

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

FACULTE DES SCIENCES  
DEPARTEMENT PHYSIQUE  
N° :PH/TH/03 / 2022



DOMAINE : Sciences de la matière  
FILIERE : Physique  
OPTION : PHYSIQUE THEORIQUE

Mémoire présenté pour l'obtention  
Du diplôme de Master Académique

Par :Ben charif Sara

Intitulé

**Modèle  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1) \otimes U(1)$ .  
Dark photon "cas de deux doublets de Higgs**

Soutenu le 24/06/2022 devant le jury composé de:

|                      |                      |            |
|----------------------|----------------------|------------|
| Redouane Salah Essma | Université de M'SILA | Président  |
| Boussahel Mounir     | Université de M'SILA | Rapporteur |
| Debbabi Mourad       | Université de M'SILA | Examineur  |

Année universitaire : 2021/2022

## **Remerciements**

*Au terme de cet humble acte, permettez-moi d'exprimer ma profonde gratitude au très estimé **Mr. MOUNIR BOUSSAHEL**, pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail, à travers ses précieux conseils et ses critiques constructives. Grâce à lui, j'ai pu réaliser ce travail. Je lui suis très reconnaissant.*

*Je remercie chaleureusement tous les membres du jury pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant de juger ce travail.*

*Encore une fois avec fierté, je tiens à remercier tous les membres de la famille administrative du Département de Physique, tous les enseignants qui nous ont permis d'acquérir des connaissances, et un merci particulier au Professeur **ESSMA REDOUANE SALAH** Elle mérite toute ma reconnaissance et mon admiration.*

*Je remercie également **Dr. M. Debbabi**.*

*Je n'oublierai pas le grand crédit de mes chers parents qui m'ont soutenu et m'ont apporté un soutien moral. Je remercie Dieu pour leur présence dans ma vie.*

# **Dédicaces**

*Cet humble travail est dédié à :*

*À mes chers parents, «**seddik et malika**» ma source d'inspiration, de tendresse, de courage, de joie et de bonheur, qui étaient toujours présents avec leurs encouragements et ses prières pour moi. Que dieu tout puissant vous garde pour moi et qu'il vous accorde la bonne santé et le bonheur.*

*Pour mes frères **Hamid, Akram, louai et Hadil**, ils étaient toujours à mes côtés et leur amour pour moi était le plus grand soutien. Ils sont mon symbole de réussite et de l'ambition, les mots ne peuvent exprimer l'amour et l'attachement que j'ai que Dieu vous accorde le succès dans leur vie et éclaire leur chemin et leur accorde la santé.*

*Et un merci spécial à la femme de mon oncle **Nawal** pour son soutien continu. Que Dieu protège de tout mal. J'ai tellement de chance de t'avoir dans ma vie, je t'aime.*

*Pour ma tante et deuxième mère, **Bachiri Karima**, elle est un don de Dieu. Je vous remercie d'être avec moi et de votre soutien continu.*

*Je remercie également mon mari **Salah El-DIN** de se tenir à mes côtés et de me soutenir, car j'ai la chance de l'avoir. Que Dieu vous protège de tout mal, et que Dieu élève de plus en plus vos rangs, vous méritez tout le meilleur, merci à toute ta famille.*

*J'adresse également mes chaleureux remerciements à mes camarades et amis, que Dieu nous rassemble... et un merci particulier à ma collègue, **Tahmi Wahiba**, et **Radjai fawzia, Modjnah Nawel** qui a joué un rôle dans ce travail et pour son soutien continu.*

# *Tables des matières*

|  |    |
|--|----|
| <b>Introduction général</b>                    | 1  |
| <b>1.le modèle standard</b>                    |    |
| 1.1 Introduction                               | 4  |
| 1.2 Les particules élémentaires                | 5  |
| 1.2.1 Fermions                                 | 5  |
| 1.2.2 Les Bosons                               | 7  |
| 1.3 Les Interactions fondamentales             | 7  |
| 1.3.1 Électromagnétiques                       | 7  |
| 1.3.2 Faibles                                  | 8  |
| 1.3.3 Fortes                                   | 8  |
| 1.3.4 Gravitation                              | 8  |
| 1.4 Le Lagrangien du modèle standard           | 8  |
| 1.4.1 QCD " Quantum Chromodynamique"           | 8  |
| 1.4.2 La théorie électrofaible                 | 9  |
| 1.4.2.1 La partie de Jauge                     | 9  |
| 1.4.2.2 La partie de Yukawa                    | 10 |
| 1.4.2.3 La partie de Higgs                     | 10 |
| 1.4.2.4 La partie de fermion                   | 11 |
| 1.5 La brisure spontanée de la symétrie        | 13 |
| 1.5.1 Définition                               | 13 |
| 1.5.2 Le mécanisme de Higgs                    | 13 |
| 1.6 Masse des bosons dans le Modèle Standard   | 16 |
| 1.7 Masse des fermions                         | 18 |
| 1.8 La masse des Quarks                        | 19 |
| 1.9 Conclusion                                 | 19 |
| <b>2 Modèle à deux doublets de Higgs</b>       |    |
| 2.1 Introduction                               | 20 |
| 2.2 Modèle à deux doublets de Higgs            | 22 |
| 2.3 Potentiel de Higgs 2HDM                    | 23 |
| 2.4 Le Lagrangien scalaire 2HDM                | 28 |
| 2.5 Conclusion                                 | 29 |
| <b>3 Dark photon à deux doublets de Higgs</b>  |    |
| 3.1 Introduction                               | 30 |
| 3.2 Le modèle                                  | 30 |
| 3.2.1 Le Lagrangien de jauge                   | 31 |
| 3.2.2 Le Lagrangien de Dark photon             | 31 |
| 3.3 La partie scalaire du lagrangien cinétique | 32 |
| 3.4 Le potentiel scalaire                      | 34 |
| Conclusion générale                            | 36 |
| Références                                     | 37 |

## Table des Figures

|   |    |
|---|----|
| Figure 1.1 : les particules du modèle standard                      | 5  |
| Figure 1.2 : Première génération des Fermions                       | 6  |
| Figure 1.3 : Deuxième génération des Fermions                       | 6  |
| Figure 1.4 : Troisième génération des Fermions                      | 6  |
| Figure 1.5 : La forme sombrero du potentiel pour<br>( $\mu^2 < 0$ ) | 16 |

## List des tableaux

|   |    |
|---|----|
| Tableau 1.1 : les propriétés des fermions   | 12 |
| Tableau 2.1: Affectation des charges $Z_2$ dans les quatre types d'interactions de Yukawa et le |    |
| Facteur $\xi_f$ dans chaque type  | 22 |

# Introduction générale

Le modèle standard de la physique des particules est une théorie qui décrit les interactions forte, faible et électromagnétique, ainsi que l'ensemble des particules élémentaires qui constituent la matière. Développé entre les années 1970 et 1973, c'est une théorie quantique des champs qui est compatible avec les principes de la mécanique quantique et de la relativité[4].

En 2008, l'ensemble des tests expérimentaux des trois forces fondamentales décrites par le modèle standard ont révélé un bon accord avec les prédictions [5].

Une simulation sur ordinateur d'une durée de trois ans a révélé en 2008 une adéquation aux observations meilleure encore que ce qui était supposé.

Pour autant, le modèle standard ne constitue pas une théorie complète des interactions fondamentales, principalement parce qu'il ne décrit pas la force de gravitation.

Le modèle standard est une théorie à la fois quantique et relativiste. Il prédit aussi l'existence du boson de Higgs: la particule qui permet de générer la masse.

Le modèle standard est apprécié car il est (relativement) simple. Il explique que toutes les particules observées peuvent être obtenues à partir de 12 constituants élémentaires : 6 leptons, et leurs antiparticules, 6 quarks, et leurs antiparticules et des particules messagères [5].

L'extension la plus simple et la plus étudiée est le modèle à deux doublets de Higgs(2HDM), récemment revu dans [1]. Un problème potentiel pour de tels modèles est les courants neutres changeant de saveur au niveau de l'arbre (FCNC) qui se produisent chaque fois que des fermions d'une charge donnée se couplent à plus d'un multiplet de Higgs [2]. Alors qu'il est possible pour améliorer les contraintes par des hypothèses sur les couplages de changement de saveur[3], la solution habituelle pour le problème est d'éliminer complètement le FCNC au niveau de l'arbre en utilisant une symétrie  $Z_2$  discrète. En fonction des propriétés

de transformation des fermions droitiers sous le  $Z_2$ , plusieurs modèles Différents peuvent être obtenus.

Les deux modèles les plus connus sont le modèle de type I, dans lequel tous les fermions Se couplent à un seul multiplet de Higgs, et le modèle de type II, dans lequel les quarks de Type down et les leptons chargés se couplent à un multiplet de Higgs et les quarks de type Up se couplent les uns aux autres.

Nous considérons le cas du Dark photon à deux doublets de Higgs (D2HDM) où un  $U(1)'$  groupe de symétrie et un doublet de Higgs supplémentaire sont ajoutés au modèle standard. Ce modèle conduit à une particule de jauge comme candidat intéressant de la matière noire (DM)

Un candidat vectoriel  $W'$  de matière noire avec une faible gamme de masse MeV–GeV, accompagné d'un photon noir  $A'$  et d'un photon noir  $Z'$  a été étudié par les expérimentateurs dans le cadre d'un modèle calibré à deux doublets de Higgs. Qui a été examiné en tenant compte de diverses contraintes expérimentales, y compris les recherches de photons noirs, les données de précision, la densité relique de la matière noire ainsi que ses recherches directes et indirectes, données mono jet et Higgs du LHC. L'espace des paramètres viables indique que si un  $Z'$  sombre peut être la contribution dominante dans la densité reliques due à l'annihilation résonnante de la matière noire, un photon noir est cruciale pour la détection directe de la matière noire. Le modèle pourra être sondé plus dans un futur proche par des sondes sombres sous-GeV expériences sur la matière et les photons noirs [33].

La matière noire fait partie du secteur noir. L'interaction entre le photon noir et la matière noire ouvre de nouvelles fenêtres sur sa physique et donne des contraintes supplémentaires. Alors que dans la plupart des scénarios, la matière noire est l'un des états fermionique (ou scalaires) de ce secteur, il existe également la possibilité que la matière noire soit un boson vecteur très léger comme le photon noir massif lui-même.

Notre objectif dans ce mémoire, est d'étudier le Dark photon à deux doublets de Higgs dans le cadre d'une extension du modèle standard des interactions électrofaibles.

Notre travail est divisé en trois chapitres :

Dans le premier chapitre on a étudié le modèle standard et la Brisure spontanée de la Symétrie  $SU(2) \times U(1)$  dans le cas ordinaire.

Dans le deuxième chapitre on s'intéresse à l'extension la plus petite du modèle standard qui est celle à deux doublets de Higgs et à la brisure spontanée de la Symétrie.

Dans le troisième et dernier chapitre on a étudié le Dark photon dans le cadre d'une extension au modèle standard avec un groupe de Lie plus large qui est  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  avec un potentiel de Higgs constitué de deux doublets de Higgs scalaires.

## *chapiter01:*

### *Le modèle standard*

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

#### **1.1 Introduction:**

Le modèle standard des particules élémentaires est une théorie quantique des Champs, où l'interaction entre les particules est décrite par la théorie de jauge basée sur le groupe de symétrie

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

$U(1)_Y$  est le groupe de l'hypercharge.

$SU(2)_L$  c'est le groupe de l'isospin.

et  $SU(3)_C$  c'est le groupe de la charge de couleur.

Pour décrire les interactions des particules, les physiciens ont ajouté à l'ancien lagrangien Un terme d'interactions et un terme de masse aux bosons de jauge.

# Chapitre 01:Le modèle standard

## 1.2 Les particules élémentaires:

Le modèle standard inclut les membres de plusieurs classes de particules élémentaires (les leptons, les quarks, les bosons de jauge, et le boson de Higgs), qui peuvent à leur tour être différenciées par d'autres caractéristiques, telles que leur charge de couleur.

Si on compte les particules en distinguant leurs différentes couleurs et leurs antiparticules, on dénombre en tout 61 particules élémentaires.

|         | Particules de matière (fermions)                               |  |   | Particules d'interactions                            | boson de masse                           |
|---------|--|--|---|--|--|
|         | I  | II   | III   |  |  |
| QUARKS  | 2.4 MeV<br>+2/3<br>1/2<br>u<br>up                              | 1.27 GeV<br>+2/3<br>1/2<br>c<br>charm                        | 171.2 GeV<br>+2/3<br>1/2<br>t<br>top                        | 0<br>0<br>1<br>γ<br>photon                           | 125 GeV<br>0<br>0<br>H<br>boson de Higgs |
|         | 4.8 MeV<br>-1/3<br>1/2<br>d<br>down                            | 104 GeV<br>-1/3<br>1/2<br>s<br>strange                       | 4.2 GeV<br>-1/3<br>1/2<br>b<br>bottom                       | 0<br>0<br>1<br>g<br>gluon                            |  |
|         | <2.2 eV<br>0<br>1/2<br>ν <sub>e</sub><br>neutrino électronique | <0.17 MeV<br>0<br>1/2<br>ν <sub>μ</sub><br>neutrino muonique | <15.5 MeV<br>0<br>1/2<br>ν <sub>τ</sub><br>neutrino tauique | 91.2 GeV<br>0<br>1<br>Z <sup>0</sup><br>boson Z      |  |
| LEPTONS | 511 KeV<br>-1<br>1/2<br>e<br>électron                          | 105.7 MeV<br>-1<br>1/2<br>μ<br>muon                          | 1.777 GeV<br>-1<br>1/2<br>τ<br>tau                          | 80.4 GeV<br>±1<br>1<br>W <sup>±</sup><br>bosons W    |  |
|         |  |  | BOSONS DE JAUGE   | nom<br>spin<br>charge électrique<br>masse<br>symbole |  |

Figure 1.1: les particules du modèle standard

### 1.2.1 Fermions:

Le modèle standard inclut douze particules élémentaires de spin  $\frac{1}{2}$  (spin demi-entier), qui sont donc des fermions. Selon le théorème spin-statistique, les fermions respectent le principe d'exclusion de Pauli. À chaque fermion correspond une antiparticule. Les fermions obéissent à la statistique de Fermi-Dirac[4] et ne peuvent pas coexister entre eux dans le même état quantique (sur la même orbitale atomique par exemple). Les fermions élémentaires se répartissent en leptons et en quarks, suivant trois générations qui ne diffèrent l'une de l'autre que par la masse, plus élevée à chaque génération. Seules les particules de première génération forment la matière ordinaire. En effet, les particules de deuxième et troisième générations sont instables et se désintègrent rapidement en particules de première génération, plus légères. Bien qu'élémentaires, les quarks ne peuvent exister isolément. Ils sont regroupés dans des hadrons qui se présentent sous forme de paires quark-antiquark (les mésons), ou de trios quarks (les baryons). Par exemple, les protons sont formés de deux

# Chapitre 01:Le modèle standard

quarks up et d'un quark down, tandis que les neutrons sont formés d'un quark up et de deux quarks down.

Les tableaux ci-dessous regroupent les différents fermions par génération. Pour ne pas surcharger ce tableau, les antiparticules n'y sont pas représentées. La charge électrique y est indiquée en charges élémentaires.

## Première génération:

| Particules            | Notation | Charge électrique | Charge forte (charge de couleur) | Masse                   | Spin |
|-----------------------|----------|-------------------|----------------------------------|-------------------------|------|
| Electron              | $E$      | -1                |                                  | 511 keV/c <sup>2</sup>  | 1/2  |
| Neutrino électronique | $\nu_e$  | 0                 |                                  | < 225 eV/c <sup>2</sup> | 1/2  |
| Quark Up              | $U$      | 2/3               | rouge, vert, bleu                | ~ 3 MeV/c <sup>2</sup>  | 1/2  |
| Quark Down            | $D$      | -1/3              | rouge, vert, bleu                | ~ 6 MeV/c <sup>2</sup>  | 1/2  |

Figure 1.2: Première génération des Fermions

## Deuxième génération:

| Particules        | Notation  | Charge électrique | Charge forte      | Masse                    | Spin |
|-------------------|-----------|-------------------|-------------------|--------------------------|------|
| Muon              | $M$       | -1                |                   | 106 MeV/c <sup>2</sup>   | 1/2  |
| Neutrino muonique | $\nu_\mu$ | 0                 |                   | < 190 keV/c <sup>2</sup> | 1/2  |
| Quark Charm       | $C$       | 2/3               | rouge, vert, bleu | ~ 1.3 GeV/c <sup>2</sup> | 1/2  |
| Quark Strange     | $S$       | -1/3              | rouge, vert, bleu | ~ 100 MeV/c <sup>2</sup> | 1/2  |

Figure 1.3: Deuxième génération des Fermions

## Troisième génération:

| Particules       | Notation   | Charge électrique | Charge forte      | Masse                     | Spin |
|------------------|------------|-------------------|-------------------|---------------------------|------|
| Tau ou Tauon     | $T$        | -1                |                   | 1,78 GeV/c <sup>2</sup>   | 1/2  |
| Neutrino tauique | $\nu_\tau$ | 0                 |                   | < 18,2 MeV/c <sup>2</sup> | 1/2  |
| Quark Top        | $T$        | 2/3               | rouge, vert, bleu | 171 GeV/c <sup>2</sup>    | 1/2  |
| Quark Bottom     | $B$        | -1/3              | rouge, vert, bleu | ~ 4.2 GeV/c <sup>2</sup>  | 1/2  |

Figure 1.4: Troisième génération des Fermions

# Chapitre 01:Le modèle standard

---

## 1.2.2 Les Bosons:

Il y a 12 bosons de jauge dans le modèle standard de spin 1: le photon, 8 gluons et 3 bosons faibles. En plus, on prédit l'existence du graviton qui n'a pas encore été observé. Chaque boson de jauge est associé à une force :

- ❖ le photon (la masse et charge nulles) transmet la force électromagnétique entre particules chargées électriquement.
- ❖ les gluons (la masse nulle), qui transmettent la force nucléaire forte entre particules ayant une charge de couleur (quarks).
- ❖ les bosons faibles  $W^+$ ,  $W^-$  et  $Z^0$  (la masse élevée), qui transmettent la force nucléaire faible entre particules de différents saveurs (quarks et leptons).
- ❖ Le boson de Higgs (de spin 0, qui est un champ scalaire), est supposé transmettre sa masse aux autres particules par un mécanisme précis via la brisure spontanée de symétrie appelé dans ce cadre le mécanisme de Higgs. Le CERN a annoncé le 4 juillet 2012 avec une précision de 5 sigma (99,99997 %) avoir découvert grâce au LHC une particule d'une masse de  $125,3 \text{ GeV} \cdot c^{-2} \pm 0,6$ . Cette particule est le boson de Higgs [5] [6].

## 1.3 Les Interactions fondamentales:

Dans Notre univers il y a quatre interactions fondamentales qui sont:

**1.3.1 Électromagnétique:** Le composant essentiel dans cette interaction c'est le photon avec une masse nulle et de spin 1 mettant en jeu des particules chargées électriquement en général, décrite en physique classique par les équations de Maxwell, et qu'antiquement il lui correspond l'électrodynamique quantique (QED)[7]. Leur groupe de symétrie abélienne  $U(1)$ .

# Chapitre 01:Le modèle standard

---

**1.3.2 Faible:** Elle est décrite par la désintégration Beta (la radioactivité) cette interaction sensible au neutrinos ses médiateurs sont les Bosons de jauge intermédiaires ( $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$ ) caractérisée par une portée très faible décrite par le groupe SU(2).

**1.3.3 Forte:** C'est l'interaction responsable de la cohésion des noyaux atomiques liant les protons et les neutrons. Cette interaction est décrite par la théorie de la chromodynamique quantique (QCD). Ses médiateurs sont: Les 8 gluons de spin 1 caractérisées par la charge de couleur des quarks, décrite par le groupe SU(3)[8].

**1.3.4 Gravitation:** C'est une interaction essentielle à l'échelle macroscopique, et négligeable à l'échelle microscopique. La gravitation responsable de la cohésion de la terre, du soleil, du système solaire. Décrite par la mécanique classique et la relativité générale mais non pas par la théorie de jauge.

## 1.4 Le Lagrangien du modèle standard:

### 1.4.1 QCD " Quantum Chromodynamique":

En physique théorique, la chromodynamique quantique ( **QCD** ) est la théorie de l'interaction forte entre les quarks et qui a pour médiateurs les gluons. Les quarks sont des particules fondamentales qui composent les hadrons composites tels que le proton, le neutron et le pion. QCD est un type de théorie quantique des champs appelée théorie de jauge non abélienne, avec le groupe de symétrie SU(3). L'analogie QCD de la charge électrique est une propriété appelée couleur. et la densité de Lagrangien[9] décrit comme suit:

$$\mathcal{L}_{SU(3)_C} = F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + \sum \bar{q}_{\lambda\alpha}^i \gamma_\mu D_\mu i q_\lambda^\beta \quad (1.1)$$

Avec

$$F_{\mu\nu}^a = D_\mu G_\nu^a - D_\nu G_\mu^a - g_s f_{bc}^a G_\nu^b G_\mu^c \quad (1.2)$$

$g_s$ : La constante de couplage de jauge QCD.

$F_{\mu\nu}^a$ : C'est le tenseur de champs pour des champs de gluons.

$G_\mu^a$  : ( $a = 1, \dots, 8$ ): Sont les gluons associés par l'interaction forte.

# Chapitre 01:Le modèle standard

---

$f_{abc}$  ( $a, b, c = 1, \dots, 8$ ): Sont les constantes de structure antisymétrique définies.

$$\text{par} \quad \text{Tr}[\lambda^a, \lambda^b] = 2if_{abc}\lambda^c \quad (1.3)$$

$$\text{et} \quad \lambda: \text{ les matrices de } SU(3)_C, \text{ sont normalisées par: } \text{Tr}(\lambda^a, \lambda^b) = 2\delta^{ab} \quad (1.4)$$

$$\text{alors} \quad \text{Tr}[\lambda^a, \lambda^b] = 4if_{abc} \quad (1.5)$$

## 1.4.2 La théorie électrofaible:

La théorie électrofaible est basée sur le lagrangien  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  tel que

$U(1)_Y$  c'est le groupe d'hypercharge.

$SU(2)_L$  c'est le groupe d'isospin et décrit l'interaction faible.

Les deux groupes précédents sont unifiés pour former la théorie électrofaible, qui est basée sur le lagrangien suivant:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_j + \mathcal{L}_h + \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_{yuk} \quad (1.6)$$

### 1.4.2.1 La partie de jauge:

le premier terme du lagrangien du modèle standard, ce sont les champs de jauge:

$$\mathcal{L}_j = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.7)$$

$W_{\mu\nu}^a$  ( $a = 1, 2, 3$ ) et  $B_{\mu\nu}$  sont les bosons de jauge médiateurs de l'interaction électrofaible:

$$W_{\mu\nu}^a = D_\mu W_\nu^a - D_\nu W_\mu^a - g_i \varepsilon^{abc} W_{\mu b} W_{\nu c} \quad (1.8)$$

$g_i$ : Constante de couplage de  $SU(2)_L$ , d'isospin faible.

$\varepsilon^{abc}$ : C'est la constante de structure antisymétrique de  $SU(2)_L$ .

Défini par la relation de commutation suivante:

$$[T^a, T^b] = i\varepsilon^{abc} T^c \quad (1.9)$$

## Chapitre 01:Le modèle standard

---

$$\text{et} \quad B_{\mu\vartheta} = \partial_\mu B_\vartheta - \partial_\vartheta B_\mu \quad (1.10)$$

$B_\mu$ : Le champ du boson vecteur de  $U(1)_Y$  de L'hypercharge.

### 1.4.2.2 La partie de Yukawa:

Est donné par:

$$\mathcal{L}_{yuk} = \sum_{n,m=1}^f Y_{mn}^\mu \bar{q}_{ml} \tilde{\Phi} U_{nr} + Y_{mn}^d \bar{q}_{ml} \Phi d_{nr} + Y_{mn}^l \bar{l}_{ml} \Phi e_{nr} + Y_{mn}^v \bar{l}_{ml} \tilde{\Phi} \nu_{nr} + c.h \quad (1.11)$$

c.h: le conjugué hermétique.

Avec la matrice  $Y_{mn}$  pour décrire les couplages de Yukawa entre un doublet de Higgs  $\Phi$  et les différents saveurs  $m$  et  $n$  de quarks et leptons

$$\tilde{\Phi} = i\sigma^2 \Phi^+ = \begin{pmatrix} \Phi^{0+} \\ -\Phi^- \end{pmatrix}$$

$\tilde{\Phi}$  champ de Higgs conjugué.

L'absence de neutrino right ne permet pas d'avoir des interactions de Yukawa pour les neutrinos [10].

### 1.4.2.3 La partie du Higgs (scalaire):

Dans le modèle standard, il existe un champ scalaire, c'est le champ complexe de Higgs, avec les nombres quantiques:  $(1, 2, \frac{1}{2})$

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}$$

Avec:

$\Phi^+$ ,  $\Phi^0$  Sont les champs scalaires respectivement de charges électriques positives et nulles.

La partie du Higgs (scalaire) du lagrangien est:

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi) \quad (1.12)$$

Le premier terme de  $\mathcal{L}_H$  représente le terme de Higgs, et le second terme est celui du potentiel.

# Chapitre 01:Le modèle standard

---

La dérivée covariante du champ de Higgs est:

$$D_\mu \Phi = \left( \partial_\mu + i g \frac{\sigma^a}{2} W_\mu^a + \frac{i}{2} g' B_\mu \right) \Phi \quad (1.13)$$

Où le potentiel invariant de jauge est:

$$V(\Phi) = \mu^2 (\Phi \Phi^\dagger) + \lambda (\Phi \Phi^\dagger)^2 \quad \lambda > 0 \quad (1.14)$$

Avec  $\mu^2, g, g', \lambda$  sont des paramètres libres.

## 1.4.2.4 La partie fermioniques:

Ce sont les champs de matière spin 1/2

Pour les leptons:  $e_k \equiv (e^-, \mu^-, \tau^-)$ ,  $\nu_k \equiv (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L \text{ et } (e^-)_R, (\mu^-)_R, (\tau^-)_R$$

Et pour les quarks:  $u_k \equiv (u, c, t)$ ,  $d_k \equiv (d, s, b)$

q: quark, l: lepton

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \text{ et } (u)_R, (d)_R, (c)_R, (s)_R, (t)_R, (b)_R$$

R: Les particules droites (right-handed).

L: Les particules gauches (left-handed).

$$\text{Et } \Psi = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix} \cong \begin{pmatrix} \Psi_{\nu_e} \\ \Psi_{e^-} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \Psi_{\nu_\mu} \\ \Psi_{\mu^-} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \Psi_{\nu_\tau} \\ \Psi_{\tau^-} \end{pmatrix}$$

avec

$$\left\{ I = \frac{1}{2}; I_z = \begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix} \right.$$

où  $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$ ; Y " donnée expérimentalement "

Exemple:

# Chapitre 01:Le modèle standard

$$Q_{e^-} = -\frac{1}{2} + \frac{(-1)}{2} = -1$$

$$Q_{\nu_e} = \frac{1}{2} + \frac{(-1)}{2} = 0$$

Q: la charge électrique.

$I_3$ : Représente la troisième composant d'isospin faible.

Y: L'hypercharge.

| Fermions                | $\nu_e$ | $e_R^-$ | $e_L^-$ | $u_L$ | $u_R$ | $d_L$ | $d_R$ |
|-------------------------|---------|---------|---------|-------|-------|-------|-------|
| <b>Q</b>                | 0       | -1      | -1      | 2/3   | 2/3   | -1/3  | -1/3  |
| <b><math>I_3</math></b> | 1/2     | 0       | -1/2    | 1/2   | 0     | -1/2  | 0     |
| <b>Y</b>                | -1/2    | -1      | -1/2    | 1/6   | 2/3   | 1/6   | -1/3  |

**Tableau 1.1: les propriétés des fermions.**

La partie fermioniques du lagrangien est donnée par:

$$\mathcal{L}_f = \sum_f i \bar{\Psi}_f \gamma^\mu D_\mu \Psi_f \quad (1.15)$$

$$\mathcal{L}_f = \sum_{n=1}^3 i \bar{q}_{nL} \gamma^\mu D_\mu q_{nL} + i \bar{u}_{nR} \gamma^\mu D_\mu u_{nR} + i \bar{d}_{nR} \gamma^\mu D_\mu d_{nR} + i \bar{e}_{nR} \gamma^\mu D_\mu e_{nR} + i \bar{l}_{nL} \gamma^\mu D_\mu l_{nL} + c. h$$

Tel que la dérivée covariante est donnée par la relation suivante:

$$D_\mu = \partial_\mu + ig T^a W_\mu^a + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.16)$$

n: L'indice des familles.

$g'$ : La constante de couplage qui représente le groupe U(1).

$T^a = \sigma^a/2$  ;  $\sigma^a$  ( $a=1,2,3$ ) Sont les matrices de Pauli pour SU(2).

## 1.5 La brisure spontanée de la symétrie:

L'introduction des transformations de jauge locale faisait apparaître naturellement les bosons W et Z. Ceux-ci ont été observés avec une masse non nulle, comme nous le verrons par la suite. Un mécanisme pour leur donner une masse au niveau théorique a été proposé par Higgs dans les années 60, reposant sur une brisure spontanée de symétrie.

### 1.5.1 Définition:

La brisure spontanée de symétrie est un mécanisme par lequel un système physique perd un ou plusieurs degrés de libertés lorsque une variable atteint un seuil. Il en résulte que les équations présentent des symétries que ne possèdent pas leurs solutions.

### 1.5.2 Le mécanisme de Higgs:

Jusqu'à présent, la masse des particules était prise égale à 0 dans le Modèle Standard pour assurer la symétrie chirale. Si on ajoute un terme de Lagrangien de masse aux bosons de jauge, on brise l'invariance de jauge, rendant la théorie non renormalisable. La solution est d'utiliser la brisure spontanée de symétrie avec le mécanisme de Higgs, introduit dans les années 60. Dans ce modèle, on a la structure de symétrie suivante:

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$$

Cette relation s'interprète par le fait qu'à haute énergie, le Lagrangien est invariant par des transformations de  $SU(2)_L$  et de  $U(1)_Y$ , c'est-à-dire que l'isospin et l'hypercharge sont conservés. En revanche, à basse énergie, quand le mécanisme de brisure spontanée de symétrie opère, seule la charge est conservée. Cette brisure spontanée de symétrie avec l'énergie donne naissance à une masse, grâce à l'existence d'une particule, le boson de Higgs. Nous décrivons tout d'abord le mécanisme de Higgs pour montrer comment on peut obtenir un terme de masse dans le Lagrangien, puis nous l'appliquerons au cas du Modèle Standard, dans le cas des bosons, puis des fermions.

Considérons un champ scalaire complexe  $\Phi$  de masse nulle. Soit la transformation de jauge globale:

$$\Phi \rightarrow \Phi' = e^{i\alpha} \Phi$$

## Chapitre 01:Le modèle standard

---

Le Lagrangien du champ en interaction avec un potentiel  $V(\Phi^+\Phi)$  est:

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \Phi^+ \partial^\mu \Phi - V(\Phi^+\Phi) \quad (1.17)$$

Pour un potentiel  $V(\Phi) = \mu^2 |\Phi|^2 + \lambda (|\Phi|^2)^2$  Avec  $\lambda > 0$  et  $|\Phi|^2 = (\Phi^+\Phi)$  (1.18)

L'état fondamentale d'un champ qui correspond à l'état de vide et défini comme étant la valeur du champ qui correspond au minimum de potentiel  $V(\Phi)$ , il peut prendre deux formes différentes tout dépendant du signe de  $\mu^2$

- Si  $\mu^2$  positif ( $\mu^2 > 0$ ): le potentiel est symétrique et a un minimum à l'origine [11].  
En revanche

$$\frac{\partial V(\Phi^+\Phi)}{\partial(\Phi^+\Phi)} = 0 \Rightarrow 2\mu + 2\lambda(\Phi^+\Phi) \quad (1.19)$$

$$\Rightarrow (\Phi^+\Phi) = 0 \quad (1.20)$$

alors qu'il n'y a pas qu'un VEV (Vacuum Expectation Value).

- Si  $\mu^2$  est négative ( $\mu^2 < 0$ ): le potentiel est toujours symétrique et possède un minimum:

$$\frac{\partial V(\Phi^+\Phi)}{\partial(\Phi^+\Phi)} = 0 \Rightarrow 2\mu + 2\lambda(\Phi^+\Phi) = 0 \quad (1.21)$$

$$\Rightarrow (\Phi^+\Phi) = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = |\Phi|^2$$

$$\Rightarrow \Phi = \pm \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}} \quad (1.22)$$

Pour  $v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda}$  donc  $\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} v$  (1.23)

$v$ : La valeur moyenne du vide.

Alors l'état du vide correspondant est :

## Chapitre 01:Le modèle standard

---

$$\langle 0|\Phi|0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ \sqrt{2} \end{pmatrix}$$

$\Phi(x)$ : Défini par:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ v+h(x) \\ \sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

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

On remplace (1.24) dans (1.18) on trouve:

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

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

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

Nous avons

$$\begin{cases} \frac{\mu^2}{2} + \frac{3}{2}\lambda v^2 = -\mu^2 \\ \mu^2 v + \lambda v^3 = 0 \end{cases}$$

Et le terme  $\frac{\mu^2}{2}v^2 + \frac{\lambda}{4}v^4$  peut être négliger, car il est constitué de constantes qui n'influencent pas le système physique.

$$V(\Phi) = -\mu^2 h^2 + \frac{\lambda}{4}h^4 + \lambda h v^3 \quad (1.25)$$

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

Le résultat principal qu'on a eu est l'identification de la masse du Boson de Higgs [12].

$$M_h = -2\mu^2 \quad (1.26)$$

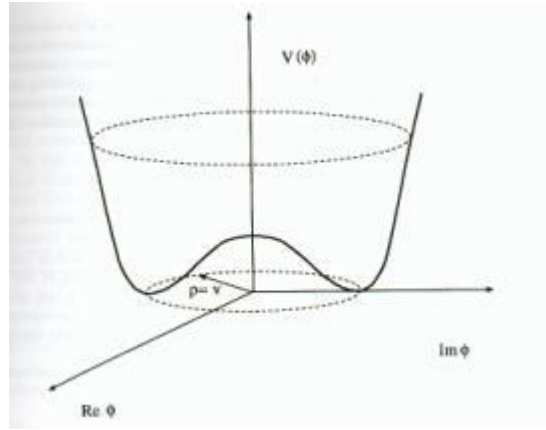


Figure 1.5 : La forme sambbrero du potentiel pour ( $\mu^2 < 0$ )

## 1.6 Masse des bosons dans le Modèle Standard:

Pour le Modèle Standard, le groupe de symétrie de jauge est le produit direct  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , comportant 4 générateurs pour la partie électrofaible: 3 pour le groupe SU(2) et 1 pour le groupe U(1). Pour les 4 bosons de jauge,  $w^-$ ,  $w^+$ ,  $Z^0$  et  $\gamma$ , il n'existe pas initialement de terme de masse. Cependant, les résultats expérimentaux montrent que les W et le Z en ont une. Pour cela, on peut utiliser le mécanisme de Higgs. Le choix le plus simple de champ scalaire est celui d'un doublet de champs scalaires complexes, l'un chargé, l'autre neutre, d'isospins respectifs  $+1/2$  et  $-1/2$ :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Phi_1 + i\Phi_2 \\ \Phi_3 + i\Phi_4 \end{pmatrix} \begin{cases} I_3 = \frac{1}{2} \\ I_3 = \frac{-1}{2} \end{cases} \quad (1.27)$$

Les transformations de jauge locale sont respectivement:

$$\Phi \rightarrow \Phi' = e^{i\frac{\tau}{2}\alpha(x)} \Phi \quad \text{pour } SU(2)$$

$$\Phi \rightarrow \Phi' = e^{i\frac{Y}{2}\beta(x)} \Phi \quad \text{pour } U(1)$$

Le terme du Lagrangien  $\mathcal{L}_{jEW}$  écrit:

$$\mathcal{L}_{jEW} = \sum_f i\bar{\psi}_f \gamma^\mu D_\mu \psi_f - \frac{1}{4} W_{\mu\nu} W^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.28)$$

où on a sommé sur les 3 familles. L'opérateur dérivé covariante s'écrit:

## Chapitre 01:Le modèle standard

---

$$D_\mu = \partial_\mu + igT^a W_\mu^a + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.29)$$

Avec  $Y = 1$  pour le champ de Higgs, qui se déduit de la relation de Gell-Mann Nishijima.

Si on fait agir l'opérateur dérivée covariante sur le champ  $\Phi$ , on remarque bien que le champ électromagnétique n'est couplé qu'au champ scalaire chargé.

$$(D_\mu \Phi) = \left( \partial_\mu + ig \frac{\delta^a}{2} W_\mu^a + \frac{i}{2} g' B_\mu \right) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

$$(D_\mu \Phi^+) = \left( 0 \quad \frac{v}{\sqrt{2}} \right) \left( \partial_\mu - ig \frac{\delta^a}{2} W_\mu^a - \frac{i}{2} g' B_\mu \right) \quad (1.31)$$

Donc

$$(D_\mu \Phi) = \begin{pmatrix} \frac{v}{\sqrt{2}} (w_\mu^1 - iw_\mu^2) \frac{ig}{2} \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \left( \partial_\mu - \frac{ig}{2} W_\mu^3 - \frac{i}{2} g' B_\mu \right) \end{pmatrix} \quad (1.32)$$

$$(D_\mu \Phi^+) = \frac{v}{\sqrt{2}} (w_\mu^1 - iw_\mu^2) \frac{ig}{2} \frac{v}{\sqrt{2}} \left( \partial_\mu - \frac{ig}{2} W_\mu^3 - \frac{i}{2} g' B_\mu \right) \quad (1.33)$$

Le Lagrangien qui couple les bosons de jauge aux champs scalaires de Higgs est:

$$\mathcal{L}_{GSW} = (D_\mu \Phi) (D_\mu \Phi^+) - V(\Phi) \quad (1.34)$$

$$(D_\mu \Phi) (D_\mu \Phi^+) = \frac{g^2}{4} v^2 w^{+\mu} w_\mu^- + \frac{1}{8} v^2 (g'^2 B^\mu B_\mu + g^2 w_\mu^3 w^{3\mu} - 2gg' B_\mu w^{3\mu}) \quad (1.35)$$

Avec  $w_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (w_\mu^1 \pm iw_\mu^2)$

$$\left\{ \begin{aligned} (D_\mu \Phi) (D_\mu \Phi^+) &= \frac{g^2}{4} v^2 w^{+\mu} w_\mu^- + \frac{1}{8} v^2 (g'^2 B^\mu B_\mu + g^2 w_\mu^3 w^{3\mu} - 2gg' B_\mu w^{3\mu}) \\ &= M_w^2 w^{+\mu} w_\mu^- + \frac{1}{2} M_Z^2 Z^\mu Z_\mu \end{aligned} \right.$$

Nous trouvons

la masse de  $w_\mu^\pm$ :  $M_w^2 = \frac{g^2}{4} v^2 \quad (1.36)$

# Chapitre 01:Le modèle standard

Et pour donner les masses de photon  $\gamma$  et le boson de jauge ( $Z^0$ ), on utilise la matrice de rotation paramétrée par un angle de mélange.

Tel que

$\theta$ : Représente l'angle de Weinberg. Il lie les constantes de couplages de l'interaction faible et électromagnétique:

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_\omega & \sin\theta_\omega \\ -\sin\theta_\omega & \cos\theta_\omega \end{pmatrix} \quad (1.37)$$

Le lagrangien de masse devient dans les nouvelles bases :

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

$$\mathcal{L}_{masse} = \frac{g^2}{4} v^2 W^{+\mu} W_\mu^- + \frac{1}{8} v^2 (g'^2 + g^2) Z_\mu Z^\mu - 0 A_\mu A^\mu \quad (1.38)$$

Donc on peut déduire que:

$$\text{La masse des bosons } w^\pm \text{ est} \quad M_w = \frac{gv}{2} = M_z \cos\theta_\omega \cong 80 \text{ GeV}/c^2$$

$$\text{La masse des bosons } Z^\mu \text{ est} \quad M_z = \frac{v}{2} \sqrt{g'^2 + g^2} \cong 90 \text{ GeV}/c^2$$

$$\text{La masse des bosons } \gamma \text{ est} \quad M_\gamma = 0$$

Nous avons utilisé les définitions suivantes:

$$\cos\theta_\omega = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$
$$\sin\theta_\omega = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

## 1.7 Masse des fermions:

Comme nous l'avons vu, introduire un terme de masse de la forme

$$M_{\bar{\psi}\psi} = m (\bar{\Psi}_R \Psi_L + \bar{\Psi}_L \Psi_R)$$

Conduirait à une non-invariance du Lagrangien sous une transformation de SU(2).

Le mécanisme de Higgs permet de résoudre le problème et donne une masse aux fermions.

Dans le cas des leptons, le Lagrangien associé, appelé Lagrangien de Yukawa est:

# Chapitre 01:Le modèle standard

---

$$\mathcal{L}_{yuk lept} = \sum_{nm=1}^f (Y_{mn}^l \bar{l}_{ml} \Phi e_{nr} + Y_{mn}^{\vartheta} \bar{l}_{ml} \tilde{\Phi} \vartheta_{nr}) + c. h \quad (1.39)$$

On trouve :

$$M_{leptons} = \frac{v}{\sqrt{2}} y^{leptons} \quad (1.40)$$

Avec  $y^{leptons} = y_{ij}^l$  ;  $M_{leptons} = M_{ij}$

Pour trouver les masses des leptons, il reste à diagonaliser la matrice  $M_{ij}$ .

$$M_{leptons} = \begin{pmatrix} m^e & 0 & 0 \\ 0 & m^u & 0 \\ 0 & 0 & m^{\tau} \end{pmatrix} = \frac{v}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} y^e & 0 & 0 \\ 0 & y^u & 0 \\ 0 & 0 & y^{\tau} \end{pmatrix}$$

## 1.8 La masse des Quarks:

$$\mathcal{L}_{yuk quar} = \sum_{nm=1}^f (Y_{mn}^{\mu} \bar{q}_{ml} \tilde{\Phi} U_{nr} + Y_{mn}^d \bar{q}_{ml} \Phi d_{nr}) + c. h \quad (1.41)$$

On trouve :

$$M_{up} = \frac{v}{\sqrt{2}} y_{ij}^{\mu} \quad ; \quad M_{down} = \frac{v}{\sqrt{2}} y_{ij}^d \quad (1.42)$$

Dans ce cas (quarks) on note que les matrices de masse ne sont pas diagonales.

## 1.9/Conclusion

Dans ce chapitre nous avons passé en revue les différents phénomènes physiques qui s'intéressent par les interactions électrofaibles, et on a étudié le phénomène de la brisure spontanée dans la symétrie  $U(1) \times SU(2)$ .

## Chapitre02 :

### Modèle à deux doublets de Higgs

#### 2.1 Introduction:

Le modèle standard (SM) contient un doublet de Higgs qui est responsable de SSB.

Le boson de Higgs correspondant est de masse  $\approx 125$  GeV, a été découvert en 2012 par les expériences ATLAS et CMS au Large Hadron Collider (LHC)[13] [14]. Bien que ses propriétés concordent jusqu'à présent avec les prédictions du SM, notamment EW Précision Data(EWPD), il reste une possibilité intrigante que le boson de Higgs observé, noté ici H, peut-être qu'un membre d'un secteur de Higgs étendu. Tel que la motivation d'un secteur de Higgs aussi étendu est le fait qu'il permet une nouvelle source de violation de CP (CPV) par exemple.

Parmi les extensions liées aux Higgs les plus simples figurent les modèles à deux-doublets de Higgs (2HDMs). Dans lequel le SM est étendu avec un doublet de Higgs supplémentaire avec les mêmes nombres quantiques. Les 2HDM CP Conserver (CPC) ont été étudiés en détail dans la littérature[15] [16] Avec l'introduction d'un doublet de Higgs supplémentaire auquel les fermions peuvent se coupler, on court le risque d'introduire des Courants Neutres Changeurs de Saveur (FCNC) à l'ordre supérieur, qui sont fortement contraints par l'expérience. Cependant, ces dangereux FCNC peuvent être évitée en imposant une symétrie  $Z_2$  au potentiel scalaire et en attribuant des charges  $Z_2$  aux fermions. Dans cette configuration, il existe quatre types indépendants d'interactions Yukawa qui sont les soi-disant.

Type-I , Type-II , Type-X et Type-Y

selon le  $Z_2$  affectation de charge aux fermions.

|         | $\Phi_1$ | $\Phi_2$ | $u_R$ | $d_R$ | $e_R$ | $Q_L, L_L$ | $E_\mu$           | $E_d$        | $E_e$        |
|---------|----------|----------|-------|-------|-------|------------|-------------------|--------------|--------------|
| type I  | +        | -        | -     | -     | -     | +          | $\text{Cot}\beta$ | $\cot \beta$ | $\cot \beta$ |
| type II | +        | -        | -     | +     | +     | +          | $\text{Cot}\beta$ | $-\tan\beta$ | $-\tan\beta$ |
| type x  | +        | -        | -     | -     | +     | +          | $\text{Cot}\beta$ | $\cot \beta$ | $-\tan\beta$ |
| type Y  | +        | -        | -     | +     | -     | +          | $\text{Cot}\beta$ | $-\tan\beta$ | $\cot \beta$ |

**Tableau 2.1: Affectation des charges  $Z_2$  dans les quatre types d'interactions de Yukawa et le Facteur  $\xi_f$  dans chaque type**

La présence d'un doublet de Higgs supplémentaire implique l'existence de trois neutres ( $h, H, A$ ) et deux bosons de Higgs chargés ( $H^\pm$ ). Le 2HDM de type II est conçu pour éviter couplages à changement de saveur du boson de Higgs neutre en couplant un doublet de Higgs uniquement aux fermions de type up et l'autre aux fermions de type down

Une analyse complète et approfondie des contraintes de la physique des saveurs a été réalisée par le groupe CKM fitter dans[17]. Dans notre étude, nous n'incluons que les deux éléments les plus pertinents.

observables de saveur, à savoir le rapport de branchement de  $B \rightarrow Xs\gamma$  et le  $B_s$ - $B_s$  fréquence de mélange. Après la découverte de Higgs, la compatibilité du 2HDM de type II avec Les forces du signal Higgs et d'autres données expérimentales ont été étudiées dans plusieurs articles le type I, dans lequel un seul doublet de Higgs se couple aux fermions; et le type II, dans lequel le membre neutre d'un doublet de Higgs se couple uniquement aux quarks de type up et le membre neutre de l'autre doublet de Higgs se couple uniquement aux quarks et leptons de type down. Pour les couplages Higgs-fermion de type I ou de type II, les courants neutres à changement de saveur au niveau de l'arbre (FCNC) médie par les bosons de Higgs sont automatiquement absents[18]. Les modèles de type I et de type II peuvent être mis en œuvre avec une symétrie discrète choisie de manière appropriée (qui peut être brisée en douceur sans conséquences phénoménologiques désastreuses).

Le secteur du modèle Higgs de type II apparaît également dans le MSSM. Dans cet article, nous admettons les couplages Higgs-fermion Yukawa les plus généraux (le modèle dit de type II [19]).

Pour les couplages Higgs-fermion Yukawa de type II, des FCNC médise par Higgs au niveau de l'arbre sont présentes, et il faut faire attention à choisir des paramètres de Higgs qui garantissent que ces effets FCNC sont numériquement petits. Nous démontrerons dans cet article que dans l'approche de la limite de découplage, les effets FCNC générés par les échanges Higgs au niveau de l'arbre sont supprimés d'un facteur  $O(V^2/\Lambda_{2HDM}^2)$ .

### 2.2 Modèle à deux doublets de Higgs:

Les différentes variantes de la brisure de symétrie électrofaible spontanée de type Higgs dans le modèle standard sont décrites par le lagrangien:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{sm,gf} + \mathcal{L}_h + \mathcal{L}_{yuk} + V \quad (2.1)$$

$\mathcal{L}_{sm,gf}$  →Interaction SM des bosons de jauge et des fermions.

$\mathcal{L}_h$  →  $\Sigma(D_\mu\varphi_\alpha)^\dagger(D_\mu\varphi_\alpha)$  →terme cinétique scalaire.

$\mathcal{L}_{yuk}$  →Interaction Yukawa des fermions aux scalaires.

$V$  →Potentiel de Higgs.

Dans le modèle standard minimal (SM), on utilise le doublet de Higgs unique avec une hypercharge  $Y = 1$ . L'extension la plus simple est celle à deux doublets de Higgs (2HDM) scalaires complexes  $\Phi_a$  ( $a = 1, 2$ ), les deux champs de Higgs devraient être naturellement des iso-doublets faibles ( $I = 1/2$ ) avec des hypercharges  $Y = \pm 1$ . Nous utilisons  $Y = +1$  pour les deux (les autres choix, par exemple  $Y_1 = 1, Y_2 = -1$  ∴ comme dans MSSM ∴ gardent nos résultats jusqu'aux redéfinitions).

Le secteur de Higgs, différent de celui du SM minimal, donne généralement une violation de CP et des courants neutres changeant de saveur (FCNC) à brisure de symétrie électrofaible spontanée. Dans le 2HDM le  $(\Phi_1, \Phi_2)$  le mélange joue un rôle crucial dans ces violations. Résumons les principaux points.

\* Le terme de mélange  $(\Phi_1, \Phi_2)$  peut également provenir de l'interaction de type Yukawa - si des fermions se couplent aux deux champs scalaires et il est généré par l'opérateur de polarisation à une boucle. Une telle interaction contient naturellement des

termes qui sont hors diagonale dans l'indice de famille, ce qui donne des effets FCNC potentiellement importants[20].

Il est bien connu que les effets CP et FCNC sont faibles. Par conséquent, la construction naturelle de 2HDM devrait commencer par le lagrangien ayant une symétrie supplémentaire interdisant les effets CP et FCNC, ou le mélange  $(\Phi_1, \Phi_2)$ . C'est la symétrie  $z_2$  à

$$\Phi_1 \leftrightarrow -\Phi_1, \quad \Phi_2 \leftrightarrow \Phi_2 \quad \text{et vice versa} \quad (2.2)$$

Cette symétrie peut être faiblement brisée pour permettre de faibles effets CP et FCNC. C'est Pour quoi les termes dans le lagrangien de mélange donnant  $(\Phi_1, \Phi_2)$  doivent être absents ou petits.

### 2.3 Potentiel de Higgs:

Le potentiel scalaire invariant de jauge le plus général est donné par [21] [22].

$$\begin{aligned} V = & m_{11}^2 \Phi_1^+ \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^+ \Phi_2 + [m_{12}^2 \Phi_1^+ \Phi_2 + h.c] \\ & + \frac{1}{2} \lambda_1 (\Phi_1^+ \Phi_1)^2 + \frac{1}{2} \lambda_2 (\Phi_2^+ \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^+ \Phi_1) (\Phi_2^+ \Phi_2) + \lambda_4 (\Phi_1^+ \Phi_2) (\Phi_2^+ \Phi_1) \\ & + \left\{ \frac{1}{2} \lambda_5 (\Phi_1^+ \Phi_2)^2 + [\lambda_6 (\Phi_1^+ \Phi_1) + \lambda_7 (\Phi_2^+ \Phi_2)] \Phi_1^+ \Phi_2 + hc \right\}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

En général,  $m_{12}^2$ ,  $\lambda_5$ ,  $\lambda_6$  et  $\lambda_7$  peuvent être complexes. Dans de nombreuses discussions sur les modèles à deux doublets de Higgs, les termes proportionnels à  $\lambda_6$  et  $\lambda_7$  sont absents. Ceci peut être réalisé en imposant une symétrie discrète  $\Phi_1 \rightarrow -\Phi_1$  sur le modèle. Une telle symétrie exigerait également  $m_{12}^2 = 0$  à moins que nous n'autorisions une violation douce de cette symétrie discrète par des termes de dimension deux. Dans cet article, nous nous abstenons en général de fixer l'un des coefficients de l'éq(2) à zéro. Nous dérivons en suite les contraintes sur les paramètres  $\lambda_i$  tel que le potentiel scalaire  $V$  est délimité par le bas. Il suffit d'examiner les termes quartiques du potentiel scalaire (que nous notons  $V_4$ ).

Nous définissons  $\mathbf{a} \equiv \Phi_1^+ \Phi_1$ ,  $\mathbf{b} \equiv \Phi_2^+ \Phi_2$ ,  $\mathbf{c} \equiv \text{Re } \Phi_1^+ \Phi_2$ ,  $\mathbf{d} \equiv \text{Im } \Phi_1^+ \Phi_2$

**et**

noter que  $ab \geq c^2 + d^2$ . Ensuite, on peut réécrire les termes quartiques du potentiel scalaire comme suit:

$$\begin{aligned}
 V_4 = & V_4 \frac{1}{2} \left[ \lambda_1^{\frac{1}{2}} a - \lambda_2^{\frac{1}{2}} b \right]^2 + \left[ \lambda_3 + (\lambda_1 \lambda_2)^{\frac{1}{2}} \right] (ab - c^2 - d^2) \\
 & + 2 \left[ \lambda_3 + \lambda_4 + (\lambda_1 \lambda_2)^{\frac{1}{2}} \right] c^2 + \left[ \text{Re} \lambda_5 - \lambda_3 - \lambda_4 (\lambda_1 \lambda_2)^{\frac{1}{2}} \right] (\lambda^2 \lambda^2) \\
 & - 2cd \text{Im} \lambda_5 + 2a[\text{cRe} \lambda_6 - \text{dIm} \lambda_6] + 2b[\text{cRe} \lambda_7 \text{dIm} \lambda_7] \quad (2.4)
 \end{aligned}$$

Nous exigeons qu'aucune direction n'existe dans l'espace du champ dans lequel  $\mathbf{V} \rightarrow -\infty$ . (Nous exigeons également qu'aucune direction plate n'existe pour  $V_4$ ). Trois conditions sur  $\lambda_i$  sont facilement obtenues en examinant des valeurs asymptotiquement grandes de  $a$  et/ou  $b$  avec  $c = d = 0$ :

$$\lambda_1 > 0, \quad \lambda_2 > 0, \quad \lambda_3 > -(\lambda_1 \lambda_2)^{\frac{1}{2}}.$$

Une quatrième condition se pose en examinant la direction dans l'espace du champ où  $\lambda_1^{\frac{1}{2}} a = \lambda_2^{\frac{1}{2}} b$  et  $ab = c^2 + d^2$ . Fixer  $c = \xi d$ , et exiger que le potentiel soit borné par le bas pour tout  $\xi$  conduit à une condition sur un polynôme quartique en  $\xi$ , qui doit être satisfaite pour tout  $\xi$ . Il n'y a pas de contrainte analytique simple sur  $\lambda_i$  qui puisse être dérivée de cette condition. Si  $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$ , le polynôme résultant est quadratique en  $\xi$ , et une contrainte sur le  $\lambda_i$  non nul restant est facilement dérivée[23].

$$\lambda_3 + \lambda_4 - |\lambda_5| > -(\lambda_1 \lambda_2)^{\frac{1}{2}} \quad [\text{en supposant } \lambda_6 = \lambda_7 = 0] \quad (2.5)$$

Dans cet article, nous ignorerons la possibilité d'effets explicites de violation de CP dans le potentiel de Higgs en choisissant tous les coefficients dans l'éq. (1) être réel (voir annexe B) [24].

Les champs scalaires développeront des valeurs d'espérance de vide non nulles si la matrice de masse  $m_{ij}^2$  a au moins une valeur propre négative. Nous supposons que les paramètres du potentiel scalaire sont choisis de telle sorte que le minimum du potentiel scalaire respecte la symétrie de jauge  $U(1)_{EM}$ . Alors, les valeurs des espérances de vide du champ scalaire sont de la forme

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

où le  $v_i$  sont considérés comme réels, c'est-à-dire que nous supposons qu'il n'y a pas de

violation spontanée de CP. Les conditions minimales potentielles correspondantes sont:

$$m_{11}^2 = m_{12}^2 t_\beta - \frac{1}{2} v^2 [\lambda_1 c_\beta^2 + \lambda_{345} s_\beta^2 + 3\lambda_6 s_\beta c_\beta + \lambda_7 s_\beta^2 c_\beta] \quad (2.7)$$

$$m_{22}^2 = m_{12}^2 t_\beta^{-1} - \frac{1}{2} v^2 [\lambda_2 s_\beta^2 + \lambda_{345} c_\beta^2 + \lambda_6 t_\beta^{-1} c_\beta^2 + 3\lambda_7 s_\beta c_\beta] \quad (2.8)$$

où nous avons défini

$$\lambda_{345} \equiv \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5 \quad (2.9)$$

$$t_\beta \equiv \tan \beta \equiv \frac{v_2}{v_1} \quad (2.10)$$

Et 
$$v^2 \equiv v_1^2 + v_2^2 = \frac{4m_W^2}{g^2} = (246 \text{ GeV})^2 \quad (2.11)$$

Il est toujours possible de choisir les phases des champs de Higgs du doublet scalaire de sorte que les deux  $v_1$  et  $v_2$  sont positifs; on prend désormais  $0 \leq \beta \leq \pi/2$ . Sur les huit degrés de liberté scalaires d'origine, trois bosons de Gold stone ( $G^\pm$  et  $G$ ) sont absorbés ("mangés") par le  $W^\pm$  et  $Z$ . Les cinq particules de Higgs physiques restantes sont : deux scalaires pairs CP (h et H, avec  $m_h \leq m_H$ ), un scalaire CP impair (A) et une paire de Higgs chargée ( $H^\pm$ ). Les paramètres de masse au carré  $m_{11}^2$  et  $m_{22}^2$  peut être éliminé en minimisant le potentiel scalaire. Les masses au carré résultantes pour les états de Higgs CP impair et chargé sont

$$m_A^2 = \frac{m_{12}^2}{s_\beta c_\beta} - \frac{1}{2} v^2 (2\lambda_5 + \lambda_6 t_\beta^{-1} + \lambda_7 t_\beta) \quad (2.12)$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_{A^0}^2 + \frac{1}{2} v^2 (\lambda_5 - \lambda_4) \quad (2.13)$$

nous utilisons la notation abrégée:

$$c_\beta \equiv \cos \beta, s_\beta \equiv \sin \beta$$

$$c_\alpha \equiv \cos \alpha, s_\alpha \equiv \sin \alpha$$

$$C_{2\alpha} \equiv \cos 2\alpha, S_{2\alpha} \equiv \sin 2\alpha$$

$$c_{(\beta - \alpha)} \equiv \cos(\beta - \alpha)$$

$$s_{(\beta - \alpha)} \equiv \sin(\beta - \alpha), \text{ etc.}$$

Les deux états de Higgs pairs CP se mélangent selon la matrice de masse au carré suivante:

$$\mathcal{M}^2 = m_{A^0}^2 \begin{pmatrix} s_\beta^2 & -s_\beta c_\beta \\ -s_\beta c_\beta & c_\beta^2 \end{pmatrix} + \mathcal{B}^2 \quad (2.14)$$

où

$$\mathcal{B}^2 = v^2 \begin{pmatrix} \lambda_1 c_\beta^2 + 2\lambda_6 s_\beta c_\beta + \lambda_5 s_\beta^2 & (\lambda_3 + \lambda_4) s_\beta c_\beta + \lambda_7 s_\beta^2 + \lambda_6 c_\beta^2 \\ (\lambda_3 + \lambda_4) s_\beta c_\beta + \lambda_7 s_\beta^2 + \lambda_6 c_\beta^2 & \lambda_2 s_\beta^2 + 2\lambda_7 s_\beta c_\beta + \lambda_5 c_\beta^2 \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

Définition des états propres de masse physique

$$H = (\sqrt{2} \text{Re} \phi_1^0 - v_1) c_\alpha + (\sqrt{2} \text{Re} \phi_2^0 - v_2) s_\alpha \quad (2.16)$$

$$h = -(\sqrt{2} \text{Re} \phi_1^0 - v_1) c_\alpha + (\sqrt{2} \text{Re} \phi_2^0 - v_2) s_\alpha \quad (2.17)$$

les masses et l'angle de mélange  $\alpha$  sont trouvés à partir du processus de diagonalisation:

$$\begin{pmatrix} m_H^2 & 0 \\ 0 & m_h^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_\alpha & s_\alpha \\ -s_\alpha & c_\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathcal{M}_{11}^2 & \mathcal{M}_{12}^2 \\ \mathcal{M}_{12}^2 & \mathcal{M}_{22}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_\alpha & -s_\alpha \\ s_\alpha & c_\alpha \end{pmatrix} \\ = \begin{pmatrix} c_\alpha^2 \mathcal{M}_{11}^2 + 2s_\alpha c_\alpha \mathcal{M}_{12}^2 + s_\alpha^2 \mathcal{M}_{22}^2 & \mathcal{M}_{12}^2 (c_\alpha^2 - s_\alpha^2) + s_\alpha c_\alpha (\mathcal{M}_{22}^2 - \mathcal{M}_{11}^2) \\ \mathcal{M}_{12}^2 (c_\alpha^2 - s_\alpha^2) + s_\alpha c_\alpha (\mathcal{M}_{22}^2 - \mathcal{M}_{11}^2) & s_\alpha^2 \mathcal{M}_{11}^2 + 2s_\alpha c_\alpha \mathcal{M}_{12}^2 + c_\alpha^2 \mathcal{M}_{22}^2 \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

L'angle de mélange  $\alpha$  est évalué en définissant les éléments hors diagonale du scalaire pair CP matrice de masse carrée (18) à zéro, et exigeant que  $m_H \geq m_h$ . Le résultat final est

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left[ \mathcal{M}_{11}^2 + \mathcal{M}_{22}^2 \pm \sqrt{(\mathcal{M}_{11}^2 - \mathcal{M}_{22}^2)^2 + 4(\mathcal{M}_{12}^2)^2} \right] \quad (2.19)$$

et l'angle de mélange scalaire pair CP correspondant est fixé par:

$$s_{2\alpha} = \frac{2\mathcal{M}_{12}^2}{\sqrt{(\mathcal{M}_{11}^2 - \mathcal{M}_{22}^2)^2 + 4(\mathcal{M}_{12}^2)^2}} \quad (2.20)$$

$$c_{2\alpha} = \frac{\mathcal{M}_{11}^2 + \mathcal{M}_{22}^2}{\sqrt{(\mathcal{M}_{11}^2 + \mathcal{M}_{22}^2)^2 + 4(\mathcal{M}_{12}^2)^2}} \quad (2.21)$$

Nous prendrons  $-\pi/2 \leq \alpha \leq \pi/2$ .

Il est commode de définir les quatre combinaisons de paramètres suivantes:

$$m_D^2 = B_{11}^2 B_{22}^2 - [B_{12}^2]^2 \quad (2.22)$$

$$m_L^2 = B_{11}^2 \cos^2 \beta - B_{22}^2 \sin^2 \beta + B_{12}^2 \sin 2\beta \quad (2.23)$$

$$m_T^2 = B_{11}^2 + B_{22}^2 \quad (2.24)$$

$$m_S^2 = m_A^2 + m_T^2 \quad (2.25)$$

où le  $B_{ij}^2$  sont les éléments de la matrice définis dans l'éq(15). En fonction de ces quantités on a les relations exactes

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left[ m_S^2 \pm \sqrt{m_S^4 - 4m_A^2 m_L^2 - 4m_D^2} \right] \quad (2.26)$$

Et

$$c_{\beta-\alpha}^2 = \frac{m_L^2 - m_h^2}{m_H^2 - m_h^2} \quad (2.27)$$

est le plus facilement dérivé en utilisant et les résultats de éq(27).

éq (21). A noter que le cas  $m_h = m_H$  est particulier et doit être traité avec précaution. Nous faisons ceci dans l'annexe C, où nous vérifions explicitement que  $0 \leq c_{\alpha-\beta}^2 \leq 1$ .

Enfin, pour être complet, nous enregistrons les expressions du scalaire hypercharge-un d'origine champs  $\phi_i$  en termes d'états physiques de Higgs et de bosons de Goldstone:

$$\phi_1^\pm = c_\beta G^\pm - s_\beta H^\pm \quad (2.28)$$

$$\phi_2^\pm = s_\beta G^\pm - c_\beta H^\pm \quad (2.29)$$

$$\phi_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 + c_\alpha H - s_\alpha h + ic_\beta G - is_\beta A) \quad (2.30)$$

$$\phi_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 + s_\alpha H + c_\alpha h + is_\beta G + ic_\beta A) \quad (2.31)$$

Donc

$$m_H^2 = \frac{1}{2} \left[ m_s^2 + \sqrt{m_s^4 - 4m_A^2 m_L^2 - 4m_D^2} \right]$$

$$m_h^2 = \frac{1}{2} \left[ m_s^2 - \sqrt{m_s^4 - 4m_A^2 m_L^2 - 4m_D^2} \right]$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_{A^0}^2 + \frac{1}{2} v^2 (\lambda_5 - \lambda_4)$$

$$m_A^2 = \frac{m_{12}^2}{s_\beta c_\beta} - \frac{1}{2} v^2 (2\lambda_5 + \lambda_6 t_\beta^{-1} + \lambda_7 t_\beta)$$

$$m_{G^\pm}^2 = 0$$

$$m_{G^0}^2 = 0$$

## 2.4 Le Lagrangien scalaire du 2HDM:

### Le Lagrangien scalaire:

La condensation des deux doublets scalaires  $SU(2)_L \Phi_i$  dans le vide brisant la symétrie avec valeurs attendues de vide non nulles  $v_i$ .

L'invariance de jauge locale du lagrangien 2HDM est mis en œuvre par la dérivée covariante

$$D_\mu = \left( \partial_\mu + ig \frac{\sigma^a}{2} W_\mu^a + \frac{i}{2} g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \quad (2.32)$$

Où  $W_\mu^a$  ( $a = 1,2,3$ ) et  $B_\mu$  sont les  $SU(2)_L$  et  $U(1)_Y$  jauger les champs de bosons dans la jauge base.

### Le lagrangien scalaire du 2HDM:

Est donné par:

$$\mathcal{L}_s = (D\Phi_1)^\dagger D_\mu \Phi_1 + (D^\mu \Phi_2)^\dagger D_\mu \Phi_2 - V(\Phi_1, \Phi_2) \quad (2.33)$$

Afin de préserver l'invariance de jauge locale, le lagrangien 2HDM n'est pas autorisé à contenir des termes de masse explicites pour les bosons de jauge. Au lieu de cela, la génération de masse est réalisée par rupture spontanée de symétrie. En remplaçant

$\Phi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} v$  et  $\Phi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} v$  par  $\mathcal{L}_s$ , Nous obtenons le même résultat de brisure de symétrie spontanée dans le modèle standard [25] Tant que la valeur attendue du vide  $v$ , donnée dans l'équation (2.32), interprétée comme Valeur mesurée de  $v = 246$  GeV [26].

Après substitution et simplification, on trouve

$$M_z = \frac{v}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} \cong 90 \text{ GeV}/c^2 \quad (2.34)$$

$$M_\gamma = 0 \quad (2.35)$$

$$M_w = \frac{gv}{2} \cong 80 \text{ GeV}/c^2 \quad (2.36)$$

### 2.6 Conclusion:

Il existe maintenant une méthode pour analyser le 2HDM le plus général. Cette méthode a été utilisée pour étudier la structure générale de la Vide 2HDM sans minimisation explicite, sans manipulation avec des équations algébriques d'ordre supérieur. Ce travail a consisté à développer davantage pour étudier les masses des bosons de Higgs: nous avons élaboré un formalisme pour calculer les traces de toute puissance de la matrice de masse dans tout type de minimum dans un 2HDM général.

## **Chapiter03 :**

### ***Dark photon à deux doublets de Higgs***

$$\mathbf{SU (2) \times U (1) \times U (1)}$$

#### **3.1 Introduction:**

Le photon noir est un nouveau boson de jauge dont l'existence a été supposée.

Il est noir car il résulte de la symétrie d'un secteur sombre hypothétique qui comprend des particules complètement neutres sous les interactions du modèle standard. Bien que sombre, ce nouveau boson de jauge peut être détecté grâce à son mélange cinétique avec un photon visible ordinaire ou même avec le Z. Nous passons en revue sa physique d'un point de vue théorique[27].

#### **3.2 Le modèle:**

Dans cette section, nous décrivons l'extension U(1) du modèle standard à deux doublets de Higgs proposé par Davoudiasl, Lee et Marciano[28]. Le secteur scalaire est composé de deux doublets et d'un singulet de SU(2)<sub>L</sub>. Comme nous le verrons, le modèle avec seulement deux doublets et aucun single et n'est pas compatible avec diverses contraintes. L'inclusion d'un single et peut éviter ce problème.

Le groupe de jauge est SU(3)<sub>C</sub> × SU(2)<sub>L</sub> × U(1)<sub>Y</sub> × U(1)', et les fermions SM sont supposés neutres sous la supplémentaire U(1)'.

### 3.2.1 Le lagrangien de jauge:

La partie de jauge du lagrangien cinétique Comprend le mélange cinétique entre  $U(1)_Y$  et  $U(1)'$  [29].

Qui est donné par

$$\mathcal{L}_j = -\frac{1}{4}\widehat{B}_{\mu\nu}\widehat{B}^{\mu\nu} + 2\frac{\varepsilon}{\cos\theta_\omega}\widehat{B}_{\mu\nu}\widehat{Z}'^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\widehat{Z}'_{\mu\nu}\widehat{Z}'^{\mu\nu} \quad (3.1)$$

où  $\widehat{B}_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu \widehat{B}'_\nu - \partial_\nu \widehat{B}'_\mu$  et  $\widehat{Z}'_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu \widehat{Z}'_\nu - \partial_\nu \widehat{Z}'_\mu$ .

La notation chapeau indique les états avant diagonalisation. on peut redéfinir les champs pour supprimer le mélange cinétique terme paramétré par  $\varepsilon$ , qui expérimentalement est contraint à être petit. Quand il y a un doublet de Higgs et un singulet, le  $Z'$  obtient sa masse du Higgs singulet, cela conduit à un couplage induit du  $Z'$  au courant électromagnétique.

### 3.2.2 Le lagrangien du Dark Photon:

$$\mathcal{L}_{dark\gamma} = -\varepsilon e j_{em}^\mu j'_\mu \quad (j_{em}^\mu = Q_f \bar{f} \gamma^\mu f) \quad (3.2)$$

Le couplage induit du  $Z'$  au courant neutre faible est négligeable en raison de la suppression d'ordres supérieurs de  $\varepsilon$ . Ce boson de jauge est largement appelé le « **photon noir** », car les fermions se couplent au  $Z'$  avec une toute petite charge électrique effective ( $\varepsilon Q_f$ ) pour une charge électrique donnée ( $Q_f$ ) du fermion  $f$ .

Le lagrangien de Dark Z est donné par:

$$\mathcal{L}_{Z_{dark}} = -(\varepsilon e j_{em}^\mu + \varepsilon_Z g_Z j_{NC}^\mu) Z'_\mu \quad (3.3)$$

Et

$$j_{NC}^\mu \equiv \left(\frac{1}{2}T_{3f} - Q_f \sin^2\theta_w\right) \bar{f} \gamma^\mu f - \left(\left(\frac{1}{2}T_{3f}\right) \bar{f} \gamma^\mu \gamma_5 f\right) \quad (3.4)$$

avec  $g_Z = g / \cos\theta_\omega = g' / \sin\theta_\omega \simeq 0,74$ ,  $T_{3f} = \pm 1/2$  et l'angle de mélange faible  $\sin^2\theta_\omega \simeq 0,23$ .

Le  $Z'$  avec un couplage plus général (par rapport au photon noir) dans ce modèle a été nommé le "Z sombre", pour souligner qu'il couple au courant neutre faible. En particulier, lorsque la limite  $\varepsilon = 0$  est prise, le  $Z'$  se couple uniquement au courant faible neutre comme c'est le cas du boson  $Z$  du SM.

Nous utilisons une notation similaire mais légèrement différente de la Réf[30]. Dans les 2HDM conventionnels, on définit  $\Phi_2$  comme le doublet qui se couple au quark top (ou dans le type I 2HDM à tous les fermions). Suivant cette notation, on suppose la charge  $U(1)'$ :

$Q'[\Phi_1] = Q'[\Phi_s] = 1, Q'[\Phi_2] = 0$  avec les hypercharges.

$Y[\Phi_1] = Y[\Phi_2] = 1/2, Y[\Phi_s] = 0$ . Le  $U(1)'$  est spontanément brisée lorsque  $\Phi_1$  ou  $\Phi_s$

obtient une valeur moyenne du vide (vev).

Ce modèle dans Réf[31] n'a pas été proposé à l'origine dans le contexte des 2HDM. Il a d'abord été proposé comme généralisation du modèle dit du photon noir dont le couplage est de même forme que le photon noir. Alors que les deux modèles adoptent tous les deux un mélange cinétique du  $U(1)_Y$  et du  $U(1)'$ , la différence vient du fait que le  $Z'$  tire sa masse uniquement d'un singulet de Higgs dans le modèle du photon noir alors qu'il obtient la masse d'un doublet de Higgs (et aussi d'un singulet de Higgs si un singulet de Higgs existe) dans le modèle Z sombre. En conséquence, le Z sombre peut également se coupler au courant neutre faible.

### 3.3 La partie scalaire du lagrangien cinétique:

Est donnée par:

$$\mathcal{L}_{scal} = |D_\mu \Phi_1|^2 + |D_\mu \Phi_2|^2 + |D_\mu \Phi_s|^2 \quad (3.5)$$

$$\mathcal{L}_{scal} = \mathcal{L}_{masse} + \mathcal{L}_{couplage} \quad (3.6)$$

où

$$D_\mu \Phi_i = (\partial_\mu + ig'Y[\Phi_i]\hat{B}_\mu + igT_3[\Phi_i]\hat{W}_\mu + igz'Q'[\Phi_i]\hat{Z}'_\mu)\Phi_i \quad (3.7)$$

et deux doublets

$$\Phi_i = \begin{pmatrix} \phi_i^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_i + \phi_i + i\sigma_i) \end{pmatrix} \quad \text{avec vevs}(i = 1,2) \quad (3.8)$$

et un singlet

$$\Phi_s = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_s + \phi_s + i\sigma_s) \quad (3.9)$$

avec un vev pour le  $\Phi_s$ . La limite  $\Phi_s = 0$  correspond au cas des deux doublets uniquement.

Les masses des Z et Z', avec  $v^2 = v_1^2 + v_2^2 \simeq (246 \text{ GeV})^2$  et  $\tan \beta \equiv v_2/v_1$ ,  $\tan \beta_d \equiv v_s/v_1$

sont donnés par:

$$\mathcal{L}_{masse} = \frac{1}{2}m_{z^0}^2 Z^0 Z^0 - \Delta^2 Z^0 Z'^0 + \frac{1}{2}m_{z'^0}^2 Z'^0 Z'^0 \quad (3.10)$$

où

$$m_{z^0}^2 = \frac{1}{4}g_z^2 v^2 \quad (3.11)$$

$$m_{z'^0}^2 = g_{z'}^2(v^2 \cos^2 \beta + v_s^2) + \frac{\varepsilon}{\cos \theta_w} g_z g' v^2 \cos^2 \beta + \frac{1}{4} \left( \frac{\varepsilon}{\cos \theta_w} \right)^2 g'^2 v^2 \quad (3.12)$$

$$\Delta^2 = \frac{1}{4} \frac{\varepsilon}{\cos \theta_w} g_z g' v^2 + \frac{1}{2} g_z g' v^2 \cos^2 \beta \quad (3.13)$$

Cela conduit au Z-Z' angle de mélange ( $\xi$ ) comme:

$$\text{Tan}2\xi = \frac{2\Delta^2}{m_{z^0}^2 - m_{z'^0}^2} \quad (3.14)$$

$$\begin{pmatrix} Z \\ Z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \xi & -\sin \xi \\ \sin \xi & \cos \xi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z^0 \\ Z'^0 \end{pmatrix}$$

où Z et Z' sont les états propres de masse. L'angle du mélange Z-Z' est contraint d'être très petit ( $|\xi| \leq \text{quelques } 10^{-3}$ ) [31]. Dans ce qui suit nous sommes principalement intéressés par un Z' très léger [ $m_{z'} \leq O(1) \text{ GeV}$ ]. Nous travaillerons dans ce document

dans la limite  $m_{z'0}^2 \ll m_{z0}^2$ , qui exige  $g_z^2(v_1^2 + v_s^2) \ll \frac{1}{4}g_z^2v^2$  comme  $|\varepsilon|$  est très petit. Dans cette limite on a:

$$m_z^2 \cong m_{z0}^2 = \frac{1}{4}g_z^2v^2 \quad (3.15)$$

$$m_z^2 \cong g_z^2v^2 \frac{\cos^2\beta}{\cos^2\beta_d} (1 - \cos^2\beta \cos^2\beta_d) \quad (3.16)$$

$$\varepsilon \cong \frac{2gz'}{gz} \cos^2\beta + \varepsilon \tan\theta_w \quad (3.17)$$

Le  $Z'$  tend vers la limite sans masse lorsque  $g_{z'} \rightarrow 0$  ou  $v_1, v_s \rightarrow 0$ . Avec la notation  $\delta$  définie par  $\delta \simeq \frac{\cos\beta \cos\beta_d}{\sqrt{1 - \cos^2\beta \cos^2\beta_d}}$ , on peut utiliser  $\cos^2\beta_d \simeq \frac{\delta^2}{1 + \delta^2} \frac{1}{\cos^2\beta}$  (la seule limite des doublets correspond à  $\delta \tan\beta \simeq 1$ ) on obtient:

$$m_{z'} = \frac{gz'v \cos^2\beta}{\delta} \quad (3.18)$$

### 3.4 Le potentiel scalaire:

$$V = V_1 + V_2$$

$$V_1 = m_{11}^2 \Phi_1^+ \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^+ \Phi_2 + \frac{1}{2} \lambda_1 (\Phi_1^+ \Phi_1)^2 + \frac{1}{2} \lambda_2 (\Phi_2^+ \Phi_2)^2 \\ + \lambda_3 (\Phi_1^+ \Phi_1) (\Phi_2^+ \Phi_2) + \lambda_4 (\Phi_1^+ \Phi_2) (\Phi_2^+ \Phi_1)$$

$$V_2 = m_{33}^2 \Phi_s^+ \Phi_s + \frac{1}{2} \lambda_1 (\Phi_s^+ \Phi_s)^2 \quad (3.19)$$

avec tous les coefficients réels. Fait intéressant, les termes  $m_{12}^2 (\Phi_1^+ \Phi_2) (\Phi_2^+ \Phi_1)$  et  $\frac{1}{2} \lambda_5 [(\Phi_1^+ \Phi_2)^2 + (\Phi_2^+ \Phi_1)^2]$  dont les coefficients sont généralement complexes sont interdits par la symétrie de jauge  $U(1)'$ . On suppose les termes  $\lambda_7 (\Phi_1^+ \Phi_1) (\Phi_s^+ \Phi_s) + \lambda_8 (\Phi_2^+ \Phi_2) (\Phi_s^+ \Phi_s)$  sont négligeables (pas de mélange entre les doublets et le singulet).

La masse de Higgs chargée est donnée par:

$$m_{H^\pm}^2 = -\frac{\lambda_4}{2} v^2 \quad (3.20)$$

ce qui nécessite  $\lambda_4 < 0$ .

La masse singulet de Higgs est donnée par:

$$m_s^2 = \lambda_6 v_s^2 \quad (3.21)$$

et la matrice de masse carrée du doublet neutre de Higgs est donnée par:

$$M_{\text{higgs}}^2 = \begin{pmatrix} \lambda_1 v_1^2 & (\lambda_3 + \lambda_4) v_1 v_2 \\ (\lambda_3 + \lambda_4) v_1 v_2 & \lambda_2 v_2^2 \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

Les états propres de masse des doublets sont H et h (avec  $m_H \geq m_h$ ) avec

$$M_H^2 = \lambda_1 v_1^2 + \lambda_2 v_2^2 + \sqrt{(\lambda_1 v_1^2 - \lambda_2 v_2^2)^2 + 4(\lambda_3 + \lambda_4) v_1^2 v_2^2} \quad (3.23)$$

$$M_h^2 = \lambda_1 v_1^2 + \lambda_2 v_2^2 - \sqrt{(\lambda_1 v_1^2 - \lambda_2 v_2^2)^2 + 4(\lambda_3 + \lambda_4) v_1^2 v_2^2} \quad (3.24)$$

et l'angle de mélange H-h est donné par:

$$\tan 2\alpha = \frac{2(\lambda_3 + \lambda_4) v_1 v_2}{\lambda_1 v_1^2 - \lambda_2 v_2^2} \quad (3.25)$$

$$\begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & -\sin\alpha \\ \sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix}$$

L'étude qui a eu lieu est la même que dans le cas du Dark z, car c'est dans ce modèle que le singulet scalaire supplémentaire ne développe pas de vev et ne se mélange donc pas avec les Higgs. Par conséquent, le secteur de Higgs reste le même que dans le cas du 2HDM à deux Higgs neutres "CP-pair" h, H, un pseudo scalaire Higgs A et une paire de Higgs chargés  $H^\pm$ . Les matrices de masse pour le secteur chargé, scalaire et pseudo scalaire sont  $m_{H^\pm}^2, m_s^2, M_h^2, M_H^2$  [32-33].

---

## Conclusion générale

Le secteur sombre fait référence à une collection de particules actuellement inconnues qui ne se couplent pas directement avec les interactions fortes et électrofaibles (EW) du modèle standard (SM), mais supposées sentir la force gravitationnelle, et pourraient donc être des candidats de la matière noire (DM) manquante.

où le photon noir dans le modèle à deux doublets de Higgs a été étudié 2HDM et l'expression de la masse du Dark photon a été trouvée en imposant une symétrie  $Z_2$  au potentiel scalaire et en attribuant des charges  $Z_2$  aux fermions. Ce qui résout de nombreux problèmes tels que CP et FCNC, où un mélange cinétique se produit entre les groupes de mesure  $SU(2) \times U(1) \times U(1)$  en général, ainsi la valeur moyenne du vide (vev) qui n'est pas affectée et qui laisse les mêmes valeurs pour les  $m_{H^\pm}^2, m_s^2, M_h^2, M_H^2$ , les mêmes valeurs atteinte au second chapitre.

---

## *Référence*

- [1] G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, M. Sher and J. P. Silva, Phys. Rept. 516, 1 (2012) [arXiv:1106.0034 [hep-ph]].
- [2]S. L. Glashow and S. Weinberg, Phys. Rev. D 15 (1977) 1958.
- [3]A. Pich and P. Tuzon, Phys. Rev. D 80, 091702 (2009) [arXiv:0908.1554 [hep-ph]].
- [4]Graham Farmelo, The Strangest Man: The Hidden Life of Paul Dirac, Mystic of the Atom, p. 331, note 64
- [5]« CERN experiments observe particle consistent with long-sought Higgs boson » [archive], sur *press. cern*, 4 juillet 2012 (consulté le 10 avril 2017)
- [6]« Communiqué de presse du CERN: Les expériences du CERN observent une particule dont les caractéristiques sont compatibles avec celles du boson de Higgs tant attendu » [archive], sur *CERN.ch*
- [7] W.N. COTTINGHAM and D.A.GREEWOOD, An introduction to the standard model of particle physics, GRAMBRIDGE, 2007.
- [8]Brian R Martin, Nuclear and Particle physics, Wiley, 2006.
- [9]PAULLANGACKER, introduction to the standard model and electroweak physics. arxiv: 0901.0241v1[hep-ph] 2 jan 2009.
- [10] INTRODUCTION TO THE STANDARD MODEL AND ELECTROWEAK physique. ArXiv: 0901.0241v1 [hep.ph] 2 Jan 2009.
- [11]<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00009292> Submitted on 20 May 2005
- [12]Kien Nguyen the Higgs Mechanism Juli 2009.
- [13]CMS collaboration, Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC, Phys. Lett. B 716 (2012) 30 [arXiv:1207.7235] [INSPIRE].

- 
- [14] ATLAS collaboration, Observation of a new particle in the search for the standard model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, Phys. Lett. B 716 (2012) 1 [arXiv:1207.7214] [INSPIRE].
- [15] J.F. Gunion and H.E. Haber, The CP conserving two Higgs doublet model: the approach to the decoupling limit, Phys. Rev. D 67 (2003) 075019 [hep-ph/0207010] [INSPIRE].
- [16] G.C. Branco et al., Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models, Phys. Rept. 516 (2012) 1 [arXiv:1106.0034] [INSPIRE].
- [17] O. Deschamps, S. Descotes -Genon, S. Monteil , V. Niess, S. T’Jampens, et al., The Two Higgs Doublet of Type II facing flavour physics data, Phys.Rev. D82 (2010) 073012, [arXiv:0907.5135].
- [18]S.L. Glashow and S. Weinberg, Phys. Rev. D15, 1958 (1977); E.A. Paschos, Phys. Rev. D15, 1966 (1977).
- [19]W.S. Hou, Phys. Lett. B296, 179 (1992); D. Chang, W.S. Hou and W.Y. Keung, Phys. Rev. D48, 217 (1993); D. Atwood, L. Reina and A. Soni, Phys. Rev. D55, 3156 (1997).
- [20] I.F. Ginzburg, M.V. Vychugin, Two Higgs Doublet Model, Standard Model-like scenario and resolving SM from 2HDM at Photon Colliders, Talk given at XVI workshop on High Energy Physics and Quantum Field Theory, Moscow, September 2001.
- [21] J.F. Gunion, H.E. Haber, G. Kane and S. Dawson, The Higgs Hunter’s Guide (Perseus Publishing, Cambr
- [22]J. F. Gunion and H.E. Haber, Nucl. Phys. B 272, 1 (1986) [E: B402, 567 (1993)]; B278, 449 (1986)
- [23] N.G. Deshpande and E. Ma, Phys. Rev. D18, 2574 (1978); K.S. Babu and E. Ma, Phys. Rev. D31, 2861 (1985) [E: D33, 3471 (1986)]
- [24]J.F. Gunion, H.E. Haber and J. Kalinowski, in preparation.
- [25] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, An Introduction to quantum field theory. Advanced book program. Westview Press Reading (Mass.), 1995.

- 
- [26] Particle Data Group Collaboration, K. A. Olive et al., “Review of Particle Physics,” Chin. Phys. C38 (2014) 090001.
- [27] Juhi Dutta, Gudrid Moortgat-pick and Merle Schreiber, Phenomenology of the Dark Matter sector in the two Higgs Doublet Model with Complex Scalar Singlet extension, PREPAED FOR SUBMISSION TO JHP(18Mar 2022). DESY 21-200
- [28] H. Davoudiasl, H.-S. Lee and W. J. Marciano, Phys. Rev. D 85, 115019 (2012) [arXiv:1203.2947 [hep-ph]].
- [29] B. Holdom, Phys. Lett. B 166, 196 (1986).
- [30] H. Davoudiasl, H.-S. Lee and W. J. Marciano, Phys. Rev. D 85, 115019 (2012) [arXiv:1203.2947 [hep-ph]].
- [31] J. Beringer et al. [Particle Data Group Collaboration], Phys. Rev. D 86, 010001 (2012).
- [32] G. Branco, P. Ferreira, L. Lavoura, M. Rebelo, M. Sher, and J. P. Silva, Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models, Phys. Rept. 516 (2012) 1–102, [arXiv:1106.0034].
- [33] Hye-Sung Lee, and Marc Sher, Dark Two Higgs Doublet model( March 2013).

---

## Résumé

Dans ce travail, nous avons étudié le photon noir à partir d'une extension  $SU(2) \times U(1) \times U(1)$  à deux doublets Higgs, par une étude purement théorique, en brisant la symétrie spontanée de la théorie standard  $SU(2) \times U(1) \times U(1)$ , En tenant compte du mélange cinétique.

## Abstract

In this work, we studied the dark photon from an extension  $SU(2) \times U(1) \times U(1)$  with two Higgs doublets, by a purely theoretical study, by breaking the spontaneous symmetry of the standard theory  $SU(2) \times U(1) \times U(1)$ , taking into account kinetic mixing.

## ملخص

في هذا العمل ، درسنا الفوتون المظلم من امتداد  $SU(2) \times U(1) \times U(1)$  مع اثنين من أزواج هيجز ، من خلال دراسة نظرية بحتة ، عن طريق كسر التناظر التلقائي للنظرية القياسية  $SU(2) \times U(1) \times U(1)$  مع مراعاة الخلط الحركي.

