la construction du modèle standard électrofaible et QCD de la physique des particules, on a commencé par le concept de la brisure de la symétrie électrofaible puis on a introduit le mécanisme de Higgs pour générer les masses et ça nous a amené à déterminer le lagrangien de ce modèle. On a traité d'une manière rapide la renormalisation du modèle standard

Dans le but d'aborder les calculs à un ordre supérieur de celui de l'arbre on s'est proposé d'étudier les processus $VV \rightarrow t\bar{t}$ tels que $V = W^\pm, Z$ car il a une grande importance surtout après la découverte du boson de Higgs. Pour faire ces calculs on a utilisé des codes de calculs sur le Mathematica, comme "FeynArts" pour créer les diagrammes de Feynman à l'ordre de born et à l'ordre d'une boucle, et "FeynAmp" qui crée des amplitudes et "FormCalc" qui les simplifie et enfin "LoopTools" qui les calcule. Grâce à ces outils on a obtenu des résultats acceptables.

On a alors déterminé les sections efficaces différentielles de production de paire de quark top à partir de la diffusion des bosons vecteurs à l'ordre de born et à une boucle avec une énergie du centre de masse égale à $\sqrt{s} = 14$ TeV, et un Higgs de masse 125 GeV. Les résultats obtenus sont en générale, en bon accord avec ceux publiés par d'autres équipes.

Pour le processus $ZZ \rightarrow t\bar{t}$, on a calculé que les amplitudes à l'ordre de born. quand on a voulu passer à une boucle, l'outil de calcul est notamment la mémoire nous a fait défaut. On a utilisé un PC, ce qui n'est pas suffisant pour aborder des calculs de ce type.

Ce travail a plusieurs perspectives à développer en situant quelques-unes :

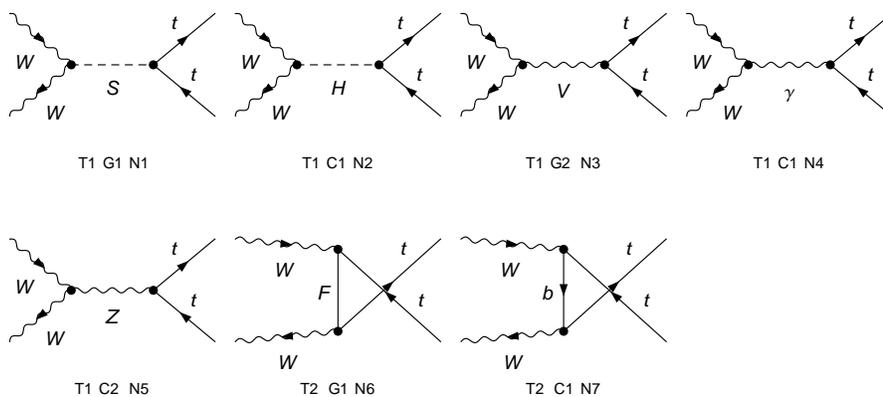
Dans notre étude on a fait des calculs à l'ordre de born et à l'ordre de la boucle pour le processus $2 \rightarrow 2$, mais aussi il est intéressant de les recalculer dans le cas de processus $2 \rightarrow 3$. Aussi il est important d'explorer de manière approfondie les calculs du processus $ZZ \rightarrow t\bar{t}$. Ainsi que, il est important de calculer les grandeurs précédentes de ces processus en prenant en considération les topologies de self-energies et de vertex.

Appendice : La liste des diagrammes de Feynman

A : La liste des diagrammes de Feynman à l'ordre 0

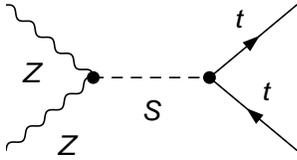
Pour le processus $W^+W^- \rightarrow t\bar{t}$

$$W^+ W^- \rightarrow t \bar{t}$$

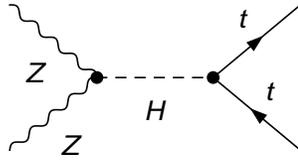


Pour le processus $ZZ \rightarrow t\bar{t}$

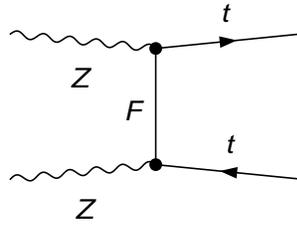
$$Z Z \rightarrow t t$$



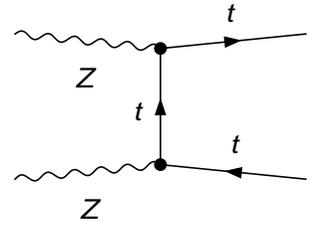
T1 G1 N1



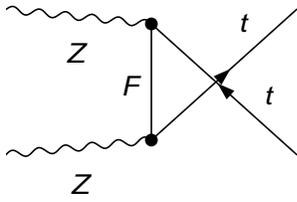
T1 C1 N2



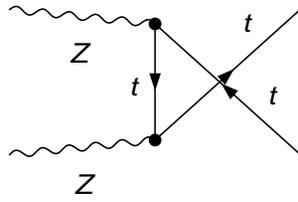
T2 G1 N3



T2 C1 N4



T3 G1 N5

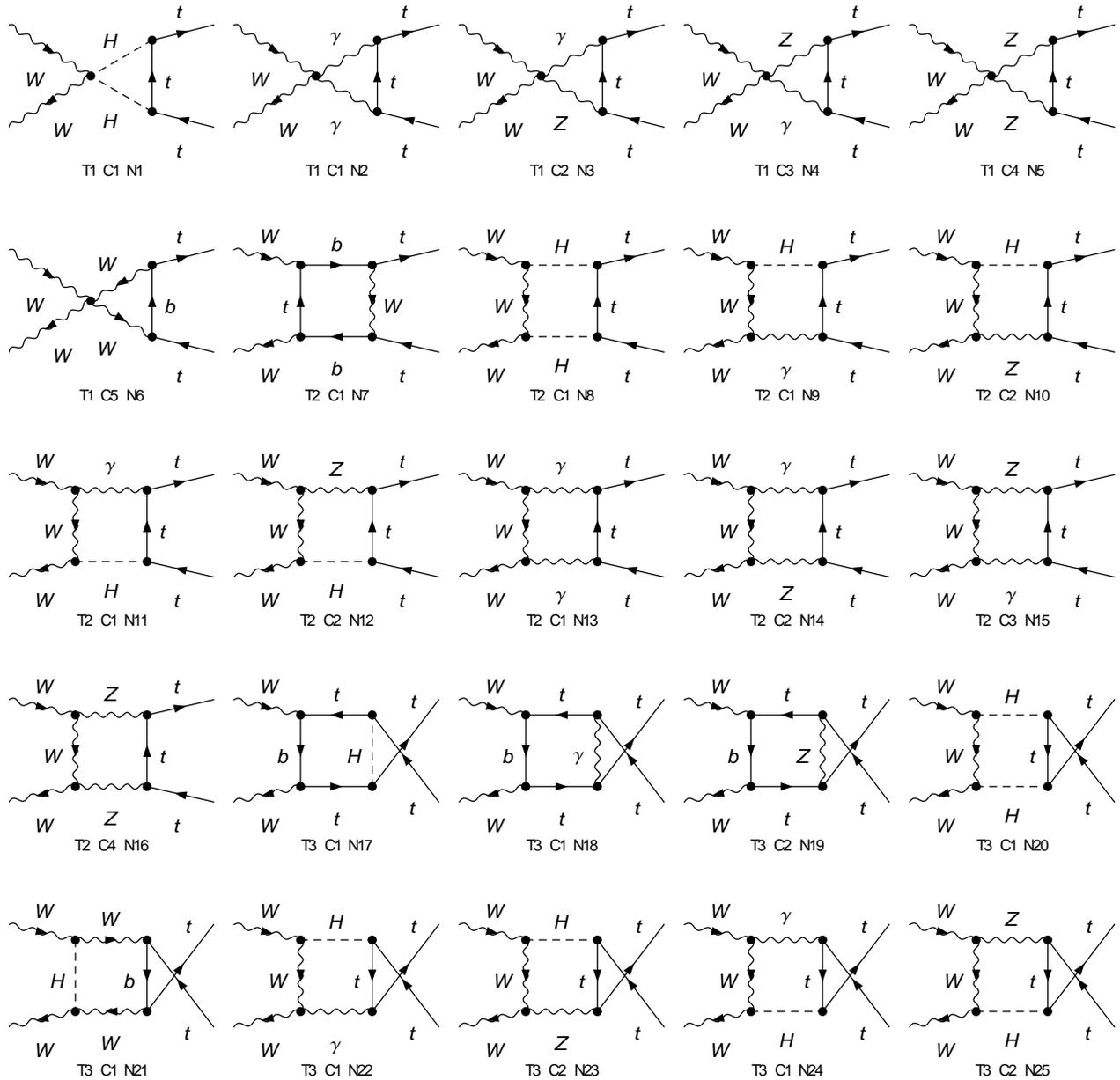


T3 C1 N6

B :Les diagrammes de Feynman à l'ordre de la boucle

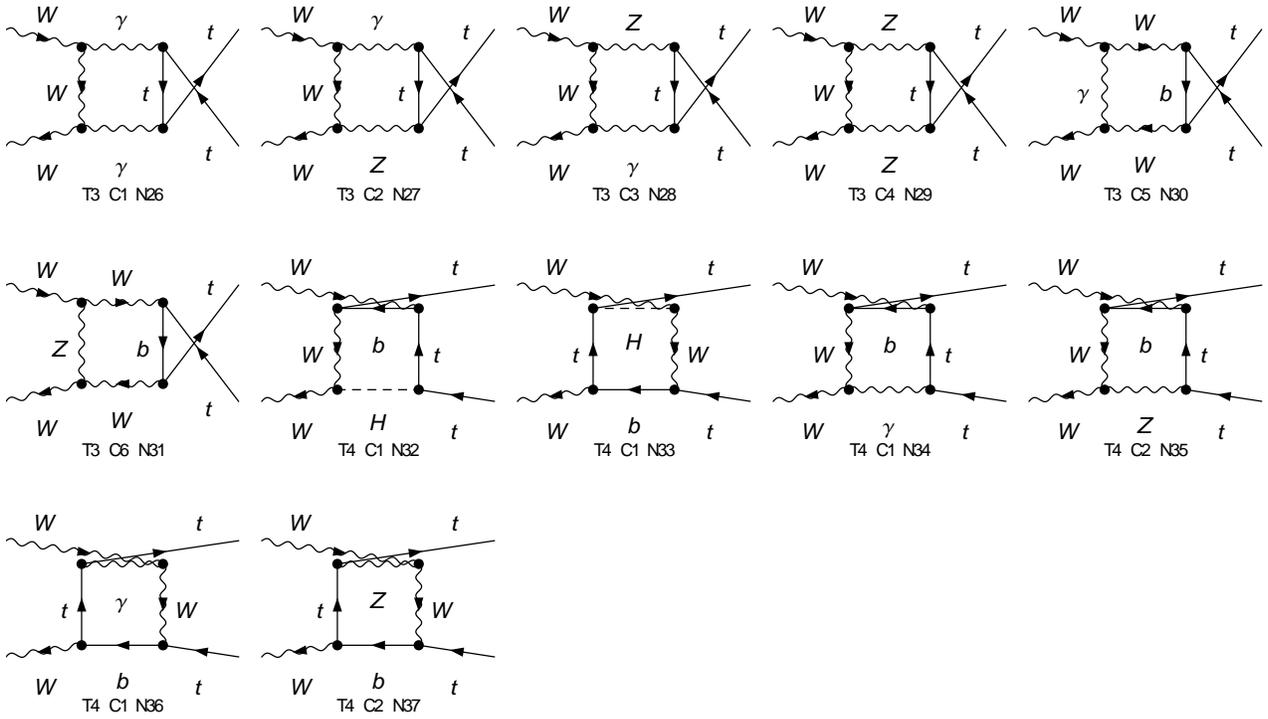
Pour le processus $W^+W^- \rightarrow t\bar{t}$

$$W^+ W^- \rightarrow t \bar{t}$$



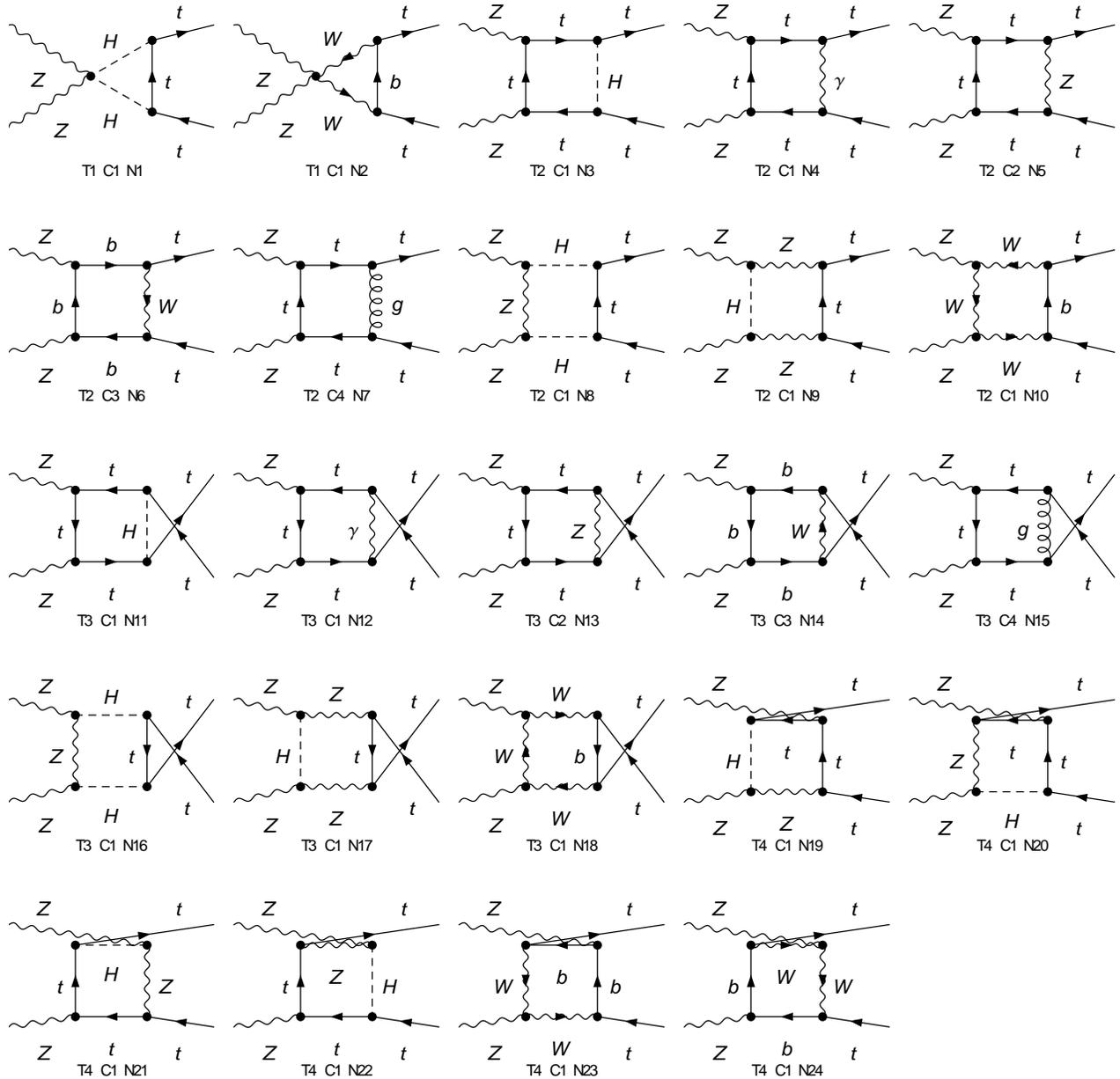
Appendice : La liste des diagrammes de Feynman

$$W W \rightarrow t t$$



Pour le processus $ZZ \rightarrow t\bar{t}$

$Z Z \rightarrow t t$



Bibliographie

- [1] Gilles.Cohen,et Tannoudji. "*Histoire,Actualité et Horizons du Modèle Standard*".
- [2] C.Longumare . "*Essai sur l'inveraiance de Jauge*". (2008).
- [3] N.E.Adam and AL. "*Higgs Working Group Summary Report*".(2008)
- [4] Farid. Khelili. "*Aspects Mathématique et Physique Géometrie Non Commutative*".(2007)
- [5] Jill.Ecker. "*Brisures Dynamiques de Symétrie et Mecanique de Brout-Englert-Higgs*".(2012)
- [6] Hafid.Menigher . "*Au Dela du Modèle Standard et Application*".(2007)
- [7] Benoit.Clément. "*Production Eléctrofaible du Quark Top au Run 2 de l'experience $\mathcal{D}\phi$* ".(2006)
- [8] Eric.Chopin. "*Test du Secteur Scalaire de la Théorie Electrofaible*".(1996)
- [9] Sven.Bachman. "*Champs Quantiques Relativistes*".(2007)
- [10] L.Marleau. "*Introduction à la Physique des Particules*".(2013)
- [11] V.Lafage. "*Etat à Plusieurs Particules dans les Collisionneurs e^+e^- et $\gamma\gamma$ Techniques de Calcul et Effets d'une Nouvelle Physique*" .
- [12] Ana.Achucarro and Tammy. Vachaspati "*Semilocal and Electroweak Strings*".(1999)
- [13] Howard.Georgi. "*Weak Interactions*".(1998)
- [14] W.Greiner et B.Miller. "*Quantum Mechanics, Symetries*".(2004)
- [15] J.P.Dernfingher. "*Theorie Quantique des Champs*".(1997)
- [16] T.Sjostrand et Al. "*Physics and Manul*".(2001)
- [17] F.Boudjema and N.Bouayed. "*One-Loop Electroweak and QCD Correction to Vector Boson Scattering Into Top Pairs and Application to the ILC*".(2008)

- [18] G.Altarelli and M.LMangano. "*Standard Model Physics (and more)at the LHC*".(2000)
- [19] D.Baridin "*Field theorie and the standard model*"(2008)
- [20] G.T'Hooft. "*the Making of the Standard Model*".(2007)
- [21] S.J.Chang. "*Introduction to Quantum Field Theory*".(1990)
- [22] R.CLARKSON.and Dr.D.G.CMACKEON. "*Quantum Field Theory*".(2003)
- [23] A.Denner and T.Haln. "*Radiative Correction to $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$ in the Electroweak Standard Model*".(1998)
- [24] Grégory.Sanguinetti. "*Calcul de la Production d'une Paire de Bosons de Jauge Faible Associée à un Jet à L'approximation Au-Delà des Logarithmes Dominants*".(2008)
- [25] Sylvain.Carrozza. "*Tensorial Methods and Renormalization in Group Field Theories*".(2013)
- [26] Noureddine.BOUAYED. "*LE Higgs et le Quark Top dans le Formalisme des Relation de Dispersion et le Modèle Standard*".(2008)
- [27] Nans.BARO. "*Renormalisation et Prédications à une Boucle en Supersymétrie, Applications pour la Matière Noire et pour les Collisionneurs*".(2008)
- [28] Aurélien. Demilly. "*Mesure de la masse du quark top dans le canal dileptonique électron-muon avec la méthode des éléments de matrice dans l'expérience ATLAS auprès du LHC*".(2014)
- [29] Nicolas .Meric. "*Etude théorique et expérimentale des corrections électrofaibles au processus de production inclusive de jets. Développement de méthodes de détection de topologies extrêmes*"(2014)
- [30] Solène. Théry. "*Mesure de la section efficace de production de paires de quarks top auprès de l'expérience $D\bar{O}$ au Tevatron et détermination de la masse du quark top à l'aide de cette mesure*"(2010)
- [31] Fabrice .Balli. "*Calibration de l'échelle d'énergie des jets et mesure de la masse du quark top dans le canal semi-leptonique dans l'expérience ATLAS*"(2014)
- [32] Claudia .Bertella. "*Probing top quark and Higgs boson production in multi-jet events at the LHC with the ATLAS detector*"(2014)
- [33] Eisa. MERLE. "*Mesures des sections efficaces et des asymétries difermioniques avec le détecteur Aleph à LEP2 - Interprétations au-delà du Modèle Standard*"(1999)

Résumé

Dans ce mémoire, on présente le modèle standard des interaction électrofaible (QED) et chromodynamique (QCD) et les différents aspects physique et mathématique telle que la brisure spontanée de la symétrie, le mécanisme de Higgs et la renormalisation. Ensuite on propose une étude de processus de diffusion de boson vecteurs en paire quarks top, où ce processus est très utile dans les collisions physique, on construit les diagrammes de Feynman puis on calcule les amplitudes de transition à l'ordre de born et on pousse les calculs jusqu'à l'ordre de la boucle. Pour déterminer les corrections radiatives on calcule la section efficace à ces deux ordres et tous ces calculs sont fait on utilisent les code numérique de mathématica telle que le FeynArts, FormCalc, LoopTools.

Mots clés : modèle standard, boson de Higgs, boson vecteur, quark top, amplitude, section efficace.

Abstract

In this brief, we present the standard model of interactions electroweak (QED) and chromodynamique (QCD) and the different physical and mathematical aspects, as the spontaneous symmetry breaking, the Higgs mechanism and renormalization. Then, we propose a study of pair of vector boson scattering process top quark or this process is widely used in physical collisions, was built Feynman diagrams and the amplitude of transition were calculated around these calculations born and grown one around the loop. To determine the radiatives corrections were established cross section of these two orders and all the calculations are done using the digital codes are mathematica as FeyArts, FormCalc, LoopTools.

Key Words : standard model, Higgs boson, vector boson, top quark, amplitude, cross section.