Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

Clasificación de los diversos tipos de modelos con dos dobletes de Higgs reportados a la fecha en la literatura

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física

por

Alma Elena Piceno Martínez

asesorada por

Dr. Jaime Hernández Sánchez
y
Dr. Alfonso Rosado Sánchez

Puebla Pue.
Septiembre de 2014

Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

Clasificación de los diversos tipos de modelos con dos dobletes de Higgs reportados a la fecha en la literatura

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física

por

Alma Elena Piceno Martínez

asesorada por

Dr. Jaime Hernández Sánchez
y
Dr. Alfonso Rosado Sánchez

Puebla Pue.
Septiembre de 2014

Título: Clasificación de los diversos tipos de modelos con dos dobletes de Higgs reportados a la fecha en la literatura
Estudiante: Alma Elena Piceno Martínez

COMITÉ

Dr. Enrique Barradas Guevara Presidente	Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán Secretario
Dra. Luz Adriana Cordero Cid Vocal	Dr. Humberto Antonio Salazar Ibargüen Suplente
Dr. Jaime Hernández Sánchez Asesor	Dr. Alfonso Rosado Sánchez Asesor

Índice general

Resumen

El modelo estándar es la teoría más efectiva con la que contamos para explicar los fenómenos más fundamentales de la naturaleza. A pesar del éxito obtenido, el modelo estándar tiene limitaciones que se han tratado de resolver mediante extensiones del mismo. Muchos de los modelos de física más allá del modelo estándar necesitan de un sector de Higgs extendido.

El modelo de dos dobletes de Higgs fue uno de los primeros modelos más allá del modelo estándar. Aunque no resuelve los problemas que tiene el modelo estándar es de interés ya que puede pensarse como una descripción efectiva de modelos más generales a escalas energéticas mayores.

El modelo original de dos dobletes de Higgs fue propuesto por T. D. Lee en 1973. Desde entonces se ha desarrollado una amplia variedad de modelos de dos dobletes de Higgs con nueva fenomenología interesante.

La clasificación de los modelos de dos dobletes de Higgs es el tema central en esta tesis, donde se presentarán todos los modelos de dos dobletes de Higgs que hasta la fecha se han reportado. En la primera parte se hace una rápida revisión de las características más notables del sector electrodébil del modelo estándar, del que el sector de Higgs es una parte fundamental.

A continuación, en el Capítulo 2, se presentan las características más sobresalientes de los sectores de Higgs y de Yukawa de un modelo de dos dobletes de Higgs general, además de las posibilidades para tener violación de CP. Se hace una breve revisión de las clases de Ivanov, que son las posibles simetrías que se pueden imponer en el sector de Higgs sin modificar los términos cinéticos.

Finalmente, en el Capítulo 3 discutimos los diversos modelos de dos dobletes de Higgs. Los modelos de dos dobletes de Higgs en general presentan corrientes neutras que cambian sabor. La forma en que se clasificaron los modelos en este trabajo se basa justamente en la manera en la que se controlan los efectos de dichas corrientes. De esta forma, se revisan en primer lugar los modelos en los que se tienen mecanismos de conservación de sabor natural, de manera que no existen estas corrientes. En la sección 3.2 se ven los mecanismos de supresión de corrientes neutras que cambian sabor y los modelos que se originan. Por último, estudiamos el modelo tipo III con una textura de Yukawa de cuatro ceros, como una posible parametrización de los modelos que se revisan en esta tesis.

Introducción

El modelo estándar (SM, por sus siglas en inglés) es una teoría que describe las interacciones fuertes y electrodébiles de las partículas fundamentamentales y ha tenido un éxito impresionante concordando con la mayoría de los datos experimentales disponibles. El descubrimiendo de masas de los neutrinos distintas de cero ha sido una excepción notable [1] que apunta hacia las teorías más allá del modelo estándar, ya que en este los neutrinos carecen de masa.

A pesar del éxito del modelo estándar hay razones para considerar que es insuficiente, aun considerando la extensión que toma en cuenta las masas de los neutrinos, y que pueden indicar la existencia de una teoría más fundamental. Entre ellas se encuentran ciertos aspectos que no se pueden explicar en el modelo, así como el hecho de que contiene *demasiados* parámetros libres. Estos parámetros se deben introducir a mano en el modelo después de ser determinados experimentalmente, ya que no se pueden derivar a partir de principios en el modelo. El hecho de que la mayoría de ellos provengan del sector de sabor refleja que la estructura de sabor de los acoplamientos de Yukawa no está restringida por la simetría de norma. Sin embargo, estos parámetros podrían proceder de simetrías más generales de un modelo fundamental donde el modelo estándar se encuentre inmerso.

El sector de Higgs es introducido en el modelo estándar como el encargado de generar el rompimiento espontáneo de la simetría de norma electrodébil. De esta manera, los bosones de norma y los fermiones adquieren sus masas. Para poder entender la naturaleza del sector de Higgs se debe considerar la posibilidad de su forma *no mínima*, ya que esta es insuficiente para dar explicación a ciertos fenómenos observados. De hecho, muchos de los modelos candidatos de física más allá del modelo estándar necesitan (o predicen) sectores de Higgs extendidos.

Entender el mecanismo del rompimiento de la simetría de norma es una de las preguntas abiertas fundamentales en la física de partículas. Incluso si los dobletes escalares elementales son responsables del rompimiento de simetría, no se sabe si este es generado por uno, dos o más dobletes escalares.

El modelo de dos dobletes de Higgs (2HDM, por sus siglas en inglés) fue uno de los primeros modelos más allá del modelo estándar, en 1973 T. D. Lee propuso este modelo como un modelo con violación espontánea de CP [2]. Los problemas que presenta el modelo estándar no están resueltos en el 2HDM y, más aún, en este aparecen problemas nuevos, tales como las corrientes neutras que violan sabor (FCNC, por sus siglas en inglés) a nivel de árbol. Sin embargo, es interesante considerar este modelo por sí mismo, ya que puede pensarse como una descripción efectiva de modelos más generales a escalas energéticas mayores.

Capítulo 1

El modelo estándar de las interacciones electrodébiles

En el modelo estándar se describen las interacciones entre las partículas elementales como efecto de su relación con los bosones, las partículas mediadoras de las interacciones.

Las partículas elementales son los constituyentes fundamentales de la materia, esto es, que no tienen subestructura. De estas se tienen dos tipos; las partículas materiales son llamados fermiones, pues tienen espín $\frac{1}{2}$, y a su vez se dividen en leptones y quarks, que se distinguen por la manera en que interactúan.

Los leptones son los leptones cargados: el electrón, el muón y el tau, con carga eléctrica -1, en unidades de la carga del positrón, y sus respectivas antipartículas; y los neutrinos correspondientes a cada uno de los leptones cargados, que no tienen carga eléctrica. De esta manera los leptones se dividen en tres generaciones (Tabla 1). En el caso de los neutrinos puede ser que sus antipartículas sean ellos mismos, es decir, que sean partículas de Majorana; o que sus antipartículas sean partículas diferentes, con lo que se tratarían de partículas de Dirac.

En el modelo estándar los neutrinos son no masivos, sin embargo se tienen pruebas experimentales de que los neutrinos tienen pequeñas masas. En la actualidad hay una variedad de modelos que consideran estas masas y su fenomenología.

Tabla 1. Los fermiones conocidos

Leptón		Carga eléctrica [e]	Masa [MeV/c^2]	Quark		Carga eléctrica [e]
electrón	e^-	-1	0.511	up	u	$+\frac{2}{3}$
neutrino electrónico	ν_e	0	$< 0{,}0000022$	down	d	$-\frac{1}{3}$
muón	μ^-	-1	105.7	charm	c	$+\frac{2}{3}$
neutrino muónico	ν_μ	0	$< 0{,}17$	strange	s	$-\frac{1}{3}$
tau	τ^-	-1	1777	top	t	$+\frac{2}{3}$
tau neutrino	ν_τ	0	$< 15{,}5$	bottom	b	$-\frac{1}{3}$

Se tienen seis quarks, los cuales, como los leptones, se agrupan en tres generaciones, que se conforman por un quark *up*, con carga eléctrica $+\frac{2}{3}$, y uno *down*, con carga $-\frac{1}{3}$. La masa de los fermiones que conforman una generación aumenta de generación en generación.

Por otro lado, existen las partículas mediadoras de las interacciones fundamentales, estas son llamadas bosones, pues su espín es 1. En el modelo estándar se encuentran el fotón (γ), mediador de la interacción electromagnética, los bosones W^+, W^- y Z, mediadores de la interacción débil, y los gluones, mediadores de la interacción fuerte.

La última partícula elemental del modelo estándar es el bosón de Higgs, que surge del rompimiento espontáneo de simetría de norma que da masas a los fermiones y a los bosones débiles.

1.1. El sector electrodébil

La interacción débil actúa sobre los fermiones convirtiendo una partícula en otra. Esta es la razón de que los leptones se agrupen en generaciones, ya que la interacción débil solo puede transformar un leptón en otro de su misma generación. En el caso de los quarks, esta transformación también puede ocurrir entre distintas generaciones, pero en menor escala.

El 1934 Fermi inventó una teoría del decaimiento beta [3], la cual modeló según la electrodinámica cuántica (QED, acrónimo de *Quantum Electrodynamics*). Esta teoría necesitaba de varias modificaciones: para concordar con los experimentos, la corriente débil vectorial debía ser cargada. Como no se conocía un campo débil cargado, y la interacción es de corto alcance (aproximadamente 10^{-17}-10^{-16}m), Fermi consideró que la interacción era entre corrientes. De esta manera se descubrió que las interacciones débiles no conservan paridad y que también se necesitaba de una corriente axial-vectorial.

Sin embargo, la teoría de Fermi solo es efectiva a bajas energías, ya que a energías lo suficientemente altas se viola la unitariedad. Por esto se propuso la existencia de un campo débil, de manera que la interacción fuera entre corrientes y campos, con partículas asociadas lo suficientemente pesadas para no haber sido detectadas. Pero esta teoría no podía ser invariante de norma local, como QED, ya que el término de masa de los campos rompería la simetría. El modelo de Higgs [4] en 1964 mostró cómo se podía hacer esto, rompiendo la simetría de norma.

Por otro lado, el grupo de norma debía ser no abeliano. Esto es porque para que haya renormalizabilidad las secciones transversales deben disminuir rápidamente al aumentar la transferencia de momento. Para esto los bosones deben ser campos de norma de una teoría no abeliana [5]. En 1954 Yang y Mills mostraron cómo construir una teoría de norma con un grupo no abeliano. En 1961 Glashow [6] propuso que, si la interacción débil no conserva paridad, debían existir una corriente y un campo débiles neutros, puesto que las corrientes débiles no se conservan a causa de las masas y la carga débil se transmite a los bosones en las interacciones, por lo que pueden reemitir; para esto es necesario un bosón neutro.

Con esto el grupo de norma débil quedó como $SU(2)$, y combinando con el campo electromagnético, la teoría de norma es $SU(2) \times U(1)$. En 1971 t'Hooft demostró la renormalizabilidad de esta teoría [7].

El grupo electromagnético se contiene en $SU(2) \times U(1)$ como una simetría manifiesta que sobrevive el rompimiento de la simetría. Según Weinberg y Salam [8,9] posteriormente esta simetría es espontáneamente rota.

1.1.1. El lagrangiano electrodébil

El lagrangiano clásico del sector electrodébil se compone de cuatro partes, las cuales son independientemente invariantes de norma. En el sector de Yang-Mills se tienen los campos de norma como vectores que se transforman en las representaciones adjuntas de $SU(2)$ y $U(1)$. Los campos de norma W^a están asociados con los generadores del grupo de isospín $SU(2)_L$ y el campo B con el del grupo de hipercarga $U(1)_Y$. Por lo tanto el campo B interactúa con la hipercarga de las partículas, definida como dos veces la carga media del multiplete; así, $Y = -1$ para las componentes izquierdas de los leptones, $Y = -2$ para las componentes derechas de los leptones cargados y $Y = 1$ para los campos escalares [5]. El lagrangiano de Yang-Mills es

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4} W^a_{\mu\nu} W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \tag{1.1}$$

donde

$$W^a_{\mu\nu} = \partial_\mu W^a_\nu - \partial_\nu W^a_\mu + g\epsilon^{abc} W^b_\mu W^e_\nu \tag{1.2}$$

y

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \tag{1.3}$$

son las curvaturas asociadas a los grupos $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$, respectivamente, y ϵ^{abc} es la constante de estructura de $SU(2)_L$. g y g' son las constantes de acoplamiento de $SU(2)_L$ y de $U(1)_Y$, y se define el ángulo débil mediante $\tan\theta_W = \frac{g}{g'}$. Al romper la simetría aparecen los campos reales $W^{\pm}$ como superposiciones ortogonales de W^1 y W^2, y Z y A de W^3 y B. Es debido a la estructura que aquí presentan los campos Z y A que en el rompimiento espontáneo de simetría el bosón Z adquiere masa y el fotón no. Asimismo, el grupo electromagnético aparece de la combinación lineal $Q = T^3 + \frac{Y}{2}$, siendo T^a $(a = 1, 2, 3)$ y $\frac{Y}{2}$ los generadores de los grupos $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$, respectivamente.

En el sector de Higgs se generan las masas de los bosones de norma y de Higgs, ya que el vacío no comparte la simetría de norma del lagrangiano, sino que es invariante bajo $SU(2) \times U(1)_{em}$. De esta manera se tiene una dirección especial, invariante bajo el grupo electromagnético, en la que la componente inferior (neutra) del doblete escalar Φ adquiere un *vev* (valor de expectación del vacío, por sus siglas en inglés) de $\frac{v}{2}$, mientras que la componente superior, cargada positivamente, no adquiere *vev*.

El lagrangiano del sector de Higgs se puede separar en el sector cinético y en el potencial de Higgs:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H &= \mathcal{L}_{KH} - V(\Phi, \Phi^\dagger) \\ &= (D_\mu\Phi)^\dagger(D^\mu\Phi) - \mu^2(\Phi^\dagger\Phi) + \lambda(\Phi^\dagger\Phi) \end{aligned} \tag{1.4}$$

con

$$D_\mu = \partial_\mu - ig\frac{\sigma^a}{2}W_\mu^a - ig'\frac{y}{2}B_\mu \tag{1.5}$$

en la representación fundamental de $SU(2)_L$; y $\mu^2 < 0$, $\lambda > 0$. Después del rompimiento de simetría aparecen en el sector cinético los términos de masas de los bosones Z y W, y sus interacciones con el bosón de Higgs, $H \equiv \sqrt{2}Re\phi_2$, además del término cinético de H:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{KH} &= \frac{1}{2}\partial_\mu H\partial^\mu H + \frac{g^2}{8c_W^2}v^2 Z_\mu^\dagger Z^\mu + \frac{g^2}{8}v^2 W_\mu^- W^{+\mu} \\ &+ \frac{ig}{4c_W}\{\partial_\mu H Z^\mu + Z_\mu^\dagger\partial^\mu H\}(v+H) + \frac{g^2}{4c_W^2}(vH + 2H^2)\{Z_\mu^\dagger Z^\mu + c_W^2 W_\mu^- W^{+\mu}\} \end{aligned} \tag{1.6}$$

Por otro lado, en el potencial de Higgs en la norma unitaria se tiene la masa del bosón de Higgs dada por $m_H = 2v\sqrt{\lambda}$, y sus autointeracciones cuártica, $\frac{1}{4}\lambda H^4$, y cúbica, $\lambda v H^3$, que, como se ve, dependen de su masa.

En el sector de Yukawa se da masa a los fermiones. En la norma unitaria se tiene

$$\mathcal{L}_Y = -\left(1 + \frac{H}{v}\right)\{\bar{E}_L Y_e E_R + \bar{U}_L Y_u U_R + D_L Y_d D_R\} + h.c. \tag{1.7}$$

con los vectores de sabor

$$E = \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix} \quad , \quad U = \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} \quad y \quad D = \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}.$$

Las matrices de Yukawa Y_l, Y_u y Y_d se pueden hacer diagonales y reales mediante rotaciones en el espacio de sabor. Esto nos dice que los fermiones no interactúan entre sí sin bosones intermediarios, y las componentes de estas matrices representan las masas de los fermiones. Además, en el lagrangiano aparecen las interacciones de los fermiones con el bosón de Higgs, las cuales dependen de sus masas. En modelos con más de un doblete de Higgs algunos de los bosones de Higgs pueden tener acoplamientos anómalamente fuertes a los fermiones ligeros [5].

En el modelo estándar los neutrinos no tienen parte derecha, ya que éstas nunca han sido observadas experimentalmente, y por lo tanto no tienen masa ni interactúan con los bosones de Higgs.

Finalmente en el sector de corrientes se generan los términos cinéticos de los fermiones y sus interacciones con los bosones de norma. Los neutrinos sólo interactúan débilmente, a diferencia de los otros fermiones, que también interactúan eléctricamente. En las corrientes cargadas de los quarks, en términos de los autoestados de masa, aparece la matriz CKM [10, 11]. Debido a que no es una matriz diagonal hay cambios de sabor entre los quarks mediados por bosones débiles cargados.

En la matriz CKM se tienen tres parámetros reales y una fase imaginaria. Esta última rompe CP explícitamente, y es la única fuente de violación de CP en el ME, es decir, sólo hay violación de CP en las corrientes cargadas de los quarks. Ya que sólo hay una fuente de violación de CP todas las observables deben estar correlacionadas.

En el modelo estándar se puede construir la cantidad invariante de base J, que, si es distinta de cero, indica que se viola CP [12].

1.2. Simetrías y parámetros

El lagrangiano del modelo estándar es invariante bajo el grupo de Poincaré. Como además su vacío es estable, es invariante bajo CPT. Sin embargo, en el sector electrodébil se violan C, P y CP (y, por lo tanto, también T) separadamente.

El lagrangiano también es invariante bajo transformaciones de norma globales asociadas a conservaciones de números bariónicos y leptónicos, esta invariancia no se mantiene en la cuantización, ya que no es respetada por las ecuaciones de renormalización [13, 14]. No se tiene un principio fundamental por el que estas simetrías deban ser exactas. Por otro lado, los sectores fuerte y electromagnético conservan el sabor de los fermiones.

El sector electrodébil contiene como parámetros el ángulo débil, una constante de acoplamiento, las masas de los bosones W y de H, de los leptones cargados y de los quarks; y los cuatro parámetros de la matriz CKM. El sector fuerte tiene una constante de acoplamiento.

Capítulo 2

El modelo general de dos dobletes de Higgs

Uno de los ingredientes cruciales en la teoría de norma de las interacciones débiles y electromagnéticas es el fenómeno de Higgs [4, 15]. La presencia de las partículas escalares físicas que quedan después del rompimiento espontáneo de simetría es una de las características importantes de este tipo de teorías de norma. Generalmente la estructura de las partículas de Higgs y las consecuencias experimentales varían de modelo a modelo.

Por el momento somos libres de especular si la naturaleza está dotada con nueva física más allá del esquema mínimo de Higgs que forma parte del modelo estándar. Una de las extensiones más simples del sector de Higgs es el modelo de dos dobletes de Higgs (2HDM), en el que el sector de Higgs se *duplica* mediante la introducción de otro doblete escalar [2, 16–19]. Este doblete adicional introduce nueva fenomenología interesante, como nuevas fuentes de violación de CP [20, 21], corrientes neutras que violan sabor (FCNC), la presencia de un bosón de Higgs cargado [22, 23], y posiblemente incluso candidatos para ser materia oscura [24].

Cualquier 2HDM consiste de cinco escalares físicos: dos neutros pares bajo CP, h y H, y uno impar, A, y dos bosones cargados, $H^{\pm}$. [25]

2.1. Simetrías del sector escalar

El potencial escalar renormalizable del 2HDM más general está dado como[1]: [26–28]

$$\begin{aligned} V_H &= m_{11}^2\Phi_1^\dagger\Phi_1 + m_{22}^2\Phi_2^\dagger\Phi_2 - (m_{12}^2\Phi_1^\dagger\Phi_2 + h.c.) \\ &\quad + \frac{1}{2}\lambda_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \frac{1}{2}\lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \lambda_3(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \lambda_4(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) \\ &\quad + \left[\frac{1}{2}\lambda_5(\Phi_1^\dagger\Phi_2)^2 + \lambda_6(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + \lambda_7(\Phi_2^\dagger\Phi_2)(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + h.c.\right] \\ &= \sum_{a,b=1}^{2}\mu_{ab}\Phi_a^\dagger\Phi_b + \frac{1}{2}\sum_{a,b,c,d=1}^{2}\lambda_{ab,cd}(\Phi_a^\dagger\Phi_b)(\Phi_c^\dagger\Phi_d) \end{aligned} \tag{2.1}$$

donde [25]

$$\begin{array}{ccccc} \mu_{11} = m_{11}^2 & , & \mu_{22} = m_{22}^2 & , & \mu_{12}^2 = -m_{12}^2 & , \\ \mu_{21} = -m_{21}^{2*} & , & \lambda_{11,11} = \lambda_1 & , & \lambda_{22,22} = \lambda_2 & , \\ \lambda_{11,22} = \lambda_{22,11} = \lambda_3 & , & \lambda_{12,21} = \lambda_{21,12} = \lambda_4 & , & \lambda_{12,12} = \lambda_{21,21}^* = \lambda_5 & , \\ \lambda_{11,12} = \lambda_{12,11} = \lambda_6 & , & \lambda_{22,12} = \lambda_{12,22} = \lambda_7 & , & \lambda_{22,21} = \lambda_{21,22} = \lambda_7^* & \end{array} \tag{2.2}$$

[1] A lo largo de esta tesis los subíndices latinos $a, b, c, d, ... = 1, 2$.

Como los dobletes de Higgs, Φ_1, Φ_2, no son observables físicas, sino que los eigenestados de masa son las partículas físicas; se pueden redefinir mientras se preserven los términos cinéticos. Esto se hace mediante transformaciones de base globales [25]

$$\Phi'_a = U_{ab}\Phi_b \tag{2.3}$$

con $U \in SU(2)$.

El potencial escalar tiene 14 parámetros libres: m_{11}^2, m_{22}^2, m_{12}^2, $\lambda_{i=1,...,7}$, y las fases complejas que pueden tener m_{12}^2 y $\lambda_{5,6,7}$; pero los cambios de base permiten absorber algunos de estos. En general, los tres parámetros de la matriz U absorben tres parámetros del potencial. Pero cuando se impone una simetría global al potencial el número de parámetros absorbidos puede ser menor. [25]

2.1.1. Clases de Ivanov

Es común imponer simetrías globales en el sector escalar por diversas razones, entre ellas el reducir el número de parámetros del potencial y prevenir la ocurrencia de FCNCs, o, en todo caso, suprimirlas. De entre estas simetrías solo hay seis que no cambian los términos cinéticos y tienen implicaciones distintas; estas se dividen en dos tipos, y son llamadas clases de Ivanov [29, 30].

Las simetrías que relacionan un doblete y una transformación unitaria del otro son llamadas *Familia de Higgs* (HF, por sus siglas en inglés). Por otro lado, las simetrías que relacionan un doblete y una transformación unitaria del complejo conjugado del otro se conocen como simetrías GCP. [25, 30]

Se ha encontrado que cualquier combinación de simetrías GCP o HF da como resultado una de las seis clases de Ivanov [27, 29–31]. En este caso se está considerando una teoría renormalizable, si se considera el 2HDM como el límite de bajas energías de una teoría más grande la equivalencia entre simetrías puede no cumplirse [25, 32].

La transformación CP estándar para un doblete de Higgs es

$$\Phi_a(t, \vec{x}) \quad \rightarrow \quad \Phi_a^*(t, -\vec{x}). \tag{2.4}$$

Cuando hay varios dobletes cinéticos, se debe inclucir la posibilidad de las transformaciones de base arbitrarias en la definición de transformaciones CP:

$$\Phi_a(t, \vec{x}) \quad \rightarrow \quad X_{ab}\Phi_b^*(t, -\vec{x}). \tag{2.5}$$

donde X es una matriz unitaria arbitraria. Estas son las llamadas transformaciones CP generales (GCP, por sus siglas en inglés). Tres de las simetrías mencionadas anteriormente son de este tipo.

Como resultado de esta simetría, los parámetros del potencial se transforman según

$$\begin{aligned} \mu_{ab} \quad &\rightarrow \quad X_{ac}\mu_{cd}^* X_{bd}^* \\ \lambda_{ab,cd} \quad &\rightarrow \quad X_{ae}X_{cf}\lambda_{eg,fh}^* X_{bg}^* X_{dh}^* \end{aligned} \tag{2.6}$$

En una transformación de base de los dobletes dada por $U \in U(2)$, se tiene que

$$X' = UXU^T. \tag{2.7}$$

[25, 30]

La primera discusión de las transformaciones GCP se puede ver en [33]. En [34–37] se desarrollan estas transformaciones en el sector escalar.

En el sector de quarks se tiene [20, 38]

$$\begin{aligned} q_L \quad &\rightarrow \quad X_\alpha \gamma^0 C q_L^* \\ n_R \quad &\rightarrow \quad X_\alpha \gamma^0 C n_R^* \end{aligned}$$

$$p_R \quad \rightarrow \quad X_\alpha \gamma^0 C p_R^* \tag{2.8}$$

donde C es la matriz de conjugación de carga, y X puede ser expresada por

$$X_\alpha = \begin{pmatrix} \cos\alpha & \operatorname{sen}\alpha & 0 \\ -\operatorname{sen}\alpha & \cos\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{2.9}$$

Las otras tres son simetrías de familia de Higgs (HF):

$$\Phi_a \quad \rightarrow \quad S_{ab}\Phi_b, \tag{2.10}$$

con S una matriz unitaria. En este caso, la transformación de los parámetros del potencial:

$$\begin{aligned} \mu_{ab} \quad &\rightarrow \quad S_{ac}\mu_{cd}S_{bd}^* \\ \lambda_{ab,cd} \quad &\rightarrow \quad S_{ae}S_{cf}\lambda_{eg,fh}S_{bg}^*S_{dh}^* \end{aligned} \tag{2.11}$$

Dos simetrías HF pertenecen al mismo grupo de conjugación si están relacionadas por una transformación de base:

$$S' = USU^\dagger. \tag{2.12}$$

También llevan a la misma física si se relacionan por una transformación de fase general. De esta manera, se puede encontrar una base para cada simetría HF en la que el número de parámetros libres del potencial sea el mínimo. [2, 25, 27, 30]

La simetría Z_2 (clase V), en la que

$$S = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \tag{2.13}$$

fue introducida por Glashow y Weinberg [39,40] y Paschos [41], y la extendieron al sector de quarks buscando evadir las FCNCs. Esta simetría prefiere $m_{12}^2 = 0 = \lambda_6 = \lambda_7$ y tiene 7 parámetros libres. Esta es una de las dos simetrías HF que se pueden obtener con un sólo generador [42]. La otra es la simetría $U(1)$ continua:

$$S = \begin{pmatrix} e^{-i\xi} & 0 \\ 0 & e^{i\xi} \end{pmatrix}, \tag{2.14}$$

(clase IV), introducida por Peccei y Quinn en [43]. El potencial escalar invariante bajo $U(1)$ tiene $m_{12}^2 = 0 = \lambda_5 = \lambda_6 = \lambda_7$, por lo que tiene 6 parámetros libres. Notemos que también es invariante bajo Z_2.

La invariancia con respecto a cualquier grupo Z_n con $n > 2$ nos lleva a un potencial invariante bajo todo el grupo $U(1)$. Es importante notar que esto mismo puede suceder con un ángulo en la fase $U(1)$ (ξ en la ec. 2.14) que sea un múltiplo irracional de π. Sin embargo, las simetrías continuas cuando se rompen pueden llevar a escalares no masivos. [25, 44]

La otra simetría HF es $U(2)$ (clase I). Esta es la simetría HF más fuerte y es la única que no se puede obtener mediante simetrías abelianas. Tenemos

$$S = \begin{pmatrix} e^{-i\xi}\cos\theta & e^{-i\psi}\sin\theta \\ -e^{i\psi}\sin\theta & e^{i\xi}\cos\theta \end{pmatrix}, \tag{2.15}$$

Un potencial invariante bajo esta simetría tiene $m_{22} = m_{11}^2$, $m_{12}^2 = 0$, $\lambda_2 = \lambda_1$, $\lambda_4 = \lambda_1 - \lambda_3$ y $\lambda_5 = \lambda_6 = \lambda_7 = 0$, por lo tanto, sólo tiene 3 parámetros libres y es invariante bajo las otras simetrías HF. [30]

Si se tiene cualquiera de estas simetrías se puede encontrar una base en la que todos los parámetros del potencial son reales, es decir, el potencial conserva CP [31]. De las simetrías HF, sólo una simetría Z_2 con rompimiento débil en el sector escalar permite violación espontánea de CP [44].

Las distintas simetrías GCP no se pueden reducir mediante transformaciones de base, sin embargo, siempre se puede encontrar una matriz unitaria, U, tal que

$$X \quad \rightarrow \quad UXU^T = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}, \tag{2.16}$$

con $0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$.

La simetría CP estándar es CP1 (clase VI), donde se tiene $\theta = 0$. Esta simetría obliga que todos los coeficientes del potencial sean reales y tiene 8 parámetros libres. La ecuación 2.16 con $\theta = \frac{\pi}{2}$ nos da la simetría CP2 (clase III). Por último, la simetría CP3 (clase II) se tiene con cualquier $\theta \neq 0, \frac{\pi}{2}$, con el mismo resultado en el potencial escalar para cualquiera de estos valores. [20]

Notemos que no necesariamente el cuadrado de una simetría GCP es igual a la unidad, como sucede con CP1. En este caso se obtiene una simetría HF con matriz de transformación $S = XX^*$. Tenemos que

$$(CP2)^2 = -1 \tag{2.17}$$

se puede reducir a la identidad [45], mientras que

$$(CP3)^2 = \begin{pmatrix} cos\ 2\theta & sen\ 2\theta \\ -sen\ 2\theta & cos\ 2\theta \end{pmatrix} \tag{2.18}$$

es una simetría HF no trivial [30].

2.2. El vacío y rompimiento espontáneo de simetría

2.2.1. Estabilidad del potencial

Para que el potencial sea estable, y por lo tanto puedan existir mínimos, se necesita que esté acotado inferiormente, es decir, que no haya una dirección en el espacio en la que el potencial tienda a menos infinito. En toda teoría se requiere la existencia de un mínimo estable, alrededor del cual se puedan hacer cálculos perturbativos. [25]

La existencia de un mínimo no trivial, es decir, en el que los dobletes no adquieren *vev* cero, nos da dos condiciones: los términos cuárticos son positivos para valores arbitrariamente grandes de los campos, pero la parte cuadrática debe poder ser negativa para al menos alguna dirección en la que los campos se vuelven arbitrariamente grandes; esta es la estabilidad fuerte. Sin embargo, estas condiciones pueden ser demasiado restrictivas. [25]

En [46] y [29] se encuentran condiciones necesarias y suficientes donde se consideran todos los casos, sin embargo, no es fácil obtener límites analíticos a partir de ellas. Es más sencillo encontrar sólo condiciones necesarias [47, 49].

Unas de estas condiciones necesarias son: [46, 50]

$$\lambda_1 \geq 0 \quad , \quad \lambda_2 \geq 0 \quad , \quad \lambda_3 = -\sqrt{\lambda_1 \lambda_2} \quad , \quad \lambda_3 + \lambda_4 - |\lambda_5| \geq -\sqrt{\lambda_1 \lambda_2} \tag{2.19}$$

y resultan ser suficientes en un potencial en el que $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$. En muchos de los potenciales restringidos por simetrías como Z_2, $U(1)$, CP2, CP3 y $U(2)$ existe al menos una base en la que $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$ [25].

Estas condiciones deben satisfacerse a cualquier escala y debe tenerse cuidado, ya que los parámetros muy pequeños a nivel de árbol pueden llevar a potenciales no limitados a escalas mayores, mientras que los valores grandes para los parámetros a nivel de árbol pueden llevar al rompimiento de la teoría perturbativa. [49, 51–56]

2.2.2. El vacío del 2HDM

Si el potencial está acotado inferiormente, siendo un polinomio cuártico, debe tener algún mínimo global. Cada punto estacionario es la solución de un conjunto de ocho ecuaciones en ocho incógnitas, pero para cada tipo de vacío la mayoría se cumplen trivialmente.

En el 2HDM estos mínimos pueden ser de tres tipos, además del trivial, en el que los *vev*s son cero. En el vacío normal los *vev*s no tienen una fase relativa, y se pueden tomar reales. Para encontrar estos *vev*s se tienen dos ecuaciones, aunque estas solo se pueden resolver analíticamente para algunos modelos, como aquellos con simetrías Z_2, $U(1)$, CP3 y $U(2)$, pero la presencia de términos que rompen débilmente la simetría pueden hacer esto imposible [25]. Se pueden encontrar dos soluciones simultáneas que no difieren trivialmente (por cambios de signo) [57,58]. Entre estos mínimos se encuentra el vacío inerte [25, 59], que puede ser obtenido por una simetría $U(1)$ que hace $\lambda_5 = 0$ [25].

Por otro lado se tiene el vacío que rompe carga (CB, por sus siglas en inglés), en el que la carga no se conserva debido a que la componente superior (cargada) de uno de los dos campos escalares no es cero. Esto ocasiona que el fotón tenga masa. (En [60] se define independientemente de la definición de carga). En los vacíos que *violan CP*[2] los *vev*s tienen una fase relativa. Estos dos vacíos se determina por conjuntos de tres ecuaciones y la solución es única [25, 47, 57, 60].

Para saber si un punto estacionario es un mínimo se necesita estudiar las matrices de masa escalares, es decir, las segundas derivadas del campo, que, dado el caso de que se tenga un mínimo normal, serán positivas. En [47] se estudian las matrices de masa para los mínimos que rompen carga. En [48] se hace una discusión de las matrices de masa para el MSSM con violación de CP explícita, que se aproxima al 2HDM en un límite dado.

Si el potencial conserva CP explícitamente, es decir, todos los acoplamientos son cero, m_A^2 es el eigenvalor de una matriz 2×2 de las segundas derivadas con respecto a la parte imaginaria de las componentes neutras de los campos. Esta matriz tiene un eigenvalor cero que corresponde al bosón de Goldstone que dará masa al bosón Z. En este caso, las masas de los escalares neutrales están dadas por los eigenvalores de la matriz 2×2 de las segundas derivadas con respecto a las partes reales de las componentes neutras de los campos. Si hay violación espontánea de CP, es decir, hay una fase entre los *vev*s, o hay acoplamientos complejos, estos eigenvalores estarán mezclados en una matriz 4×4. Por otro lado, la masa del escalar cargado y el bosón de Goldstone que da masa al W corresponden a los eigenvalores de la matriz 2×2 de las segundas derivadas del potencial con respecto a las componentes cargadas de los campos [25].

2.2.3. Estabilidad del vacío

En el potencial del 2HDM se pueden tener varios puntos estacionarios y es importante saber si estos pueden coexistir o si es posible pasar de un mínimo a otro más profundo, es decir, si un mínimo dado es estable.

Si existen en el potencial un punto estacionario normal y uno que rompe CP o uno CB, entonces, si el punto estacionario normal es un mínimo los otros puntos estacionarios estarán por encima y serán puntos de inflexión. Similarmente, si hay un mínimo CP o CB este es el mínimo global del modelo y no hay otro punto estacionario más abajo, es decir, el mínimo es estable. Esto nos dice que no pueden coexistir en el potencial distintos tipos de mínimos. [47, 57, 61]

Sin embargo, dos mínimos normales sí pueden coexistir, y en este caso el mínimo global será uno de estos, dependiendo de los valores de los parámetros. Aunque no es posible pasar de un mínimo a otro de distinto tipo, sí se puede del mínimo normal superior al mínimo global. Estos dos mínimos normales tendrán las mismas simetrías, pero ya que en ellos los parámetros tienen distintos valores, sus espectros de partículas serán diferentes. [47, 57, 61]

[2] Se llaman así aunque no es necesario que CP esté definida y en general no se tienen condiciones suficientes para que haya violación de CP.

2.3. Simetrías en los sectores escalar y de Yukawa

El lagrangiano general de Yukawa se puede escribir como [25, 62, 63]

$$\mathcal{L}_Y = \bar{q}_L[Y_a^d \Phi_a n_R + Y_a^u \tilde{\Phi}_a p_R] + \tilde{L}_L \Phi_a Y_a^e l_R + h.c. \tag{2.20}$$

donde se tiene $\tilde{\Phi}_a = i\tau_2 \Phi_a^*$, y los vectores en el espacio de sabor de las partes izquierdas de los quarks, q_L; y de los leptones, L_L; y las partes derechas de los quarks *up*, q_R; n_R de los quarks *down*; y de los leptones, l_R. Las matrices de Yukawa para los quarks *up* son Y_a^u, para los quarks *down* son Y_a^d, y para los leptones, Y_a^e, todas matrices 3×3 arbitrarias.

Las transformaciones de base se pueden extender al sector de Yukawa de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \Phi'_a &= U_{a\alpha}\Phi_\alpha \\ q'_L &= U_L q_L \\ n'_R &= U_{nR} n_R \\ p'_R &= U_{pR} p_R \end{aligned} \tag{2.21}$$

donde $U_a \in U(2)$, $U_L,\ U_{nR},\ U_{pR} \in U(3)$. Bajo una transformación de base los acoplamientos de Yukawa de los quarks se transforman como [25]

$$\begin{aligned} Y_a^{'d} &= U_L Y_\alpha^d U_{nR}^\dagger U_{\alpha a}^\dagger \\ Y_a^{'u} &= U_L Y_a^u U_{pR}^\dagger U_{\alpha a}^T. \end{aligned} \tag{2.22}$$

Como un caso particular se tiene la base de Higgs, (H_1, H_2), en la que el *vev* de H_2, es cero, y el de H_1 es $\frac{v}{\sqrt{2}}$.

Para pasar de una base genérica, (Φ_1, Φ_2), con *vevs* $\tilde{v}_1$ y $\tilde{v}_2$, a la base de Higgs, tenemos

$$\Phi_1 = \frac{1}{v}(\tilde{v}_1 H_1 + \tilde{v}_2^* H_2) \tag{2.23}$$

$$\Phi_2 = \frac{1}{v}(\tilde{v}_2 H_1 - \tilde{v}_1^* H_2) \tag{2.24}$$

En esta base los acoplamientos de Yukawa están dados en términos de las matrices M (de masa de los quarks) y N para cada sector de quarks [25],

$$\Phi_a Y_a^d = \frac{\sqrt{2}}{v}(M_n H_1 + N_n H_2) \quad , \quad \tilde{\Phi}_a Y_a^j = \frac{\sqrt{2}}{v}[M_p(i\tau_2 H_1^*) + N_p(i\tau_2 H_2^*)] \tag{2.25}$$

donde las matrices están definidas como

$$\begin{aligned} M_n &= \tfrac{1}{\sqrt{2}}\tilde{v}_a Y_a^d \quad , \quad N_n = \tfrac{1}{\sqrt{2}}(\tilde{v}_2^* Y_1^d - \tilde{v}_1^* Y_2^d) \\ M_p &= \tfrac{1}{\sqrt{2}}\tilde{v}_a Y_a^u \quad , \quad N_p = \tfrac{1}{\sqrt{2}}(\tilde{v}_2 Y_1^u - \tilde{v}_1 Y_2^u). \end{aligned} \tag{2.26}$$

Las matrices se bidiagonalizan mediante rotaciones simultáneas de los campos de quarks izquierdo y derecho:

$$M' = U_L^\dagger M U_R \tag{2.27}$$

$$N' = U_L^\dagger N U_R$$

Si después de las bidiagonalizaciones alguna de las matrices N no es diagonal entonces se tienen FCNCs en el respectivo sector [35, 62, 63].

En la base de Higgs, el pseudoescalar es la parte imaginaria de H_2^0, y $\alpha - \beta$ es el ángulo que rota (H_2^0, H_1^0) a (h, H).

2.3.1. Clases de Ivanov

La extensión de las simetrías HF al sector fermiónico se puede hacer de muchas maneras, por ejemplo, entre las extensiones de la simetría Z_2 están las que nos llevan a los modelos tipo I, II, *lepton specific* y *flipped* (Sección 3.1.2 {pág. 17}) [39, 41]. Al extender una simetría abeliana al sector de quarks siempre se puede encontrar una base en la que las matrices de transformación son diagonales y sólo contienen fases complejas. Sin embargo, se tienen 34 formas de matrices de Yukawa posibles que dan modelos diferentes en los que se tienen seis quarks masivos y una matriz CKM aceptable. Muchos de estos modelos tienen FCNCs, pero en muchos se suprimen o las implicaciones físicas concuerdan con los experimentos [44, 64–66].

Imponer una simetría Z_n con $n \geq 4$ en el sector escalar implica una simetría continua tanto en el sector escalar como en el de Yukawa, y siempre lleva a las mismas matrices de Yukawa. Por otro lado el imponer una simetría Z_2 o Z_3 puede o no llevar a una simetría continua en el sector de Yukawa. Es diferente imponer simetrías Z_2, Z_3 o Z_n, $n \geq 4$. [44]

Hasta ahora no se ha podido extender satisfactoriamente la simetría $U(2)$ al sector de Yukawa, pero tampoco se ha demostrado la imposibilidad de hacerlo. [25]

Al extender las simetrías GCP al sector de Yukawa las matrices de transformación siempre se pueden llevar a la forma [20]

$$X_\alpha = \begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha & 0 \\ -\sin\alpha & \cos\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{2.28}$$

Esto restringe severamente los acoplamientos de Yukawa, de manera que para cada simetría GCP se tiene sólo una manera de extenderla al sector de Yukawa [35].

Para que al extender CP1 se tengan partículas con masa todos los acoplamientos de Yukawa deben ser reales, de manera que hay FCNCs a nivel de árbol que no se pueden suprimir naturalmente. Se debe romper CP espontáneamente mediante una fase entre los *vevs*. CP2 no se puede extender al sector de Yukawa de manera que todos los fermiones tengan masa, sin embargo, se pueden tener modelos en los que se considera como una simetría aproximada que se rompe de alguna manera. [20]

En el caso de CP3 sólo se tiene una extensión aceptable con $\theta = \frac{\pi}{3}$, que tiene un espectro fermiónico aceptable. Además este modelo tiene violación de CP que surge del sector fermiónico [20]. Sin embargo, la fenomenología de bosones pesados no cuadra con el experimento: el invariante J es varios órdenes de magnitud menor que en el SM, esto lleva a $\alpha = \beta$ [67].

2.4. Violación de CP

La hermicidad del potencial solo permite que cuatro de sus coeficientes sean reales. Sin embargo, mediante rotaciones de los dobletes se puede eliminar uno de estos parámetros y una de las fases restantes mediante un cambio de fase de uno de los dobletes. Por lo tanto, se tienen a lo más dos fases independientes que violan CP en el potencial escalar. [25]

En [38] y [68] se da un método general para encontrar cantidades invariantes de base que nos dan condiciones para que el potencial escalar conserve CP. De esta manera, se encuentran [69]

$$I_1 \equiv Tr(\mu Z_Y \hat{Z} - \hat{Z} Z_Y \mu) \tag{2.29}$$

$$I_2 \equiv Tr(\mu Z_2 \tilde{Z} - \tilde{Z} Z_2 \mu) \tag{2.30}$$

en las que

$$\hat{Z}_{ab} \equiv \sum_{m=1}^{2} \lambda_{ab,mm}, \tag{2.31}$$

$$\tilde{Z}_{ab} \equiv \sum_{m=1}^{2} \lambda_{am,mb}, \tag{2.32}$$

$$(Z_Y)_{ab} \equiv \sum_{m,n=1}^{2} \lambda_{ab,nm}\mu_{mn}, \tag{2.33}$$

$$(Z_2)_{ab} \equiv \sum_{m,n,p=1}^{2} \lambda_{ap,nm}\lambda_{mn,pb}; \tag{2.34}$$

y se tiene que $I_1 = 0$, $I_2 = 0$ son condiciones necesarias y suficientes para que el potencial sea invariante de CP, excepto en algunos puntos aislados en los que estas condiciones se cumplen trivialmente, para estos casos puede ser útil otra condición invariante de base. Un conjunto *completo* de condiciones necesarias y suficientes para la invariancia de CP es: [69]

$$\begin{aligned} I_1 &= 0 \\ I_2 &= 0 \\ I_3 \equiv Tr(Z_2 Z_3 \tilde{Z} - \tilde{Z} Z_3 Z_2) &= 0 \end{aligned} \tag{2.35}$$

donde se tiene

$$(Z_3)_{ab} = \sum_{m,n,p,r,s=1}^{2} \lambda_{ar,mp}\lambda_{mn,rs}\lambda_{ps,nb} \tag{2.36}$$

También se pueden tener casos en los que el potencial sea invariante de CP para alguna transformación de base. Esta simetría se podría romper débilmente para algunos valores de los parámetros, entonces se tendría *rompimiento débil escondido* de CP.

Después del rompimiento espontáneo de simetría, si en una base de Higgs los acoplamientos cuárticos son reales y sólo los cuadráticos son complejos, CP se rompe sólo débilmente [69].

Si el potencial conserva CP después del rompimiento espontáneo de simetría el vacío puede no ser invariante bajo CP. Entonces se tiene violación espontánea de CP [2]. Sin embargo, ya que el lagrangiano puede admitir muchas simetrías CP, aún nos debemos asegurar de que el lagrangiano y el vacío no sean invariantes ante otra transformación CP. Para esto debe considerarse la transformación CP más general, sin embargo, cuando se imponen simetrías en el lagrangiano esta elección puede no ser trivial. [25]

Como se está trabajando en teoría cuántica de campos relativista, el teorema CPT aplica [70–73], por lo que la violación espontánea de CP implica violación espontánea de T, y viceversa.

Según [74] se encuentran las cantidades del potencial invariantes de base[3]

$$\begin{aligned} J_1 &\propto \mathcal{I}(\lambda_6^2\lambda_5^*) \\ J_2 &\propto \mathcal{I}(\lambda_7^2\lambda_5^*) \\ J_3 &\propto \mathcal{I}(\lambda_6\lambda_7^*) \end{aligned} \tag{2.37}$$

que después del rompimiento espontáneo de simetría, siendo iguales a cero indican que se conserva CP [25]. Aunque sólo dos de estas cantidades son independientes las necesitamos a todas, ya que debemos cambiar nuestra elección del conjunto mínimo de invariantes para cubrir todos los casos posibles.

Tenemos que si alguna de las I no es cero, entonces hay violación de CP en el lagrangiano, pero si todas las I son cero y alguna de las J no lo es, entonces hay violación espontánea de CP [25].[4]

Por otro lado, se tienen los invariantes que involucran tanto a escalares como fermiones (quarks)

$$\begin{aligned} J^d &\propto \mathcal{I}\left\{ m_{12}^2 \sum_{i=1}^{n_G} m_{d_i} (N_d)^*_{ii} \right\} \\ J^u &\propto \mathcal{I}\left\{ m_{12}^2 \sum_{i=1}^{n_G} m_{u_i} (N_u)^*_{ii} \right\} \end{aligned} \tag{2.38}$$

[3]En [28] se desarrolla un método para encontrar cantidades invariantes de base con propiedades definidas. De esta manera, en [28, 75] se encuentran invariantes equivalentes.

[4]Para discusiones sobre esto [31, 45, 76, 77].

donde n_G es el número de generaciones. Cuando se tienen tres generaciones hay 18 de estos invariantes en las interacciones entre fermiones y escalares y uno que indica la violación de CP en la matriz CKM, que no existe cuando se tienen solo una o dos generaciones. [25]

Clases de Ivanov: Se encuentra que todo potencial con una simetría exacta conserva CP. Además, con las simetrías continuas no es posible tener violación de CP. Por otro lado, con las simetrías discretas se puede tener violación débil de CP, es decir, mediante la inclusión en el potencial de términos que la rompen débilmente, sin embargo, sólo en CP1 se puede tener violación exacta de CP [31]. Siempre es necesario considerar la extensión al sector de Yukawa de estas simetrías, y en muchos modelos puede haber violación en las interacciones entre escalares y fermiones [31]. Por ejemplo, en el caso de la extensión de CP3 se viola CP espontáneamente en el sector fermiónico. [20]

Capítulo 3

Diversos tipos de 2HDMs

En el modelo estándar las corrientes neutras que violan sabor (FCNCs) están prohibidas a nivel de árbol tanto en los sectores de norma como de Higgs. En el sector de Higgs del modelo estándar sólo hay un doblete de Higgs, como resultado, los acoplamientos escalares de los fermiones son automáticamente diagonales de sabor en las bases de eigenestados de masa.

En el desarrollo de las teorías de norma se han introducido principios de conservación de sabor por las corrientes neutras: en el sector de norma por una generalización del mecanismo GIM [78]; y en el sector de Higgs a través del principio de Conservación de Sabor Natural (NFC, por sus siglas en inglés) [39–41] u otros mecanismos que suprimen naturalmente las FCNCs.

Un modelo extendido que viole CP sin entrar en conflicto con los experimentos debe tener una fase que viole CP que surja del vacío y pueda crear una matriz CKM adecuada, que lleve a violación de CP a través de corrientes débiles cargadas [79].

Para esto se necesita que los acoplamientos de Yukawa sean reales y que la fase que surge de los *vev*s genere matrices de masa M complejas tales que la cantidad invariante de base

$$I_{CP} = Tr[M_p M_p^\dagger, M_n M_n^\dagger]^3 \tag{3.1}$$

sea diferente de cero [38] sin generar FCNCs demasiado grandes.

En el modelo original de Lee hay una región no singular del espacio donde se conserva carga y se viola CP. Hay aquí violación de CP por la matriz CKM y por el intercambio de bosones de Higgs, pero surgen FCNCs demasiado grandes [2,80]. Para los 2HDM la imposición de conservación natural elimina la posibilidad de tener violación espontánea de CP.

3.1. Modelos con conservación de sabor natural

Para tener conservación natural de sabor se pueden imponer simetrías en el lagrangiano (discretas, Z_2 [39, 81]; o continuas, como una $U(1)$) o asumir alineamientos entre las matrices de Yukawa [82].

3.1.1. El 2HDM Inerte

Es un modelo con una simetría Z_2 no rota, es decir, que se conserva en el vacío. Se asume que los parámetros en el potencial son tales que se tendrá una fase asimétrica, de esta manera, uno de los dos dobletes no adquiere *vev* y, por lo tanto, no se acopla a los fermiones. A este doblete se le llama inerte, aunque tiene interacciones cuárticas y débiles [81].

Bajo la simetría Z_2 el doblete inerte, Φ_2, se transforma no trivialmente,

$$\Phi_2 \to -\Phi_2, \tag{3.2}$$

y el resto de los campos son invariantes. Es por esto que sólo Φ_1 se acopla a la materia, y se obtienen, además del Higgs del SM, H, los bosones inertes h, par bajo CP, A, impar bajo CP, y $H^{\pm}$. En este caso, h es estable y sería una contribución a la materia oscura.

La fase asimétrica corresponde a una región del espacio de parámetros considerable [81, 83].

El potencial es el visto anteriormente, pero con $m_{12}^2 = 0 = \lambda_6 = \lambda_7$, impuesto por la simetría Z_2, [25, 81]:

$$\begin{aligned} V &= m_{11}^2|\Phi_1|^2 + m_{22}^2|\Phi_2|^2 + \lambda_1|\Phi_1|^4 + \lambda_2|\Phi_2|^4 \\ &\quad +\lambda_4|\Phi_1^\dagger\Phi_2|^2 + \frac{\lambda_5}{2}\left\{(\Phi_1^\dagger\Phi_2)^2 + h.c.\right\} \end{aligned} \tag{3.3}$$

Al elegir $v_2 = 0$ y $v_1 = \frac{v}{\sqrt{2}}$ para la fase antisimétrica, el espectro de masas escalares se simplifica. Si expandimos alrededor de este mínimo, los dobletes se pueden parametrizar como

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H + i\chi) \end{pmatrix},$$

$$\Phi_2 = \begin{pmatrix} H^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(h + iA) \end{pmatrix} \tag{3.4}$$

Escogiendo la norma unitaria, los bosones de Goldstone, ϕ^+, χ, se pueden hacer cero. Se tienen las masas de los escalares

$$\begin{aligned} m_H^2 &= \lambda_1 v^2, \\ m_h^2 &= m_{22}^2 + \frac{(\lambda_5+\lambda_4+\lambda_3)v^2}{2}, \\ m_{H^\pm}^2 &= m_{22}^2 + \frac{\lambda_5 v^2}{2}, \\ m_A^2 &= m_{22}^2 + \frac{(\lambda_3+\lambda_4-\lambda_5)v^2}{2} \end{aligned} \tag{3.5}$$

[25, 81]

El potencial está limitado por debajo si y sólo si

$$\lambda_{1,2} > 0 \quad , \quad \lambda_3 + \lambda_4 - |\lambda_5| > -2(\lambda_1\lambda_2)^{\frac{1}{2}} \tag{3.6}$$

Bajo esta suposición el mínimo es global y estable mientras todas las masas al cuadrado de los escalares sean positivas. [81]

Como la matriz de masas par de CP es diagonal, se puede considerar $\alpha = \beta = 0$.[1]

En el límite de la simetría de Peccei-Quinn ($\lambda_5 \to 0$), los escalares neutrales inertes se vuelven degenerados [25]. En [85] se estudia el límite de la degeneración.

En [86–91] se ha visto la posibilidad de tener una partícula escalar asociada con la materia oscura. Además, en [24] se analiza la fenomenología del modelo en colisionadores, y en [92] se estudió la evolución cosmológica temprana.

Originalmente, se tenía un modelo similar para explicar las masas de los neutrinos [59], que posteriormente fue descartado. En [83] se considera un 2HDM inerte con un mecanismo seesaw que genera la masa de los neutrinos radiativamente a un loop. En [93] se ve que para la existencia de tres familias espejo se necesita introducir un doblete inerte.

La mayoría de los estudios fenomenológicos se concentran en el sector neutral, y especialmente en la posibilidad de que H decaiga a h. En [24, 94, 95] se obtienen secciones transversales y en [96] se estudia la detección en el ILC.

Debido a que $H^{\pm}$ no se acopla a los fermiones sólo puede decaer a $HW^{\pm}$ o $AW^{\pm}$, donde $W^{\pm}$ es real o virtual dependiendo de las masas [25]. En [24] se estudia la producción asociada del Higgs

[1] Ya que se introduce α para diagonalizar los eigenestados de CP en el sector neutral [84].

cargado y un pseudoescalar, así como la producción de pares. En [94,95] se encontraron dos puntos donde se podría descubrir un Higgs cargado.

En [97] se estudia un modelo en donde se añade además un singlete escalar, y se encuentra que el Higgs cargado podría tener una vida larga.

3.1.2. Modelos con simetría Z_2 débilmente rota

En estos modelos, para desvanecer naturalmente las FCNCs, se impone una simetría Z_2 en el lagrangiano, bajo la que un doblete y algunos fermiones derechos son impares [25]. Forzando una simetría Z_2 uno también se asegura de la ausencia de FCNCs a nivel de árbol bajo la evolución del grupo de renormalización del modelo a otras escalas de energía [84].

Los valores de los acoplamientos de Yukawa fuera de la diagonal dependerán de qué tanto rompamos la simetría [25]. En algunos casos se mantiene la matriz diagonal, pero cambian los valores de sus elementos, y en otros, los elementos fuera de la diagonal son distintos de cero [84].

Este potencial no rompe CP espontánea o explícitamente si todos los parámetros son reales [98]. Asumimos que no hay violación de CP en los *vev*s de los dobletes, con lo que obtenemos los escalares neutros H, h, A, y los cargados $H^{\pm}$ [25].

En general, en el potencial escalar m_{12}^2, λ_5, λ_6 y λ_7 pueden ser complejos. Imponer una simetría Z_2 requerirá $m_{12}^2 = 0$, a menos que se permita una violación suave de la simetría. Una simetría Z_2 que elimine las FCNCs reduce el número de parámetros del modelo a seis, si se incluye un término que rompa la simetría se tienen siete parámetros en el modelo. Medir experimentalmente $\tan\beta$ o m_h puede decirnos si existe o no este término. Si $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$, pero $m_{12}^2 \neq 0$, se generan FCNCs finitas a un loop. [98,99]

En estos modelos se puede elegir cambiar los parámetros libres $\lambda_{i=1,2,3,4,6}$ por las masas, m_H, m_h, m_A, $m_{H^\pm}$, y α [99,100]. En [101] se demuestra que los *vev*s de los dobletes pueden ser ambos no negativos y reales, por lo que α puede estar en el primero o cuarto cuadrantes, con la única diferencia de un cambio de signo en los campos h y H [25].

De acuerdo al teorema de Glashow-Weinberg [39], en el sector de quarks del 2HDM sólo se tienen dos posibilidades, sin embargo, no se requiere que los leptones derechos satisfagan la misma simetría que los quarks, por lo que se tienen cuatro modelos en total. Estos son los modelos Tipo I, Tipo II, *Lepton-specific* y *Flipped* 2HDM. Estos últimos dos modelos también se han llamado Tipo IV y Tipo III [23]; modelo I y modelo II [102–104]; IIA y IIB [105,106] y Tipo X y Tipo Y [107], respectivamente. Además, se tiene otro modelo de este tipo, en el que los neutrinos tienen masas de Dirac, llamado *Neutrino-specific* [108,109,111]. En [112] se hace una revisión completa de este modelo.

Tabla 2. 2HDMs con simetría Z_2 débilmente rota

Modelo	d_R^i	e_R^i	ν_R^i
Tipo I	Φ_2	Φ_2	
Tipo II	Φ_1	Φ_1	
Flipped	Φ_2	Φ_1	
Lepton-specific	Φ_1	Φ_2	
Neutrino-specific	Φ_2	Φ_2	Φ_1

En la Tabla 2 se muestran los acoplamientos que se tienen entre fermiones y dobletes escalares en estos modelos, por convención, se asume que en todos los modelos los quarks *up* derechos se acoplan a Φ_2. [25]

El modelo original de Peccei-Quinn y los modelos supersimétricos tienen los mismos acoplamientos de Yukawa que el modelo Tipo II, pero se obtienen mediante simetrías continuas. [25]

En [107] se estudian los decaimientos de los bosones de Higgs en estos modelos, se resumen las restricciones fenomenológicas y se revisan métodos para discernir entre los modelos en colisionadores. También, en [113] se estudian los decaimientos del Higgs ligero en estos modelos; y en [114] se ve la fenomenología de los modelos en el LHC.

Las secciones transversales de las producciones por *Gluon-fusion*, WW y ZZ *fusion*, así como de las producciones WH, ZH, $t\bar{t}H$ y $b\bar{b}H$ (H es cualquier Higgs neutral), se obtienen de las del SM al multiplicarlas por un factor dependiente del modelo [25]. Estos factores se muestran en la Tabla 3. En [113] se revisa la producción de dos Higgs neutrales y se ve que la contribución dominante siempre proviene de *Gluon-fusion*.

Tabla 3. Factores con los que se obtienen las secciones transversales de las producciones de Higgs neutrales en los 2HDMs [25].

	h	H	A
Gluon-fusion			
(cuando los *loops* t son predominantes)	$\left(\frac{\cos\alpha}{sen\beta}\right)^2$	$\left(\frac{sen\alpha}{sen\beta}\right)^2$	$\cot^2\beta$
loops b - modelos tipo II y *flipped**	$\tan\alpha\tan\beta$	$\cot\alpha\tan\beta$	†
Producción WH, ZH y WW, ZZ-*fusion*	$sen^2(\alpha-\beta)$	$cos^2(\alpha-\beta)$	-
Producción $t\bar{t}H$	$\left(\frac{\cos\alpha}{sen\beta}\right)^2$	$\left(\frac{sen\alpha}{sen\beta}\right)^2$	$\cot^2\beta$
Producción $b\bar{b}H$ - modelos tipo II y *flipped***	$\left(\frac{sen\alpha}{\cos\beta}\right)^2\left(\frac{m_b}{m_t}\right)^2$		

* Relativo a la sección transversal de los *loops* t.
† depende de m_A y $\tan\beta$.
** Relativo a la sección transversal de la producción $t\bar{t}H$ en el SM.

En cualquier diagrama en el que se produce un escalar este se puede convertir en dos escalares mediante acoplamientos trilineales [115]. En [116] se dan las secciones transversales totales para el LHC. En [117–119] se discute la detección y la posibilidad de diferenciarlos del fondo.

La fenomenología del Higgs cargado es muy útil para discriminar entre los diversos modelos, es por esto que la mayoría de los estudios fenomenológicos se centran en $H^{\pm}$. En [107] se da un análisis comprensivo de la fenomenología del Higgs cargado en estos modelos.

En estos modelos se puede obtener un límite de 0.3 para $\tan\beta$, requiriendo que el acoplamiento de Yukawa al quark top sea perturbativo [25]. En [55, 120] se obtienen límites para $\tan\beta$ de la unificación perturbativa, según [113,121] las restricciones perturbativas y de unitariedad requieren $\tan\beta < 6$ excepto en una pequeña región del espacio de parámetros. En [98, 100] se estudian violaciones a la unitariedad a nivel de árbol.

La región de desacoplamiento es tal que los escalares "pesados"(H, $H^{\pm}$, A) son mucho más pesados que h, de manera que, a escalas menores que la masa de los escalares pesados, la teoría puede aproximarse a una teoría efectiva del escalar ligero [122]. Es decir, la teoría resultante es parecida a la del sector de Higgs del SM, con correcciones a los acoplamientos debido a los Higgs pesados [99].

En [123,124] se analizan los decaimientos de los bosones y la posibilidad de alcanzar sensitividad a gran escala en el LHC, además, en [113] se analiza la posibilidad de distinguir a h del bosón de Higgs del SM en la región de desacoplamiento.

Modelo Estándar de Lee-Wick. Este modelo es una versión diferente del modelo inerte. Su sector neutral es similar al del modelo inerte, pero con algunas diferencias en los signos, mientras que su sector cargado es como el modelo tipo II, con $\tan\beta = 1$.

En este modelo se introduce un término cinético de altas derivadas por cada campo del SM. También puede tenerse el modelo sin términos de altas derivadas introduciendo campos auxiliares, de manera que cada campo del SM tiene un campo compañero de Lee-Wick. Estos campos tienen norma negativa, es decir, los signos de sus términos cinéticos y de masa son opuestos a los de los otros campos. Si estos estados no son estables, no aparecen como estados de salida en la matriz S y se conserva la unitariedad. [25, 125–127]

El doblete de Higgs del SM y su compañero de Lee-Wick forman un 2HDM, pero la mezcla entre los estados neutrales es simpléctica y no ortogonal [25]. En [128] se hace un análisis comprensivo del sector de Higgs del Modelo Estándar de Lee-Wick, concentrándose en el sector cargado. Un análisis más detallado del sector neutral se puede encontrar en [129].

Las restricciones de precisión electrodébil no limitan importantemente la escala de masas del modelo [130], sin embargo, las constricciones en el sector cargado también restringen el sector neutro [128].

Modelo "casi" inerte. En este modelo se tiene un segundo doblete de Higgs con *vev* cero a nivel de árbol. Usando una simetría Z_2 bajo la que Φ_2 y u_R cambian signos, el término $\Phi_1^\dagger \Phi_2 + h.c.$ en el potencial es cero. Para que el quark u tenga masa se debe romper la simetría débilmente, lo que le da a Φ_2 un pequeño *vev.* [131]

En este modelo existe una región en el espacio de parámetros donde es posible la observación de los *dijets* W^+ en el Tevatron [132]. En [131] se calculan los efectos de presición electrodébil y las restricciones de sabor para el modelo.

En [133,134] se encuentran modelos similares, en los que se busca explicar la taza de producción $B_s \to \mu\mu$.

3.1.3. Modelo Alineado

Las FCNCs a nivel de árbol se pueden eliminar también asumiendo que las matrices de acoplamientos de Yukawa de Φ_1 y Φ_2 son proporcionales: este es el modelo de Higgs Alineado [82, 135]. En este modelo, la única fuente de fenómenos que cambian sabor es la matriz de mezcla de quarks, que regula los acoplamientos de $W^\pm$ y $H^\pm$ a los quarks [82].

Mediante la suposición de alineamiento se obtienen tres constantes de proporcionalidad arbitrarias, cada uno de los modelos anteriores surge de una elección particular de estas constantes de proporcionalidad. De los modelos que se pueden obtener así, sólo estos se pueden tener como resultado de imponer una simetría en el lagrangiano. Por otro lado, si las constantes de proporcionalidad son complejas, se obtienen efectos que violan CP. [136]

El alineamiento es una suposición *ad hoc* y en general no es estable radiativamente [136], se generarían FCNCs radiativamente [84, 168]. Además, se ha notado que las correcciones de loops inducen corrientes que cambian el sabor tipo MFV (Violación Mínima de Sabor, por sus siglas en inglés) (Sección 3.2.2 {pág. 20}) [135,137]. En [138] se estudia cómo se puede tener una justificación de este modelo proveniente de las simetrías de familia de Higgs. En [139] se consideran muchos procesos en el modelo alineado general. En [140] se propone un modelo complementario UV del modelo alineado.

3.2. Modelos con *supresión* de FCNCs

Las FCNCs a nivel de árbol se pueden suprimir haciendo las masas de los escalares extremadamente grandes. Sin embargo, con un *Ansatz* apropiado, se puede tener la misma supresión con masas mucho más pequeñas. [25, 141]

3.2.1. Modelo Tipo III

En el modelo tipo III se obtienen los acoplamientos de Yukawa mediante el *Cheng-Sher Ansatz*, donde se usa una textura de seis o cuatro ceros hermitiana para las matrices de Yukawa [62,63,142].

En la base de Higgs los dobletes están rotados de tal manera que solo el primer doblete tiene *vev.* En esta base solo los acoplamientos de Yukawa a H_1 generan las masas de los fermiones y pueden ser bi-diagonalizados. Después de la bi-diagonalización los acoplamientos a H_2, $\xi_{ij}^{U,D,L}$, cambian sabor. Estos coeficientes son completamente arbitrarios, por lo que para estudiar procesos se deben hacer suposiciones acerca de sus magnitudes. [25]

Considerando que la estructura jerárquica de las masas de los fermiones es su característica más sobresaliente, Cheng y Sher propusieron que los acoplamientos que cambian sabor fueran proporcionales a la media geométrica de los acoplamientos de Yukawa de los dos fermiones involucrados, es decir

$$\xi_{ij} = \lambda_{ij}\sqrt{m_i m_j}\frac{\sqrt{2}}{v} \tag{3.7}$$

Este es el llamado *Cheng-Sher Ansatz* [141]. De esta manera las matrices de acoplamientos de Yukawa tienen la misma estructura que la matriz de masa, y la estructura jerárquica de los eigenvalores no surge a través de cancelaciones delicadas [62, 141]. En [143] se ve que si esta estructura jerárquica es el resultado de simetrías de sabor aproximadas, este *Ansatz* se debe satisfacer.

En [142] se nota que usando la parametrización de Cheng-Sher, si λ_{ij} son diagonales, entonces los modelos Z_2 y alineado surgen como casos especiales. También se puede obtener fenomenología interesante si se consideran texturas de Yukawa específicas, como en [63,144]. Los otros modelos con supresión de FCNCs, los modelos MFV y BGL, se pueden obtener del modelo tipo III, reemplazando el *Cheng-Sher Ansatz* por otro ansatz, dependiendo del modelo, por lo que su fenomenología se puede obtener de la de este último [25].

Ya que el modelo tipo III tiene muchos parámetros es complicado hacer un análisis comprensivo y en la mayoría de los artículos se estudian unos pocos procesos específicos y se obtienen límites para unos pocos parámetros. Si el modelo es correcto, uno esperaría que los λ_{ij} fueran del orden de la unidad, sin embargo, no se conocen los ángulos de mezcla. Con el paso de los años los límites han mejorado significativamente, y ahora el modelo tipo III puede tener dificultades. [25, 145, 146]

En el sector de quarks las restricciones más importantes provienen de las mezclas mesón-antimesón, donde se tienen contribuciones de intercambios tanto de escalares como de pseudoescalares. Por ejemplo, en [147] se analizan las mezclas $F^0 - \bar{F}^0$, donde $F = K, D, B_d\ o\ B_s$, para estas últimas, un pseudoescalar con masa entre 100 y 200 GeV ocasionaría dificultades. Un análisis comprensivo en mezclas $B - \bar{B}$ se encuentra en [148]. En [65] se hace un estudio de sabor completo. En el LHC un proceso prometedor es $t \to ch$, si h es ligero y la taza de decaimiento es menor que 10^{-3} entonces el modelo tendría problemas [25].

El sector leptónico también ha sido muy discutido. En [149–153] se estudia el momento magnético anómalo del muón y se obtienen límites en $\lambda_{\mu\tau}$. El proceso $\mu \to e\gamma$ se estudia en [62, 152, 154], desde distintos puntos de vista. Si no se observa una señal $\mu \to e\gamma$ en el MEG[2] el modelo estará en dificultades [25], a menos que haya cancelación entre las contribuciones escalar y pseudoescalar, como se ve en [154].

También hay procesos donde se limitan productos de parámetros ([147, 155]). Uno de los más interesantes, $B \to K\mu\tau$, fue investigado en [156].Otros límites pueden obtenerse mezclando leptones y quarks ([157,158]). Además, hay límites que no involucran FCNCs, incluso en este caso se tienen contribuciones importantes del Higgs cargado a uno o tres loops [142]. En [159–161] sólo λ_{tt} y λ_{bb} se consideran distintos de cero y sólo los loops de Higgs cargados son relevantes. Por otra parte, en [64, 65] se considera la fenomenología con λ_{cb} y λ_{ts} distintos de cero.

3.2.2. Modelos con violación de sabor mínima

En el SM los acoplamientos de Yukawa violan sabor. En los modelos con MFV, incluso habiendo nueva física, sólo los acoplamientos de Yukawa, y principalmente el acoplamiento del quark t, violan sabor. La hipótesis de MFV requiere que todas las interacciones que violen sabor o CP estén relacionadas a la estructura de los acoplamientos de Yukawa. En particular, toda la violación de CP se origina de la fase CKM. De esta manera, hay MFV si todos los acoplamientos que cambian sabor están relacionados en una manera exacta a la matriz de mezcla de quarks. [25, 162, 163]

En [163] se obtienen N_d y N_u como una expansión de M_d y M_u en la base de eigenestados de masa, sin otra dependencia de sabor. Por otro lado, en [162], la expansión es en términos de $Y_d Y_d^\dagger$

[2] Experimento **Mu to E Gamma** en el Instituto Paul Scherrer.

y $Y_u Y_u^\dagger$. En teorías en las que se tiene MFV como resultado de imponer una simetría, se tienen constricciones en los coeficientes que aparecen en las expansiones.

La extensión de los modelos MFV al sector leptónico se ha considerado en [164–166]. En el caso de los neutrinos de Dirac hay un paralelo importante entre el sector de quarks y leptónico, lo que permite aplicar análisis similares. Cuando se tienen neutrinos de Majorana no hay conservación del número leptónico, y para tener FCNCs en el sector de los leptones cargados controladas por la matriz de mezcla leptónica (PMNS) sin tener FCNCs en el sector de neutrinos ligeros, se necesita una simetría Z_4 [25, 167]. Como resultado se tiene una simetría continua exacta accidental que no es una simetría de todo el lagrangiano; se incluye un término que rompe la simetría débilmente para evitar el surgimiento de un pseudobosón de Goldstone. En [168] se estudia la eficiencia de los modelos con NFC y con MFV para suprimir las FCNCs en modelos con varios dobletes de Higgs.

3.2.3. Modelos BGL

En los modelos BGL se obtienen los acoplamientos de los escalares neutrales como funciones exactas de la matriz de CKM como resultado de la imposición de simetrías discretas. Para ambos sectores, *up* y *down*, se tienen tres modelos distintos donde se tienen FCNCs sólo en el respectivo sector. Imponiendo una simetría S, que depende de una matriz de proyección, se obtiene una estructura de ceros para las matrices de acoplamientos de Yukawa, Y_a^u, Y_a^d. Las relaciones de las matrices de Yukawa con la matriz de proyección garantizan que los acoplamientos de escalares neutrales que cambian sabor sean funciones de las masas de los quarks y las entradas de la matriz CKM. [162, 163, 169]

En el modelo en el que la matriz de proyección es

$$P = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \tag{3.8}$$

hay FCNCs en el sector *down* con supresión dada por el elemento distinto de cero. [169]

Los otros modelos con FCNCs en el sector *down* tienen matrices de proyección donde el 1 aparece en una de las otras posiciones de la diagonal. En los modelos donde hay FCNCs en el sector *up* se intercambian los patrones de ceros de las matrices Y_a^u y Y_a^d. De esta manera se tienen los seis modelos BGL diferentes. Sin embargo, en los últimos cinco casos la supresión de las FCNCs no es tan fuerte como en el primero, y, de acuerdo a [162], estos no califican como modelos MFV, [25, 169]. En [167] se analiza la estabilidad de los modelos bajo las ecuaciones de renormalización y su extensión al sector leptónico.

3.3. El 2HDM tipo III con una textura de Yukawa de cuatro ceros

En esta sección seguiremos el desarrollo en [65] para formular el sector de Yukawa de un 2HDM tiipo III general con una textura de cuatro ceros para la matriz de Yukawa. De este modelo general se pueden obtener modelos como el tipo I, tipo II, *flipped* y *lepton-specific*, inclusive el 2HDM alineado y modelos de multi dobletes de Higgs, mediante redefiniciones de las matrices de Yukawa.

Cuando se implementa una simetría en el sector de Yukawa no se requieren simetrías discretas en el potencial de Higgs, por lo tanto, aquí consideramos el potencial escalar general de la Ec. (2.2), y por simplicidad tomamos reales todos sus parámetros:

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

Gracias a la textura de Yukawa de cuatro ceros en el 2HDM tipo III es posible expresar los acoplamientos de los bosones de Higgs en términos de las masas fermiónicas, los ángulos de mezcla de la matriz CKM y ciertos parámetros adimensionales. Tenemos el lagrangiano de Yukawa

$$\mathcal{L}_Y = \Big(Y_1^u \bar{Q}_L \tilde{\Phi}_1 u_R + Y_2^u \bar{Q}_L \tilde{\Phi}_2 u_R + Y_1^d \tilde{Q}_L \Phi_1 d_R + Y_2 \bar{Q}_L \Phi_2 d_R + Y_1^l \bar{L}_L \Phi_1 l_R + Y_2^l \bar{L}_L \Phi_2 l_R \Big) \quad (3.9)$$

con los dobletes de Higgs $\Phi_{1,2}$ y $\tilde{\Phi}_{1,2} = i\sigma_2 \Phi_{1,2}^*$. Q_L es el doblete de quarks izquierdo, u_R y d_R son los singletes derechos de los quarks *up* y *down*, respectivamente; L_L es el doblete de leptones izquierdo y l_R el singlete de leptones derecho; y $Y_{1,2}^{u,d,l}$ son las matrices de Yukawa para los quarks *up*, *down* y para los leptones, respectivamente.

Después del rompimiento espontáneo de simetría electrodébil, se obtienen las matrices de masa fermiónicas

$$M_f = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 Y_1^f + v_2 Y_2^f) \quad (3.10)$$

donde $f = u, d, l$. Asumimos que las matrices de Yukawa tienen la textura de cuatro ceros [145,170]:

$$Y_{1,2}^f = \begin{pmatrix} 0 & c_{1,2}^f & 0 \\ c_{1,2}^{f*} & \tilde{b}_{1,2}^f & b_{1,2}^f \\ 0 & b_{1,2}^{f*} & a_{1,2}^f \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

de manera que las matrices de masa tienen la misma forma

$$M_f = \begin{pmatrix} 0 & C_f & 0 \\ C_f^* & \tilde{B}_f & B_f \\ 0 & B_f^* & A_f \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

Aquí consideramos la jerarquía $|A_f| \gg |\tilde{B}_f|,\ |B_f|,\ |C_f|$, que es apoyada por las masas fermiónicas observadas.

Esta matriz de masa se puede diagonalizar mediante las matrices biunitarias $V_{L,R}$

$$\bar{M}_f = V_{fL}^\dagger M_f V_{fR} \quad (3.13)$$

Ya que M_f es hermitiana, se tiene que $V_{fL} = V_{fR} \equiv V_f$. En esta base tenemos

$$\bar{M}_f = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 \tilde{Y}_1^f + v_2 \tilde{Y}_2^f) \quad (3.14)$$

con $\tilde{Y}_i^f = V_f^\dagger Y_i^f V_f$.

Redefiniendo estas matrices podemos obtener los 2HDM usuales:
Si hacemos

$$\begin{aligned} \tilde{Y}_1^d &= \frac{\sqrt{2}}{v\cos\beta}\bar{M}_d - \tan\beta \tilde{Y}_2^d \\ \tilde{Y}_2^u &= \frac{\sqrt{2}}{v\sin\beta}\bar{M}_u - \cot\beta \tilde{Y}_1^u \\ \tilde{Y}_1^l &= \tilde{Y}_1^d \ (d \to l) \end{aligned} \quad (3.15)$$

obtenemos un modelo como el tipo I.
Con

$$\begin{aligned} \tilde{Y}_2^d &= \frac{\sqrt{2}}{v\sin\beta}\bar{M}_d - \cot\beta \tilde{Y}_1^d \\ \tilde{Y}_2^u &= \frac{\sqrt{2}}{v\sin\beta}\bar{M}_u - \cot\beta \tilde{Y}_1^u \end{aligned}$$

$$\tilde{Y}_2^l = \tilde{Y}_2^d \ (d \to l) \tag{3.16}$$

obtenemos un modelo como el tipo II.
Haciendo

$$\begin{aligned}
\tilde{Y}_2^d &= \frac{\sqrt{2}}{v \sin\beta}\bar{M}_d - \cot\beta \tilde{Y}_1^d \\
\tilde{Y}_2^u &= \frac{\sqrt{2}}{v \sin\beta}\bar{M}_u - \cot\beta \tilde{Y}_1^u \\
\tilde{Y}_1^l &= \tilde{Y}_1^d \ (d \to l)
\end{aligned} \tag{3.17}$$

obtenemos un modelo como el *lepton-specific*.
Por último, si

$$\begin{aligned}
\tilde{Y}_1^d &= \frac{\sqrt{2}}{v \cos\beta}\bar{M}_d - \tan\beta \tilde{Y}_2^d \\
\tilde{Y}_2^u &= \frac{\sqrt{2}}{v \sin\beta}\bar{M}_u - \cot\beta \tilde{Y}_1^u \\
\tilde{Y}_2^l &= \tilde{Y}_2^d \ (d \to l)
\end{aligned} \tag{3.18}$$

obtenemos un modelo como el *flipped*. Usando estas redefiniciones podemos obtener, para cualquier versión del 2HDM tipo III, el acoplamiento Higgs-fermión-fermión en el tipo III de la relación

$$g_{III}^{ff\phi} = g_{any}^{ff\phi} + \Delta' g^{ff\phi} \tag{3.19}$$

Según [170] podemos obtener una mejor aproximación del producto $V_q Y_n^q V_q^\dagger$ expresando $\tilde{Y}_n^q$ como

$$\left[\tilde{Y}_n^q\right]_{ij} = \frac{\sqrt{m_i^q m_j^q}}{v}\left[\tilde{\chi}_n^q\right]_{ij} = \frac{\sqrt{m_i^q m_j^q}}{v}\left[\chi_n^q\right]_{ij} e^{i\theta_{ij}^q} \tag{3.20}$$

donde los χs son parámetros adimensionales desconocidos del modelo, provenientes de la elección de una textura específica de las matrices de Yukawa. Generalmente para obtener un modelo aceptable, los parámetros χ deben ser $O(1)$, pero no más. La expresión Ec. (3.20) es consecuencia del proceso de diagonalización de las matrices de Yukawa. Asumiendo la jerarquía entre masas fermiónicas, el Cheng-Sher *ansatz* es un caso particular de esta parametrización [170].

Se obtiene la interacción de los bosones de Higgs con pares de fermiones como

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}^{\bar{f}_i f_j \phi} &= -\left\{\frac{\sqrt{2}}{v}\bar{u}_i \left(m_{d_j} X_{ij} P_R + m_{u_i} Y_{ij} P_L\right) d_j H^+ + \frac{\sqrt{2} m_{l_j}}{v} Z_{ij} \bar{\nu_L} l_R H^+ + h.c.\right\} \\
&\quad -\frac{1}{v}\left\{\bar{f}_i m_{f_o} h_{ij}^f f_j h^0 + \bar{f}_i m_{f_i} H_{ij}^f f_j H^0 - i\bar{f}_i m_{f_i} A_{ij}^f f_j \gamma_5 A^0\right\}
\end{aligned} \tag{3.21}$$

con

$$h_{ij}^u = \xi_h^u \delta_{ij} - \frac{(\xi_H^u + Y\xi_h^u)}{\sqrt{2} f(Y)}\sqrt{\frac{m_{u_j}}{m_{u_i}}}\tilde{\chi}_{ij}^u \tag{3.22}$$

$$h_{ij}^d = \xi_h^d \delta_{ij} + \frac{(\xi_H^d - X\xi_h^d)}{\sqrt{2} f(X)}\sqrt{\frac{m_{d_j}}{m_{d_i}}}\tilde{\chi}_{ij}^d \tag{3.23}$$

$$h_{ij}^l = h_{ij}^d \ (d \to l,\ X \to Z) \tag{3.24}$$

$$H_{ij}^u = \xi_H^u \delta_{ij} + \frac{(\xi_h^u + Y\xi_h^u)}{\sqrt{2} f(Y)}\sqrt{\frac{m_{u_j}}{m_{u_i}}}\tilde{\chi}_{ij}^u \tag{3.25}$$

$$H_{ij}^d = \xi_H^d \delta_{ij} - \frac{(\xi_h^d + X\xi_H^d)}{\sqrt{2} f(X)}\sqrt{\frac{m_{d_j}}{m_{d_i}}}\tilde{\chi}_{ij}^d \tag{3.26}$$

$$H^l_{ij} = H^d_{ij} \ (d \to l, \ X \to Z) \tag{3.27}$$

$$A^u_{ij} = -Y\delta_{ij} + \frac{f(Y)}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{m_{u_j}}{m_{u_i}}}\tilde{\chi}^u_{ij} \tag{3.28}$$

$$A^d_{ij} = -X\delta_{ij} + \frac{f(X)}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{m_{d_j}}{m_{d_i}}}\tilde{\chi}^d_{ij} \tag{3.29}$$

$$A^l_{ij} = A^d_{ij} \ (d \to l, \ X \to Z) \tag{3.30}$$

$$S_{ij} = m_{d_j}X_{ij} + m_{u_i}Y_{ij} \tag{3.31}$$

$$P_{ij} = m_{d_j}X_{ij} - m_{u_i}Y_{ij} \tag{3.32}$$

$$S^l_{ij} = P^l_{ij} = m_{l_j}Z^l_{ij} \tag{3.33}$$

y

$$X_{ij} = \sum_{l=1}^{3}(V_{CKM})_{il}\left[X\frac{m_{d_l}}{m_{d_j}}\delta_{lj} - \frac{f(X)}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{m_{d_l}}{m_{d_j}}}\tilde{\chi}^d_{lj}\right] \tag{3.34}$$

$$Y_{ij} = \sum_{l=1}^{3}\left[Y\delta_{il} - \frac{f(Y)}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{m_{u_l}}{m_{u_i}}}\tilde{\chi}^u_{il}\right](V_{CKM})_{lj} \tag{3.35}$$

$$Z^l_{ij} = \left[Z\frac{m_{l_i}}{m_{l_j}}\delta_{ij} - \frac{f(Z)}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{m_{l_i}}{m_{l_j}}}\tilde{\chi}^l_{ij}\right] \tag{3.36}$$

aquí redefinimos $[\tilde{\chi}^u_1]_{ij} = \tilde{\chi}^u_{ij}$, $[\tilde{\chi}^d_2]_{ij} = \tilde{\chi}^d_{ij}$ y $[\tilde{\chi}^l_2]_{ij} = \tilde{\chi}^l_{ij}$. Los parámetros X, Y, Z y los factores ξ^f_ϕ se dan en [2, 82, 102–104, 107, 171, 172], y se muestran en la Tabla 4 para los modelos definidos mediante Ecs. (3.15 - 3.18).

Cuando los parámetros $\tilde{\chi}^f_{ij} = 0$, tenemos que $X_{ii} = X$, $Y_{ii} = Y$, $Z_{ii} = Z$, y en Ec. (3.21) se recuperan las interacciones de Yukawa de los modelos usuales. Además, este lagrangiano puede representar un Modelo de Multi Dobletes de Higgs o un 2HDM Alineado con física de sabor adicional en las matrices de Yukawa y posibilidad de FCNCs a nivel de árbol. Los parámetros X, Y, Z, ξ^f_ϕ y χ_{ij} son números complejos arbitrarios, por lo que se podrían tener nuevas fuentes de violación de CP con FCNCs a nivel de árbol.

Tabla 1. Parámetros X, Y, Z y factores ξ^f_ϕ para las cuatro versiones dadas del 2HDM tipo III con textura de cuatro ceros.

MDDH tipo III	X	Y	Z	ξ^u_h	ξ^d_h	ξ^l_h	ξ^u_H	ξ^d_H	ξ^l_H
Tipo I	$-\cot\beta$	$\cot\beta$	$-\cot\beta$	$\frac{\cos\alpha}{sen\beta}$	$\frac{\cos\alpha}{sen\beta}$	$\frac{\cos\alpha}{sen\beta}$	$\frac{sen\alpha}{sen\beta}$	$\frac{sen\alpha}{sen\beta}$	$\frac{sen\alpha}{sen\beta}$
Tipo II	$\tan\beta$	$\cot\beta$	$\tan\beta$	$\frac{\cos\alpha}{sen\beta}$	$-\frac{sen\alpha}{\cos\beta}$	$-\frac{sen\alpha}{\cos\beta}$	$\frac{sen\alpha}{sen\beta}$	$\frac{\cos\alpha}{\cos\beta}$	$\frac{\cos\alpha}{\cos\beta}$
Lepton-specific	$-\cot\beta$	$\cot\beta$	$\tan\beta$	$\frac{\cos\alpha}{sen\beta}$	$\frac{\cos\alpha}{sen\beta}$	$-\frac{sen\alpha}{\cos\beta}$	$\frac{sen\alpha}{sen\beta}$	$\frac{sen\alpha}{sen\beta}$	$\frac{\cos\alpha}{\cos\beta}$
Flipped	$\tan\beta$	$\cot\beta$	$-\cot\beta$	$\frac{\cos\alpha}{sen\beta}$	$-\frac{sen\alpha}{\cos\beta}$	$\frac{\cos\alpha}{sen\beta}$	$\frac{sen\alpha}{sen\beta}$	$\frac{\cos\alpha}{\cos\beta}$	$\frac{sen\alpha}{sen\beta}$

Conclusiones

Los modelos de dos dobletes de Higgs surgieron como extensiones del modelo estándar buscando dar solución a los problemas que este presenta. En la actualidad, con la observación en el CERN de una partícula consistente con el bosón de Higgs del SM en 2012 [173] sólo ha quedado lugar para un modelo cercano al SM. En este contexto el estudio de los 2HDM es extremadamente valioso, principalmente debido a la flexibilidad teórica y fenomenológica que presentan.

En este trabajo de tesis se ha presentado una revisión de los modelos de dos dobletes de Higgs; además de definirse criterios para su clasificación, de manera que se observa la variedad de opciones que se tienen para estos modelos y la diversidad de elementos fenomenológicos que caracterizan a cada modelo.

Así mismo, también se han destacado varias formas en las que se pueden generalizar y parametrizar algunos de estos modelos. Estas facilitarían enormemente su estudio y desarrollo, así como el análisis de sus limitaciones experimentales. En esta tesis se le da principal atención a la parametrización presentada en [65] y se resume el desarrollo que allí se hace, intentando clarificar el cómo se llega a la parametrización.

Bibliografía

[1] Para referencias y una revisión de la situación experimental vea NEUTRINO MASS, MIXING, AND FLAVOR CHANGE, Revisado en marzo de 2008 por B. Kayser (Fermilab), en C. Amsler et al. [Particle Data Group], Phys. Lett. B 667 (2008) 1.

[2] T. D. Lee, Phys. Rev. D **8** 1226 (1973).

[3] E. Fermi. Zeits. für Physik, **88**, 161 (1934).

[4] P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964).

[5] L. B. Okun. *Leptons and Quarks*, V. I. Kisin, trans. North Holland Physics Phublishing (1984).

[6] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).

[7] G. t'Hooft, Nucl. Phys. B **35**, 167 (1971).

[8] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).

[9] A. Salam en *Elementary Particle Theory*, 367, N. Svartholm, ed. Almquist and Wihsell, Stockholm. (1968).

[10] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett **10**, 531 (1963).

[11] M. Kobayashi, K. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).

[12] C. Jarlskog, Phys. Rev. Lett. **55**, 1039 (1985).

[13] Don. B. Lichtenberg. *The Standard Model of Elementary Particles*, Lectures at the University of Naples. Bibliopolis, Naples, Italy (1991).

[14] G. t'Hooft, Phys. Rev. Lett. **37**, 8 (1976).

[15] T. W. B. Kibble, Phys. Rev. **155**, 1554 (1967).

[16] T. D. Lee, Phys. Rept. **9**, 143 (1974).

[17] P. Fayet, Nucl. Phys. B **78** 14 (1974).

[18] P. Fayet, Nucl. Phys. B **90** 104 (1975).

[19] R. A. Flores, M. Sher, Ann. Phys. **148**, 95 (1983).

[20] P. M. Ferreira, J. P. Silva, Eur. Phys. J. C **69**, 45 (2010). arXiv:1001.0574 [hep-ph]

[21] P. M. Ferreira, L. Lavoura, L. P. Silva, Phys. lett B **704**, 179 (2011). arXiv:1102.0784 [hep-ph]

[22] J. F. Donoghue, L. F. Li, Phys. Rev. D **19**, 945 (1979).

[23] V. D. Barger, J. L. Hewett, R. J. N. Phillips, Phys. Rev. D **41**, 3421 (1990).cf

[24] Q. H. Cao, E. Ma, G. Rajasekaran, Phys. Rev. D **76**, 095011 (2007). arXiv:0708.2939 [hep-ph]

[25] G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, M. Sher, J. P. Silva, Phys. Rep. **516**, 1 (2012).

[26] Y. L. Wu, L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **73**, 1762 (1994). arXiv:hep-ph/9409421

[27] S. Davidson, H. E. Haber, Phys. Rev. D **72**, 035004 (2005). arXiv:hep-ph/0504050
S. Davidson, H. E. Haber, Phys. Rev. D **72**, 099902 (2005) (erratum).

[28] F. J. Botella, J. P. Silva, Phys. Rev. D **51**, 3870 (1995). arXiv:hep-ph/9411288

[29] I. P. Ivanov, Phys. Rev. D **75** 035001 (2007). arXiv:hep-ph/0609018
I. P. Ivanov, Phys. Rev. D **76**, 039902 (2007) (erratum).arXiv:hep-ph/0609018;
I. P. Ivanov, Phys. Rev. D **76** 039902 (2007). (erratum).

[30] P. M. Ferreira, H. E. Haber, J. P. Silva, Phys. Rev. D **79** 116004 (2009). arXiv:0902.1537 [hep-ph]

[31] P. M. Ferreira, H. E. Haber, M. Maniatis, O. Nachtmann, J. P. Silva, J. High Energy Phys. **1008**, 125 (2010). arXiv:1004.3207 [hep-ph]

[32] J. L. Díaz-Cruz, J. Hernández-Sánchez, J. J. Toscano, arXiv:hep-ph/0106001

[33] T .D. Lee, G. C. Wick, Phys. Rev. **148**, 1385 (1966).

[34] H. Neufeld, W. Grimus, G. Ecker, Internat. J. Modern Phys. A **3**, 603 (1988).

[35] G. Ecker, W. Grimus, H. Neufeld, J. Phys. A **20**, L807 (1987).

[36] G. Ecker, W. Grimus, W. Konetschny, Nuclear Phys. B **191**, 465 (1981).

[37] G. Ecker, W. Grimus, H. Neufeld, Nuclear Phys. B **247**,70 (1984).

[38] J. Bernabéu, G. C. Branco, M. Gronau, Phys. Lett. B **169**, 243 (1986).

[39] S. L. Glashow, S. Weinberg, Phys. Rev. D **15**, 1958 (1977).

[40] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **37**, 657 (1976).

[41] A. Paschos, Phys. Rev. D **15**, 1966 (1977).

[42] P. M. Ferreira, J. P. Silva, Phys. Rev. D **78**, 116007 (2008). arXiv:0809.2788 [hep-ph]

[43] R. D. Peccei, H. R. Quinn, Phys. Rev. Lett. **38**, 1440 (1977).

[44] P. M. Ferreira, J. P. Silva, Phys. Rev. D **83** 065026 (2011). arXiv:1012.2874 [hep-ph]

[45] M. Maniatis, A. Von Manteuffel, O. Nachtmann, Eur. Phys. J. C **57**, 719 (2008). arXiv:0707.3344 [hep-ph]

[46] M. Maniatis, A. Von Manteuffel, O. Nachtmann, F. Nagel, Eur. Phys. J. C **48**, 805 (2006). arXiv:hep-ph/0605184

[47] P. M. Ferreira, R. Santos, A. Barroso, Phys. Lett. B **603**, 219 (2004). arXiv:hep-ph/0406231
P. M. Ferreira, R. Santos, A. Barroso, Phys. Lett. B **629**, 114 (2005) (erratum).

[48] A. Pilaftsis, C. E. M. Wagner, Nuclear Phys. B **553**, 3 (1999). arXiv:hep-ph/9902371

[49] P. M. Ferreira, D. R. T. Jones, J. High Energy Phys. **0908**, 069 (2009). arXiv:0903.2856 [hep-ph]

[50] K. G. Klimenko, Theor. Math. Phys. **62**, 58 (1985).

[51] M. Sher, Phys. Rep. **179**, 273 (1989).

[52] G. Kreyerhoff, R. Rodenberg, Phys. Lett. B **226**, 323 (1989).

[53] J. Freund, G. Kreyerhoff, R. Rodenberg, Phys. Lett. B **280**, 267 (1992).

[54] B. M. Kastening, arXiv:hep-ph/9307224

[55] S. Kanemura, T. Kasai, Y. Okada, Phys. Lett. B **471**, 182 (1999). arXiv:hep-p/9903289

[56] S. Nie, M. Sher, Phys. Lett. B **449**, 89 (1999). arXiv:hep-ph/9811234

[57] A. Barroso, P. M. Ferreira, R. Santos, Phys. Lett. B *652*,181 (2007). arXiv:hep-ph/0702098

[58] I. P. Ivanov, Phys. Rev. D **77**, 015017 (2008). arXiv:0710.3490 [hep-ph]

[59] N. G. Deshpande, E. Ma, Phys. Rev. D **18**, 2574 (1978). INSPIRE-HEP:119808

[60] A. Barroso, P. M. Ferreira, R. Santos, J. P. Silva, Phys. Rev. D **74**, 085016 (2006). arXiv:hep-ph/0608282

[61] A. Barroso, P. M. Ferreira, R. Santos, Phys. Lett. B **632**, 684 (2006). arXiv:hep-ph/0507224

[62] J. L. Díaz-Cruz, R. Noriega-Papaqui, A. Rosado, Phys. Rev. D **69**, 095002 (2004). arXiv:hep-ph/0401194

[63] J. Hernández-Sánchez, L. López-Lozano, R. Noriega-Papaqui, A. Rosado, arXiv:1106.5035 [hep-ph]

[64] J. L. Díaz-Cruz, J. Hernández-Sánchez, S. Moretti, R. Noriega-Papaqui, A. Rosado, Phys. Rev. D **79**, 095025 (2009). arXiv:0902.4490 [hep-ph]

[65] J. Hernández-Sánchez, S. Moretti, R. Noriega-Papaqui, A. Rosado, J. High Energy Phys. **1307**, 044 (2013). arXiv:1212.6818 [hep-ph]

[66] A. Cordero-Cid, J. Hernández-Sánchez, C. G. Honorato, S. Moretti, M. A. Pérez, A. Rosado, arXiv:1312.5614 [hep-ph]

[67] Heavy Flavor Averaging Group. http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/.

[68] G. C. Branco, L. Lavoura, J. P. Silva, *CP Violation*, Oxford University Press, 1999.

[69] G. C. Branco, M. N. Rebelo, J. I. Silva-Marcos, Phys. Lett. B **614**, 187 (2005). arXiv:hep-ph/0502118

[70] G. Luders, Kong. Dan. Vid. Sel. Mat. Fys. Med. **28N5**, 1 (1954).

[71] W. Pauli, *Niels Bohr and the Development of Physics*, Pergamon Press, London, 1955.

[72] R. Jost, Helv. Phys. Acta **30**, 409 (1957).

[73] R. F. Setreater, A. S. Wightman, *PCT, Spin and Statistics, and all that*, Addison-Wesley Publishing Co., Redwood City, 1989.

[74] L. Lavoura, J. P. Silva, Phys. Rev. D **50**, 4619 (1994). arXiv:hep-ph/9404276

[75] J. F. Gunion, H. E. Haber, Phys. Rev. D **72**, 095002 (2005). arXiv:hep-ph/0506227

[76] C. C. Nishi, Phys. Rev. D **74**, 036003 (2006). arXiv:hep-ph/0605153
C. C. Nishi, Phys. Rev. D **76**, 119901 (2007) (erratum).

[77] D. Sokolowska, K. A. Kanishev, M. Krawczyk, PoS CHARGED2008, 016 (2008). arXiv:0812.0296 [hep-ph]

[78] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. D **2**, 1285 (1970).

[79] F. J. Botella, G. C. Branco, M. Nebot, M. N. Rebelo, Nuclear Phys. B **725** 155 (2005). arXiv:hep-ph/0502133

[80] G. C. Branco, M. N. Rebelo, Phys. Lett B **160**, 117 (1985). INSPIRE-HEP:214364

[81] R. Barbieri, L. I. Hall, V. S. Rychkov, Phys. Rev. D **74**, 015007 (2006). arXiv:hep-ph/0603188

[82] A. Pich, P. Tuzon, Phys. Rev. D **80**, 091702 (2009). arXiv:0908.1554 [hep-ph]

[83] E. Ma, Phys. Rev. D **73**, 077301 (2006). arXiv:hep-ph/0601225

[84] J. Bijnens, J. Lu, J. Rathsman. arXiv:1111.5760 [hep-ph]

[85] D. S. Akerib, et al., [CDMS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **96**, 011302 (2009). arXiv:astro-ph/0509259

[86] E. Ma, Modern Phys. Lett. A **21**, 1777 (2006). arXiv:hep-ph/0605180

[87] D. Majumdar, A. Ghosal, Modern Phys. Lett. A **23**, 2011 (2008). arXiv:hep-ph/0607067

[88] L.L. Honorez, E. Nezri, J.F. Oliver, M.H.G. Tytgat, JCAP **0702**, 028 (2007). arXiv:hep-ph/0612275

[89] N. Sahu, U. Sarkar, Phys. Rev. D **76**, 045014 (2007). arXiv:hep-ph/0701062

[90] M. Gustafsson, E. Lundstrom, L. Bergstrom, J. Edsjö, Phys. Rev. Lett. **99**, 041301 (2007). arXiv:astro-ph/0703512

[91] M. Lisanti, J.G. Wacker, arXiv:0704.2816 [hep-ph]

[92] I. F. Ginzburg, K. A. Kanishev, M. Krawczyk, D. Sokolowska, Phys. Rev. D **82**, 123533 (2010). arXiv:1009.4593 [hep-ph]

[93] H. Martínez, A. Melfo, F. Nesti, G. Senjanović, Phys. Rev. Lett **106**, 191802 (2011). arXiv:1101.3796 [hep-ph]

[94] X. Miao, S. Su, B. Thomas, Phys. Rev. D **82**, 035009 (2010). arXiv:1005.0090 [hep-ph]

[95] E. Dolle, X. Miao, S. Su, B. Thomas, Phys. Rev. D **81**, 035003 (2010). arXiv:0909.3094 [hep-ph]

[96] Charged Higgs 2010 http://www.grid.tsl.uu.se/chargedhiggs2010/

[97] K. Huitu, K. Kannike, A. Racioppi, M. Raidal, J. High Energy Phys. **1101**, 010 (2011). arXiv:1005.4409 [hep-ph]

[98] A. G. Akeroyd, A. Arhrib, E. M. Naimi, Phys. Lett. B **490**, 119 (2000). arXiv:hep-ph/006035

[99] J. F. Gunion, H. E. Haber, Phys. Rev. D **67**, 075019 (2003). arXiv:hep-ph/0207010

[100] A. Arhrib. arXiv:hep-ph/0012353

[101] M. S. Carena, H. E. Haber, Prog. Part. Nucl. Phys **50**, 63 (2003). arXiv:hep-ph/0208209

[102] Y. Grossman, Nucl. Phys. B **426**, 355 (1994). arXiv:hep-ph/9401311

[103] A. G. Akeroyd, W. J. Stirling, Nucelar Phys. B **447**, 3 (1995).

[104] A. G. Akeroyd, Phys. Lett. B **377**, 95 (1996). arXiv:hep-ph/9603445

[105] R. M. Barnett, G. Senjanović, L. Wolfenstein, D. Wyler, Phys. Lett. B **136**, 191 (1984).

[106] R. M. Barnett, G. Senjanović, D. Wyler, Phys. Rev. D **30**, 1529 (1984).

[107] M. Aoki, S. Kanemura, K. Tsumura, K. Yagyu, Phys. Rev. D **80**, 015017 (2009). arXiv:0902.4665 [hep-ph]

[108] E. Ma, Phys. Rev. Lett. **86**, 2502 (2001). arXiv:hep-ph/0011121

[109] S. Gabriel, S. Nandi, Phys. Lett. B **655**, 141 (2007). arXiv:hep-ph/0610253

[110] S. M. Davidson, H. E. Logan, Phys. Rev. D **80**, 095008 (2009). arXiv:0906.3335 [hep-ph]

[111] F. Wang, W. Wang, J. M. Yang, Europhys. Lett. **76**, 388 (2006). arXiv:hep-ph/0601018

[112] N. Haba, K. Tsumura, J. High Energy Phys. **1106**, 068 (2011). arXiv:1105.1409 [hep-ph]

[113] A. Arhrib, R. Benbrik, C. H. Chen, R. Guedes, R. Santos, J. High Energy Phys. **0908**, 035 (2009). arXiv:0906.0387 [hep-ph]

[114] A. G. Akeroyd, M. A. Díaz, J. W. F. Valle, Phys. Lett. B **441**, 224 (1998). arXiv:hep-ph/9806382

[115] T. Plehn, M. Spira, P. M. Zerwas, Nuclear Phys. B **479**, 46 (1996). arXiv:hep-ph/9603205; T. Plehn, M. Spira, P. M. Zerwas, Nuclear Phys. B **531**, 655 (1998) (erratum).

[116] A. Djouadi, Phys. Rep. **457**, 1 (2008). arXiv:hep-ph/0503172

[117] U. Baur, T. Plehn, D. L. Rainwater, Phys. Rev. D **67**, 033003 (2003). arXiv:hep-ph/0211224

[118] U. Baur, T. Plehn, D. L. Rainwater, Phys. Rev. D **69**, 053004 (2004). arXiv:hep-ph/0310056

[119] M. Moretti, S. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, A. D. Polosa, arXiv:hep-ph/0411039

[120] S. Kanemura, Eur. Phys. J. C **17**, 473 (2000). arXiv:hep-ph/9911541

[121] A. W. El Kaffas, P. Osland, O. M. Ogreid, Phys. Rev. D **76**, 095001 (2007). arXiv:0706.2997 [hep-ph]

[122] R. D. Ball, R. S. Thorne, Ann. Phys. **241**, 386 (1995). arXiv:hep-th/9404156

[123] S. Mantry, M. Trott, M. B. Wise, Phys. Rev. D **77**, 013006 (2008). arXiv:0709.1505 [hep-ph]

[124] L. Randall, J. High Energy Phys. **0802**, 084 (2008). arXiv:0711.4360 [hep-ph]

[125] T. D. Lee, G. C. Wick, Nuclear Phys. B **9**, 209 (1969).

[126] T. D. Lee, G. C. Wick, Phys. Rev. D **2**, 1033 (1970).

[127] B. Grinstein, D. O'Connell, M. B. Wise, Phys. Rev. D **77**, 025012 (2008). arXiv:0704.1845 [hep-ph]

[128] C. D. Carone, R. Primulando, Phys. Rev. D **80**, 055020 (2009). arXiv:0908.0342 [hep-ph]

[129] E. Alvarez, E. C. Leskow, J. Zurita, Phys. Rev. D **83**, 115024 (2011). arXiv:1104.3496 [hep-ph]

[130] C. D. Carone, R. F. Lebed, Phys. Lett. B **668**, 221 (2008). arXiv:0806.4555 [hep-ph]

[131] Q. H. Cao, M. Carena, S. Gori, A. Menon, P. Schwaller, C. E. M. Wagner, L. T. M. Wang, J. High Energy Phys. **1108**, 002 (2011). arXiv:1104.4776 [hep-ph]

[132] T. Aaltonen, et al., [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **106**, 171801 (2011). arXiv:1104.0699 [hep-ex]

[133] C. H. Chen, C. W. Chiang, T. Nomura, Y. Fusheng, arXiv:1105.2870 [hep-ph]

[134] B. Dutta, S. Khalil, Y. Mimura, Q. Shafi, arXiv:1104.5209 [hep-ph]

[135] P. Tuzón, A. Pich, Acta Phys. Polon. Supp. **3**, 215 (2010). arXiv:1001.0293 [hep-ph]

[136] P. M. Ferreira, L. Lavoura, J. P. Silva, Phys. Lett. B **688**, 341 (2010). arXiv:1001.2561 [hep-ph]

[137] C. B. Braeuninger, A. Ibarra, C. Simonetto, Phys. Lett. B **692**, 189 (2010). arXiv:1005.5706 [hep-ph]

[138] I. de M. Varzielas, Phys. Lett. B **701**, 597 (2011). arXiv:1104.2601 [hep-ph]

[139] M. Jung, A. Pich, P. Tuzón, J. High Energy Phys. **1011**, 003 (2010). arXiv:1006.0470 [hep-ph]

[140] H. Serôdio, Phys. Lett. B **700**, 133 (2011). arXiv:1104.2545 [hep-ph]

[141] T. P. Cheng, M. Sher, Phys. Rev. D **35**, 3484 (1987).

[142] F. Mahmoudi, O. Stal, Phys. Rev. D **81**, 035016 (2010). arXiv:0907.1791 [hep-ph]

[143] A. Antaramian, L. J. Hall, A. Rašin, Phys. Rev. Lett. **69**, 1871 (1992). arXiv:hep-ph/9206205

[144] A. Cordero-Cid, O. Felix-Beltrán, J. Hernández-Sánchez, R. Noriega-Papaqui, PoS CHARGED 2010, 042 (2010). arXiv:1105.4951 [hep-ph]

[145] H. Fritzsch, Z. -z. Xing, Phys. Lett. B **555**, 63 (2003). arXiv:hep-ph/0212195

[146] R. G. Roberts, A. Romanino, G. G. Ross, L. Velasco-Sevilla, Nucl. Phys. B **615**, 358 (2001). arXiv:hep-ph/0104088

[147] R. S. Gupta, J. D. Wells, Phys. Rev. D **81**, 055012 (2010). arXiv:0912.0267 [hep-ph]

[148] Z. J. Xiao, C. Zhuang, Eur. Phys. J. C **33**, 349 (2004). arXiv:hep-ph/0310097

[149] S. Nie, M. Sher, Phys. Rev. D **58**, 097701 (1998). arXiv:hep-ph/9805376

[150] E. de Rafael, PoS EFT09, 050 (2009).

[151] J. Prades, Acta Phys. Polon. Supp. **3**, 75 (2010). arXiv:0909.2546 [hep-ph]

[152] R. A. Díaz, R. Martínez, J. A. Rodríguez, Phys. Rev. D **67**, 075011 (2003). arXiv:hep-ph/0208117

[153] R. A. Díaz, R. Martínez, C. E. Sandoval, Eur. Phys. J. C **41**, 305 (2005). arXiv:hep-ph/0406265

[154] W. S. Hou, F. F. Lee, C. Y. Ma, Phys. Rev. D **79**, 073002 (2009). arXiv:0812.0064 [hep-ph]

[155] A. S. Joshipura, B. P. Kodrani, Phys. Rev. D **82**, 115013 (2010). arXiv:1004.3637 [hep-ph]

[156] B. Aubert, et al., [BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **99**, 201801 (2007). arXiv:0708.1303 [hep-ex]

[157] W. Li, Y. Ma, G. Liu, W. Guo, arXiv:0812.0727 [hep-ph]

[158] W. J. Li, Y. Y. Fan, G. W. Liu, L. X. Lu, Internat. J. Modern Phys. A **25**, 4827 (2010). arXiv:1007.2894 [hep-ph]

[159] D. Bowser-Chao, K. M. Cheung, W. Y. Keung, Phys. Rev. D **59**, 115006 (1999). arXiv:hep-ph/9811235

[160] Z. J. Xiao, L. Guo, Phys. Rev. D **69**, 014002 (2004). arXiv:hep-ph/0309103

[161] J .P. Idarraga, R. Martínez, J. A. Rodríguez, N. Poveda, arXiv:hep-ph/0509072

[162] G. D'Ambrosio, G. F. Giudice, G. Isidori, A. Strumia, Nuclear Phys. B **645**, 155 (2002). arXiv:hep-ph/0207036

[163] F. J. Botella, G. C. Branco, M. N. Rebelo, Phys. Lett. B **687**, 194 (2010). arXiv:0911.1753 [hep-ph]

[164] V. Cirigliano, B. Grinstein, G. Isidori, M. B. Wise, Nuclear Phys. B **728**, 121 (2005). arXiv:hep-ph/0507001

[165] S. Davidson, F. Palorini, Phys. Lett. B **642**, 72 (2006). arXiv:hep-ph/0607329

[166] G. C. Branco, A. J. Buras, S. Jäger, S. Uhlig, A. Weiler, J. High Energy Phys. **0709**, 004 (2007). arXiv:hep-ph/0609067

[167] F. J. Botella, G. C. Branco, M. Nebot, M. N. Rebelo, J. High Energy Phys. **1110**, 037 (2011). arXiv:1102.0520 [hep-ph]

[168] A. J. Buras, M. V. Carlucci, S. Gori, G. Isidori, J. High Energy Phys. **1010**, 009 (2010). arXiv:1005.5310 [hep-ph]

[169] G.C. Branco, W. Grimus, L. Lavoura, Phys. Lett. B **380**, 119 (1996). arXiv:hep-ph/9601383

[170] J. L. Díaz-Cruz, R. Noriega-Papaqui, A. Rosado, Phys. Rev. D **71**, 015014 (2005). arXiv:hep-ph/0410391

[171] A. G. Akeroyd, S. Moretti, J. Hernández-Sánchez, Phys. Rev. D **85**, 115002 (2012). arXiv:1203.5769 [hep-ph]

[172] F. Borzumati, C. Greub, Phys. Rev. D **58**, 074004 (1998). arXiv:hep-ph/9802391
F. Borzumati and C. Greub, Phys. Rev. D **59**, 057501 (1999). arXiv:hep-ph/9809438 [Addendum]

[173] CERN Press Release: CERN experiments observe particle consistent with long-sought Higgs boson. (4 de julio de 2012). cds.cern.ch/journal/CERNBulletin/2012/28/News