

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA

FACULTE DES SCIENCE
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° : Ph/TH/ 02/2022



DOMAINE : Sciences de la matière

FILIERE : PHYSIQUE

OPTION : PHYSIQUE THEORIQUE

**Mémoire présenté pour l'obtention
Du diplôme de Master Académique**

Par: Tahmi Ouahiba

Intitulé

**Extension U(1) du modèle standard et masse du dark
photon « cas d'un seul doublet de Higgs »**

Soutenu devant le jury composé de:

- | | | |
|--------------------|-------------------|-------------|
| ❖ Kalli Sihem | Université M'sila | Président. |
| ❖ Boussahel Mounir | Université M'sila | Rapporteur. |
| ❖ Debabi Mourad | Université M'sila | Examineur. |

Année universitaire:2021/2022

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

Remerciements

Tout d'abord remerçons Dieu tout puissant qui nous a éclairé vers le bon chemin.

*Mes premiers remerciements s'adressent à mon directeur de Mémoire professeur : **Boussahel Mounir**.*

Je remercie les membres de jury qui ont accepté de juger ce travail.

Mes remerciements vont également à tous les enseignants du département de physique et mes collègues de promotion 20220.

Enfin je voudrais remercier ma famille, mes amies et amis et mes parents leur soutien le sacrifice qu'ils ont fait pour nous voir réussir.

Dédicaces

Je dédie ce travail :

✚ *A mon cher père et ma chère mère.*

✚ *A mes chers frères et sœurs.*

✚ *A toute ma famille.*

✚ *A tous ceux qui ont sacrifié leur temps pour la science et à tous ceux*

qui utilisent la science pour le bien et la prospérité de l'humanité.

Table des Matières

Introduction Générale.....(1)

CHAPITER (01) : Modèle standard $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$

1.1. Introduction.....(3)

1.2. Les Particules du modèle standard.....(3)

1.2.1. Les fermions(3)

1.2.2. Les Bosons de jauge.....(4)

1.2.3. Boson de Higgs(4)

1.3. Les interactions fondamentales.....(4)

1.3.1. L'interaction électromagnétique.....(4)

1.3.2. L'interaction faible.....(5)

1.3.3. L'interaction forte.....(5)

1.4. Lagrangien du modèle standard.....(5)

1.4.1. Secteur de jauge.....(5)

1.4.2. Secteur de fermions.....(6)

1.4.3. Secteur de Higgs.....(7)

1.4.4. Secteur de Yukawa.....(7)

1.5. Brisure spontanée de la symétrie.....(8)

1.5.1. Masses des Bosons de jauge(10)

1.5.2. Masse des fermions.....(12)

Chapitre (02): Modèle Standard à Deux Doublets de Higgs

2.1. . Introduction(15)

2.2. Le lagrangien électrofaible 2HDM(15)

2.3. Le potentiel scalaire 2HDM(15)

2.4. Le lagrangien scalaire(20)

**CHAPITRE(03):" Le photon noir comme extension U(1) Du modèle standard
"estimation de la masse"**

3.1. Introduction.....(24)

3.2. Elimination du Mélange(24)

3.3. La brisure spontanée de la symétrie : $U^1(1) \times U^2(1)$(27)

3.4. Interactions des Fermions.....(29)

3.5. Application numérique " Estimation de la Masse du photon noir"(31)

conclusion générale.....(36)

Annexe.....(37)

Bibliographie.....(38)

Liste des figures

Figure (3.a):Le rapport β entre la masse d'un photon noir et celle d'un quark top en fonction de c avec différentes valeurs de ξ et $\theta = \frac{\pi}{3}$(32)

Figure (3.b):Le rapport β entre la masse d'un photon noir et celle d'un quark top en fonction de c avec différentes valeurs de ξ et $\theta = \frac{\pi}{4}$(32)

Figure (3.c):Le rapport β entre la masse d'un photon noir et celle d'un quark top en fonction de c avec différentes valeurs de ξ et $\theta = \frac{\pi}{5}$ (33)

Figure (3.d):Le rapport β entre la masse d'un photon noir et celle d'un quark top en fonction de c avec différentes valeurs de ξ et $\theta = \frac{\pi}{6}$ (33)

Figure (3.e):Le rapport β entre la masse d'un photon noir et celle d'un quark top en fonction de c avec différentes valeurs de ξ et $\theta = \frac{\pi}{7}$ (33)

Figure (3.f):Le rapport β entre la masse d'un photon noir et celle d'un quark top en fonction de c avec différentes valeurs de ξ et $\theta = \frac{\pi}{8}$(34)

Figure (3.g):Le rapport β entre la masse d'un photon noir et celle d'un quark top en fonction de c avec différentes valeurs de ξ et $\theta = \frac{\pi}{9}$ (34)

Liste des Tableaux

Tableau (1.1) : Les particules élémentaires du modèle standard.....	(3)
Tableau (1.2): Les bosons de jauge.....	(4)
Tableau (1.3): Les champs du Modèle Standard avant brisure de la symétrie électrofaible.	(7)

Introduction général

Le Modèle Standard [1], dont le but est de décrire les interactions entre particules élémentaires, Malgré son succès ce modèle dans sa description des résultats expérimentaux accumulés sur plusieurs décennies, il a été incapable d'expliquer certains des phénomènes qui ont été observés expérimentalement. Les théoriciens en physique des particules cherchent à étendre ce modèle pour expliquer pleinement les observations expérimentales.

L'une des extensions les plus simples du modèle standard consiste à ajouter un deuxième champ de Higgs au modèle standard, connu sous le nom de modèle à deux doublets de Higgs [2]. Ce modèle est basé sur le groupe de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ et repose sur les mêmes principes que le modèle standard, Ce qui distingue ce modèle est qu'il possède cinq champs de Higgs chargés et neutre de masses différentes.

D'autres extensions plus large existent, parmi elles l'extension $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U(1)_Z$ [1]. En s'intéressant au terme du mélange on peut proposer de la matière noire et spécialement le photon noir.

L'objectif de ce mémoire est étudié la masse de dark photon dans le cadre d'une extension $U(1)$ du modèle standard à un seul doublet de Higgs.

Notre travail est divisée en trois chapitres :

Dans le premier chapitre, on va faire un petit rappelle théorique du modèle standard et les interactions entre les particules élémentaires. On va voir la brisure spontanée de la symétrie.

Dans le deuxième chapitre, Nous étudions l'extension la plus simple du modèle standard de la physique des particules, le modèle standard à deux doublets de Higgs, et l'étude de la brisure de symétrie électrofaible du 2HDM.

Dans le dernier chapitre, nous étudions de la masse du photon noir et de ses interactions possibles de la masse du photon noir et de ses interactions possibles avec la matière ordinaire ou matière noire.

Chapitre 1

Modèle Standard

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

1.1. Introduction

Le modèle standard (SM) de la physique des particules est une théorie quantique des champs qui décrit les constituants élémentaires de la matière (les fermions et les bosons) et les interactions fondamentales (forte, faible et électromagnétique). Ce modèle est basé sur le groupe de symétrie de jauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Le groupe de jauge $SU(3)_C$ utilisé pour décrire la théorie de la chromodynamique quantique (QCD) appelé groupe de couleurs où l'indice C représente la charge de couleur. Le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ unifie les interactions faibles et électromagnétiques où L et Y désignent respectivement le gaucher et l'hypercharge, qui s'appelle la théorie électrofaible, qui a été réalisée par Glashow [4], Salam [5], et Weinberg [6]. Cette théorie est basée sur le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie qui est connu par le mécanisme de Higgs, qui donne aux particules élémentaires des masses différentes.

1.2. Les Particules du modèle standard:

Le modèle standard permet de décrire les constituants élémentaires de la matière et leurs interactions. Il est composé de 12 fermions et de 12 bosons de jauge et d'un boson scalaire.

1.2.1. Les fermions :

Les fermions sont des particules de spin demi-entier qui obéissent à la statistique de Fermi-Dirac. Les fermions sont divisés en deux groupes, chacun contenant six particules, et chaque groupe est divisé en trois générations. Chaque génération contient deux particules. Le premier groupe est composé de six leptons ($e^-, \mu^-, \tau^-, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$), qui sont des particules connues, et le second groupe est composé de six quarks (u, d, c, s, t, b), qui sont des particules hypothétiques et non directement observées, et ils sont caractérisés par le fait qu'ils portent une charge électrique fractionnaire de la charge de l'électron. Les particules de la première génération de chaque groupe se distinguent par leur incapacité à se désintégrer, quant aux particules du reste des générations, il a été prouvé expérimentalement qu'elles se désintègrent en donnant des particules de la première génération. (**Tableau (1.1)**). A chaque particule correspond une antiparticule de même masse et même spin mais de charge opposée [8].

	Les Quarks			Les Leptons		
	Saveur	la masse (/c ²)	la charge(e)	saveur	la masse	la charge(e) (Mev/c ²)
Première génération	Up u	1.5 à 4Mev	2/3	Electron e ⁻	-1	0.511
	Down d	4 à 8Mev	-1/3	ν_e	0	<3.10 ⁶

Deuxième génération	Charm c	1.15 à 1.35 Gev	2/3	muon μ^-	-1	105.658
	Strang s	80 à 130 Gev	-1/3	ν_μ	0	<0.19
Troisième génération	Top t	169 à 174 Gev	2/3	tau τ^-	-1	~1777
	Beuty b	4.1 à 4.4 Gev	-1/3	ν_μ	0	< 18.2

Tableau (1.1): Les particules élémentaires du modèle standard

1.2.2. Les Bosons de jauge :

Les bosons sont des particules de spin entier qui obéissent les statistiques de Bose-Einstein. Il y a 12 bosons de jauge dans le modèle standard associés aux trois interactions de base (Tableau 1.2).

Les bosons	le champ	Interaction	La masse	La charge
Photony	A_μ	électromagnétique	0	0
Boson Z	Z_μ	Faible	91.19 GeV	0
Boson W^\pm	W_μ^\pm	Faible	80.4 GeV	\pm
Gluon g	$G_\mu^a (a=1, \dots, 8)$	Forte	0	0

Tableau (1.2) : les bosons de jauge

1.2.3. Boson de Higgs :

Le boson de Higgs est une particule scalaire qui a été introduite dans les années 1960 pour expliquer la brisure de la symétrie électrofaible. Récemment découvert au Large Hadron Collider (LHC) en 2012. Selon les derniers résultats, ce boson a une masse de $m_h = 125,9$ GeV .

1.3. Les interactions fondamentales:[9]

On dénombre trois interactions fondamentales, décrite est unifiées sous un même formalisme par le Modèle Standard:

1.3.1. L'interaction électromagnétique :

Cette interaction se produit entre toutes les particules qui portent une charge électrique et est décrite

par la théorie de l'électrodynamique quantique [10], cette interaction caractérisées par les propriétés suivantes :

- Mettent en jeu des particules chargées électriquement.
- couplage électromagnétique : $\alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137.0360}$
- échange de photons.
- donc portée $R = \infty$.

1.3.2. L'interaction faible :

Cette interaction se produit entre tous les fermions, qui sont responsables de la désintégration radioactive, elle Caractérisées par les propriétés suivantes :

- Mettent en jeu des neutrinos ou des quarks qui changent de saveur, c'est-à-dire des Particules ayant une charge faible.
- Couplage faible (entre protons) $\approx 10^{-6}$
- échange de bosons W^\pm (courants chargés) et Z^0 (courant neutre).
- Portée $R = 10^{-18}m$.

1.3.3. L'interaction forte :

L'interaction forte est l'interaction responsable de la liaison des quarks entre eux pour former des particules lourdes. Sa source est la charge de couleur, Il est décrit par la théorie de la dynamique quantique chromatique(QCD)[11], elle Caractérisées par les propriétés suivantes :

- mettent en jeu des particules portant une charge colorée (quarks et/ou gluons).
- couplage très fort: ≈ 1 .
- échange de gluons.
- portée effective de $R = 10^{-15}m$ en raison du confinement.

Une quatrième interaction existe, l'interaction gravitationnelle. Cette interaction n'est pas décrite par le Modèle Standard, mais peut être négligée vu la faible masse des particules élémentaires et sa faiblesse face aux trois autres interactions [8].

1.4. Lagrangien du modèle standard :

Le lagrangien du modèle standard est décrit par les quatre termes suivants :

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{jauge} + \mathcal{L}_{fermion} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (1.1)$$

1.4.1. Secteur de jauge :

Le secteur de jauge qui décrit la dynamique des champs des bosons de jauge (champs de Yang Mills).

$$\mathcal{L}_{jauge} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu} \quad (1.2)$$

Avec les termes cinétiques :

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.3)$$

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g_i \varepsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c \quad (1.4)$$

$$G_{\mu\nu}^A = \partial_\mu G_\nu^A - \partial_\nu G_\mu^A + g_i f^{ABC} G_\mu^B G_\nu^C \quad (1.5)$$

On peut introduire le champ de jauge B_μ associé à l'hypercharge $U(1)_Y$, avec L'hypercharge Y est donnée par la relation de Gell-Mann Nishijima $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$.

les trois champs de jauge $W_\mu^a, a = \{1,2,3\}$, associé à l'isospin $SU(2)_L$, et la jauge huit champs $G_\mu^A, A = \{1, \dots, 8\}$ associée à l'interaction forte $SU(3)_C$.

Avec $T^A = \frac{1}{2}\lambda^A, T^a = \frac{1}{2}\sigma^a$, λ^A les matrices de Gell-Mann et σ^a Les matrices de Pauli

Les matrices T^A et T^a obéissent aux relations suivantes :

$$[T^A, T^B] = if^{ABC} T^C, [T^a, T^b] = i\varepsilon^{abc} T^c \quad (1.6)$$

f^{ABC} et ε^{abc} sont les constantes de structure de les groupes de symétrie $SU(3)_C$ et $SU(2)_L$ respectivement.

1.4.2. Secteur de fermions :

Ce terme qui décrit les interactions des fermions avec les bosons de jauge (secteur de Dirac).

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{fermion} = \sum_{i=1}^3 & i\bar{Q}_{iL}\gamma^\mu D_\mu Q_{iL} + i\bar{u}_{iL}\gamma^\mu D_\mu u_{iR} + i\bar{d}_{iL}\gamma^\mu D_\mu d_{iR} \\ & + i\bar{l}_{iL}\gamma^\mu D_\mu l_{iL} + i\bar{e}_{iL}\gamma^\mu D_\mu e_{iR} \end{aligned} \quad (1.7)$$

i : Représenté les nombres des familles.

L, R : les projections de chiraux, gauche(Left) et droite(Right) respectivement :

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi \quad (1.8)$$

$$\psi_R = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi \quad (1.9)$$

Les dérivées covariantes sont définies comme suit :

$$D_\mu l_{iL} = \left(\partial_\mu + ig_W T^a W_\mu^a + ig \frac{Y}{2} B_\mu \right) l_{iL} \quad (1.10)$$

$$D_\mu e_{iR} = \left(\partial_\mu + ig \frac{Y}{2} B_\mu \right) e_{iR} \quad (1.11)$$

$$D_\mu Q_{iL} = \left(\partial_\mu + ig_S T^A G_\mu^A + ig_W T^a W_\mu^a + ig \frac{Y}{2} B_\mu \right) Q_{iL} \quad (1.12)$$

$$D_\mu u_{iR} = \left(\partial_\mu + ig_S T^A G_\mu^A + ig \frac{Y}{2} B_\mu \right) u_{iR} \quad (1.13)$$

$$D_\mu d_{iR} = \left(\partial_\mu + ig_S T^A G_\mu^A + ig \frac{Y}{2} B_\mu \right) d_{iR} \quad (1.14)$$

g_s , g_w et g sont les constantes de couplage associées aux groupes $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ respectivement.

Ici, l_L et Q_L désignent les doublets de lepton et de quark gauchers, respectivement, tandis que f_R (u_R, d_R, e_R) les singlets droitiers.

1.4.3. Secteur de Higgs:

Ce terme est ajouté au Lagrangien pour permettre de donner une masse aux médiateurs de l'interaction électrofaible, Le champ de Higgs est un doublet de $SU(2)_L$ et d'hypercharge 1:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.16)$$

Le premier terme en $(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi)$ génère les masses des bosons faibles et leur couplage au Higgs, le deuxième terme $V(\Phi)$ est le potentiel qui brise spontanément les invariances de jauge et dépend de deux paramètres μ et λ :

$$V(\phi^\dagger \phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \text{ avec } \mu^2 > 0 \quad (1.17)$$

Où μ et λ sont des constantes réelles.

La dérivée covariante du champ de Higgs s'écrit:

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_W \frac{\sigma^a}{2} W_\mu^a + \frac{i}{2} g B_\mu \quad (1.18)$$

1.4.4. Secteur de Yukawa :

Ce terme exprime les interactions entre les fermions et le boson de Higgs.

$$\mathcal{L}_Y = -\Gamma_{ij}^{(d)} \bar{Q}_{iL} \Phi d_{Rj} - \Gamma_{ij}^{(u)} \bar{Q}_{iL} \tilde{\Phi} u_{Rj} - \Gamma_{ij}^{(e)} \bar{l}_{iL} \Phi e_{Rj} + h.c \quad (1.19)$$

Où : $\Gamma_{ij}^{(d)}$, $\Gamma_{ij}^{(u)}$, $\Gamma_{ij}^{(e)}$ est les couplages de Yukawa sont des matrices 3×3 .

$\tilde{\Phi}$ dont l'hypercharge est -1, est définie par :

$$\Phi = i\sigma_2\Phi^* = \begin{pmatrix} \Phi^{0*} \\ -\Phi^- \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

h.c.: conjugué hermétique.

L'absence de neutrino right $(\nu)_R$ ne permet pas d'avoir des interactions de Yukawa pour les neutres [11]. L'ensemble des champs du Modèle Standard avec leurs nombres quantiques sous les différentes symétries de jauge sont résumés dans le tableau (1.3).

Champs	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$	T^3	Y	$U(1)_{em}$
$Q_L = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L$	(3, 2, 1/3)	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	1/3	$\begin{pmatrix} 2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix}$
u_{iR}	(3, 1, 4/3)	0	4/3	2/3
d_{iR}	(3, 1, -2/3)	0	-2/3	-1/3
$L_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ e_i \end{pmatrix}_L$	(1, 2, -1)	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	-1	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
e_{iR}	(1, 1, 2)	0	-2	-1
B_μ	(1, 1, 0)	0	0	0
W_μ^3	(1, 3, 0)	-1, 0, 1	0	-1, 0, 1
G_μ^8	(8, 1, 0)	0	0	0
$H = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$	(1, 2, -1)	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	1	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$

Tableau (1.3) : Les champs du Modèle Standard avant brisure de la symétrie électrofaible [8].

1.5. Brisure spontanée de la symétrie:[8], [13], [14]

Dans l'expression de la densité lagrangienne, il n'y a pas de terme pour la masse d'une particule, mais en fait toutes les particules ont une masse sauf les gluons et le photon, si on ajoute des termes de masse on perd l'invariance de jauge.

En 1964 La solution à ce problème a été trouvée par R. Brout, F. Englert et P. Higgs et est maintenant connue sous le nom de "mécanisme de Higgs, Ce mécanisme n'affecte pas pour le groupe $SU(3)_c$ car c'est un symétrie parfaite et brisé le groupe symétrique $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ en $U(1)_{em}$ par le minimum du potentiel $V(\Phi)$.

$$\frac{\partial V(\Phi)}{\partial \Phi} = 0 \quad (1.21)$$

Pour le minimum du potentiel, on a deux possibilités :

Si $\mu^2 > 0$: dans ce cas le potentiel à un seul minimum qui est $\Phi = 0$ ce qui ne permet pas de générer la brisure de la symétrie électrofaible.

$$\begin{aligned} \frac{\partial V(\Phi)}{\partial \Phi} &= 2\mu^2|\Phi| + 4\lambda|\Phi|^3 = 0 \\ \Rightarrow |\Phi| &= 0 \end{aligned} \quad (1.22)$$

Si $\mu^2 < 0$: dans ce cas le minimum du potentiel est réalisé pour une valeur du champ non nulle.

$$\begin{aligned} \frac{\partial V(\Phi)}{\partial \Phi} &= 2\mu^2|\Phi| + 4\lambda|\Phi|^3 = 0 \\ \Rightarrow |\Phi| &= \begin{cases} 0 \\ \pm \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \end{cases} \end{aligned} \quad (1.23)$$

Dans ce cas on choisit les paramètres $\lambda > 0$ et $\mu^2 < 0$, La valeur moyenne du champ de Higgs dans le vide :

$$\langle 0|\Phi|0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

Où

$$v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} \quad (1.25)$$

Le développement du champ de Higgs autour de sa valeur moyenne dans le vide est donné par :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ h(x) + v \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

$h(x)$: Le champ du boson de Higgs est un champ scalaire, ce qui implique que le Higgs est un boson de spin nul.

On remplace l'équation (1.26) dans l'équation(1.17), on trouve :

$$V(\Phi) = \frac{\mu^2}{2}(h(x) + v)^2 \frac{\lambda}{4}(h(x) + v)^4 \quad (1.27)$$

$$V(\Phi) = \frac{\mu^2}{2}(h^2 + 2hv + v^2) + \frac{\lambda}{4}(h^4 + 4h^3v + 4hv^3 + 6h^2v^2 + v^4)$$

$$V(\Phi) = h^2 \left(\frac{\mu^2}{2} + \frac{3}{2} \lambda v^2 \right) + h(\mu^2 v + \lambda v^3) + \frac{\lambda}{4} h^4 + \left(\frac{\mu^2 v^2}{2} + \frac{\lambda}{4} v^4 \right) + \lambda v h^3 \quad (1.28)$$

On peut ignorer le second terme car il constituée des constantes n'influences pas au système physique, on remplace l'équation (1.25) dans (1.28) on trouve :

$$V(\Phi) = -\mu^2 h^2 + \frac{\lambda}{4} h^4 + \lambda v h^3 \quad (1.29)$$

$$V(\Phi) = \frac{1}{2}(-2\mu^2)h^2 + \frac{\lambda}{4} h^4 + \lambda v h^3 \quad (1.30)$$

Donc, on trouve la masse du champ de Higgs :

$$m_h^2 = -2\mu^2 \text{ avec } \mu^2 < 0 \quad (1.31)$$

1.5.1. Masses des Bosons de jauge :

Pour générer les masses des bosons de jauge, on remplace le champ de Higgs par sa valeur moyenne l'équation (1.24) dans le secteur lagrangien standard l'équation(1.17) au premier terme.

$$(D_\mu \phi)^+ (D^\mu \phi) \rightarrow M_W^2 W_\mu^+ W_\mu^- + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \quad (1.32)$$

$$(D^\mu \phi) = \left(\partial^\mu + i g_W \frac{\sigma^a}{2} W^{a,\mu} + \frac{i g}{2} B^\mu \right) \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ \sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

$$(D^\mu \phi) = \left(\partial^\mu + i \frac{g_W}{2} (\sigma^1 W_\mu^1 + \sigma^2 W_\mu^2 + \sigma^3 W_\mu^3) + \frac{i g}{2} B^\mu \right) \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ \sqrt{2} \end{pmatrix}$$

Et $\sigma^a = (a = 1,2,3)$ Tel que :

$$\sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.34)$$

En remplaçant l'équation (1.34) dans l'équation (1.33), on trouve :

$$(D^\mu \phi) = \left(\partial^\mu + i \frac{g_W}{2} \left(\begin{pmatrix} 0 & W_\mu^1 - i W_\mu^2 \\ W_\mu^1 - i W_\mu^2 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} W_\mu^3 & 0 \\ 0 & -W_\mu^3 \end{pmatrix} \right) + \frac{i g}{2} B^\mu \right) \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ \sqrt{2} \end{pmatrix}$$

$$(D^\mu \phi) = \begin{pmatrix} i \frac{g_W}{2} (W_\mu^1 - iW_\mu^2) \frac{v}{\sqrt{2}} \\ \left(\partial^\mu - i g_W \frac{\sigma^a}{2} W_\mu^3 - \frac{ig}{2} B^\mu \right) \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

$$(D^\mu \phi)^+ = \left(0 \quad \frac{v}{\sqrt{2}} \right) \left(\partial^\mu + i g_W \frac{\sigma^a}{2} W^{a,\mu} + \frac{ig}{2} B^\mu \right) \quad (1.36)$$

$$(D_\mu \phi)^+ = \left(-\frac{ig_W}{2} (W^{1,\mu} + iW^{2,\mu}) \frac{v}{\sqrt{2}} \quad \left(\partial^\mu - i g_W \frac{\sigma^a}{2} W^{3,\mu} - \frac{ig}{2} B^\mu \right) \frac{v}{\sqrt{2}} \right) \quad (1.37)$$

Donc:

$$(D_\mu \phi)^+ (D^\mu \phi) = \frac{g_W^2}{2} v^2 (W_\mu^1 - iW_\mu^2)(W_\mu^1 + iW_\mu^2) + \frac{1}{8} v^2 (gB_\mu - g_W W_\mu^3)^2 \quad (1.38)$$

Nous avons

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \pm W_\mu^2) \quad (1.38)$$

On remplace l'équation (1.38) dans l'équation (1.37) on trouve :

$$(D_\mu \phi)^+ (D^\mu \phi) = \frac{g^2}{4} v^2 W^{+\mu} W_\mu^- + \frac{1}{8} v^2 (g^2 B_\mu B^\mu + g_W^2 W_\mu^3 W^{3\mu} - 2g_W g B_\mu W^{3\mu}) \quad (1.39)$$

On déduit de l'équation (1.39) et l'équation (1.32) que :

$$M_W^2 = \frac{g_W^2}{4} v^2 \quad (1.40)$$

Pour trouver les masses de boson Z et le photon, on utilise la matrice de rotation paramétrée par un angle de mélange tel que :

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_w & \sin \theta_w \\ -\sin \theta_w & \cos \theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad (1.41)$$

$$Z_\mu = W_\mu^3 \cos \theta_w + B_\mu \sin \theta_w \quad (1.42)$$

$$A_\mu = -W_\mu^3 \sin \theta_w + B_\mu \cos \theta_w \quad (1.43)$$

Où θ_w est l'angle de Weinberg.

On définit :

$$\cos \theta_w = \frac{g_W}{\sqrt{g^2 + g_W^2}} \quad (1.44)$$

$$\sin \theta_w = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g_W^2}} \quad (1.45)$$

Le lagrangien de masse devient dans les nouvelles bases :

$$\mathcal{L}_{masse} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi)$$

$$\mathcal{L}_{masse} = \frac{g^2}{4} v^2 W^{+\mu} W_\mu^- + \frac{1}{8} v^2 (g^2 + g_w^2) Z_\mu Z^\mu + 0 A_\mu A^\mu \quad (1.46)$$

Les masses des bosons de jauge sont :

$$\text{Pour les bosons } W^\pm : M_W = \frac{g_w v}{2} \quad (1.47)$$

$$\text{Pour le boson } Z^0 : M_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g_w^2 + g^2} \quad (1.48)$$

$$\text{Pour le photon } \gamma : M_\gamma = 0 \quad (1.49)$$

D'après les relations (1.44), (1.47) et (1.48) on déduit :

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_w} \quad (1.50)$$

1.5.2. Masse des fermions :

On déduit masses des fermions en remplaçant le champ de Higgs par son VEV l'équation (1.26) dans le lagrangien du secteur de Yukawa l'équation (1.19).

1.5.2.1. La masse des Quarks :

Le terme de Yukawa des quarks est :

$$\mathcal{L}_{yukawa}^{\text{quarks}} = -\Gamma_{ij}^{(d)} \bar{Q}_{iL} \Phi d_{Rj} - \Gamma_{ij}^{(u)} \bar{Q}_{iL} \tilde{\Phi} u_{Rj} \quad (1.51)$$

$$= -\Gamma_{ij}^{(d)} (\bar{u}_{iL} \quad \bar{d}_{iL}) \frac{v+h}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} d_{Rj} - \Gamma_{ij}^{(u)} (\bar{u}_{iL} \quad \bar{d}_{iL}) \frac{v+h}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} u_{Rj} \quad (1.52)$$

$$= -\Gamma_{ij}^{(d)} \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{d}_{iL} d_{Rj} + \frac{h}{\sqrt{2}} \bar{d}_{iL} d_{Rj} - \Gamma_{ij}^{(u)} \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{u}_{iL} u_{Rj} + \frac{h}{\sqrt{2}} \bar{u}_{iL} u_{Rj} \quad (1.53)$$

Pour les quarks on obtient des matrices de masse :

$$M_{ij}^u = \Gamma_{ij}^{(u)} \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad M_{ij}^d = \Gamma_{ij}^{(d)} \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (1.54)$$

1.5.2.2. La masse des leptons :

Le terme de Yukawa des leptons est :

$$\mathcal{L}_{yukawa}^{\text{leptons}} = -\Gamma_{ij}^{(e)} \bar{l}_{iL} \Phi e_{Rj} \quad (1.55)$$

$$\mathcal{L}_{\text{yukawa}}^{\text{leptons}} = (\bar{\nu}_{iL} \quad \bar{e}_{iL}) \frac{v+h}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e_{Rj} \quad (1.56)$$

$$= \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{e}_{iL} e_{Rj} + \frac{h}{\sqrt{2}} \bar{e}_{iL} e_{Rj} \quad (1.57)$$

Pour les leptons on obtient des matrices de masse :

$$M_{ij}^{\text{leptons}} = \Gamma_{ij}^{(e)} \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (1.58)$$

Chapitre 2
Modèle standard à
Deux Doublet De Higgs

2.1. Introduction :

Le modèle standard à deux doublés de Higgs (2HDM) est l'extension la plus simple du modèle standard qui contient deux doublets complexes de scalaire champs Φ_1 et Φ_2 avec l'hypercharge $Y = +1$, ce modèle est basé sur le groupe de symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Après la brisure spontanée de la symétrie se produit cinq champs de Higgs trois neutres et deux chargées avec différents des masses.

2.2. Le lagrangien électrofaible 2HDM :

Lagrangien électrofaible du 2HDM s'écrit :

$$\mathcal{L}_{2HDM}^{EW} = \mathcal{L}_J + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_S + \mathcal{L}_Y \quad (2.1)$$

Les deux premiers termes sont constitués du Lagrangien Yang-Mills \mathcal{L}_J et des termes cinématiques du secteur des fermions et les couplages entre les fermions et bosons de jauge \mathcal{L}_F .

Le troisième terme de l'équation (2.1) introduit le Lagrangien scalaire \mathcal{L}_S spécifique à 2HDM, qui contient les termes cinétiques des deux doublets de Higgs et le potentiel scalaire V_{2HDM} .

Par analogie avec le SM, l'interaction entre le secteur scalaire étendu du 2HDM et les champs fermionique sont décrits dans le Yukawa Lagrangien \mathcal{L}_Y . Contrairement au SM, cependant, la théorie de Yukawa du 2HDM donne potentiellement lieu à un changement de saveur neutre courante au niveau des arbres. Étant donné que les FCNC constituent une contrainte stricte pour toute théorie BSM [15].

2.3. Le potentiel scalaire 2HDM :

Le potentiel 2HDM le plus général est construit à partir de toutes les combinaisons possibles d'invariants $SU(2)_L$ constante $((\Phi_1^+ \Phi_1), (\Phi_2^+ \Phi_1), (\Phi_2^+ \Phi_2), \dots)$ des deux doublets $SU(2)_L$ complexes Φ_i ($i = 1; 2$). De telle sorte que le potentiel est encore renormalisable. Dans la forme la plus générale, un tel potentiel contient 14 paramètres libres, viole explicitement la CP et présente des minimums qui peuvent être CP conservation.

Alors, qu'un potentiel 2HDM de violation de la CP donne lieu à une explication possible de la baryogénèse, l'analyse phénoménologique de cette thèse se limite à un 2HDM de conservation de la CP. De plus, une symétrie Z_2 discrète de la forme $\Phi_1 \Rightarrow -\Phi_1$ est imposée au potentiel de suppression des NCFC dans les accouplements Yukawa au niveau de l'arbre. Avec ces restrictions à l'esprit, une façon de paramétrer un potentiel 2HDM CP-conservation générale est donnée par [16]:

$$\begin{aligned}
V_{2HDM}(\Phi_1, \Phi_2) = & m_{11}^2(\Phi_1^+\Phi_1) + m_{22}^2(\Phi_2^+\Phi_2) - m_{12}^2[(\Phi_1^+\Phi_2) + (\Phi_2^+\Phi_1)] \\
& + \frac{\lambda_1}{2}(\Phi_1^+\Phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2}(\Phi_2^+\Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_1^+\Phi_1)(\Phi_2^+\Phi_2) \\
& + \lambda_4(\Phi_1^+\Phi_1)(\Phi_2^+\Phi_1) + \frac{\lambda_5}{2}[(\Phi_1^+\Phi_1)^2 + (\Phi_2^+\Phi_1)^2]
\end{aligned} \tag{2.2}$$

Le potentiel contient cinq paramètres λ_i à valeur réelle, sans dimension ($i = 1, \dots, 5$) et trois paramètres de masse à valeur réelle m_{11} , m_{22} et m_{12} , de sorte que le potentiel 2HDM à conservation CP complet possède huit paramètres libres à valeur réelle [16].

Pour plus de commodité, les paramètres λ_3, λ_4 et λ_5 sont souvent combinés à un seul paramètre

$$\lambda_{345} := \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5 \tag{2.3}$$

Le potentiel 2HDM de l'équation (2.2) présente deux minimax neutres de conservation de la CP : $\langle \Phi_1 \rangle$, $\langle \Phi_2 \rangle$ de la forme:

$$\langle \Phi_1 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \\ 2 \end{pmatrix}, \langle \Phi_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \\ 2 \end{pmatrix} \tag{2.4}$$

avec v_1 et v_2 étant les valeurs état de vide (vevs) des doublets Φ_1 et Φ_2 , respectivement. En introduisant huit champs réels ω_i^\pm , ρ_i et η_i ($i = 1, 2$), les doublets peuvent être élargis autour de ces minimax, en prenant la forme:

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \omega_1^+ \\ \frac{v_1 + \rho_1 + i\eta_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \omega_2^+ \\ \frac{v_2 + \rho_2 + i\eta_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{2.5}$$

Le mécanisme de brisure de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ à $U(1)_{em}$ équivaut à la brisure de trois symétries de jauge, analogue au mécanisme de Higgs du SM. Chaque symétrie brisée correspond à l'existence d'un soi-disant boson de Goldstone, par lequel les bosons de jauge acquièrent masse (et donc, leurs polarisations longitudinales). Contrairement au SM, où un seul champ de Higgs libre est laissé après la rupture spontanée de symétrie.

il y a cinq champs dans le 2HDM, correspondant à cinq particules de Higgs. Deux d'entre eux forment un doublet CP-pair, deux sont chargés et un est CP-impair.

$$\frac{\partial V_{2HDM}}{\partial \Phi_1^+} |_{\langle \Phi_1 \rangle, \langle \Phi_2 \rangle} = 0, \quad \frac{\partial V_{2HDM}}{\partial \Phi_2^+} |_{\langle \Phi_1 \rangle, \langle \Phi_2 \rangle} = 0 \quad (2.6)$$

Doit être remplie. Cela équivaut à l'exigence que les deux termes linéaires dans les champs ρ_1 et ρ_2 ,

$$T_1 := m_{11}^2 v_1 - m_{12}^2 v_2 + \frac{\lambda_1}{2} v_1^3 + \frac{\lambda_{345}}{2} v_1 v_2^2, \quad (2.7)$$

$$T_2 := m_{22}^2 v_2 - m_{12}^2 v_1 + \frac{\lambda_2}{2} v_2^3 + \frac{\lambda_{345}}{2} v_2 v_1^2,$$

Appelés les termes de têtard du potentiel, doivent disparaître au niveau de l'arbre :

$$T_1|_{tree} = T_2|_{tree} = 0 \quad (2.8)$$

Noter qu'il n'y a pas de termes linéaires dans les champs ω_1^+ et ω_1^- en raison de la conservation de la charge, et puisque nous envisageons un CP-conservation 2HDM, les termes linéaires dans les champs η_1 et η_2 sont absents.

Les conditions de têtards dans l'équation (2.8) permettent l'élimination de deux paramètres du potentiel 2HDM en faveur des autres paramètres du 2HDM. Les paramètres m_{11}^2 et m_{22}^2 peuvent donc être remplacés comme:

$$m_{11}^2 = m_{12}^2 \frac{v_2}{v_1} - \frac{\lambda_1}{2} v_1^2 - \frac{\lambda_{345}}{2} v_2^2 \quad (2.9)$$

$$m_{22}^2 = m_{12}^2 \frac{v_1}{v_2} - \frac{\lambda_2}{2} v_2^2 - \frac{\lambda_{345}}{2} v_1^2$$

En plus des termes qui sont linéaires dans les champs, l'insertion des expansions doublet dans l'équation (2.5) dans le potentiel 2HDM génère des termes qui sont bilinéaires dans les champs ω_i^\pm , ρ_i et η_i .

Puisque ces termes bilinéaires contribuent aux propagateurs des huit champs, ils donnent lieu à des termes de masse.

Tous les termes bilinéaires dans le potentiel 2HDM peuvent être mis en forme :

$$V_{2HDM}|_{bilin} = \frac{1}{2} (\rho_1 \quad \rho_2) M_\rho^2 \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} (\eta_1 \quad \eta_2) M_\eta^2 \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

$$+ \frac{1}{2}(\omega_1^+ \quad \omega_2^+) + M_\omega^2 \begin{pmatrix} \omega_1^- \\ \omega_2^- \end{pmatrix}$$

Avec la forme explicite des matrices de masse non diagonales donnée par :

$$M_\rho^2 = \begin{pmatrix} m_{12}^2 \frac{v_2}{v_1} + \lambda_1 v_1^2 & -m_{12}^2 + \lambda_{345} v_1 v_2 \\ -m_{12}^2 + \lambda_{345} v_1 v_2 & m_{12}^2 \frac{v_1}{v_2} + \lambda_2 v_2^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{T_1}{v_1} & 0 \\ 0 & \frac{T_2}{v_2} \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

$$M_\eta^2 = \begin{pmatrix} m_{12}^2 & \\ & \end{pmatrix} - \lambda_5 \begin{pmatrix} v_2^2 & -v_1 v_2 \\ -v_1 v_2 & v_1^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{T_1}{v_1} & 0 \\ 0 & \frac{T_2}{v_2} \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

$$M_\omega^2 = \begin{pmatrix} m_{12}^2 & \\ & \end{pmatrix} - \frac{\lambda_4 + \lambda_5}{2} \begin{pmatrix} v_2^2 & -v_1 v_2 \\ -v_1 v_2 & v_1^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{T_1}{v_1} & 0 \\ 0 & \frac{T_2}{v_2} \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

Pour avoir des particules physiques se propageant dans le 2HDM, il est nécessaire de considérer les états propres avec des masses spécifiques. Ceci peut être réalisé en diagonalisant les matrices dans les équations. Les équations (2.11)-(2.13), ce qui signifie que pour n'importe laquelle des matrices M_ρ^2 , M_η^2 et M_ω^2 , les matrices R_α et R_β doivent se trouver tel que:

$$D_\rho^2 = R_\alpha^T M_\rho^2 R_\alpha \quad (2.14)$$

$$D_\eta^2 = R_\beta^T M_\eta^2 R_\beta \quad (2.15)$$

$$D_\omega^2 = R_\beta^T M_\omega^2 R_\beta \quad (2.16)$$

Sont en matrices diagonales (notez que M_η^2 et M_ω^2 sont proportionnels les uns aux autres, par conséquent, les la matrice de transformation R_β est la même pour les deux). Le théorème spectral assure que pour les matrices symétriques à valeurs réelles dans les équations (2.11) – (2.13), les matrices de transformation R_α et R_β sont orthogonales. Les matrices peuvent être paramétrées par deux angles α et β , définis sur la forme explicite des matrices de transformation :

$$R_\alpha = \begin{pmatrix} c_\alpha & -s_\alpha \\ s_\alpha & c_\alpha \end{pmatrix}, R_\beta = \begin{pmatrix} c_\beta & -s_\beta \\ s_\beta & c_\beta \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

Où : $c_x = \cos x$, $s_x = \sin x$, $t_x = \tan x$

En appliquant la procédure de diagonalisation au potentiel 2HDM, les termes bilinéaires peuvent être coulés dans la forme

$$V_{2HDM}^{bilin} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} H^0 & h^0 \end{pmatrix} D_\rho^2 \begin{pmatrix} H^0 \\ h^0 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} G^0 & A^0 \end{pmatrix} D_\eta^2 \begin{pmatrix} G^0 \\ A^0 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} G^+ & H^+ \end{pmatrix} + D_\omega^2 \begin{pmatrix} G^- \\ H^- \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

Les champs ω_i^\pm , ρ_i et η_i dans la base de jauge ont été transformés en champs physiques:

$$\begin{pmatrix} H^0 \\ h^0 \end{pmatrix} = R_\alpha^T \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_\alpha & -s_\alpha \\ s_\alpha & c_\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ A^0 \end{pmatrix} = R_\beta^T \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_\beta & -s_\beta \\ -s_\beta & c_\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ H^0 \end{pmatrix} = R_\beta^T \begin{pmatrix} \omega_1^\pm \\ \omega_2^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_\beta & -s_\beta \\ -s_\beta & c_\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \omega_1^\pm \\ \omega_2^\pm \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

La masse matrices dans les équations (2.14) – (2.16) sont diagonaux dans cette base, par conséquent, les champs correspondants sont communément appelés la base de masse du potentiel 2HDM. Les entrées des matrices de masse sont alors interprétées comme les masses de ces champs physiques,

$$D_\rho^2 = \begin{pmatrix} m_{H^0}^2 & 0 \\ 0 & m_{h^0}^2 \end{pmatrix}, D_\eta^2 = \begin{pmatrix} m_{G^0}^2 & 0 \\ 0 & m_{A^0}^2 \end{pmatrix}, D_\omega^2 = \begin{pmatrix} m_{G^\pm}^2 & 0 \\ 0 & m_{H^\pm}^2 \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

Elle permet de définir la valeur v comme suit :

$$v^2 = v_1^2 + v_2^2 \quad (2.23)$$

Les masses au niveau de l'arbre des particules sur la base de la masse sont données par :

$$m_{H^0}^2 = \frac{1}{2} \left[(M_\rho^2)_{11} + (M_\rho^2)_{22} + \sqrt{\left((M_\rho^2)_{11} - (M_\rho^2)_{22} \right)^2 + 4(M_\rho^2)_{12}^2} \right] \quad (2.24)$$

$$m_{h^0}^2 = \frac{1}{2} \left[(M_\rho^2)_{11} + (M_\rho^2)_{22} - \sqrt{\left((M_\rho^2)_{11} - (M_\rho^2)_{22} \right)^2 + 4(M_\rho^2)_{12}^2} \right] \quad (2.25)$$

$$m_{G^0}^2 = 0 \quad (2.26)$$

$$m_{A^0}^2 = v^2 \left(\frac{m_{12}^2}{v_1 v_2} - \lambda_5 \right) \quad (2.27)$$

$$m_{G^\pm}^2 = 0 \quad (2.28)$$

$$m_{H^\pm}^2 = v^2 \left(\frac{m_{12}^2}{v_1 v_2} - \frac{\lambda_4 + \lambda_5}{2} \right) \quad (2.29)$$

Pour être complet, il convient de noter que la procédure de diagonalisation relie les deux les angles α et β , introduits dans les matrices de transformation de l'équation (2.17), avec les paramètres 2HDM à travers les relations arborescentes suivantes : [17]

$$t_\beta = \frac{v_2}{v_1} \quad (2.30)$$

$$t_{2\alpha} = \frac{s_{2\beta}(M^2 - \lambda_{345}v^2)}{c_\beta^2(M^2 - \lambda_1 v^2) - s_\beta^2(M^2 - \lambda_2 v^2)} \quad (2.31)$$

Où nous avons introduit le paramètre

$$M^2 := \frac{m_{12}^2}{s_\beta c_\beta} \quad (2.32)$$

Qui est souvent utilisé comme alternative au m_{12}^2 pour le paramétrage du 2HDM [18].

2.4. Le lagrangien scalaire :

La condensation des deux doublets scalaires Φ_i en vide brisant la symétrie avec valeurs d'espérance de vide non nulles v_i , donne lieu à la riche structure sous vide et à la teneur en particules du 2HDM. La brisure de symétrie induit en outre la génération de masse dans le secteur de jauge, par analogie au Higgs mécanisme du modèle standard. L'invariance de jauge locale du lagrangien 2HDM est mise en œuvre par la dérivée covariante :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_w \frac{\sigma^a}{2} W_\mu^a + ig \frac{Y}{2} B_\mu \quad (2.33)$$

Où W_μ^a ($a = 1,2,3$) et B_μ sont les champs de bosons de jauge $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ dans la jauge base, respectivement. Les constantes g_w et g sont les constantes de couplage des champs de bosons de jauge W_μ^a et B_μ , respectivement. Le lagrangien scalaire du 2HDM est alors donné par:

$$\mathcal{L}_S = (D_\mu \Phi_1)^\dagger (D_\mu \Phi_1) + (D_\mu \Phi_2)^\dagger (D_\mu \Phi_2) - V_{2HDM}(\Phi_1, \Phi_2) \quad (2.34)$$

Afin de préserver l'invariance de jauge locale, le lagrangien 2HDM n'est pas autorisé à contenir termes de masse explicites pour les bosons de jauge. Au lieu de cela, la génération de masse est réalisée par brisure spontanée de symétrie. En insérant l'équation (2.4) dans l'équation (2.34), les termes bilinéaires dans les champs de bosons de jauge peuvent être isolés dans le lagrangien scalaire.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_S &= \sum_{i=1}^2 \begin{pmatrix} 0 & v_i \\ & \sqrt{2} \end{pmatrix} \left(g_w \frac{\sigma^a}{2} W_\mu^a + g \frac{Y}{2} B_\mu \right)^\dagger \left(g_w \frac{\sigma^a}{2} W_\mu^a + g \frac{Y}{2} B_\mu \right) \begin{pmatrix} 0 \\ v_i \\ & \sqrt{2} \end{pmatrix} \\ &= \sum_{i=1}^2 \frac{1}{2} \frac{v_i^2}{4} \begin{pmatrix} 0 & 1 \end{pmatrix} \left| \begin{pmatrix} gB_\mu + g_w W_\mu^3 & g_w(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g_w(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & gB_\mu - g_w W_\mu^3 \end{pmatrix} \right|^2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2} \frac{v^2}{4} \left[g_w^2 |W_\mu^1|^2 + g_w^2 |W_\mu^2|^2 + |-g_w W_\mu^3 + gB_\mu|^2 \right] \end{aligned} \quad (2.35)$$

Qui est le même que le résultat de la brisure spontanée de symétrie dans le modèle standard [8] tant que la valeur d'espérance de vide v , introduite dans l'équation(2.23), est interprété comme la valeur mesurée de $v \approx 246$ [46]. En diagonalisant la dernière ligne de l'équation (2.35), les champs des bosons de jauge sont décalés de la base de jauge à la base de masse à travers les relations :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp W_\mu^2) \quad (2.36)$$

$$\begin{pmatrix} Z_\mu^0 \\ \gamma_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_W & -s_W \\ s_W & c_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

Avec la notation abrégée $c_W := \cos(\Theta_W)$ et $s_W := \sin(\Theta_W)$ pour l'angle de Weinberg Θ_W . Les quatre champs physiques W_μ^\pm et Z_μ^0 et γ_μ correspondent aux bosons W^\pm et Z^0 et photon γ . La forme

diagonalisée de l'équation (2.35) présente les matrices de masse des physiques champs, avec les masses au carré des bosons de jauge donnés par :

$$m_W^2 = g_w^2 \frac{v^2}{4} \quad (2.38)$$

$$m_Z^2 = (g_w^2 + g^2) \frac{v^2}{4} \quad (2.39)$$

$$m_\gamma^2 = 0 \quad (2.40)$$

La procédure de diagonalisation donne en outre une définition mathématique de l'angle de Weinberg comme paramètre dérivé :

$$c_w = \frac{m_W}{m_Z} \quad (2.41)$$

La charge électrique e peut être exprimée par les constantes de couplage des groupes de jauge par :

$$e = \frac{g g_w}{\sqrt{g^2 + g_w^2}} = g_w s_w \quad (2.42)$$

Chapitre 3

Le photon noir comme Extension

$U(1)$ Du Modèle Standard

"Estimation de La Masse"

3.1. Introduction :

Dans le cadre du modèle standard à boson de jauge croissant en général et en théorie de jauge, ce type de modèle a pour group de lie :

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U_1(1) \otimes U_2(1)$$

Le boson associé à $U_1(1)$ est le photon et le boson $U_2(1)$ est généralement nommé Z' [19]. Mais dans notre cas, il sera associé à la matière noire et cela s'appelle photon noir, où nous pouvons présenter le terme de mélange qui est paramétré par le paramètre réel c , que l'invariance de jauge ne peut pas le fixer, au contraire, c'est une base dépendante donc cela n'a de sens qu'en fixant la base A_μ^1, A_μ^2 avec un ensemble de considération physique :

$$\mathcal{L}_{mélange} = -2cF_{\mu\nu}^1 F^{2\mu\nu} \quad (3.1)$$

3.2. Elimination du Mélange :

Le terme cinétique la plus générale du lagrangien de deux bosons de jauge abéliens, d'écrite par deux bosons de jauge groupes $U_1(1)$ et $U_2(1)$, est donnée par :

$$\mathcal{L}_{jauge} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^1 F^{1\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^2 F^{2\mu\nu} - 2cF_{\mu\nu}^1 F^{2\mu\nu} \quad (3.2)$$

$$F_{\mu\nu}^r = \partial_\mu A_\nu^r - \partial_\nu A_\mu^r \quad (r = 1, 2) \quad (3.3)$$

Où : $F_{\mu\nu}^1$ et $F_{\mu\nu}^2$ est les forces des champs de $U_1(1)$ et $U_2(1)$ respectivement, et c'est le paramètre de mélange cinétique.

De ce fait, les fermions du modèle standard sont justifiés d'avoir des interactions avec le photon noir comme médiateur, ce qui nous permet de formuler le d'interaction de Lagrange comme suit :

$$\mathcal{L}_{int} = g_1 j_1^\mu A_\mu^1 + g_2 j_2^\mu A_\mu^2 \quad (3.4)$$

Qui peut s'écrire sous forme de matrice comme suit :

$$\mathcal{L}_{int} = (j_1^\mu \quad j_2^\mu) \begin{pmatrix} g_1 & 0 \\ 0 & g_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_\mu^1 \\ A_\mu^2 \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

$j_r^\mu (r = 1,2)$ Le courant fermionique dû à la présence de charge $U_r(1)$ [20], et g_r est le constante de couplage

$$j_r^\mu = q_r^f \bar{\psi} \gamma^\mu \psi \quad (3.6)$$

Pour éliminer le mélange cinétique dans l'équation (3.2), nous fixons la base initiale A par une rotation orthogonale d'un angle θ quelconque dans le secteur $A_\mu^1 - A_\mu^2$ suivie d'unemise à l'échelle. Après ces transformations on a :

$$\mathcal{L}_{jaugé} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^1 G^{1\mu\nu} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^2 G^{2\mu\nu} \quad (3.7)$$

Où

$$G_{\mu\nu}^r = \partial_\mu B_\nu^r - \partial_\nu B_\mu^r, (r = 1,2) \quad (3.8)$$

La nouvelle base est définie par l'équation de transformation :

$$\begin{pmatrix} A_\mu^1 \\ A_\mu^2 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{1}{\lambda_1}} \cos \theta & -\sqrt{\frac{1}{\lambda_2}} \sin \theta \\ \sqrt{\frac{1}{\lambda_1}} \sin \theta & \sqrt{\frac{1}{\lambda_2}} \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu^1 \\ B_\mu^2 \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

Dans cette nouvelle base B, il n'y a pas de mélange cinétique, mais on a perdu la forme diagonale de l'interaction avec les fermions [21]. Dans la matrice de transformation donnée dans l'équation (3.9).

Lorsque le développement de l'équation (3.9) donne :

$$A_\mu^1 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{\lambda_1}} \cos \theta B_\mu^1 - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{\lambda_2}} \sin \theta B_\mu^2 \quad (3.10)$$

$$A_\mu^2 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{\lambda_1}} \sin \theta B_\mu^1 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{\lambda_2}} \cos \theta B_\mu^2 \quad (3.11)$$

Nous donnons les paramètres λ_1, λ_2 , par les relations suivantes :

$$\lambda_1 = \frac{1}{4} + 2c \cos \theta \sin \theta \quad (3.12)$$

$$\lambda_2 = \frac{1}{4} - 2c \cos \theta \sin \theta \quad (3.13)$$

Avec :

$$\lambda_1 + \lambda_2 = \frac{1}{2} \quad (3.14)$$

$$\lambda_1 > \lambda_2 \quad \text{Pour } \theta = \left] 0, \frac{\pi}{2} \right[\cup \left] \pi, \frac{3\pi}{2} \right[\quad (3.15)$$

Et

$$\lambda_2 > \lambda_1 \quad \text{Pour } \theta = \left] \frac{\pi}{2}, \pi \right[\cup \left] \frac{3\pi}{2}, 2\pi \right[\quad (3.16)$$

Pour $0 < \lambda_{1,2} < \lambda_1 + \lambda_2$ on trouve :

$$c < \left| \frac{1}{8 \cos \theta \sin \theta} \right| \quad (3.17)$$

Depuis l'équation (3.14) on a $0 < \lambda_{1,2} < \frac{1}{2}$

En remplace l'équation dans l'expression λ_1 , on obtient :

$$0 < \frac{1}{4} + 2c \cos \theta \sin \theta < \frac{1}{2} \quad (3.18)$$

Ou alors

$$0 < c < \frac{1}{8 \cos \theta \sin \theta} \quad (3.19)$$

Pour $\theta = \frac{\pi}{4}$, on obtient le cas particulier :

$$0 < c < \frac{1}{4} \quad (3.20)$$

Sous la transformation $c \leftrightarrow -c$ on obtient $\lambda_1 \leftrightarrow \lambda_2$. Donc, on peut garder $c > 0$ et $\lambda_1 > \lambda_2$.

Nous définirons les charges $U_1(1) \times U_2(1)$ dans la base qui est orthonormé en gardant à l'esprit que, sur cette base, les interactions non diagonales avec les fermions sont présents. Cependant, le paramètre de mélange, défini dans la base, peut toujours être limité [22].

Et équation (3.5) devient :

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{1}{2} (j_1^\mu \quad j_2^\mu) \begin{pmatrix} \frac{g_1 \cos \theta}{\sqrt{\lambda_1}} & -\frac{g_1 \sin \theta}{\sqrt{\lambda_2}} \\ \frac{g_2 \sin \theta}{\sqrt{\lambda_1}} & \frac{g_2 \cos \theta}{\sqrt{\lambda_2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu^1 \\ B_\mu^2 \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

La première description correspond à l'équation (3.2) et à l'équation (3.5) ou il existe un mélange cinétique entre les intensités de champ de jauge $U(1)$ (c'est - à - dire $c \neq 0$) et les courants ne se couplent qu'aux bosons de jauge correspondants, c'est - à - dire j_r^μ à A_r^μ pour $r = 1, 2$. Dans la deuxième image donnée par l'équation (3.7) et l'équation (3.21), il n'y a pas de mélange cinétique entre les champs de bosons de jauge $B_\mu^{1,2}$, mais les courants $j_{1,2}^\mu$, se couplent aux deux bosons de jauge. Il est à noter que dans l'équation (3.21) un changement de c n'affecte la mise à l'échelle avec dans la matrice et dans la limite $c \rightarrow 0$ nous avons [21]:

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} j_1^\mu & j_2^\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_1 & -g_1 \\ g_2 & g_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu^1 \\ B_\mu^2 \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

Nous réécrivons les interactions dans l'équation (3.21), et redéfinir On a alors :

$$\mathcal{L}_{int} = \begin{pmatrix} J_1^\mu & J_2^\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{g}_1 & 0 \\ 0 & \tilde{g}_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu^1 \\ B_\mu^2 \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

Dans ce transformation, les courants impliquant des fermions sont mis à l'échelle et tournés maintenant, comme :

$$\begin{pmatrix} J_1^\mu \\ J_2^\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ -\cos \varphi & \sin \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_1^\mu \\ j_2^\mu \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

Qui est une transformation non orthogonale, où :

$$\cos \varphi = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}, \quad \sin \varphi = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}, \quad \tilde{g}_1 = \frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2\sqrt{\lambda_1}}, \quad \tilde{g}_2 = \frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2\sqrt{\lambda_2}} \quad (3.25)$$

$$\cos \varphi = \sin \varphi = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad \tilde{g}_1 = \frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2\sqrt{\frac{1}{4} + 2c \sin \theta \cos \theta}}, \quad \tilde{g}_2 = \frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2\sqrt{\frac{1}{4} - 2 \sin \theta \cos \theta}} \quad (3.26)$$

Pour $c > 0$ on a $\lambda_1 > \lambda_2$ ce qui conduit à $\tilde{g}_2 > \tilde{g}_1$.

Dans le cas où $g_1 = g_2 = g$, les relations dans l'équation (3.22) deviennent :

$$\cos \varphi = \sin \varphi = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad \tilde{g}_1 = \frac{g}{2\sqrt{\lambda_1}}, \quad \tilde{g}_2 = \frac{g}{2\sqrt{\lambda_2}} \quad (3.27)$$

3.3. La brisure spontanée de la symétrie : $U^1(1) \times U^2(1)$

Pour le champ scalaire Φ avec $U^{1,2}(1)$ des charges $q_{1,2}^S$ la dérivée covariante est :

$$D^\mu \varphi = [\partial^\mu - i g_1 q_1^S A_1^\mu - i g_2 q_2^S A_2^\mu] \Phi = [\partial^\mu - i \tilde{g}_1 Q_1^S B_1^\mu - i \tilde{g}_2 Q_2^S B_2^\mu] \Phi \quad (3.28)$$

$$= \left[\partial^\mu - i \frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2\sqrt{\frac{1}{4} + 2c \sin \theta \cos \theta}} Q_1^s B_1^\mu - i \frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2\sqrt{\frac{1}{4} - 2c \sin \theta \cos \theta}} Q_2^s B_2^\mu \right] \Phi \quad (3.29)$$

Nous avons assigné des charges Q_i dans la base B et les charges q_i sont dans la base A. Ils sont liés par l'équation (3.24). Ainsi

$$\begin{pmatrix} Q_1 \\ Q_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ -\cos \varphi & \sin \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \end{pmatrix} \quad (3.30)$$

Pour le cas du vev: $\langle \Phi \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}} \neq 0$, La matrice de masse du boson de jauge dans la base est :

$$M_{jauge}^2 = \frac{v^2}{2} \begin{pmatrix} (\tilde{g}_1 Q_1^s)^2 & (\tilde{g}_2 Q_2^s)(\tilde{g}_1 Q_1^s) \\ (\tilde{g}_2 Q_2^s)(\tilde{g}_1 Q_1^s) & (\tilde{g}_2 Q_2^s)^2 \end{pmatrix} \quad (3.31)$$

$$M_{jauge}^2 = \frac{v^2}{2} \begin{pmatrix} \left(\frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2\sqrt{\frac{1}{4} + 2c \sin \theta \cos \theta}} Q_1^s \right)^2 & \left(\frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2\sqrt{\frac{1}{4} - 2c \sin \theta \cos \theta}} Q_2^s \right) \left(\frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2\sqrt{\frac{1}{4} + 2c \sin \theta \cos \theta}} Q_1^s \right) \\ \left(\frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2\sqrt{\frac{1}{4} - 2c \sin \theta \cos \theta}} Q_2^s \right) \left(\frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2\sqrt{\frac{1}{4} + 2c \sin \theta \cos \theta}} Q_1^s \right) & \left(\frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2\sqrt{\frac{1}{4} - 2c \sin \theta \cos \theta}} Q_2^s \right)^2 \end{pmatrix}$$

X_μ^1, X_μ^2 Sont les vecteurs propres orthogonaux d'une matrice symétrique réelle à valeurs propres distinctes voire annexe :

$$\begin{pmatrix} X_1^\mu \\ X_2^\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \chi & -\sin \chi \\ \sin \chi & \cos \chi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_1^\mu \\ B_2^\mu \end{pmatrix} \quad (3.32)$$

L'angle de mélange χ est :

$$\cos \chi = \frac{1}{N} |\tilde{g}_2 Q_2^s|, \quad \sin \chi = \frac{1}{N} |\tilde{g}_1 Q_1^s| \quad (3.33)$$

Le facteur de normalisation est donné par :

$$N^2 = (\tilde{g}_2 Q_2^s)^2 + (\tilde{g}_1 Q_1^s)^2 \quad (3.34)$$

$$N^2 = \left(\frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2\sqrt{\frac{1}{4} - 2c \sin \theta \cos \theta}} Q_2^s \right)^2 + \left(\frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2\sqrt{\frac{1}{4} + 2c \sin \theta \cos \theta}} Q_1^s \right)^2 \quad (3.35)$$

Les deux valeurs propres de la matrice de masse sont :

$$m_1^2 = 0, \quad m_2^2 = N^2 v^2 \quad (3.36)$$

$$m_1^2 = 0, m_2^2 = \left[\left(\frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2\sqrt{\frac{1}{4} - 2c \sin \theta \cos \theta}} Q_2^s \right)^2 + \left(\frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2\sqrt{\frac{1}{4} - 2c \sin \theta \cos \theta}} Q_1^s \right)^2 \right] v^2 \quad (3.37)$$

Cela nous permet d'écrire à partir de l'équation (3.23) le terme d'interactions des états propres de masse X_μ^1 et X_μ^2 comme suit :

$$\mathcal{L}_{int} = (J_1^\mu \quad J_2^\mu) \begin{pmatrix} \tilde{g}_1 & 0 \\ 0 & \tilde{g}_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \chi & \sin \chi \\ -\sin \chi & \cos \chi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_\mu^1 \\ X_\mu^2 \end{pmatrix} \quad (3.38)$$

Après la brisure spontanée de la symétrie $U_1(1) \times U_2(1)$, il en résulte une charge conservée associée qui est une combinaison linéaire de Q_1 et Q_2 qui peut être écrit sous une forme normalisée [22]:

$$Q = \alpha_1 Q_1 + \alpha_2 Q_2 \quad , (\alpha_1^2 + \alpha_2^2 = 1) \quad (3.39)$$

Tandis que le champ standard, qui acquiert le VEV, doit satisfaire :

$$\alpha_1 Q_1^s + \alpha_2 Q_2^s = 0 \quad (3.40)$$

Ce qui implique:

$$\alpha_1 = \frac{Q_2^s}{\sqrt{Q_1^{s2} + Q_2^{s2}}} \quad , \quad \alpha_2 = \frac{-Q_1^s}{\sqrt{Q_1^{s2} + Q_2^{s2}}} \quad (3.41)$$

On peut aussi définir une autre charge Q' , non conservée, orthogonale à Q :

$$Q' = -\alpha_1 Q_1 + \alpha_2 Q_2 \quad (3.42)$$

Q' Est non conservée à cause $U_1(1)$ de la symétrie qui est brisée. On peut utiliser l'équation (3.41) pour trouver la masse de X_μ^2 ou en termes de $\alpha_{1,2}$:

$$m_2^2 = \frac{(g_1^2 + g_2^2)(Q_1^{s2} + Q_2^{s2})}{8} \left(\frac{\alpha_2^2}{\lambda_1} + \frac{\alpha_1^2}{\lambda_2} \right) v^2 \quad (3.43)$$

$$m_2^2 = \frac{(g_1^2 + g_2^2)(Q_1^{s2} + Q_2^{s2})}{8} \left(\frac{\alpha_1^2}{\frac{1}{4} - 2c \sin \theta \cos \theta} + \frac{\alpha_2^2}{\frac{1}{4} + 2c \sin \theta \cos \theta} \right) v^2 \quad (3.44)$$

3.4. Interactions des Fermions :

$$\hat{J}_1^\mu = Q^f \bar{\psi} \gamma^\mu \psi = (J_1^\mu \alpha_1 + J_2^\mu \alpha_2) \quad , \quad \hat{J}_2^\mu = Q'^f \bar{\psi} \gamma^\mu \psi = (-J_1^\mu \alpha_1 + J_2^\mu \alpha_2) \quad (3.45)$$

Le terme d'interactions lagrangiennes pour les bosons de jauge massifs et sans masse s'écrit :

$$\mathcal{L}_{int} = \sum_{i,j=1,2} g_{ij} J_i^\mu X_\mu^j \quad (3.46)$$

X_μ^1 Correspond au résidu $U_1(1)$ et il se couple uniquement à \widehat{J}_1^μ , mais X_μ^2 se couple une fois à \widehat{J}_1^μ et à la combinaison orthogonale, plus précisément \widehat{J}_2^μ . Pour déterminer les constantes de couplage g_{ij} , on réécrit l'équation (3.38) par :

$$\mathcal{L}_{int} = [(\tilde{g}_1 J_1^\mu \cos \chi - \tilde{g}_2 J_2^\mu \sin \chi) X_\mu^1 + (\tilde{g}_1 J_1^\mu \sin \chi + \tilde{g}_2 J_2^\mu \cos \chi) X_\mu^2] \quad (3.47)$$

En utilisant les équations (3.33) et (3.41), l'interaction du boson de jauge sans masse X_μ^1 :

$$\mathcal{L}_{X^1} = \frac{\tilde{g}_1 \tilde{g}_2}{\sqrt{\tilde{g}_1^2 \alpha_2^2 + \tilde{g}_2^2 \alpha_1^2}} (J_1^\mu \alpha_1 + J_2^\mu \alpha_2) X_\mu^1 = g_{11} J_1^\mu X_\mu^1 \quad (3.48)$$

$$= \frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{\sqrt{\frac{1}{8} \left[\left(\frac{1}{4} + 2c \sin \theta \cos \theta \right) \alpha_2^2 + \left(\frac{1}{4} - 2c \sin \theta \cos \theta \right) \alpha_1^2 \right]}} (J_1^\mu \alpha_1 + J_2^\mu \alpha_2) X_\mu^1 = g_{11} J_1^\mu X_\mu^1 \quad (3.49)$$

Nous pouvons obtenir les constantes de couplage g_{11} et g_{22} de l'équation (3.48):

$$g_{11} = \frac{\tilde{g}_1 \tilde{g}_2}{\sqrt{\tilde{g}_1^2 \alpha_2^2 + \tilde{g}_2^2 \alpha_1^2}}, \quad g_{21} = 0 \quad (3.50)$$

$$g_{11} = \sqrt{g_1^2 + g_2^2} \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\left(\frac{1}{4} + 2c \sin \theta \cos \theta\right) \alpha_2^2 + \left(\frac{1}{4} - 2c \sin \theta \cos \theta\right) \alpha_1^2}}, \quad g_{21} = 0 \quad (3.51)$$

Par un réarrangement des termes, nous obtenons l'ordre familier :

$$\frac{1}{\tilde{g}_{11}^2} = \frac{\alpha_1^2}{\tilde{g}_1^2} + \frac{\alpha_2^2}{\tilde{g}_2^2} \quad (3.52)$$

Le résultat de l'équation (3.52) est :

$$\tilde{g}_1 \leq g_{11} \leq \tilde{g}_2 \quad (3.53)$$

$$\frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2\sqrt{\frac{1}{4} + 2c \sin \theta \cos \theta}} \leq g_{11} \leq \frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2\sqrt{\frac{1}{4} - 2c \sin \theta \cos \theta}} \quad (3.54)$$

Comme X_μ^1 correspond à une symétrie $U(1)$ survivante, il ne se couple qu'à \widehat{J}_μ^1 . L'interaction de peut être exprimée comme :

$$\mathcal{L}_{X^2} = \frac{1}{\sqrt{\tilde{g}_1^2 \alpha_2^2 + \tilde{g}_2^2 \alpha_1^2}} (-\alpha_1 \alpha_2 (\tilde{g}_1^2 - \tilde{g}_2^2) \widehat{J}_\mu^1 + (\alpha_2^2 \tilde{g}_1^2 + \alpha_1^2 \tilde{g}_2^2) \widehat{J}_\mu^2) X_\mu^2 \quad (3.55)$$

A partir de là, on peut faire une nouvelle lecture des couplages du boson massif X_μ^1 , avec les deux courants, à savoir :

$$g_{22} = \sqrt{\tilde{g}_1^2 \alpha_2^2 + \tilde{g}_2^2 \alpha_1^2} = \frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2\sqrt{2}} \sqrt{\left(\frac{\alpha_2^2}{\lambda_1} + \frac{\alpha_1^2}{\lambda_2}\right)} \quad (3.56)$$

$$= \frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2\sqrt{2}} \sqrt{\left(\frac{\alpha_2^2}{\frac{1}{4} + 2c \sin \theta \cos \theta} + \frac{\alpha_1^2}{\frac{1}{4} - 2 \sin \theta \cos \theta}\right)} \quad (3.57)$$

$$g_{12} = \frac{\alpha_1 \alpha_2 (\tilde{g}_1^2 - \tilde{g}_2^2)}{\sqrt{\tilde{g}_1^2 \alpha_2^2 + \tilde{g}_2^2 \alpha_1^2}} = -\alpha_1 \alpha_2 \frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2\sqrt{2}} \left(\frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\sqrt{(\lambda_1 \lambda_2)(\alpha_1^2 \lambda_2 + \alpha_2^2 \lambda_1)}}\right) \quad (3.58)$$

A noter que rien n'interdit à X_μ^2 de se coupler soit à \hat{J}_1^μ et pas forcément uniquement à \hat{J}_2^μ .

3.1. Application numérique "Estimation de la Masse du photon noir" :

Selon la théorie de jauge $U_1(1) \otimes U_2(1)$ nous avons pris la masse du quark top comme masse de référence (qui a une masse très grandes par rapport aux autres particules fondamentales, selon le **tableau (1.1)** en prend $m_t = 172 \text{ GeV}$), pour étudier et comparer la masse de photon noir pour une éventuelle détection.

On a l'équation de la masse du photon noir :

$$m_2^2 = \frac{(g_1^2 + g_2^2)(Q_1^{s^2} + Q_2^{s^2})}{8} \left(\frac{\alpha_2^2}{\lambda_1} + \frac{\alpha_1^2}{\lambda_2}\right) v^2 \quad (3.59)$$

On définit Le nouveau paramètre ξ est donné par :

$$\xi = \frac{1}{8} \left(\frac{g_1^2 + g_2^2}{e^2}\right) \quad (3.60)$$

Et

$$\xi = \lambda_1 \alpha_1^2 + \lambda_2 \alpha_2^2 \quad (3.61)$$

En remplaçant l'équation (3.60) et (3.61) dans l'équation (3.59), on obtient :

$$m_2^2 = \frac{e^2 \xi^2 (Q_1^{s^2} + Q_2^{s^2})}{\lambda_1 \lambda_2} v^2 \quad (3.61)$$

Où :

Le produit $\lambda_1 \lambda_2$ est donné par :

$$\lambda_1 \lambda_2 = \left(\frac{1}{16} - 4c^2 \sin \theta \cos \theta \right) \quad (3.62)$$

Et

$$e = \sqrt{4\pi\alpha_{EM}} \quad (3.63)$$

Donc le rapport β est donné :

$$\beta = \frac{m_D}{m_t} = \frac{\sqrt{4\pi\alpha_{EM}} \xi v}{m_t \left(\frac{1}{16} - 4c^2 \sin \theta \cos \theta \right)}$$

Où:

$$(Q_1^{s^2} + Q_2^{s^2}) = 1$$

$$\xi = \frac{5}{12}, \frac{1}{6}, \frac{1}{4}, \frac{1}{12}, \frac{1}{3}$$

$$v = 246$$

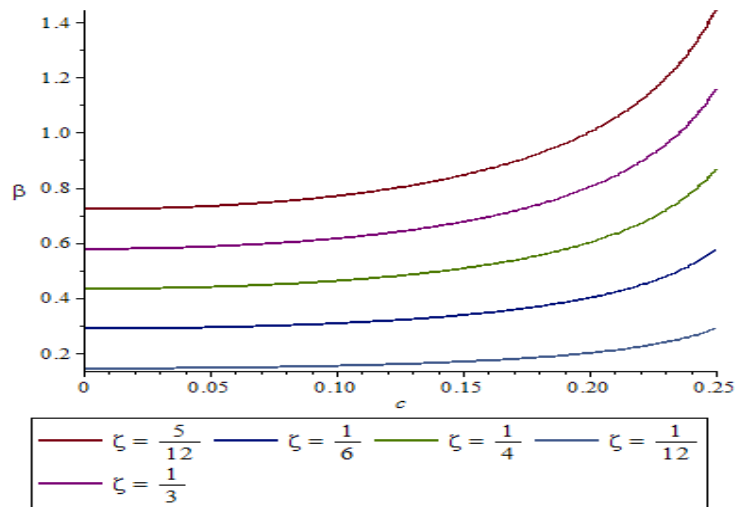


Figure (3-a) : Le rapport β entre la masse d'un photon noir et celle d'un quark top en fonction de c avec différentes valeurs de ξ et $\theta = \frac{\pi}{3}$.

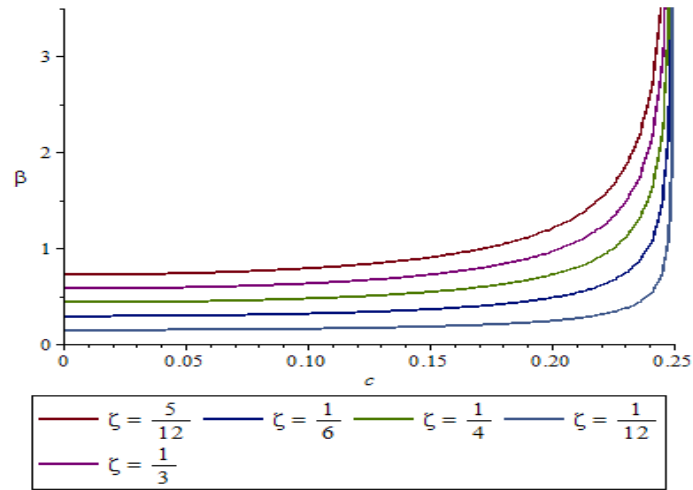


Figure (3-b) : Le rapport entre la masse d'un photon noir et celle d'un quark top en fonction de c avec différentes valeurs de ζ et $\theta = \frac{\pi}{4}$.

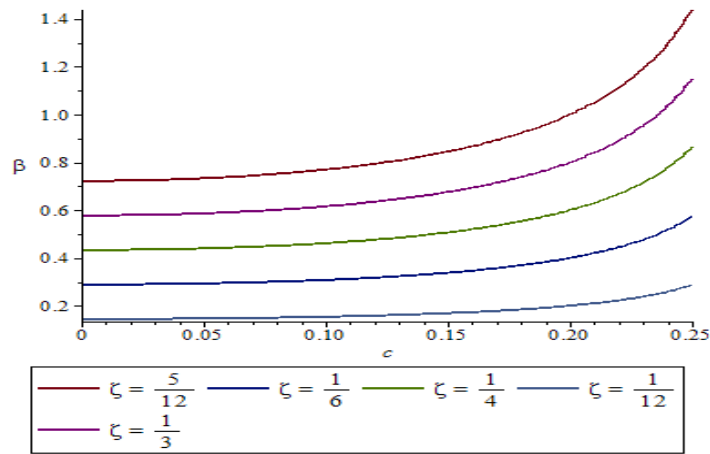


Figure (3-c): Le rapport entre la masse d'un photon noir et celle d'un quark top en fonction à c avec différentes valeurs de ζ et $\theta = \frac{\pi}{5}$.

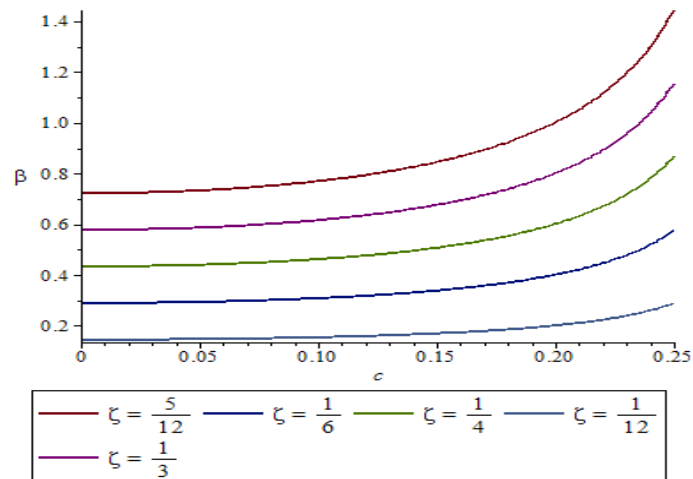


Figure (3-d) : Le rapport entre la masse d'un photon noir et celle d'un quark top en fonction à c avec différentes valeurs de ξ et $\theta = \frac{\pi}{6}$.

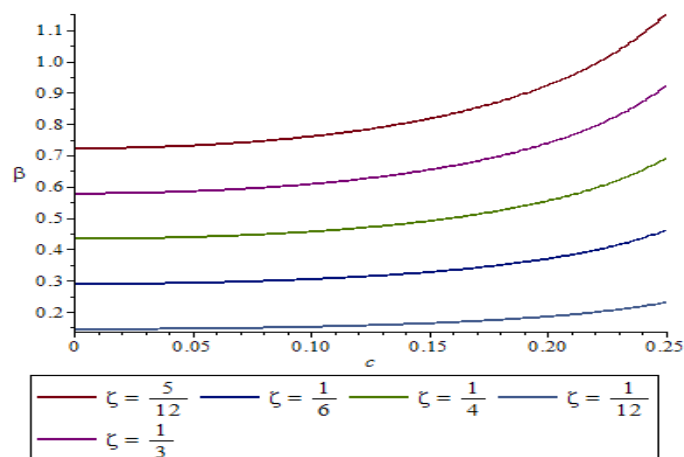


Figure (3-e) : Le rapport entre la masse d'un photon noir et celle d'un quark top en fonction à c avec différentes valeurs de ξ et $\theta = \frac{\pi}{7}$.

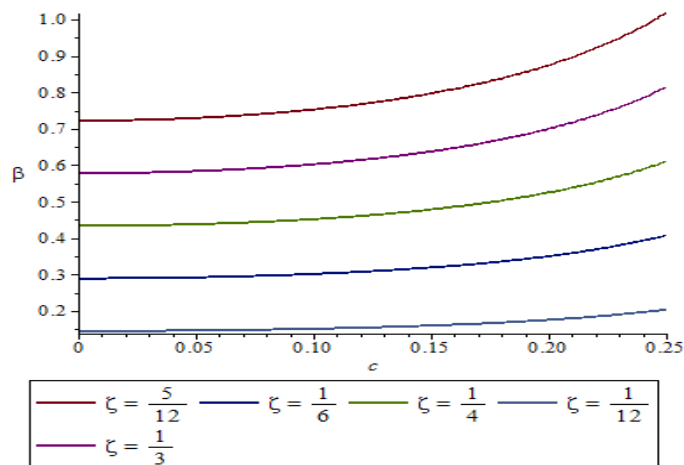
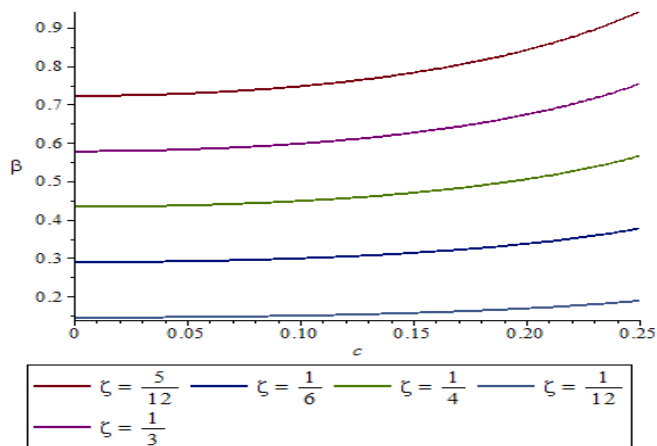


Figure (3-f) : Le rapport entre la masse d'un photon noir et celle d'un quark top en fonction à c avec différentes valeurs de ξ et $\theta = \frac{\pi}{8}$.



Figure(3-g) : Le rapport entre la masse d'un photon noir et celle d'un quark top en fonction à c avec différentes valeurs de ξ et $\theta = \frac{\pi}{9}$

Discussion graphique:

Les graphes que nous avons tracé représentent le rapport $\beta = \frac{m_D}{m_t}$ en fonction du coefficient de mélange cinétique c , où nous prenons des valeurs de ξ minutieusement choisies et à différents angles. Nous avons remarqué que le rapport β est en augmentation significative avec c , alors qu'il part des mêmes valeurs initiales pour atteindre des valeurs finales différentes. Les résultats sont les suivants :

- Lorsque la valeur $\xi = \frac{5}{12}$ la valeur initiale $\beta \approx 0.73$ Alors que les valeurs finales étaient les suivantes:
 - ($\beta < 1$): Pour $\theta = \frac{\pi}{3}$.
 - ($\beta > 1$): Pour les autres : $\theta = (\frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{5}, \frac{\pi}{6}, \frac{\pi}{7}, \frac{\pi}{8}, \frac{\pi}{9})$.
- Lorsque la valeur $\xi = \frac{1}{3}$ la valeur initiale $\beta \approx 0.57$ Alors que les valeurs finales étaient les suivantes:
 - ($\beta < 1$): pour $\theta = (\frac{\pi}{7}, \frac{\pi}{8}, \frac{\pi}{9})$
 - ($\beta > 1$): Au coin de la rue : $\theta = (\frac{\pi}{3}, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{5}, \frac{\pi}{6})$
- Pour les valeurs : $\xi = (\frac{1}{4}, \frac{1}{6}, \frac{1}{12})$ Nous notons toujours que les valeurs de $\beta < 1$.

Conclusion:

De la discussion graphique, nous sommes arrivés à des conclusions:

Une éventuelle détection du photon noir dans le cas: ($\beta < 1$) " $m_D < m_t$ " à des valeurs optima les de ξ , égales à: $(\frac{1}{4}, \frac{1}{6}, \frac{1}{12})$. Bien que pour des valeurs de ($\beta > 1$) " $m_D < m_t$ " rien ne les interdits à part les moyens expérimentaux de détection.

Conclusion Générale:

Dans ce mémoire, nous avons étudié deux types d'extension du modèle standard où nous avons discuté au cours du deuxième chapitre une extension minimale à deux doublets du Higgs du modèle standard, où nous avons montré après discussion que ce dernier contient cinq bosons de Higgs chargés et neutres contrairement au modèle standard qui ne contient qu'un seul Higgs.

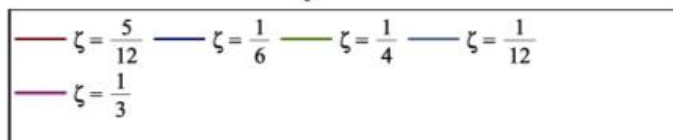
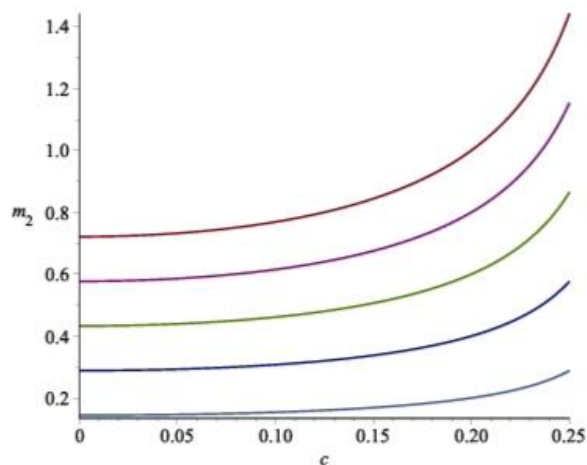
Dans le deuxième chapitre, nous avons étudié une extension $U(1)$ au modèle standard (dans ce cas le boson associé à $U(1)$ est le photon noir) dans le terme de jauge. Il peut être détecté en raison de son mélange cinétique avec le photon ordinaire, nous avons d'abord éliminé le mélange par une transformation généralisée de la base A à la base B pour faire apparaître le photon noir et ses interactions possibles avec de la matière ordinaire ou noire. Et avoir ensuite l'expression générale de la masse en étudiant la brisure spontanée de la symétrie dans le cas d'un seul doublet de Higgs avec le choix de la même valeur moyenne du vide que celle du modèle standard.

ANNEXE

Le programme de la **figure (3-a)** :

```
> with(plots)
[animate, animate3d, animatecurve, arrow, changecoords, complexplot, complexplot3d,
conformal, conformal3d, contourplot, contourplot3d, coordplot, coordplot3d, densityplot,
display, dualaxisplot, fieldplot, fieldplot3d, gradplot, gradplot3d, implicitplot,
implicitplot3d, inequal, interactive, interactiveparams, intersectplot, listcontplot,
listcontplot3d, listdensityplot, listplot, listplot3d, loglogplot, logplot, matrixplot, multiple,
odeplot, pareto, plotcompare, pointplot, pointplot3d, polarplot, polygonplot, polygonplot3d,
polyhedra_supported, polyhedraplot, rootlocus, semilogplot, setcolors, setoptions,
setoptions3d, spacecurve, sparsematrixplot, surfdata, textplot, textplot3d, tubeplot]
```

(1)



La même chose pour les autres figures.

Bibliographie :

- [1] E. Elbaz, De F électromagnétisme à F électrofaible, Ellipses, 1989.
- [2] Ghaoui, Jade, et al. "Brisure de symétrie et mécanisme de Higgs." (2013). Margarete Muhlleitner, Marco O. P. Sampaio, Rui Santos, Jonas Wittbrodit, The N2HDM under Theoretical and Experimental Scrutiny, KA-TP-39-2016.
- [3] Del Aguila, F., M. Masip, and M. Perez-Victoria. "Physical parameters and renormalization of $U_a(1) \otimes U_b(2)$ models." Nuclear Physics B 456.3 (1995): 531-549.
- [4] H. Georgi and S. L. Glashow, "Gauge Theory of Weak and Electromagnetic Interactions with Han-Nambu Quarks," Phys. Rev. D7, 561 - 563 (1973).
- [5] H. Georgi and S. L. Glashow, "Gauge Theory of Weak and Electromagnetic Interactions with Han-Nambu Quarks," Phys. Rev. D7, 561 - 563 (1973).
- [6] A. Salam and J. C. Ward, "Gauge Theory of Elementary Interactions," Phys. Rev. 136, B763 - B768 (1964).
- [7] S. Weinberg, "A Model of Leptons," Phys. Rev. Lett. 19, 1264 - 1266 (1967).
- [8] Brochet, Sébastien Recherche de physique au-delà du Modèle Standard dans le secteur du quark top et calibration de l'échelle en énergie des jets avec l'expérience CMS du LHC. Diss. Université Claude Bernard-Lyon I, 2014
- [9] L. Marleau. Introduction à la physique des particules. 1998-2003, chapitre 1 page (14, 15,16).
- [10] W.N. COTTINGHAM and D.A.GREEWOOD, An introduction to the standard model of particle

physics, GRAMBRIDGE, 2007.

- [11] Brian R Martin, Nuclear and Particle physics, Wiley, 2006.
- [12] INTRODUCTION TO THE STANDARD MODEL AND ELECTROWEAK physique. Arxiv:0901.0241v1 [hep-ph] 2 Jan 2009.
- [13] S. Dawson, Introduction to Electroweak Symmetry Breaking, hep-ph/9901280. Dawson, Introduction to Electroweak Symmetry Breaking, hep-ph/9901280
- [14] Ghaoui, Jade, et al. "Brisure de symétrie et mécanisme de Higgs." (2013).
- [15] Marcel Kraus, An der Fakultät für Physik."On the Renormalization of the Two-Higgs-Doublet Model," Bearbeitungszeit: 11. Mai 2015 – 11. Mai 2016
- [16] G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, M. Sher, and J. P. Silva, "Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models," Phys. Rept. 516 (2012) 1–102, arXiv:1106.0034 [hep-ph].
- [17] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. L. Kane, and S. Dawson, "The Higgs Hunter's Guide," Front. Phys. 80 (2000) 1–448.
- [18] Particle Data Group Collaboration, K. A. Olive et al. , "Review of Particle Physics," Chin. Phys. C38 (2014) 090001
- [19] C. Alvarez-Luna and J.A.R. Cembranos," Dark photon searches with atomic transitions " Published for SISSA by Springer, JHEP07(2019)110,[https://doi.org/10.1007/JHEP07\(2019\)110](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2019)110).
- [20] Jian-Yong Cen, Min He, Xiao-Gang He and Gang Li, " Scrutinizing a massless dark photon: basis independence and new observables" arXiv:1807.11363v3 [hep-ph] 31 Jan 2019
- [21] Berkane, Amina, and Mounir Boussahel. "Dark Photon As an Extra U (1) Extension to the Standard Model With general Rotation in Kinetic Mixing." arXiv preprint arXiv:2101.03689 (2021).
- [22] Biswajoy Brahmachari, Amitava Raychaudhuri, " Kinetic mixing and symmetry breaking dependent interactions of the dark photon", Nuclear Physics B, Volume 887, 2014, pp 441-455.<http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2014.08.015>

Résumé

Dans ce travail, nous avons étudié le modèle deux doublet de Higgs ainsi que la possibilité que le photon noir interagisse avec la matière ordinaire ou matière noire nous étudions la brisure spontanée de la symétrie de la théorie de jauge $U_1(1) \otimes U_2(1)$ à un seul doublet de Higgs avec les fermions lors du mélange cinétique.

Abstrat

In this work, we studied the two-doublet Higgs model as well as the possibility that the black photon interacts with ordinary matter or dark matter we study the spontaneous breaking of symmetry of gauge theory $U_1(1) \otimes U_2(1)$ to a single Higgs doublet with fermions during kinetic mixing.

ملخص

في هذا العمل قمنا بدراسة نموذج ثنائي هيجز بالإضافة إلى احتمالية تفاعل الفوتون المظلم مع المادة العادية أو المادة المظلمة وندرس الكسر التلقائي للتناظر للنظرية المعيارية $U_1(1) \otimes U_2(1)$ إلى جانب الفرميونات أثناء الخلط الحركي.