



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Cálculo y análisis de las razones de ramificación del bosón de Higgs del Modelo Estándar en el contexto del 2HDM-III: una versión actualizada

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADA EN FÍSICA

por

Luz Stephanie Hernández Galván

Asesorada por

Dr. José Enrique Barradas Guevara (FCFM-BUAP)

Dr. Carlos Gerardo Honorato Méndez (FCE-BUAP)

Puebla Pue.
Noviembre 2024



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Cálculo y análisis de las razones de ramificación del bosón de Higgs del Modelo Estándar en el contexto del 2HDM-III: una versión actualizada

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADA EN FÍSICA

por

Luz Stephanie Hernández Galván

Asesorada por

Dr. José Enrique Barradas Guevara (FCFM-BUAP)

Dr. Carlos Gerardo Honorato Méndez (FCE-BUAP)

Puebla Pue.
Noviembre 2024

Título: Cálculo y análisis de las razones de ramificación del bosón de Higgs del Modelo Estándar en el contexto del 2HDM-III: una versión actualizada

Estudiante: LUZ STEPHANIE HERNÁNDEZ GALVÁN

COMITÉ

Dr. José Enrique Rosales Quintero
Presidente

Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán
Secretario

Dr. Félix Francisco González Canales
Vocal

Dr. José Enrique Barradas Guevara (FCFM-BUAP)
Dr. Carlos Gerardo Honorato Méndez (FCE-BUAP)
Asesores

Índice general

Agradecimientos	I
Dedicatoria	III
Resumen	V
Introducción	VII
1. Modelo Estándar de la Física de Partículas	1
1.1. Rompimiento de la Simetría	2
2. Modelo de Dos Dobletes de Higgs Tipo III (2HDM-III)	3
2.1. Potencial de Higgs en el 2HDM	4
2.2. Lagrangiana de Yukawa para el 2HDM-III	6
2.3. Acoplamientos	8
2.3.1. El sector Higgs-Yukawa del 2HDM-III	11
3. Una Extensión escalar del SM	13
3.1. 2HDM-I	13
3.2. 2HDM-II	14
3.3. 2HDM-Y (Flipped)	15
4. Feynrules, FeynArts, FeynCalc, CalcHEP	17
4.1. FeynRules	17
4.2. FeynArts	19
4.3. FeynCalc	20
4.4. CalcHEP	21
4.4.1. Metodología	22
5. Resultados	27
5.1. Razones de ramificación $\mathcal{BR}(h \rightarrow \bar{l}l(q\bar{q}))l = \tau, \mu; q = c, s, b$ en el 2HDM-Y	27
6. Propuestas a futuro	31
6.1. Programas para generación de modelos	31
6.1.1. LanHEP	31
6.1.2. SARAH	31
6.2. RGE y cálculo de espectros	32
6.2.1. SuSpect	32
6.2.2. Isajet	32
6.2.3. SoftSUSY	33

6.2.4.	SPheno	33
6.2.5.	CPsuperH	34
6.2.6.	NMSSMTools	34
6.3.	Anchura de las partículas en el MSSM	34
6.3.1.	SUSY-HIT	34
6.3.2.	HDECAY	35
6.4.	Parton Showers	35
6.4.1.	PYTHIA	35
Conclusión		37
Apéndice A		39
.1.	Abreviaturas	39
Bibliografía		40

Agradecimientos

A mi mamurra y papá por siempre estar ahí a pesar de todo; a mis asesores por adentrarme a una parte tan bonita de la física; a mis amigos por acompañarme en toda esta etapa; a Blanca, Thalía y Pedro por inspirarme; a mis Samantha, Toño, Miguelin y Luna por siempre sacarme una sonrisa; a Adam por estar y escuchar sin importar la distancia y a mis mascotas por ser seres tan puros que me traen felicidad.

Finalmente agradezco a la Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas de la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla y a mis profesores por haberme dado la formación que ahora tengo. Mi agradecimiento a la VIEP-BUAP por la beca recibida a través del Proyecto de Investigación 2023, responsable Dr. Jaime Hernández Sánchez.

Dedicatoria

A los que están, a los que estuvieron y a los que estarán.

Resumen

En este trabajo de tesis se calculan las razones de ramificación del bosón de Higgs tipo Modelo Estándar a pares de fermiones en el contexto de Modelo Estándar con dos Dobletes de Higgs tipo III (2HDM-III) con textura de cuatro ceros. Los cálculos contemplan la recreación del cálculo $BR(h \rightarrow f_i f_j)$ considerando las restricciones teóricas y experimentales actuales, así como el cálculo de razones de ramificación aún no calculadas. Nuestros objetivos se enfocan en revisar la extensión del Modelo Estándar con dos dobletes de Higgs (2HDM-III), estudiar la fenomenología en el sector de Yukawa, usando los espacios de parámetros reportados en la literatura más actual, además de calcular las razones de ramificación de manera numérica mediante el uso de paquetería especializada. La idea principal de este trabajo de tesis es la introducción al uso de herramientas computacionales especializadas, los cálculos presentados son llevado, y comparados desde la construcción lagrangiana hasta la simulación.

Introducción

La teoría de las interacciones fuerte, débil y electromagnética, conocida como el Modelo Estándar de la Física de Partículas (SM, por sus siglas en inglés), es una teoría cuántica de campo basada en el grupo de norma $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ [1]. Este provee una estructura teórica elegante y ha pasado exitosamente pruebas experimentales muy precisas [2]. El contenido de partículas de materia en el modelo puede dividirse en los sectores fermiónico y bosónico.

Las interacciones electrodébiles, recibiendo por ello el nombre de grupo electrodébil, es roto espontáneamente a la escala de Fermi ($v = 246$ GeV) al grupo electromagnético $U(1)_{em}$, conocido como el rompimiento espontáneo de la simetría (SSB, por sus siglas en inglés). Cuando el SSB, se realiza, tres de los cuatro bosones de norma asociados con este grupo adquieren masa, en tanto que el restante, que permanece sin masa, se identifica con el campo electromagnético.[3]

El sector bosónico del SM incluye a los bosones de norma, identificados como W^\pm y Z^0 asociados a la simetría electrodébil; g , los gluones asociados a la simetría fuerte; y γ asociado a la simetría electromagnética [4]. El hecho de que los bosones de norma débiles sean partículas masivas indica que $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ no es una buena simetría del vacío; en contraste, el que el fotón no tenga masa indica que $U(1)_Y$ sí es una buena simetría del vacío. Entonces, el SSB en el SM debe ser $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_{em}$. En este contexto, el sabor y la generación de masas son dos conceptos que se encuentran fuertemente entrelazados. Para conocer la dinámica del sabor en modelos más allá del SM, necesitamos entender muy bien cómo surgen las masas de las partículas fermiónicas y la matriz de mezcla de sabor en la teoría estándar. En esta teoría, las matrices de Yukawa son de gran interés, ya que sus valores propios definen las masas de los fermiones. Por otra parte, las corrientes neutras que cambian sabor surgen de la no diagonalización simultánea de las matrices de Yukawa y los acoplamientos del bosón de Higgs. En particular, nosotros estudiaremos la dinámica del sabor a través de las matrices de Yukawa en el 2HDM tipo III (2HDM-III) [5].

El SSB se implementa en el SM en términos del llamado Mecanismo de Higgs, el cual provee masa a los bosones de norma W^\pm y Z^0 , así como a los fermiones, dejando como consecuencia la predicción de una nueva partícula remanente: el bosón de Higgs (h). Este bosón debe ser un escalar, eléctricamente neutro y su masa debe ser del orden de la escala electrodébil .

El 04 de julio de 2012 los experimentos ATLAS y CMS del CERN anunciaron el descubrimiento de una partícula escalar en la región de masa alrededor de 125 GeV que es identificada como el bosón de Higgs del SM [6]. No hay razón fundamental para suponer que dicho sector de Higgs sea mínimo, como el del SM (un solo doblete). Además, el SM presenta el problema de jerarquías, es decir, el SM está caracterizado por una escala de energía de 100 GeV, mucho menor que la escala de Planck ($M_{Pl} = 10^{19}$ GeV), por lo que deberíamos tener una teoría más general en la que el SM esté incluido. En general, es posible extender el SM de dos maneras: añadiendo campos de Higgs o añadiendo otra simetría. La extensión más sencilla compatible con la invariancia de norma del SM es el Modelo de Dos Dobletes de Higgs (2HDM, por sus siglas en inglés), que consiste en agregar un segundo doblete de Higgs con los mismos números cuánticos que el primero. Nosotros estamos interesados en el caso en que el 2HDM presenta cambios de sabor, esto es, el 2HDM tipo III . Además, la matriz de Yukawa se toma como una matriz con textura de cuatro ceros que nos permite evitar peligrosos cambios de sabor por corrientes neutras. Este modelo ha probado, en trabajos anteriores, que es viable de acuerdo con

las cotas experimentales y restricciones teóricas impuestas en el modelo [7] .

En este trabajo estamos interesados en la actualización de la fenomenología del sector de Higgs del 2HDM-III, en particular, enfocada en el cálculo y análisis de $\mathcal{BR}(h \rightarrow f_i \bar{f}_j)$ en un modelo con cambio de sabor, donde h se identifica como el Higgs tipo SM. Para ello, se restringirá el espacio de parámetros permitido considerando las constricciones teóricas y experimentales actuales provenientes de la física de los colisionadores actuales y futuros (LHC, ILC, LHeC, FCC) [8]. Esto se usará para calcular al menos una observable propuesta en la literatura y calcular el número de eventos posibles para dichos procesos.

Esta tesis comprende diversos temas que se le van presentando al lector como se enuncia a continuación. En el Capítulo 1, se discute el Modelo Estándar de la Física de Partículas y sus diferencias y similitudes con su extensión, el 2HDM-III; en el Capítulo 2 se enfatiza y se da a conocer a profundidad el 2HDM-III y en el Capítulo 3 se describen los tipos que se tienen del 2HDM-III. Las herramientas matemáticas y computacionales empleadas se dan a conocer en el Capítulo 4, mientras que en el Capítulo 5 se aborda lo relacionado a las ramificaciones del bosón de Higgs, mostrando los resultados obtenidos del análisis realizado. En el Capítulo 6 se discuten las propuestas a futuro de este proyecto, finalmente damos las conclusiones obtenidas en esta tesis.

Capítulo 1

Modelo Estándar de la Física de Partículas

El Modelo Estándar de la Física de Partículas, un modelo que nos adentrará a darnos una idea general de lo que se desarrollará más adelante con el 2HDM y sus diversas variaciones.

En principio, podemos determinar que el SM tiene una plétora de características fundamentales para adentrarnos a la física de partículas y altas energías. Primeramente, se tiene que es una teoría de campo de norma (QFT, por sus siglas en inglés), lo cual quiere decir que todas sus interacciones y todos sus campos vectoriales se originan de un solo principio; explica en la parte experimental que la paridad no se conserva en las interacciones débiles, además predijo la existencia de un escalar carga paridad (CP) par, el cual es conocido como bosón de Higgs, que nos ayuda a explicar el origen de la masa y finalmente nos proporciona una forma de codificar tres de las cuatro fuerzas fundamentales presentes en la naturaleza [1].

Para comenzar a desarrollar y comprender el SM, debemos comenzar por describir una parte fundamental, los lagrangianos. Todas QFT comienzan con el lagrangiano, las leyes de la naturaleza son invariantes bajo transformaciones de Lorentz, es decir, debemos corroborar que nuestro lagrangiano sea invariante bajo el principio de relatividad. Los lagrangianos se componen de campos cuánticos y una partícula se puede crear con este campo cuántico en un estado de vacío, lo cual podemos representar como $|\varphi\rangle = \varphi|0\rangle$. Las partículas contienen cargas como son la carga eléctrica, el isospín débil y las cargas de color, las cuales se conservan en todas las interacciones, para ello el Teorema de Noether nos dice que estas cargas conservadas surgen de simetrías adicionales en nuestro lagrangiano, conocidas como simetrías internas [9]. Según el principio de norma, las interacciones de nuestra teoría surgen del cambio de las simetrías globales en el lagrangiano a simetrías locales, estas teorías son consideradas

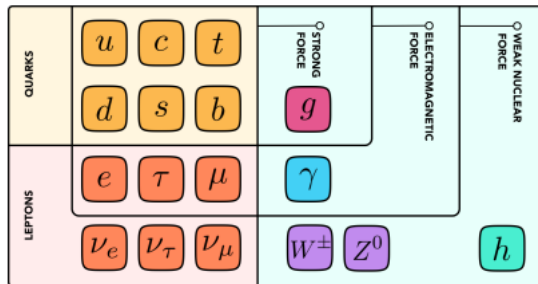


Figura 1.1: Partículas del Modelo Estándar

importantes debido a que son renormalizables; al proceso de hacer el lagrangiano localmente simétrico es a lo que se le conoce como invarianza de norma.

Ahora, podemos introducir al SM como una teoría de campo de norma cuyo lagrangiano es una simetría local bajo $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, donde cada subíndice da un nombre a los componentes de la simetría, pero debemos asegurar no añadir términos de masa, pues la simetría se daña, pero estos términos pueden surgir por un rompimiento espontáneo de la simetría (SSB). Se sabe por datos experimentales que la paridad no es conservada, esto es implementado en el SM con la diferencia de las quiralidades, es decir, la quiralidad derecha va a tener diferente tratamiento que la quiralidad izquierda en los campos de fermiones, aunque cabe destacar que las componentes de quiralidad izquierdos son los únicos que participan en las interacciones de altas energías[10]. Sus eigenestados se denotan como ψ_L, ψ_R con eigenvalores $+1, -1$.

Con estas consideraciones, podemos comenzar a escribir el lagrangiano del SM, [1], el cual se encuentra dividido de la siguiente manera:

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{Fermion} + \mathcal{L}_{Gauge} + \mathcal{L}_{Scalar} + \mathcal{L}_{Yukawa}, \quad (1.1)$$

donde

$$\mathcal{L}_{Fermion} = i(\bar{Q}_{i,L} D Q_{i,L} + \bar{L}_{i,L} D L_{i,L} + \bar{u}_{i,R} D u_{i,R} + \bar{d}_{i,R} D d_{i,R} + \bar{e}_{i,R} D e_{i,R} + \bar{\nu}_{i,R} D \nu_{i,R}), \quad (1.2a)$$

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

$$\mathcal{L}_{Scalar} = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - \lambda(\Phi^\dagger \Phi - v^2/2)^2, \quad (1.2c)$$

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -Y_{ij}^D \bar{Q}_{i,L} \Phi d_{j,R} - Y_{ij}^U \bar{Q}_{i,L} \Phi u_{j,R} - Y_{ij}^E \bar{L}_{i,L} \Phi e_{j,R} - Y_{ij}^N \bar{L}_{i,L} \Phi \nu_{j,R} + \text{H.c.} \quad (1.2d)$$

Aquí H.c. es la representación del hermítico conjugado, el cual se añade para garantizar un sector de Yukawa hermitiano.

1.1. Rompimiento de la Simetría

Considerando un potencial escalar

$$V = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (1.3)$$

si μ^2 es positiva, el primer término representará al término de masa del doblete de Higgs, en cambio si es negativo no se podría leer el término de masa [3]. Podemos decir que el mínimo potencial se produce para un valor distinto de cero y por tal, el universo tenderá a moverse hacia un estado en el que el valor de expectación del vacío del campo de Higgs sea distinto de cero.

Un doblete de Higgs puede escribirse como una perturbación sobre el vacío, tal que

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \eta_1 + i\eta_2 \\ (h + \nu) + i\eta_3 \end{bmatrix}, \quad (1.4)$$

donde

$$\eta_1 \equiv \varphi_1, \eta_2 \equiv \varphi_2, (h + \nu) \equiv \varphi_3, \eta_3 \equiv \varphi_4. \quad (1.5)$$

Cuando se sustituye en el lagrangiano del Modelo Estándar, se puede observar un rompimiento de la simetría. Lo que pasa en el rompimiento espontáneo de la simetría en el Modelo Estándar, se puede clasificar de la siguiente manera:

- Potencial Escalar= términos de masa y autoacoplamiento del bosón de Higgs.
- Sector de Yukawa: base física, términos de masa quark/leptón y acoplamientos entre el bosón de Higgs y los quarks/leptones físicos.
- Sector fermiónico: Quark/leptón, acoplamientos entre bosones norma físicos y quarks/leptones [11].
- Sector de norma: bosón de norma y acoplamientos entre los bosones de norma.

Capítulo 2

Modelo de Dos Dobletes de Higgs Tipo III (2HDM-III)

El Modelo Estándar de la Física de Partículas ha tenido una gran aceptación al describir la fenomenología de las partículas elementales, sin embargo, no hay razón alguna para asumir que el sector de Higgs debe ser mínimo, es decir, teniendo un solo doblete de Higgs [12].

Ahora vamos a considerar una de las extensiones más simples que es compatible con la invariancia de norma, el Modelo de Dos Dobletes de Higgs (2HDM), en el cual se adiciona un segundo doblete de Higgs, con los mismos números cuánticos que el primero. Las consecuencias generales de introducir un segundo doblete de Higgs son;

- Permite inducir violación implícita de conjugación de carga y paridad (ECPV, por sus siglas en inglés) [13].
- Aparece nueva fenomenología: bosones de Higgs cargados y corrientes neutras que cambian sabor (FCNC, por sus siglas en inglés) [14].
- Dos dobletes de Higgs son necesarios en un modelo supersimétrico y el llamado 2HDM-II, tiene el mismo acoplamiento de Yukawa con el Modelo Mínimo Estándar Supersimétrico (MSSM, por sus siglas en inglés) [15].
- El modelo supersimétrico (SUSY, acrónimo en inglés), con dos campos dobletes de Higgs, puede proveer soluciones para algunos problemas del SM, como la masa de Higgs a muy altas escalas, la jerarquía de la escala de Planck y la electrodébil; la jerarquía de la masa en la familia fermiónica, la existencia de masa de neutrinos y oscilación de neutrinos [16].

Ahora bien, para el caso de un modelo de un solo doblete de Higgs, se sabe que consiste de un campo ϕ asignado a un doblete de $SU(2)_L$, con hipercarga asociada $Y = 1$ de la forma:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

donde $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4$ son campos escalares reales. Así, el potencial de Higgs es invariante bajo la transformación de norma

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = e^{i\frac{\vec{\alpha} \cdot \vec{\tau}}{2}} \phi(x), \quad (2.2)$$

donde $\vec{\tau}$ está formado por las matrices de Pauli y $\vec{\alpha}$ es una función espacio-temporal. El mínimo del potencial de Higgs, $V(\phi)$ para $-\mu^2$, es:

$$\langle 0 | \phi^\dagger \phi | 0 \rangle = \langle \phi^\dagger \phi \rangle_0 = \frac{v^2}{\sqrt{2}}, \quad \text{con } v \equiv \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}. \quad (2.3)$$

En función de los campos reales el término $\phi^\dagger\phi$ tiene la forma:

$$\phi^\dagger\phi = \frac{1}{2} (\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = \frac{v^2}{\sqrt{2}}. \quad (2.4)$$

Debemos considerar que existe un número infinito de estados posibles de vacío los cuales corresponden al número infinito de valores para los campos reales que satisfacen la relación dada en la ecuación (2.3). Al elegir una dirección particular en el espacio de isospín, $\phi_3 = v$, $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$, el valor de expectación en el vacío de ϕ toma la forma:

$$\langle\phi\rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}. \quad (2.5)$$

El potencial de Higgs del 2HDM consiste en una generalización del modelo del potencial de Higgs con un doblete, aquí se introducen dos dobletes ϕ_1, ϕ_2 de $SU(2)_Y$, con hipercarga $Y = \pm 1$.

2.1. Potencial de Higgs en el 2HDM

Ahora, para el potencial de Higgs, primero se introduce un nuevo doblete de Higgs que es la réplica del primero, el sector de Higgs incluye dos dobletes de Higgs con los mismos números cuánticos,

$$\phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix}, \quad \phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

con hipercarga $Y = 1$, donde después del Rompimiento Espontáneo de la Simetría Electrodébil (SSB, por sus siglas en inglés), ambos dobletes pueden adquirir un Valor de Expectación en el Vacío (VEV) [12],

$$\langle\phi_1\rangle = \frac{v_1}{\sqrt{2}}, \quad \langle\phi_2\rangle = \frac{v_2}{\sqrt{2}} e^{i\theta}, \quad (2.7)$$

donde v_1 y v_2 son reales. En este caso, es más conveniente parametrizar el doblete de la siguiente forma

$$\phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \frac{v_1 + \phi_1 + i\chi_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \frac{v_2 e^{i\xi} + \phi_2 + i\chi_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (2.8)$$

Expresamos los 2 dobletes de la siguiente manera:

$$\phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \frac{\phi_{1R}^0 + i\phi_{1I}^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \frac{\phi_{2R}^0 + i\phi_{2I}^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (2.9)$$

$\phi_{1R}^0, \phi_{1I}^0, \phi_{2R}^0, \phi_{2I}^0$ son los campos escalares reales de los campos escalares neutros ϕ_1^0 y ϕ_2^0 . Los campos escalares complejos cargados son:

$$\phi_1^+ = \phi_{1R}^+ + i\phi_{1I}^+, \quad \phi_2^+ = \phi_{2R}^+ + i\phi_{2I}^+, \quad (2.10)$$

en el cual $\phi_{1R}^+, \phi_{1I}^+, \phi_{2R}^+, \phi_{2I}^+$ son sus componentes, siendo campos escalares reales. En este caso $\phi^+ = \phi_1 + i\phi_2$, $\phi^- = \phi_1 - i\phi_2$, donde ϕ_1 y ϕ_2 son campos escalares reales, por lo que $(\phi^+)^* = \phi^-$. Así, podemos tener y escribir sus correspondientes adjuntos como

$$\phi_1^\dagger = \left(\phi_1^-, \frac{\phi_{1R}^0 - i\phi_{1I}^0}{\sqrt{2}} \right), \quad \phi_2^\dagger = \left(\phi_2^-, \frac{\phi_{2R}^0 - i\phi_{2I}^0}{\sqrt{2}} \right). \quad (2.11)$$

Por lo tanto

$$\phi_1^\dagger \phi_1 = \phi_1^- \phi_1^+ + \frac{1}{2} ((\phi_{1R}^0)^2 + (\phi_{1I}^0)^2), \quad (2.12a)$$

$$\phi_2^\dagger \phi_2 = \phi_2^- \phi_2^+ + \frac{1}{2} ((\phi_{2R}^0)^2 + (\phi_{2I}^0)^2), \quad (2.12b)$$

$$\phi_1^\dagger \phi_2 = \phi_1^- \phi_2^+ + \frac{1}{2} [(\phi_{1R}^0 \phi_{2R}^0 + \phi_{1I}^0 \phi_{2I}^0) + i(\phi_{1R}^0 \phi_{2I}^0 - \phi_{1I}^0 \phi_{2R}^0)], \quad (2.12c)$$

$$\phi_2^\dagger \phi_1 = \phi_2^- \phi_1^+ + \frac{1}{2} [(\phi_{1R}^0 \phi_{2R}^0 + \phi_{1I}^0 \phi_{2I}^0) - i(\phi_{1R}^0 \phi_{2I}^0 - \phi_{1I}^0 \phi_{2R}^0)]. \quad (2.12d)$$

Teniendo esto, se puede proceder a examinar el potencial de Higgs. Primero, antes de expresar la forma más general del potencial de Higgs renormalizable compatible con la invariancia de norma, consideremos los siguientes operadores invariantes de norma y escribamos todos los posibles operadores hermíticos bilineales e interacciones cuárticas compatibles con la invarianza de norma. Ahora bien, se tiene que el potencial de Higgs renormalizable para el modelo de dos dobletes complejos compatible con invarianza de norma, se puede escribir introduciendo una base de operadores invariantes de norma hermitianos, los cuales están dados por:

$$\hat{A} = \phi_1^\dagger \phi_1, \quad (2.13a)$$

$$\hat{B} = \phi_2^\dagger \phi_2, \quad (2.13b)$$

$$\hat{C} = \frac{1}{2} (\phi_1^\dagger \phi_2 + \phi_2^\dagger \phi_1) = \text{Re}(\phi_1^\dagger \phi_2), \quad (2.13c)$$

$$\hat{D} = -\frac{i}{2} (\phi_1^\dagger \phi_2 - \phi_2^\dagger \phi_1) = \text{Im}(\phi_1^\dagger \phi_2). \quad (2.13d)$$

Se tiene que el potencial de Higgs más general renormalizable, hasta de orden cuártico, se puede escribir como:

$$\begin{aligned} V(\phi_1, \phi_2) = & m_{11}^2 (\phi_1^\dagger \phi_1) + m_{22}^2 (\phi_2^\dagger \phi_2) - [m_{12}^2 (\phi_1^\dagger \phi_2) + h.c.] \\ & + \frac{\lambda_1}{2} (\phi_1^\dagger \phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\phi_2^\dagger \phi_2)^2 + \lambda_3 (\phi_1^\dagger \phi_1) (\phi_2^\dagger \phi_2) + \lambda_4 (\phi_1^\dagger \phi_2) (\phi_2^\dagger \phi_1) \\ & + \left\{ \frac{\lambda_5}{2} (\phi_1^\dagger \phi_2)^2 + [\lambda_6 (\phi_1^\dagger \phi_1) + \lambda_7 (\phi_2^\dagger \phi_2)] (\phi_1^\dagger \phi_2) + \text{H.c.} \right\}, \end{aligned} \quad (2.14)$$

Los parámetros $m_{11}^2, m_{22}^2, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$ son reales. En general $m_{12}^2, (m_{12}^2)^*, \lambda_5, \lambda_5^*, \lambda_6, \lambda_6^*, \lambda_7, \lambda_7^*$ son complejos. Entonces el potencial de Higgs en la ecuación (2.14) depende de 6 parámetros reales y 4 parámetros complejos, es decir, un total de 14 grados de libertad. Sin embargo, la libertad para redefinir la base significa que en realidad sólo once grados de libertad son físicos [11].

Este potencial de Higgs tiene las siguientes propiedades:

1. V Es renormalizable.
2. V Es hermítico $V^\dagger = V$.
3. V Permite violación explícita de CP y sólo conserva CP explícitamente, cuando $m_{12}, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7$ son reales.
4. Si $\lambda_6 = \lambda_7 = m_{12}^2 = 0$, entonces V es invariante ante transformaciones $\phi_1 \rightarrow \phi_1, \phi_2 \rightarrow -\phi_2$ o $\phi_2 \rightarrow \phi_2, \phi_1 \rightarrow -\phi_1$, esto es V es simétrico bajo el grupo Z_2 [17].

Cuando imponemos la simetría Z_2 y la conservación de CP el potencial adquiere la forma

$$\begin{aligned} V(\phi_1, \phi_2) = & m_{11}^2 (\phi_1^\dagger \phi_1) + m_{22}^2 (\phi_2^\dagger \phi_2) + \frac{\lambda_1}{2} (\phi_1^\dagger \phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\phi_2^\dagger \phi_2)^2 \\ & + \lambda_3 (\phi_1^\dagger \phi_1) (\phi_2^\dagger \phi_2) + \lambda_4 (\phi_1^\dagger \phi_2) (\phi_2^\dagger \phi_1) + \left[\frac{\lambda_5}{2} (\phi_1^\dagger \phi_2)^2 + \text{H.c.} \right]. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Para el potencial, las masas y eigenestados de Higgs están definidos en términos de los parámetros μ_i y λ_i . Como consecuencia de agregar otro doblete de Higgs obtendremos dos escalares de CP par (H^0, h^0), un escalar con CP impar (A^0), dos bosones de Higgs cargados (H^+, H^-) y los bosones de Goldstone (G^+, G^-, G^0) correspondientes a (W^+, W^-, Z^0), respectivamente; el H^+ puede contribuir a la violación de CP [12]. Los eigenestados de masa son obtenidos de la definición de los eigenestados de norma en (2.8), de las siguientes transformaciones:

$$\begin{pmatrix} G^+ \\ H^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_2^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix}, \quad (2.16a)$$

$$\begin{pmatrix} H^0 \\ h^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_1^+ \\ h_2^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}, \quad (2.16b)$$

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ A^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} g_1^+ \\ g_2^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix}, \quad (2.16c)$$

donde

$$\begin{aligned} (\phi_{1R}, \phi_{1I})^T &\rightarrow \phi_{1R} + i\phi_{1I} \equiv \phi_1^+, & (\phi_{2R}, \phi_{2I})^T &\equiv \phi_2^+, & \sin \beta &= \frac{v_2}{\sqrt{v_1^2 + v_2^2}}, \\ (G_1, G_2)^T &\rightarrow G_1 + iG_2 \equiv G^+, & (H_1, H_2)^T &\equiv H^+, & \cos \beta &= \frac{v_1}{\sqrt{v_1^2 + v_2^2}}. \end{aligned}$$

Las masas de los bosones de Higgs y el ángulo de mezcla α son:

$$M_{H^+}^2 = \mu_{22}^2 + \frac{1}{2}\lambda_3 v_1^2, \quad (2.17)$$

$$\tan 2\alpha = \frac{\lambda_6 v_1^2}{(2\lambda_1 - \lambda_+) v_1^2 + \mu_2^2}, \quad \lambda_+ \equiv \frac{1}{2}(\lambda_3 + \lambda_5), \quad (2.18)$$

$$m_{H^0, h^0}^2 = \left(\lambda_1 + \frac{1}{2}\lambda_+\right) v_1^2 - \frac{1}{2}\mu_2^2 \pm \sqrt{\left[\left(\lambda_1 - \frac{1}{2}\lambda_+\right) v_1^2 + \frac{1}{2}\mu_2^2\right]^2 + \left(\frac{1}{2}\lambda_6 v_1^2\right)^2}. \quad (2.19)$$

El primer valor corresponde a un bosón tipo Goldstone neutro y el segundo está asociado con el bosón de Higgs neutro pseudoescalar,

$$M_{G^0} = 0, \quad m_{A^0} = -\mu_{22}^2 + \frac{1}{2}(\lambda_4 + \lambda_4) v_1^2. \quad (2.20)$$

2.2. Lagrangiana de Yukawa para el 2HDM-III

La lagrangiana de Yukawa contiene a los acoplamientos y vértices de los fermiones con los bosones de Higgs, dependiendo del modelo del potencial de Higgs se obtendrá una diferente fenomenología.

Modelo	u_R^i	d_R^i	l_R^i
Modelos con conservación del sabor (simetría Z_2)			
I	Φ_2	Φ_2	Φ_2
II	Φ_2	Φ_1	Φ_1
Lepton-specific	Φ_2	Φ_2	Φ_1
Flipped	Φ_2	Φ_1	Φ_2
Modelo con violación de sabor			
III	Φ_1, Φ_2	Φ_1, Φ_2	Φ_1, Φ_2

Tabla 2.1: Clasificación de los 2HDM de acuerdo a los acoplamientos de los dobletes de Higgs en el sector de Yukawa.

Algunos modelos como el 2HDM-I o el 2HDM-II presentan conservación de sabor, mientras que el modelo que trabajaremos 2HDM-III permite la presencia de interacciones escalares con cambio de sabor. Experimentalmente los procesos con cambio de sabor están muy suprimidos, pero, con la implementación de texturas específicas en el sector de Yukawa es posible tener procesos con cambio de sabor compatibles con las cotas experimentales obtenidas en los aceleradores de partículas.

Para derivar de manera explícita las interacciones de los bosones de Higgs, siguiendo la definición del 2HDM-III dada en la Tabla 2.1, escribimos la lagrangiana de Yukawa en la siguiente forma

$$\mathcal{L}_Y = -\left(Y_{1,2}^u \bar{Q}_L \tilde{\Phi}_{1,2} u_R + Y_{1,2}^d \bar{Q}_L \Phi_{1,2} d_R + Y_{1,2}^l \bar{L}_L \Phi_{1,2} l_R\right), \quad (2.21)$$

donde $\Phi_{1,2} = (\phi_{1,2}^+, \phi_{1,2}^0)^T$ son los dobletes de Higgs, $\tilde{\Phi}_{1,2} = i\sigma_2 \Phi_{1,2}^*$, Q_L denota a los dobletes izquierdos, u_R , d_R y l_R son los singletes derechos, $Y_{1,2}^{u,d,l}$ denota a las matrices de Yukawa. Después del SSB es posible calcular las matrices de masa dadas por la expresión

$$M_f = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 Y_1^f + v_2 Y_2^f), \quad f = u, d, l. \quad (2.22)$$

Si suponemos que ambas matrices Y_1^f y Y_2^f son hermitianas y que además presentan una textura de cuatro ceros, podemos escribir a las matrices de masa fermiónicas en la forma

$$M_f = \begin{pmatrix} 0 & C_f & 0 \\ C_f^* & \tilde{B}_f & B_f \\ 0 & B_f^* & A_f \end{pmatrix}. \quad (2.23)$$

Para diagonalizar esta matriz y obtener la masa de los fermiones, utilizamos a las matrices unitarias $V_{L,R}$:

$$\bar{M}_f = V_{fL}^\dagger M_f V_{fR}. \quad (2.24)$$

El hecho de que M_f sea hermitiana, implica directamente que $V_{fL} = V_{fR}$ y los eigenestados de masa para los fermiones están dados por

$$u = V_u^\dagger u', \quad d = V_d^\dagger d', \quad l = V_l^\dagger l'. \quad (2.25)$$

Al diagonalizar a M_f , reescribimos a la ecuación (2.22) como

$$\bar{M}_f = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 \tilde{Y}_1^f + v_2 \tilde{Y}_2^f), \quad (2.26)$$

donde $\tilde{Y}_i^f = V_{fL}^\dagger Y_i^f V_{fR}$. Siguiendo el análisis hecho en [18] podemos dar una aproximación para el producto $V_q Y_n^q V_q^\dagger$, expresando a la matriz \tilde{Y}_n^q , en la forma

$$\left[\tilde{Y}_n^q\right]_{ij} = \frac{\sqrt{m_{q_i} m_{q_j}}}{v} [\tilde{\chi}_n^q]_{ij}, \quad (2.27)$$

donde las χ 's son parámetros adimensionales del modelo que provienen de la elección de una textura específica. Con este tipo de parametrización, podemos obtener una expresión para la lagrangiana de Yukawa de los bosones de Higgs [7]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{q_i q_j H^+} &= -\frac{g}{2\sqrt{2}m_W} \sum_{l=1}^3 \bar{u}_i \left[V_{il} \left(X m_{d_l} \delta_{lj} - \frac{f(X) \tilde{\chi}_{lj}^d \sqrt{m_{d_l} m_{d_j}}}{\sqrt{2}} \right) (1 + \gamma^5) \right. \\ &\quad \left. + \left(Y m_{u_i} \delta_{il} - \frac{f(Y) \tilde{\chi}_{il}^u \sqrt{m_{u_i} m_{u_l}}}{\sqrt{2}} \right) V_{lj} (1 - \gamma^5) \right] d_j H^+. \end{aligned} \quad (2.28)$$

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}^{q_i q_j \phi^0} = & -\frac{g}{2M_W} \left[\bar{d}_i \left(\left[m_{d_i} \xi_H^d \delta_{ij} - \frac{(\xi_h^d + X \xi_H^d) \sqrt{m_{d_i} m_{d_j}}}{f(X)} \frac{\tilde{\chi}_{ij}^d}{\sqrt{2}} \right] H^0 \right. \right. \\
 & + \left. \left[m_{d_i} \xi_h^d \delta_{ij} + \frac{(\xi_H^d - X \xi_h^d) \sqrt{m_{d_i} m_{d_j}}}{f(X)} \frac{\tilde{\chi}_{ij}^d}{\sqrt{2}} \right] h^0 \right. \\
 & + \left. i \left[-m_{d_i} X \delta_{ij} + f(X) \frac{\sqrt{m_{d_i} m_{d_j}}}{\sqrt{2}} \tilde{\chi}_{ij}^d \right] \gamma^5 A^0 \right] d_j \\
 & + u_i \left(\left[m_{u_i} \xi_H^u \delta_{ij} + \frac{(\xi_h^u - Y \xi_H^u) \sqrt{m_{u_i} m_{u_j}}}{f(Y)} \frac{\tilde{\chi}_{ij}^u}{\sqrt{2}} \right] H^0 \right. \\
 & + \left. \left[m_{u_i} \xi_h^u \delta_{ij} - \frac{(\xi_H^u + Y \xi_h^u) \left(\frac{\sqrt{m_{u_i} m_{u_j}}}{\sqrt{2}} \right) \tilde{\chi}_{ij}^u}{f(Y)} \right] h^0 \right. \\
 & + \left. i \left[-m_{u_i} Y \delta_{ij} + f(Y) \frac{\sqrt{m_{u_i} m_{u_j}}}{\sqrt{2}} \tilde{\chi}_{ij}^u \right] \gamma^5 A^0 \right) u_j \Big]. \tag{2.29}
 \end{aligned}$$

2.3. Acoplamientos

En la sección anterior vimos que la lagrangiana que contiene los acoplamientos entre los quarks y el bosón de Higgs cargado es

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}^{q_i q_j H^+} = & -\frac{g}{2\sqrt{2}m_W} \sum_{l=1}^3 \bar{u}_i \left[V_{il} \left(X m_{d_l} \delta_{lj} - \frac{f(X) \tilde{\chi}_{lj}^d \sqrt{m_{d_l} m_{d_j}}}{\sqrt{2}} \right) (1 + \gamma^5) \right. \\
 & \left. + \left(Y m_{u_l} \delta_{il} - \frac{f(Y) \tilde{\chi}_{il}^u \sqrt{m_{u_l} m_{u_i}}}{\sqrt{2}} \right) V_{lj} (1 - \gamma^5) \right] d_j H^+. \tag{2.30}
 \end{aligned}$$

De esta lagrangiana podemos obtener de manera explícita la forma de los acoplamientos entre el bosón de Higgs y los quarks. Expresaremos a los acoplamientos de manera compacta, para eso definiremos a los escalares a_{ij} y b_{ij} , donde la i etiqueta a quarks tipo-up y la j etiqueta a quarks tipo down. A continuación mostraremos como ejemplo, la expresión de los escalares a_{23} y b_{23} para el acoplamiento g_{cbH^+} del bosón de Higgs cargado con los quarks charm y bottom:

$$\begin{aligned}
 g_{cbH^+} = & -\frac{g_c}{2\sqrt{2}m_w} \left[V_{21} \left(\frac{f(X) \tilde{\chi}_{13}^d \sqrt{m_{d_1} m_{d_3}}}{\sqrt{2}} \right) (1 + \gamma^5) \right. \\
 & - V_{22} \left(\frac{f(X) \tilde{\chi}_{23}^d \sqrt{m_{d_2} m_{d_3}}}{\sqrt{2}} \right) (1 + \gamma^5) + V_{23} \left(X m_{d_3} - \frac{f(X) \tilde{\chi}_{33}^d \sqrt{m_{d_3}^2}}{\sqrt{2}} \right) (1 + \gamma^5) \\
 & + V_{13} \left(\frac{f(Y) \tilde{\chi}_{21}^u \sqrt{m_{u_1} m_{u_2}}}{\sqrt{2}} \right) (1 - \gamma^5) + V_{23} \left(Y m_{u_2} - \frac{f(Y) \tilde{\chi}_{22}^u \sqrt{m_{u_2}^2}}{\sqrt{2}} \right) (1 - \gamma^5) \\
 & \left. - V_{33} \left(\frac{f(Y) \tilde{\chi}_{23}^u \sqrt{m_{u_2} m_{u_3}}}{\sqrt{2}} \right) (1 - \gamma^5) \right].
 \end{aligned}$$

Factorizamos $1 + \gamma^5$ en los primeros tres términos y $1 - \gamma^5$ en los tres restantes:

$$\begin{aligned}
 g_{cbH^+} = & -\frac{g_e}{2\sqrt{2}m_w} \left[\left[V_{21} \left(\frac{f(X)\tilde{\chi}_{13}^d\sqrt{m_{d_1}m_{d_3}}}{\sqrt{2}} \right) \right. \right. \\
 & -V_{22} \left(\frac{f(X)\tilde{\chi}_{23}^d\sqrt{m_{d_2}m_{d_3}}}{\sqrt{2}} \right) + V_{23} \left(Xm_{d_3} - \frac{f(X)\tilde{\chi}_{33}^d\sqrt{m_{d_3}^2}}{\sqrt{2}} \right) \left. \right] (1 + \gamma^5) \\
 & + \left[V_{13} \left(\frac{f(Y)\tilde{\chi}_{21}^u\sqrt{m_{u_1}m_{u_2}}}{\sqrt{2}} \right) + V_{23} \left(Ym_{u_2} - \frac{f(Y)\tilde{\chi}_{22}^u\sqrt{m_{u_2}^2}}{\sqrt{2}} \right) \right. \\
 & \left. -V_{33} \left(\frac{f(Y)\tilde{\chi}_{23}^u\sqrt{m_{u_2}m_{u_3}}}{\sqrt{2}} \right) \right] (1 - \gamma^5) \left. \right]. \tag{2.31}
 \end{aligned}$$

De la expresión anterior identificamos a los escalares a y b :

$$a = V_{21} \left(\frac{f(X)\tilde{\chi}_{13}^d\sqrt{m_{d_1}m_{d_3}}}{\sqrt{2}} \right) - V_{22} \left(\frac{f(X)\tilde{\chi}_{23}^d\sqrt{m_{d_2}m_{d_3}}}{\sqrt{2}} \right) + V_{23} \left(Xm_{d_3} - \frac{f(X)\tilde{\chi}_{33}^d\sqrt{m_{d_3}^2}}{\sqrt{2}} \right), \tag{2.32}$$

$$b = V_{13} \left(\frac{f(Y)\tilde{\chi}_{21}^u\sqrt{m_{u_1}m_{u_2}}}{\sqrt{2}} \right) + V_{23} \left(Ym_{u_2} - \frac{f(Y)\tilde{\chi}_{22}^u\sqrt{m_{u_2}^2}}{\sqrt{2}} \right) - V_{33} \left(\frac{f(Y)\tilde{\chi}_{23}^u\sqrt{m_{u_2}m_{u_3}}}{\sqrt{2}} \right). \tag{2.33}$$

También podemos escribir los acoplamientos de los quarks con los bosones de Higgs neutros de manera compacta, definiendo a los escalares $U_{ij}^{\phi^0}$ y D_{ij}^{ϕ} , relacionados con quarks tipo-up y tipo-down respectivamente. Como ejemplo mostramos el acoplamiento de los quarks charm y top con el bosón de Higgs H^0 .

$$g_{ctH^0} = -\frac{g}{2M_W} \left[m_{u_2}\xi_H^u\delta_{23} + \frac{(\xi_h^u - Y\xi_H^u)\sqrt{m_{u_2}m_{u_3}}}{f(Y)}\frac{\tilde{\chi}_{23}^u}{\sqrt{2}} \right], \tag{2.34}$$

como la delta vale cero, tenemos

$$\begin{aligned}
 g_{ctH^0} &= -\frac{g}{2M_W} \left[\frac{(\xi_h^u - Y\xi_H^u)\sqrt{m_{u_2}m_{u_3}}}{f(Y)}\frac{\tilde{\chi}_{23}^u}{\sqrt{2}} \right] \\
 &= -\frac{g}{2M_W} [U_{23}^H], \tag{2.35}
 \end{aligned}$$

donde

$$U_{23}^H = \frac{(\xi_h^u - Y\xi_H^u)\sqrt{m_{u_2}m_{u_3}}}{f(Y)}\frac{\tilde{\chi}_{23}^u}{\sqrt{2}} \tag{2.36}$$

La función $f(x)$ se define como

$$f(x) = \sqrt{1 + x^2}, \quad x = X, Y, Z, \tag{2.37}$$

, V_{ij} son las entradas de la matriz V_{CKM} y $\tilde{\chi}^{u,d}$ son matrices de 3 x 3 relacionadas con el cambio de sabor cuyos valores explícitos se darán más adelante. Los valores de X e Y están dados en la Tabla 2.2.

En la Tabla 2.2 vemos que las variables X e Y son las mismas para los modelos tipo-III del tipo Y y del tipo II, de igual forma X e Y son iguales para los modelos del tipo I y del tipo X.

En este capítulo hemos estudiado al 2HDM-III y sus características, vemos que como consecuencia de agregar otro doblete de Higgs aparecen nuevas partículas; un par de bosones de Higgs cargados, un

2HDM-III	X	Y	Z	ξ_h^u	ξ_h^d	ξ_l^d	ξ_H^u	ξ_H^d	ξ_H^l
2HDM-I-like	$-\cot \beta$	$\cot \beta$	$-\cot \beta$	c_α/s_β	c_α/s_β	c_α/s_β	s_α/s_β	s_α/s_β	s_α/s_β
2HDM-II-like	$\tan \beta$	$\cot \beta$	$\tan \beta$	c_α/s_β	$-s_\alpha/c_\beta$	$-s_\alpha/c_\beta$	s_α/s_β	c_α/c_β	c_α/c_β
2HDM-X-like	$-\cot \beta$	$\cot \beta$	$\tan \beta$	c_α/s_β	c_α/s_β	$-s_\alpha/c_\beta$	s_α/s_β	s_α/s_β	c_α/c_β
2HDM-Y-like	$\tan \beta$	$\cot \beta$	$-\cot \beta$	c_α/s_β	$-s_\alpha/c_\beta$	c_α/s_β	s_α/s_β	c_α/c_β	s_α/s_β

Tabla 2.2: Valores de X e Y para el 2HDM-III [21]. Donde $s_\alpha = \sin \alpha$, $c_\alpha = \cos \alpha$, $s_\beta = \sin \beta$ y $c_\beta = \cos \beta$.

bosón de Higgs neutro pesado y un bosón de Higgs pseudoescalar. En este modelo los bosones de Higgs pueden acoplarse a nivel árbol con quarks que no son de la misma familia dando lugar a procesos con cambio de sabor.

Aunque el 2HDM es una extensión del Modelo Estándar, hay diferencias significativas entre ambos, a lo cuál vamos a ahondar más en el tema. Al hablar del Modelo Estándar de la Física de Partículas, nos referimos a un modelo que requiere de 12 partículas elementales fermiónicas y 13 partículas bosónicas. Ahora bien, dentro de este modelo se define que las familias o generaciones se agrupan de acuerdo al incremento de masa de las partículas de materia. Por otra parte se nombran las 4 fuerzas fundamentales, las cuales son la fuerza fuerte(color) la cual actúa entre los quarks; fuerza electromagnética, la que se expresa en términos de la constante de estructura fina de Sommerfeld,

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}. \quad (2.38)$$

En el caso del Modelo Estándar, sabemos primordialmente que el potencial de Higgs, genera el SSB, así como los términos de interacción propia del bosón escalar, de esta manera, expresamos de la manera más general al potencial invariante como

$$V(\Phi^+\Phi) = \mu^2(\Phi^+\Phi) + \lambda(\Phi^+\Phi)^2. \quad (2.39)$$

En este caso tomamos como parámetros libres a μ^2 y λ . Para obtener el SSB se tiene que tener una minimización del potencial donde $\mu^2 < 0$. Al obtener esto el Higgs adquiere el Valor Esperado de Vacío (VEV), este proceso da la masa a la partícula del Higgs, además de que da masas a los vectores bosónicos y a los fermiones.

Por otra parte, en el caso del 2HDM, su potencial de Higgs, no es único, así que para escribir el potencial de Higgs más general renormalizable compatible con la invarianza de Gauge, se toma una base de operadores invariantes hermitianos.

$$\hat{A} \equiv \Phi_1^\dagger \Phi_1, \quad (2.40)$$

$$\hat{B} \equiv \Phi_2^\dagger \Phi_2, \quad (2.41)$$

$$\hat{C} \equiv \frac{1}{2}(\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1) = \text{Re}(\Phi_1^\dagger \Phi_2), \quad (2.42)$$

$$\hat{D} \equiv -\frac{i}{2}(\Phi_1^\dagger \Phi_2 - \Phi_2^\dagger \Phi_1) = \text{Im}(\Phi_1^\dagger \Phi_2). \quad (2.43)$$

Al tener esto, se obtienen las posibles interacciones cuánticas compatibles con la invarianza de Gauge.

$$V_g(\Phi_1, \Phi_2) = -\mu_1^2 \hat{A} - \mu_2^2 \hat{B} - \mu_3^2 \hat{C} - \mu_4^2 \hat{D} + \lambda_1 \hat{A}^2 + \lambda_2 \hat{B}^2 + \lambda_3 \hat{C}^2 + \lambda_4 \hat{D}^2 + \lambda_5 \hat{A} \hat{B} \quad (2.44)$$

$$+ \lambda_6 \hat{A} \hat{C} + \lambda_7 \hat{B} \hat{C} + \lambda_8 \hat{A} \hat{D} + \lambda_9 \hat{B} \hat{D} + \lambda_{10} \hat{C} \hat{D}. \quad (2.45)$$

Al eliminar la interacción de vértices, debido a que se asume que el potencial de Higgs tiene una conjugación de carga invariante, entonces el número de parámetros baja y obtenemos

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = -\mu_1^2 \hat{A} - \mu_2^2 \hat{B} - \mu_3^2 \hat{C} + \lambda_1 \hat{A}^2 + \lambda_2 \hat{B}^2 + \lambda_3 \hat{C}^2 + \lambda_4 \hat{D}^2 + \lambda_5 \hat{A} \hat{B} + \lambda_6 \hat{A} \hat{C} + \lambda_7 \hat{B} \hat{C}. \quad (2.46)$$

Siguiendo, tenemos el término cinético, el cuál tiene como función describir las interacciones entre vectores bosónicos y partículas escalares, además de que provee de masas para cuando el doblete de Higgs adquiera el Valor de Expectación del Vacío (VEV).

Para el caso del Modelo Estándar, su lagrangiano se lee como

$$L_{kin} = (D_\mu \Phi)(D^\mu \Phi)^\dagger, \quad (2.47)$$

donde

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - \frac{ig'}{2} Y W_\mu^4 - ig\tau_i W_\mu^i. \quad (2.48)$$

Al diagonalizar la matriz de masa de los bosones de Gauge, se obtienen los eigenestados de masa que se muestran a continuación

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad (2.49)$$

$$M_W^2 = \frac{1}{4}g^2v^2, \quad (2.50)$$

$$M_Z^2 = \frac{1}{4}v^2(g'^2 + g^2) = \frac{M_W^2}{\cos^2\theta_W}, \quad (2.51)$$

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & -\sin\theta_W \\ \sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ W_\mu^4 \end{pmatrix}. \quad (2.52)$$

Y el bosón de Gauge A_μ se mantiene sin masa, ya que es el fotón.

Para el 2HDM, lo que se hace, es una expansión, entonces el lagrangiano queda como

$$L_{kin} = (D_\mu \Phi_1)(D^\mu \Phi_1)^\dagger + (D_\mu \Phi_2)(D^\mu \Phi_2)^\dagger. \quad (2.53)$$

Este Lagrangiano provee de interacciones entre los bosones de gauge y los de Higgs. En este caso, el término cinético difiere de el potencial de Higgs y el Lagrangiano de Yukawa, ya que este es único debido a la invarianza de Gauge.

2.3.1. El sector Higgs-Yukawa del 2HDM-III

El 2HDM incluye dos dobletes escalares del Higgs de hipercarga +1: $\Phi_1^\dagger = (\phi_1^-, \phi_1^{0*})$ y $\Phi_2^\dagger = (\phi_2^-, \phi_2^{0*})$. El potencial escalar invariante ante la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$ más general, puede escribirse como

$$\begin{aligned} V(\Phi_1, \Phi_2) &= \mu_1^2(\Phi_1^\dagger \Phi_1) + \mu_2^2(\Phi_2^\dagger \Phi_2) - (\mu_{12}^2(\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \text{H.c.}) \\ &+ \frac{1}{2}\lambda_2(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_1^\dagger \Phi_1)(\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \lambda_4(\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_2^\dagger \Phi_1) \\ &+ (\frac{1}{2}\lambda_5(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + (\lambda_6(\Phi_1^\dagger \Phi_1) + \lambda_7(\Phi_2^\dagger \Phi_2))(\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \text{H.c.}) \end{aligned} \quad (2.54)$$

donde todos los parámetros se asumen que son reales, incluyendo los valores del campo escalar de expectación del vacío $\langle \Phi \rangle_1^\dagger = (0, v_1)$ y $\langle \Phi \rangle_2^\dagger = (0, v_2)$, es decir, tanto la violación CP explícita como la espontánea no se producen. Cuando una textura específica de cuatro ceros se implementa como una simetría de sabor en el sector Yukawa, no se necesitan simetrías discretas en el potencial de Higgs. Por lo tanto, hay que mantener los términos proporcionales a λ_6 y λ_7 . Estos parámetros juegan un rol importante en procesos a un loop, donde las auto-interacciones de los bosones de Higgs podrían ser relevantes. En particular, con nuestras suposiciones, el potencial de Higgs, es no invariante bajo la llamada simetría custodial $SU(2)_L \times SU(2)_R$ solo cuando $\lambda_4 \neq \lambda_5$.

Entonces, la posibilidad de grandes contribuciones al $\rho = m_W^2/m_Z^2 \cos^2\theta_W$ parámetro que viene solamente de la diferencia $(\lambda_4 - \lambda_5)$, el cual, se puede reescribir en términos de $(m_{H^\pm}^2 - m_A^2)$, siendo

grande. Podemos obtener la expresión general para el espectro del Higgs y uno en particular obtendrá la masa al cuadrado de un estado del Higgs cargado

$$m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + \frac{1}{2}v^2(\lambda_4 - \lambda_5) \quad (2.55)$$

Recientemente, otra posibilidad fue estudiada, donde se presenta una simetría custodial retorcida que generaliza el caso anterior. Esta simetría se rompe cuando $m_{H^\pm}^2 - m_H^2$ son de tamaño considerable. En ambos casos, debemos considerar la masa correspondiente del estado H del Higgs neutro a par-CP:

$$m_H^2 = m_A^2 + v^2(\lambda - \lambda_A + \hat{\lambda} \frac{\cos(\beta - \alpha)}{\sin(\beta - \alpha)}) \quad (2.56)$$

donde los parámetros $\lambda, \lambda_A, \hat{\lambda}$ están dados y son funciones de todos los parámetros λ_i . Siguiendo el análisis de esta referencia, podemos tener en el escenario SM ($\cos(\beta - \alpha) \rightarrow 0$) que $(m_A^2 - m_H^2) = O(v^2)$ y, también se puede relacionar $m_{H^\pm}^2 - m_H^2$ a la diferencia $(\lambda_4 - \lambda_5)$. Consecuentemente, los parámetros λ_6 y λ_7 no son tan relevantes en las contribuciones al parámetro ρ . Además, la simetría retorcida permite un escenario en el que el estado de Higgs pseudoescalar es ligero, que se discutirá más adelante. Como el potencial de Higgs tiene conservación CP, se puede evitar la mezcla entre las partes real e imaginaria de los campos escalares neutros, de modo que las expresiones generales de los parámetros oblicuos se reducen. Aunque los parámetros λ_6 y λ_7 pueden evitar ser restringidos por el parámetro ρ , existen otras formas de someterlos a diversas pruebas, por ejemplo, retroactividad y unitariedad. En particular, encontramos que la restricción más fuerte para el potencial de Higgs más general del 2HDM proviene de la unitariedad a nivel de árbol. Nosotros numéricamente la siguiente restricción para $\tan \beta \leq 10$:

$$|\lambda_{6,7}| \leq 1 \quad (2.57)$$

que se utilizará en todo nuestro trabajo posterior.

Para derivar las interacciones del tipo Higgs-fermión-fermión, el lagrangiano de Yukawa se escribe de la siguiente manera:

$$\mathcal{L}_Y = -(Y_1^u \bar{Q}_L \tilde{\Phi}_{1u_R} + Y_2^u \bar{Q}_L \tilde{\Phi}_{2u_R} + Y_1^d \bar{Q}_L \Phi_{1d_R} + Y_2^d \bar{Q}_L \Phi_{2d_R} + Y_1^l \bar{L}_L \Phi_{1l_R} + Y_2^l \bar{L}_L \Phi_{2l_R}) \quad (2.58)$$

donde $\Phi_{1,2} = (\phi_{1,2}^+, \phi_{1,2}^0)^T$ se refiere a los dos dobletes de Higgs, $\tilde{\Phi}_{1,2} = i\sigma_2 \Phi_{1,2}^*$. Después del "electroweak symmetry breaking" (EWSB) espontáneo, se pueden derivar las matrices de masa de los fermiones, a saber:

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

$f = u, d, l$, asumiendo que ambas matrices de Yukawa Y_1^f y Y_2^f tienen una forma de textura de cuatro ceros y son hermitianas.

Capítulo 3

Una Extensión escalar del SM

A continuación se muestra el 2HDM, un ejemplo de modelo propuesto, así como su lagrangiano de interacción. Se trata de una extensión del sector escalar del SM con las siguientes características:

- Incluye un solo doblete (Φ) de $SU(2)$ y un singlete (χ) bajo el grupo de norma del SM.
- χ No interactúa con los fermiones, sólo con el multiplete del Higgs.
- χ Este es un campo escalar real [4].

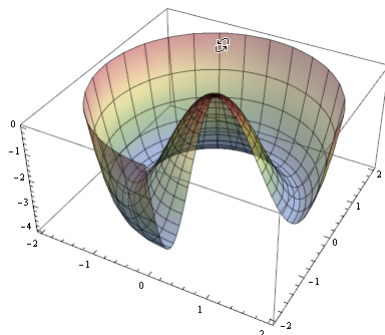


Figura 3.1: Campo escalar del bosón de Higgs.

El lagrangiano que describe la interacción es:

$$\mathcal{L}_{hDM} = \lambda_D \chi^2 \Phi^\dagger \Phi \quad (3.1)$$

Después del SSB, el doblete Φ es escrito en base del campo físico del Higgs (h) y de su valor de expectación (ν):

$$\Phi^T = \left(0 - \frac{1}{\sqrt{2}}(h + \nu) \right). \quad (3.2)$$

3.1. 2HDM-I

Un modelo genérico del 2HDM consiste en dos dobletes escalares $SU(2)_L$ $\Phi_i = (i = 1, 2)$ con hipercarga asignada $Y = +1/2$, teniendo Después del EWSB cada doblete obtiene un VEV $v_i (i = 1, 2)$ con $v_1^2 + v_2^2 = v^2 = (246 Gev)^2$ y $v_2/v_1 = \tan \beta$ [12].

El lagrangiano del 2HDM para el sector de Higgs está dado por

$$\mathcal{L} = \sum_i |D_\mu \Phi_i|^2 - V(\Phi_1, \Phi_2) + \mathcal{L}_{Yuk}, \quad (3.3)$$

con conservación del potencial CP,

$$\begin{aligned} V(\phi_1, \phi_2) = & m_{11}^2 (\phi_1^\dagger \phi_1) + m_{22}^2 (\phi_2^\dagger \phi_2) - m_{12}^2 (\phi_1^\dagger \phi_2 + h.c.) + \frac{\lambda_1}{2} (\phi_1^\dagger \phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\phi_2^\dagger \phi_2)^2 \\ & + \lambda_3 (\phi_1^\dagger \phi_1) (\phi_2^\dagger \phi_2) + \lambda_4 (\phi_1^\dagger \phi_2) (\phi_2^\dagger \phi_1) + \left[\frac{\lambda_5}{2} (\phi_1^\dagger \phi_2)^2 + \text{H.c.} \right]. \end{aligned} \quad (3.4)$$

El modelo 2HDM-I es caracterizado por su elección en los acoplamientos de Yukawa a los fermiones del SM y son de la forma

$$-\mathcal{L}_{Yuk} = Y_d Q_L \Phi_2 d_R + Y_e L_L \Phi_2 e_R + Y_u Q_L i \sigma_2 \Phi_2^* u_R + \text{H.c.} \quad (3.5)$$

Después de el EWSB, el lagrangiano efectivo para los acoplamientos ligeros par CP del Higgs a las partículas del SM se puede parametrizar como

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & k_Z \frac{m_Z^2}{v} Z_\mu Z^\mu h + k_W \frac{2m_W^2}{v} W_\mu^+ W^{\mu-} h + k_g \frac{\alpha_s}{12\pi v} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} h + k_\gamma \frac{\alpha}{2\pi v} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} h \\ & + k_{Z\gamma} \frac{\alpha}{\pi v} A_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} h - (k_u \sum_{f=u,c,t} \frac{m_f}{v} f \bar{f}), \end{aligned} \quad (3.6)$$

donde

$$k_i = \frac{g_{hii}^{BSM}}{g_{hii}^{SM}}, \quad (3.7)$$

el subíndice i indica el acoplamiento individual del Higgs. Sus valores a nivel árbol son:

$$k_Z^{tree} = k_W^{tree} = \sin(\beta - \alpha), \quad (3.8a)$$

$$k_f^{tree} = \frac{\cos \alpha}{\sin \beta} = \sin(\beta - \alpha) + \cos(\beta - \alpha) \cot \beta \quad (3.8b)$$

De forma diferente al 2HDM-II, todos los acoplamientos de Yukawa a nivel árbol en el 2HDM-I son proporcionales a $\cot \beta$. Además en este modelo todos los acoplamientos fermión- h , toman la misma forma, la cual puede ser descrita como [19]:

$$k_h = \frac{\cos \alpha}{\sin \beta} = \sqrt{1 - \cos^2(\beta - \alpha)} + \frac{\cos(\beta - \alpha)}{\tan \beta}. \quad (3.9)$$

3.2. 2HDM-II

El 2HDM-II nos proporciona términos de la masa de los quarks en el Lagrangiano, similares al SM, esto, a su vez, da lugar a una matriz CKM similar a través de la cual se pueden describir todas las interacciones de cambio de sabor [18]. El modelo 2HDM-II tiene el doblete Φ_1 acoplado a los quarks-down y a los leptones, mientras que el doblete Φ_2 está acoplado a los quarks-up, entonces se tiene

$$\mathcal{L}_Y = -Y_{ij}^{(u)} \bar{Q}_L^i \tilde{\Phi}_2 u_R^j - Y_{ij}^{(d)} \bar{Q}_L^i \Phi_1 d_R^j - Y_{ij}^{(l)} \bar{L}_L^i \Phi_1 l_R^j + \text{H.c.}, \quad (3.10)$$

donde $\tilde{\Phi}_{i=\sigma_2 \Phi_i^*}$, los acoplamientos de Yukawa son $Y_{ij}^{(u,d,l)}$ ($i, j = 1, 2, 3$) recorren las generaciones de fermiones, mientras que los dobletes $SU(2)$ de quarks y leptones son

$$Q_L^i = \begin{pmatrix} u_L^i \\ d_L^i \end{pmatrix}, \quad (3.11a)$$

$$L_L^i = \begin{pmatrix} \nu_L^i \\ l_L^i \end{pmatrix}. \quad (3.11b)$$

Después del SSB, la rotación a la base de la masa y enfocándonos en la norma y los acoplamientos de Yukawa de h^0 , nos da un lagrangiano muy similar al del SM, con factores k_i relacionando las constantes de acoplamiento a aquellas en el SM,

$$\mathcal{L}_{h^0} = k_V \frac{m_Z^2}{v} h Z_\mu Z^\mu + k_W \frac{2m_W^2}{v} h W_\mu + W^{\mu-}, \sum_{f=u,d,l} k_f \frac{m_f}{v} h \bar{f} f, \quad (3.12)$$

donde tenemos que

$$k_V = \sin(\beta - \alpha), \quad (3.13a)$$

$$k_u = \sin(\beta - \alpha) + \cot \beta \cos(\beta - \alpha), \quad (3.13b)$$

$$k_{d,l} = \sin(\beta - \alpha) - \tan \beta \cos(\beta - \alpha). \quad (3.13c)$$

Además, en el SM todas $k_i = 0$ lo cual es consistente con datos experimentales del LHC. Ahora bien, al definir $\cos(\beta - \alpha) = 0$ esto va a concordar con la fenomenología de h^0 del 2HDM con el Higgs del Modelo Estándar. Entonces se tiene que uno de los eigenestados de la masa de Higgs está aproximadamente alineado con la dirección de los valores de la expectativa de vacío del campo escalar, esto es conocido como “límite de alineación”.

La adición de nuevos campos de Higgs introduce a nuevas interacciones, donde los campos cargados del Higgs pueden reemplazar a los campos W^\pm en interacciones cargadas de cambio de sabor. Así mismo, como acoplamientos directos de los nuevos bosones a los bosones débiles. Estos nuevos campos del Higgs, afectarán a diversas cantidades experimentales, como son parámetros electrodébiles, la intensidad de la señal del Higgs, elementos observables de la física de sabores, entre otros.

3.3. 2HDM-Y (Flipped)

El 2HDM-Y (flipped) es una extensión del Modelo Estándar (SM) que introduce un doblete de Higgs adicional y también permite invertir las asignaciones de hipercarga de los fermiones en comparación con el Modelo Estándar [20]. Esta inversión de las asignaciones de hipercarga da lugar a diferentes acoplamientos de Yukawa en comparación con el 2HDM estándar.

En el 2HDM-Y, a los fermiones se les suelen asignar hipercargas que están invertidas con respecto a sus asignaciones en el Modelo Estándar. Esta inversión de las hipercargas puede conducir a una fenomenología alterada en comparación con el 2HDM estándar. Este modelo introduce un doblete de Higgs adicional y altera las asignaciones de hipercarga de los fermiones para generar nuevas estructuras de sabor y abordar potencialmente algunas de las limitaciones del Modelo Estándar, como la jerarquía de sabores y la violación CP,

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = - \sum_{f=u,d,l} \sum_{i,j=1,2} [\bar{f}_L^i Y_f^{ij} \Phi_j f_R^i + h.c.]. \quad (3.14)$$

f representa el tipo de fermión, i y j los dobletes de Higgs, Y_f^{ij} son las matrices de acoplamiento de Yukawa, Φ_j representa los dobletes de Higgs, y \bar{f}_L^i y f_R^i denotan los campos de fermiones de mano izquierda y derecha, respectivamente.

En el 2HDM-Y, las asignaciones de hipercarga de los fermiones se modifican en comparación con el Modelo Estándar, dando lugar a diferentes matrices de acoplamiento de Yukawa Y_f^{ij} . Estas matrices pueden parametrizarse como

$$Y_f^{ij} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{m_f^i}{\nu} \delta^{ij} + \frac{m_f^{ij}}{\nu} e^{i\alpha_{ij}} \right]. \quad (3.15)$$

Aquí, m_f^i representa las masas de los fermiones, m_f^{ij} son los elementos fuera de diagonal responsables de generar la mezcla de sabores, α_{ij} son fases complejas, y ν es el VEV.

El 2HDM-Y permite la posibilidad de corrientes neutras que cambian de sabor (FCNCs) mediadas por el intercambio de Higgs. Estas FCNC surgen debido a los elementos no diagonales en las matrices de acoplamiento de Yukawa, dando lugar a efectos potencialmente observables en procesos que implican transiciones de cambio de sabor [21].

Capítulo 4

Feynrules, FeynArts, FeynCalc, CalcHEP

4.1. FeynRules

FeynRules es un paquete de software diseñado para automatizar la generación de reglas de Feynman para modelos de física de partículas. Se trata de una potente herramienta ampliamente utilizada en el estudio del Modelo Estándar (SM) de la física de partículas y más allá [22]

El Modelo Estándar describe las partículas fundamentales y sus interacciones mediante el intercambio de bosones gauge. FeynRules permite definir un modelo específico de física de partículas especificando el contenido de partículas y las interacciones entre ellas. He aquí cómo se utiliza FeynRules para el Modelo Estándar:

Definición del modelo: El primer paso consiste en definir el contenido de partículas del modelo. Esto implica especificar las partículas del SM, como quarks, leptones, bosones gauge (fotón, bosones W y Z, gluones) y el bosón de Higgs. FeynRules proporciona un lenguaje fácil de usar para describir estas partículas y sus propiedades, como la masa, la carga y el espín.

Lagrangiano de interacción: El siguiente paso es definir los términos de interacción en el Lagrangiano que gobiernan las interacciones de las partículas. FeynRules permite al usuario introducir los términos relevantes, como las interacciones electromagnética, débil y fuerte, y sus correspondientes constantes de acoplamiento. Esta información se utiliza para generar automáticamente las reglas de Feynman asociadas a cada término de interacción.

Generación de reglas de Feynman: Una vez definidos el contenido de partículas y los términos de interacción, FeynRules genera las reglas de Feynman para el modelo. Las reglas de Feynman describen las interacciones de partículas permitidas y los factores matemáticos asociados para calcular las amplitudes de dispersión y las tasas de desintegración[22]. Estas reglas se generan en un formato que puede ser utilizado por otras herramientas computacionales para cálculos posteriores.

Interfaz con otras herramientas: FeynRules proporciona interfaces con otros paquetes de software, como generadores de eventos (por ejemplo, MadGraph, Pythia) y generadores de elementos matriciales (por ejemplo, CalcHEP, Sherpa). Estas interfaces permiten a los investigadores utilizar las reglas de Feynman generadas para la generación, simulación y análisis de eventos[23].

Al automatizar el proceso de generación de reglas de Feynman, FeynRules simplifica significativamente el proceso de estudio de los modelos de física de partículas. Ayuda a los investigadores a explorar rápidamente distintos escenarios teóricos, simular colisiones de partículas y calcular observables que puedan compararse con datos experimentales. Es una herramienta valiosa tanto para físicos teóricos como experimentales que trabajan en el campo de la física de partículas, ya que les permite analizar e interpretar las complejas interacciones dentro del Modelo Estándar y más allá.

FeynRules también puede utilizarse para estudiar extensiones del Modelo Estándar, como el Modelo 2HDM. El 2HDM introduce un doblete de Higgs adicional al contenido de partículas, lo que resulta en un sector de Higgs más rico e interacciones adicionales. Para implementar FeynRules para el 2HDM se realiza lo siguiente:

Definición del modelo: se define el contenido de partículas del 2HDM. Además de las partículas presentes en el SM, se especifican los dos dobletes de Higgs, normalmente denotados como H1 y H2. FeynRules proporciona un lenguaje para definir las propiedades de estas nuevas partículas, incluyendo sus masas, cargas y espines.

Lagrangiano de interacción: El 2HDM introduce nuevos términos de interacción en el Lagrangiano que gobiernan las interacciones entre los dobletes de Higgs y las otras partículas. FeynRules permite especificar estos términos, que incluyen las auto-interacciones de Higgs y los acoplamientos Yukawa de los bosones de Higgs a los fermiones. Los acoplamientos Yukawa determinan la fuerza de las interacciones entre los bosones de Higgs y los fermiones, y pueden establecerse de acuerdo con modelos o escenarios específicos.

Generación de Reglas de Feynman: Una vez definidos el contenido de partículas y los términos de interacción, FeynRules genera las reglas de Feynman para el 2HDM. Esto incluye las reglas de Feynman asociadas con los nuevos bosones de Higgs, así como las reglas de Feynman modificadas para las partículas SM debido a sus interacciones con los dobletes de Higgs adicionales. FeynRules genera automáticamente las expresiones matemáticas y los factores que corresponden a cada interacción[14].

Interfaz con otras herramientas: FeynRules proporciona interfaces con varios otros paquetes de software, como generadores de eventos y generadores de elementos matriciales, al igual que en el caso del SM. Estas interfaces le permiten usar las reglas de Feynman generadas para la generación de eventos, simulación y análisis en el contexto del 2HDM.

Usando FeynRules para el 2HDM, se exploran las consecuencias del sector de Higgs extendido, a la par se investigan las propiedades de los bosones de Higgs adicionales, y se calculan los observables asociados con sus desintegraciones e interacciones. Esto permite estudiar la fenomenología del 2HDM y comparar las predicciones teóricas con los datos experimentales para probar la validez del modelo y su restricción.

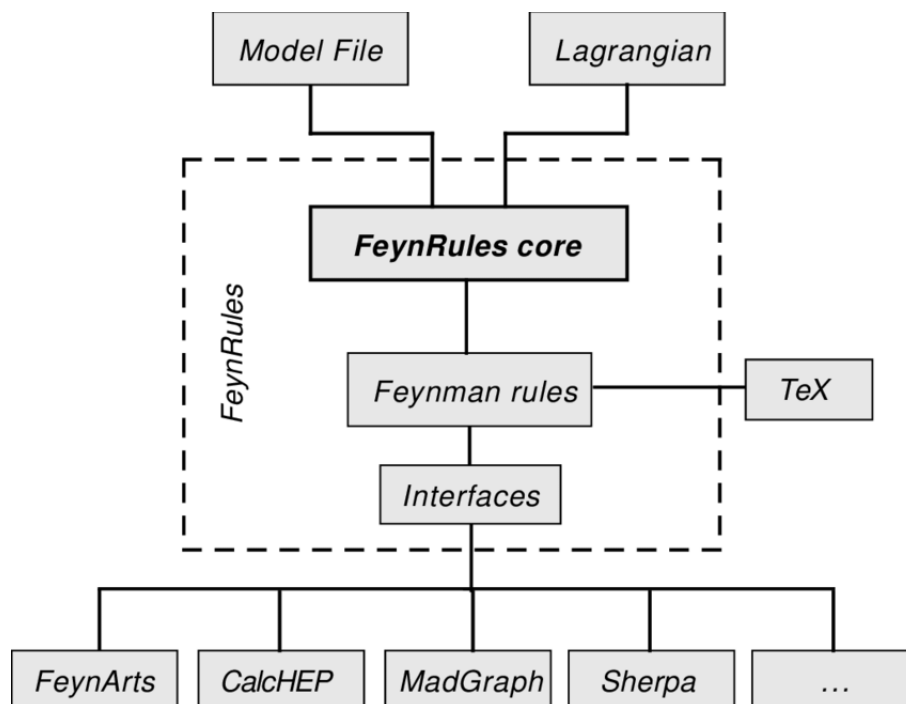


Figura 4.1: Diagrama de flujo de Feynrules.

4.2. FeynArts

FeynArts es un paquete de software que puede utilizarse junto con FeynRules para generar diagramas de Feynman para procesos de dispersión en el Modelo Estándar (SM) de la física de partículas. A continuación se explica como utilizar FeynArts al SM:

Generar reglas de Feynman usando FeynRules: Antes de usar FeynArts, se generan las reglas de Feynman para el SM usando FeynRules. Sigue los pasos descritos anteriormente para definir el contenido de partículas y los términos de interacción del SM en FeynRules, y esto genera las reglas de Feynman correspondientes.

Exportar las reglas de Feynman a FeynArts: Una vez que se tengan las reglas de Feynman de FeynRules, se procede a exportarlas a FeynArts. FeynRules proporciona una interfaz a FeynArts que permite transferir las reglas de Feynman generadas sin problemas.

Configurar el proceso: En FeynArts, se especifica el proceso de dispersión concreto que se desea estudiar. Esto implica especificar las partículas entrantes y salientes, sus momentos, y cualquier restricción adicional o cortes cinemáticos que se quiera imponer. Por ejemplo, configurar un proceso como la aniquilación electrón-positrón para producir un par de bosones W .

Generar diagramas de Feynman: Una vez configurado el proceso, se utiliza FeynArts para generar automáticamente los diagramas de Feynman correspondientes al proceso especificado. FeynArts emplea algoritmos de teoría de grafos para generar todos los diagramas posibles que contribuyen al proceso en el orden perturbativo deseado [24].

Visualizar y analizar diagramas de Feynman: FeynArts proporciona herramientas para visualizar y analizar los diagramas de Feynman generados. Puede examinar los diagramas individuales, sus topologías y el flujo de partículas asociado. Esto le permite comprender mejor las interacciones subyacentes y los diagramas de Feynman que contribuyen a un proceso determinado.

Exportar diagramas para su posterior análisis: FeynArts permite exportar los diagramas de Feynman generados en varios formatos, como LaTeX, para su posterior análisis y cálculo. Estos diagramas pueden utilizarse con otros paquetes de software o herramientas para calcular amplitudes de dispersión, secciones transversales, tasas de desintegración, etc.

FeynArts proporciona una forma cómoda de automatizar la generación y el análisis de diagramas de Feynman en el SM. Usando FeynArts junto con FeynRules, se puede explorar y estudiar un amplio rango de procesos dentro del SM, entender la física subyacente y hacer predicciones que pueden ser comparadas con datos experimentales.

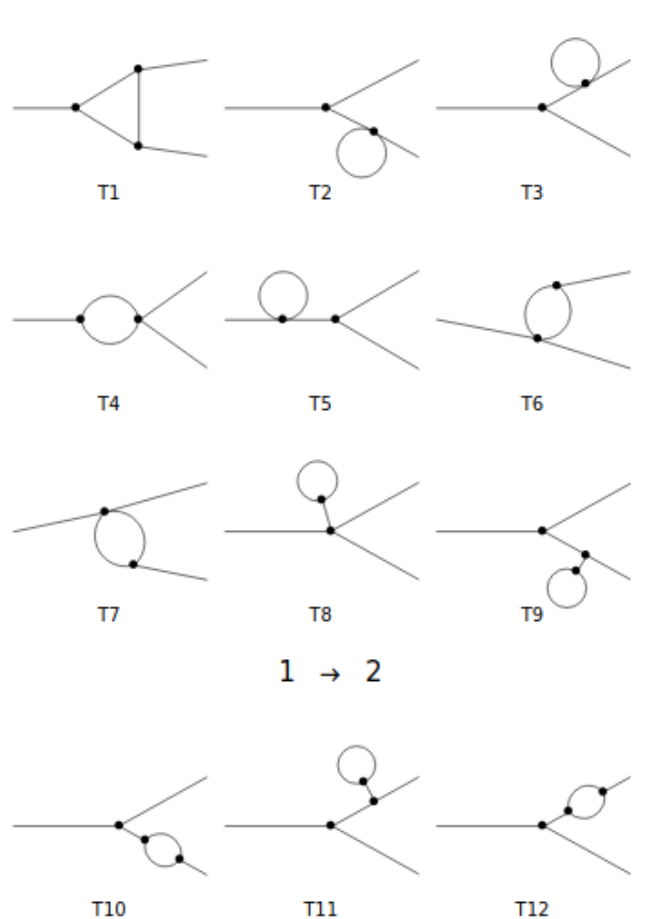


Figura 4.2: Topologías creadas en FeynArts para un modelo 2HDM-III.

4.3. FeynCalc

FeynCalc es una herramienta poderosa para la manipulación simbólica de expresiones tensoriales en el contexto de la teoría cuántica de campos. FeynCalc basado en el sistema de álgebra computacional Mathematica, ofrece una interfaz intuitiva y flexible para realizar cálculos en teoría cuántica de campos de manera eficiente.

En el núcleo de FeynCalc se encuentran los tensores, representados por objetos simbólicos que pueden incluir índices covariantes y contravariantes. Utilizaremos la notación estándar de índices para expresar

tensores, donde, por ejemplo, $A_{\mu,\nu}$ representa un tensor con dos índices covariantes. La manipulación de tensores en FeynCalc se realiza mediante funciones especializadas, permitiendo operaciones como la suma, la multiplicación y la contracción de índices.

```
<< FeynCalc`

DefinirTensor[A, "mu", "nu"]
DefinirTensor[B, "alpha", "beta"]

C = A + B (* Suma de tensores *)
D = A * B (* Multiplicación de tensores *)

E = Contraccion[D, {"nu", "alpha"}] (* Contracción de índices *)
```

Figura 4.3: Cálculo de tensores en FeynCalc.

FeynCalc facilita la representación y manipulación de diagramas de Feynman mediante funciones especializadas. La función “InsertFields” permite especificar las partículas entrantes y salientes, mientras que “CreateFeynAmp” genera la amplitud de Feynman asociada.

```
<< FeynArts`

topology = CreateTopologie[0, 2 -> 2];
particles = InsertFields[topology, F, {1, 2} -> {3, 4}];
amp = CreateFeynAmp[particles];
```

Figura 4.4: Cálculos de Diagramas de Feynmann.

Para el cálculo de amplitudes y sectores, utilizamos las siguientes funciones: “FeynCalcFeynAmp” simplifica la amplitud de Feynman, mientras que “FeynCalcSimplify” simplifica aún más las expresiones resultantes.

```
simplifiedAmp = FeynCalcFeynAmp[amp];
finalResult = FeynCalcSimplify[simplifiedAmp];
```

Figura 4.5: Cálculo de amplitudes y Sectores.

4.4. CalcHEP

CalcHEP se destaca como un paquete de software líder, ofreciendo eficiencia y versatilidad en el cálculo de procesos en colisionadores de partículas. La fortaleza de CalcHEP radica en su capacidad para realizar cálculos precisos mediante técnicas avanzadas de integración numérica y métodos de Monte Carlo. Esto posibilita la evaluación de secciones eficaces y distribuciones de probabilidad asociadas a los procesos físicos simulados, ofreciendo resultados confiables comparables con experimentos reales. La habilidad de manejar cálculos con múltiples partículas en el estado final amplía su utilidad en diversos fenómenos físicos.

4.4.1. Metodología

El manejo de CalcHEP para la obtención de resultados, se realizó de la siguiente manera.

- Importar y seleccionar el nombre del modelo, como se puede observar en la figura 4.6, se selecciona el modelo correspondiente con el nombre “2HDM-II-BSMFANNY”.
- Seleccionar “Edit Model” (figura 4.7), esto nos permitirá, modificar constricciones, lagrangiano, partículas, de acuerdo a los parámetros teóricos deseados.
- Al ingresar (figura 4.8), se puede empezar a modificar cada sección, esto se puede modificar desde terminal en un formato txt, lo cual es recomendable, ya que los datos no podrían llegar a perderse y queda el archivo para futuras referencias.
- Al finalizar la edición del modelo, regresar a la ventana anterior y seleccionar Check Model, esto nos dará la pestaña emergente si el modelo está completamente bien (figura 4.9), si el modelo llegara a presentar un error, de igual forma se notifica para así poder realizar las correcciones pertinentes.

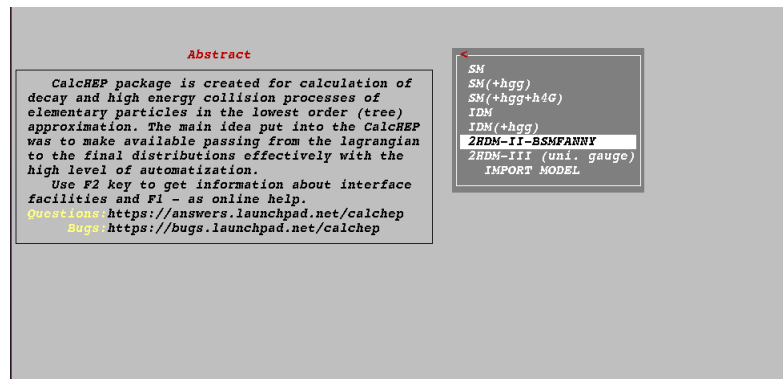


Figura 4.6: Pantalla principal para la selección de modelos en la interfaz de CalcHEP.

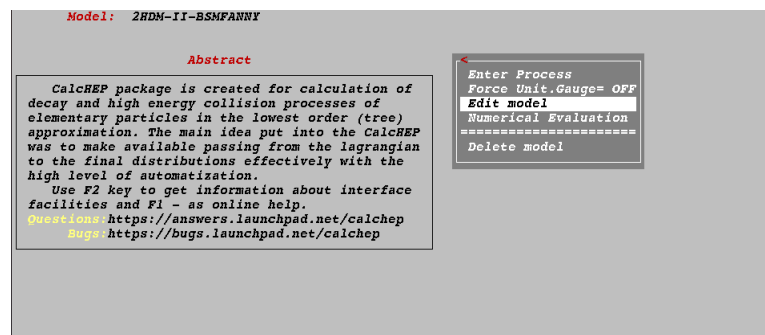


Figura 4.7: Edición de modelo en la interfaz de CalcHEP.

Clf	Del	Size	Read	ErrMsg	Constraints	230
l					Expression	
B00120					$800119+1a2^2sa^2*sb^2-2*1a3^2sa^2*sb^2-2*1a4^2sa^2*sb^2+2*1a5^2sa^2*sb^2+4*ca*cb*1a5^2sa^2*sb^2$	
B00121					$2*ca*1a5^2sa-cb*1a2^2sb+cb*1a3^2sb+cb*1a4^2sb-cb*1a5^2sb$	
B00122					$800121-4*ca*1a5^2sa*sb^2+cb*1a1^2sa^2*sb+cb*1a2^2sa^2*sb+cb*1a3^2sa^2*sb+cb*1a4^2sa^2*sb$	
B00123					$800122+2*cb*1a5^2sa^2*sb$	
B00124					$1a1-2*1a1^2sb^2+1a1^2sb^4+1a2^2sb^4+2*1a3^2sb^2$	
B00125					$800124-2*1a3^2sb^4+2*1a4^2sb^2-2*1a4^2sb^4+2*1a5^2sb^2-2*1a5^2sb^4$	
B00126					$1a3+1a1^2sa^2+1a2^2sb^2-1a3^2sa^2-1a3^2sb^2$	
B00127					$800126-1a1^2sa^2*sb^2-1a2^2sa^2*sb^2+2*1a3^2sa^2*sb^2-2*ca*cb*1a1^2sa^2*sb-2*ca*cb*1a5^2sa^2*sb$	
B00128					$1a3+1a1^2sa^2+1a2^2sb^2$	
B00129					$800128-1a3^2sa^2-1a3^2sb^2-1a4^2sa^2-1a4^2sb^2+1a5^2sa^2$	
B00130					$800129+1a5^2sb^2-1a1^2sa^2*sb^2-1a2^2sa^2*sb^2+2*1a3^2sa^2*sb^2+2*1a4^2sa^2*sb^2$	
B00131					$800130-2*1a5^2sa^2*sb^2-4*ca*cb*1a5^2sa^2*sb$	
B00132					$1a2+1a1^2sa^2+2*1a2^2sa^2+1a2^2sa^2+2*1a3^2sa^2$	
B00133					$800132-2*1a3^2sa^4+2*1a4^2sa^2-2*1a4^2sa^4+2*1a5^2sa^2-2*1a5^2sa^4$	
fx					$\sqrt{1+x^2}$	
fy					$\sqrt{1+y^2}$	
fs					$\sqrt{1+s^2}$	
gsth					ca/sb	
gsdh					-sa/cb	
gssh					-sa/cb	
gsch					ca/sb	
gssh					ca/cb	
gsch					sa/sb	
gstb					sa/sb	
gsdb					ca/cb	
gs1b					-sa/cb	
gs1f					ca/cb	
ghdd					$gsdh+(gsdh-X*gsdh)/(\sqrt{2}*fx)*xidd$	
ghst					$gsdh-(gsdh+Y*gsdh)/(\sqrt{2}*fy)*xist$	
ghsa					$gssh+(gssh-X*gssh)/(\sqrt{2}*fx)*xiss$	
ghcc					$gsch-(gsch+Y*gsch)/(\sqrt{2}*fy)*xicc$	
ghsb					$gssh-(gsch+Y*gsch)/(\sqrt{2}*fy)*xicc$	
ghsb					$gsch-(gsch+Y*gsch)/(\sqrt{2}*fy)*xicc$	
ghct					$gsch-(gsch+Y*gsch)/(\sqrt{2}*fy)*xicc$	
ghct					$gsch-(gsch+Y*gsch)/(\sqrt{2}*fy)*xicc$	
ghmm					$gs1h+(gs1h-Z*gs1h)/(\sqrt{2}*fs)*xim$	
gh1l					$gs1h+(gs1h-Z*gs1h)/(\sqrt{2}*fs)*xil$	
ghm1					$gs1h+(gs1h-Z*gs1h)/(\sqrt{2}*fs)*xim$	

Figura 4.8: Modificación de constricciones en el modelo seleccionado y/o creado.

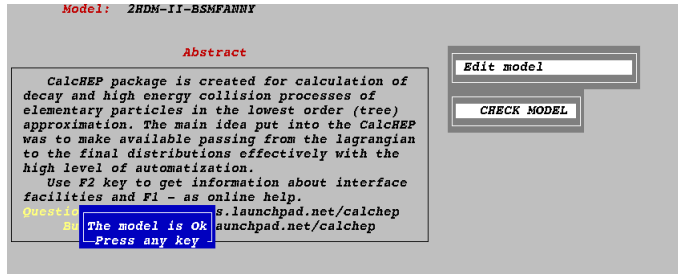


Figura 4.9: La ventana emergente de color azul, se muestra cuando el modelo cumple, con todas las características y se puede ejecutar sin ningún error.

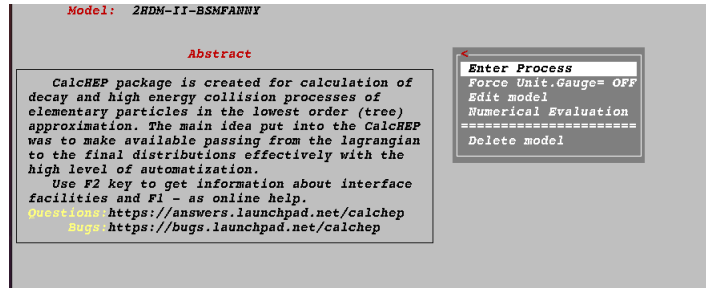


Figura 4.10: Al entrar proceso, se definen los decaimientos a quarks o leptones que se desean tomar.

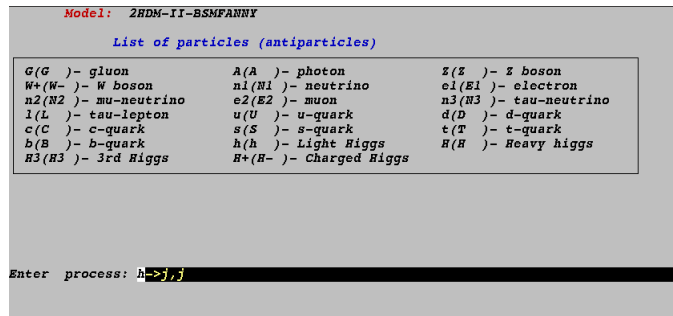


Figura 4.11: En la ventana donde se definen los decaimientos, podemos tomar los nombres de las partículas de CalcHEP o definir nuevas.

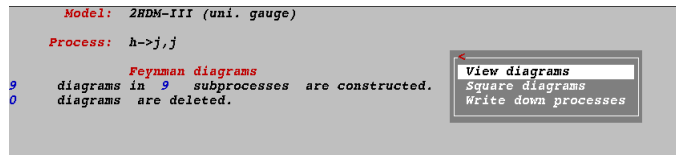


Figura 4.12: Se muestran los diagramas de Feynman de acuerdo a los decaimientos mostrados.

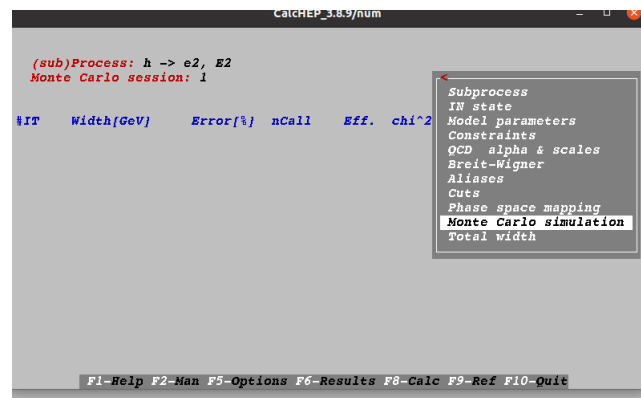


Figura 4.13: Simulación Monte Carlo para nuestro proceso.

Capítulo 5

Resultados

En este capítulo se presentan los resultados preliminares de las razones de ramificación $\mathcal{BR}(h \rightarrow \bar{l}l(q\bar{q}))$ calculadas en el 2HDM-Y (flipped); estas fueron obtenidas con las herramientas de software especializado anteriormente mencionadas. Además, se presenta el análisis de las mismas.

5.1. Razones de ramificación $\mathcal{BR}(h \rightarrow \bar{l}l(q\bar{q}))l = \tau, \mu; q = c, s, b$ en el 2HDM-Y

En este trabajo se incluyeron constricciones en el modelo creado en CalcHep, dependiendo nuestra ramificación del 2HDM correspondiente, ya que se toma en cuenta la física del sabor y del Higgs, que aplica para cada situación descrita, a partir de datos experimentales, así como los límites teóricos, en los que se incluyen: unitaridad, estabilidad en el vacío y perturbatividad. En cuanto a la parte experimental se consideran los datos más recientes sobre la física de sabor; de particular importancia $B \rightarrow X_s \gamma$ [25]. Por otra parte se restringe el espacio de parámetros satisfaciendo las cotas experimentales para los acoplamientos de Yukawa $hb\bar{b}$ y $hc\bar{c}$ (para mayores detalles ver [24]). En la figura 5.1 se muestra la gráfica de calor del $\mathcal{BR}(h \rightarrow b\bar{b})$ en el marco del 2HDM-Y. En la gráfica se observa $0.45 < \mathcal{BR}(h \rightarrow b\bar{b}) < 0.65$, la cual se aprecia en la región con colores degradados, consistente con la región permitida en la literatura, esta región se obtuvo utilizando CalcHEP. La región amarilla representa la región permitida reportada en la literatura [24]. Cabe destacar que las coordenadas X, Y son adimensionales. Observamos que la región obtenida concuerda con la región reportada en la literatura.

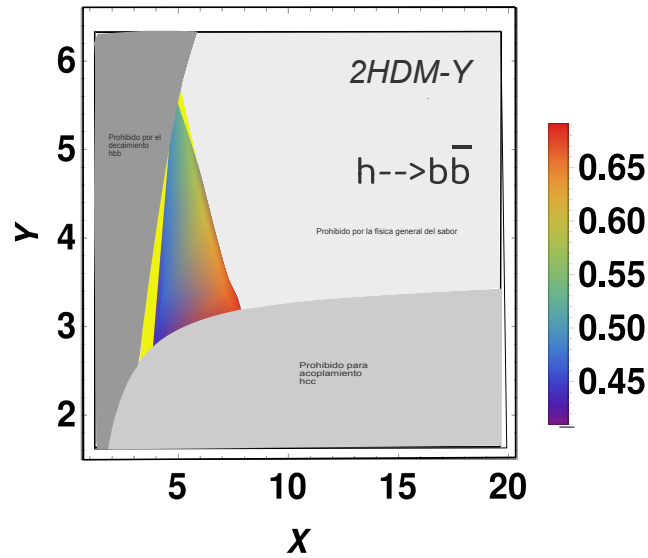


Figura 5.1: Gráfica de calor del $\mathcal{BR}(h \rightarrow \bar{b}b)$ en el marco del modelo 2HDM-Y. Se muestran las regiones prohibidas: (i) gris oscuro: decaimiento $h \rightarrow \bar{b}b$; (ii) gris medio, acoplamiento $h \rightarrow \bar{c}c$; y (iii), gris claro, región prohibida por la física general del sabor [24]. Las regiones permitidas se muestran en: (i) amarillo, reportada por la literatura[24]; y (ii) colores degradados, región permitida obtenida usando CalcHEP.

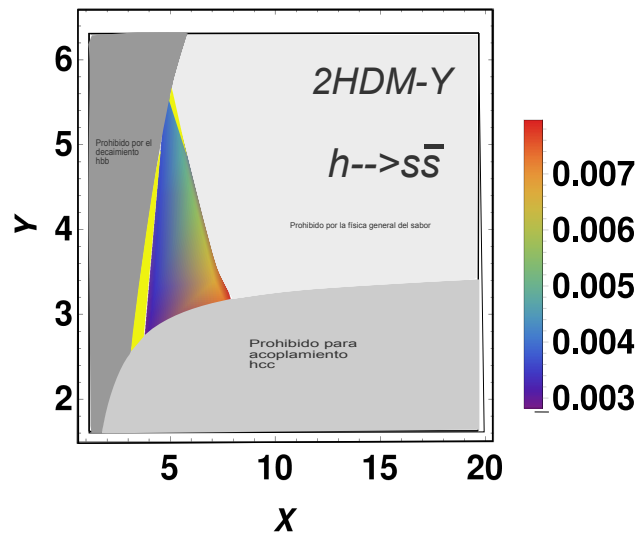


Figura 5.2: Gráfica de calor del $\mathcal{BR}(h \rightarrow \bar{s}s)$ en el marco del modelo 2HDM-Y. Se muestran las regiones prohibidas: (i) gris oscuro, decaimiento $h \rightarrow \bar{b}b$; (ii) gris medio, acoplamiento $h \rightarrow \bar{c}c$; y (iii) gris claro, región prohibida por la física general del sabor[24]. Las regiones permitidas se muestran en: (i) amarillo, reportada por la literatura [24]; y (ii) colores degradados, región permitida obtenida usando CalcHEP.

Análogamente, en la figura 5.2 se muestra la gráfica de calor del $\mathcal{BR}(h \rightarrow \bar{s}s)$. Para este decaimiento, $0.003 < \mathcal{BR}(h \rightarrow \bar{s}s) < 0.007$, la cual se aprecia en la gráfica en la zona de colores degradados, consistente con la región permitida en la literatura (región amarilla) [24], esta región se obtuvo utilizando CalcHEP.

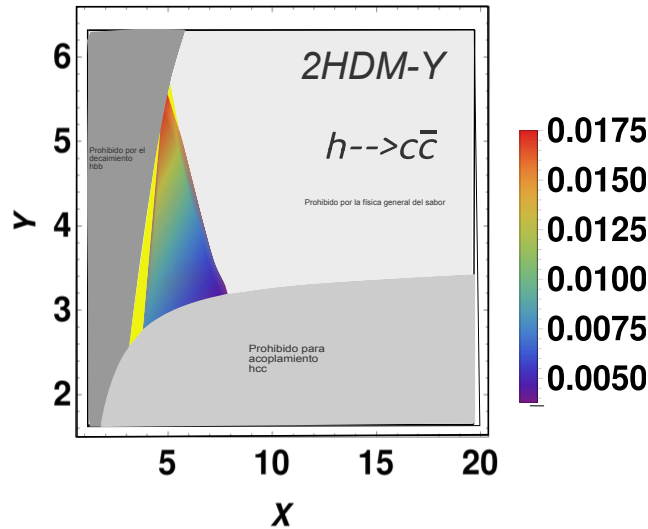


Figura 5.3: Gráfica de calor del $\mathcal{BR}(h \rightarrow c\bar{c})$ en el marco del modelo 2HDM-Y. Se muestran las regiones prohibidas: (i) gris oscuro: decaimiento $h \rightarrow b\bar{b}$; (ii) gris medio, acoplamiento $h \rightarrow c\bar{c}$; y (iii), gris claro, región prohibida por la física general del sabor [24]. Las regiones permitidas se muestran en: (i) amarillo, reportada por la literatura[24]; y (ii) colores degradados, región permitida obtenida usando CalcHEP

En las figura 5.3-5.5 se muestran las gráfica de calor de $\mathcal{BR}(h \rightarrow c\bar{c})$, $\mathcal{BR}(h \rightarrow \mu\bar{\mu})$ y $\mathcal{BR}(h \rightarrow \tau\bar{\tau})$, respectivamente. Los intervalos de valores de las razones de ramificación que se observan en las gráficas son $0.0050 < \mathcal{BR}(h \rightarrow c\bar{c}) < 0.0175$, $0.0012 < \mathcal{BR}(h \rightarrow \mu\bar{\mu}) < 0.0020$ y $0.30 < \mathcal{BR}(h \rightarrow \tau\bar{\tau}) < 0.55$. Como en las ramificaciones anteriormente mostradas, las regiones de color degradado coinciden con las regiones permitidas correspondientemente, publicadas en [24].

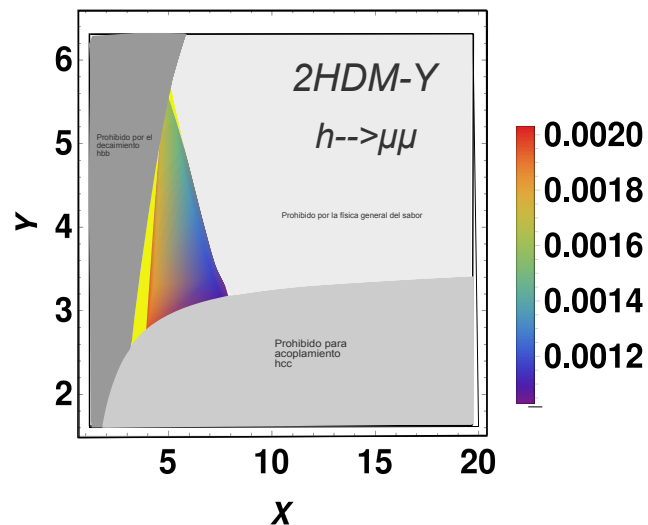


Figura 5.4: Gráfica de calor del $\mathcal{BR}(h \rightarrow \mu\bar{\mu})$ en el marco del modelo 2HDM-Y. Se muestran las regiones prohibidas: (i) gris oscuro: decaimiento $h \rightarrow \mu\bar{\mu}$; (ii) gris medio, acoplamiento $h \rightarrow c\bar{c}$; y (iii), gris claro, región prohibida por la física general del sabor [24]. Las regiones permitidas se muestran en: (i) amarillo, reportada por la literatura[24]; y (ii) colores degradados, región permitida obtenida usando CalcHEP

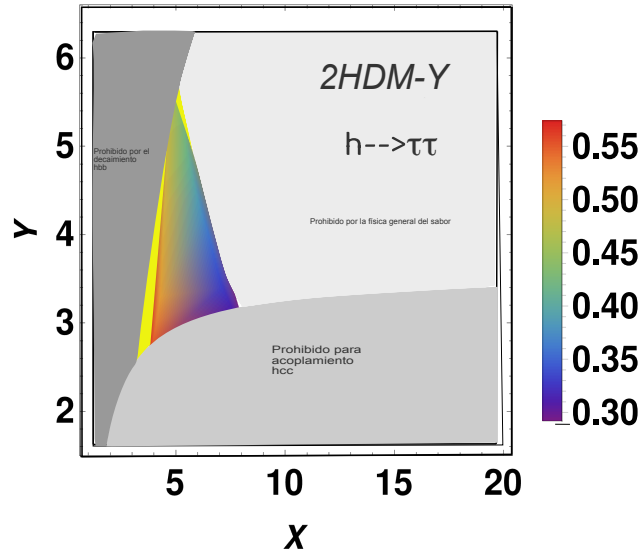


Figura 5.5: Gráfica de calor del $\mathcal{BR}(h \rightarrow \tau\bar{\tau})$ en el marco del modelo 2HDM-Y. Se muestran las regiones prohibidas: (i) gris oscuro: decaimiento $h \rightarrow b\bar{b}$; (ii) gris medio, acoplamientos $h \rightarrow \tau\bar{\tau}$; y (iii), gris claro, región prohibida por la física general del sabor [24]. Las regiones permitidas se muestran en: (i) amarillo, reportada por la literatura[24]; y (ii) colores degradados, región permitida obtenida usando CalcHEP

Como se puede observar, en nuestro modelo hay una región permitida del espacio de parámetros para nuestro modelo, en el cual tenemos los puntos de referencia obtenidos a través de los datos para cada ramificación del 2HDM-III (tipo Y). Esto nos muestra las tasas de eventos para los eventos de producción y desintegración en el plano (X, Y) , donde se encuentra también nuestros parámetros de las razones de ramificación para cada caso, oscilando entre 0.45 – 0.66. Las regiones con zonas de color degradado se encuentran conforme a las restricciones teóricas y experimentales. Las zonas amarillas son zonas donde no se añadieron puntos en el arreglo, pero siguen dentro de la región permitida. Las zonas grises son regiones prohibidas por la física general del sabor, por acoplamientos $h \rightarrow c\bar{c}$, o por decaimientos $h \rightarrow b\bar{b}$. Todo esto de acuerdo a últimas observaciones experimentales, que se establecen por cocientes del valor medido respecto a predicciones del SM.

Capítulo 6

Propuestas a futuro

A raíz de la modelación matemática y simulación, se propuso el uso y aprendizaje de nuevas herramientas para continuar con el trabajo

6.1. Programas para generación de modelos

6.1.1. LanHEP

LanHEP, es una herramienta crucial en la investigación de física de partículas, esto debido a que facilita la descripción y cálculo de las interacciones entre partículas elementales. Este es basado en lenguaje de programación Haskell, aunque su enfoque es dirigido a traducir modelos teóricos complejos en representaciones computacionales aplicables a experimentos en física de altas energías.

Para ser más precisos, se enfoca en la elaboración de modelos físicos, la definición precisa de partículas, sus propiedades y sus respectivas interacciones. A partir de la información proporcionada, la plataforma genera automáticamente el código necesario, como Fortran o C+. A pesar de los diferentes lenguajes y programas existentes, su funcionalidad radica en la traducción de las teorías físicas a través de lagrangianos, partículas fundamentales y sus propiedades asociadas [25]. Su utilización requiere conocimiento de teoría cuántica de campos, física de partículas y la programación informática, para así obtener y garantizar la precisión y validez de los resultados obtenidos.

6.1.2. SARAH

SARAH (por sus siglas en inglés "Susy and Higgs Algebraic Routines and HEP"), es una herramienta informática para el cálculo automatizado y la generación de modelos en física de partículas más allá del Modelo Estándar. Este software el cual es implementado como un paquete de Mathematica, se enfoca en la descripción y análisis de teorías como supersimetría, modelos extendidos del Higgs, teorías de gran unificación, entre otros.

La funcionalidad principal de SARAH radica en la generación automatizada de lagrangianos para modelos de física de partículas, de esta manera se logra describir de manera precisa las propiedades de las partículas elementales, así como sus interacciones y simetrías en términos de teoría efectiva. Este paquete además, proporciona herramientas para definir campos, simetrías de Gauge y fermiones además de calcular automáticamente los acoplamientos entre estos.

Su estructura modular, permite especificar diferentes modelos teóricos combinando distintos módulos predefinidos. Por ejemplo, al seleccionar un modelo supersimétrico específico, se puede elegir un conjunto de partículas y sus interacciones, lo que sigue es que se generará el lagrangiano correspondiente y se

proporcionará la descripción teórica de las partículas, así como de sus interacciones en términos de acoplamientos, masas y mezclas.

Un punto a destacar, es que SARAH, tiene la capacidad de generar automáticamente archivos de código en diversos lenguajes, tales como: Fortran, C+, UFO (Universal FeynRules Output), esto permite realizar análisis fenomenológicos y predicciones para experimentos en aceleradores de partículas [26]. SARAH también proporciona una interfaz con otros paquetes como FeynArts, CalcHep y micrOMEGAs, lo que permite llevar cálculos de secciones eficaces, decaimientos de partículas, reliquia de materia oscura, entre otros.

6.2. RGE y cálculo de espectros

6.2.1. SuSpect

En el complejo tejido de la física de partículas, la supersimetría (SUSY) se presenta como una propuesta teórica que extiende el Modelo Estándar y aborda diversas cuestiones pendientes, como la jerarquía de masas y la naturaleza de la materia oscura. En este contexto, SuSpect emerge como una herramienta computacional crucial para analizar las predicciones del espectro de partículas supersimétricas y sus consecuencias fenomenológicas.

SuSpect, acrónimo de "SuperSymmetric Parameter Evaluator and Collider Toolkit", fue desarrollado con el propósito de evaluar los parámetros supersimétricos y proporcionar predicciones precisas para observables relevantes en experimentos de colisionadores de partículas.

En el marco de la supersimetría, se postula la existencia de supercompañeros para cada partícula del Modelo Estándar. Sin embargo, esta teoría introduce una multitud de parámetros, como masas, acoplamientos y mezclas, que complican enormemente el análisis manual. SuSpect aborda este desafío al automatizar el cálculo del espectro de masas y otros observables supersimétricos a partir de un conjunto dado de parámetros iniciales.

La entrada de SuSpect consiste en las condiciones iniciales del modelo supersimétrico, que incluyen masas, acoplamientos y mezclas de superpartículas y se obtienen generalmente a partir de una teoría de gran unificación a alta escala de energía. El programa utiliza técnicas de renormalización para evolucionar estos parámetros desde la escala de alta energía hasta la escala electrodébil, donde se calculan las masas y mezclas finales.

SuSpect proporciona una amplia gama de resultados, incluyendo masas de partículas supersimétricas, secciones eficaces de producción y decaimientos, así como observables fenomenológicos como la anomalía magnética del muón y el exceso de materia oscura predicho por la supersimetría.[27]

La aplicación de SuSpect es valiosa en el contexto experimental, donde los resultados pueden compararse con mediciones precisas de colisionadores de partículas como el Gran Colisionador de Hadrones (LHC). La confrontación entre las predicciones teóricas y los datos experimentales contribuye a restringir los parámetros del modelo supersimétrico y, por ende, a mejorar nuestra comprensión de la física más allá del Modelo Estándar.

6.2.2. Isajet

ISAJET es una herramienta versátil que abarca desde la generación de eventos de colisión hasta la simulación de partículas y la evaluación de observables experimentales. Su funcionalidad central se puede dividir en tres aspectos fundamentales:

Generación de Eventos

ISAJET genera eventos de colisión de partículas supersimétricas a través de procesos de producción y desintegración. Se basa en las secciones eficaces de las interacciones fundamentales y proporciona la distribución de partículas resultante [28].

Simulación y Desintegración de Partículas

La herramienta simula la evolución temporal de las partículas generadas, calculando las trayectorias y las propiedades cinemáticas. Además, realiza la desintegración de las partículas supersimétricas, considerando las distintas vías posibles y calculando las distribuciones de las partículas resultantes.

Análisis de Resultados

ISAJET evalúa una amplia gama de observables fenomenológicos, incluyendo secciones eficaces, masas de partículas, distribuciones de energía, y otros resultados experimentales relevantes para colisionadores de partículas.

6.2.3. SoftSUSY

SoftSUSY se presenta como un programa especializado en el cálculo del espectro de partículas supersimétricas, proporcionando predicciones precisas y detalladas para diversas teorías supersimétricas. Su funcionalidad central se divide en varias etapas clave:

Entrada de Parámetros:

Los usuarios proporcionan las condiciones iniciales del modelo supersimétrico, incluyendo masas, acoplamientos y parámetros de mezcla en una escala de alta energía. Estos parámetros actúan como puntos de partida para la evolución de las magnitudes físicas hacia energías más bajas.

Renormalización y Evolución:

SoftSUSY utiliza técnicas de renormalización para evolucionar los parámetros supersimétricos desde la escala de alta energía hasta la escala electrodébil[29]. Este proceso tiene en cuenta los efectos de las interacciones fundamentales y proporciona los valores de los parámetros en la escala electrodébil.

Cálculo del Espectro:

La herramienta realiza el cálculo detallado del espectro de partículas supersimétricas, incluyendo masas, mezclas y acoplamientos, a partir de los parámetros evolucionados. Esto proporciona una descripción completa de las partículas supersimétricas presentes en el modelo.

Salida de Datos

SoftSUSY presenta resultados detallados y formateados, permitiendo a los usuarios explorar y analizar el espectro supersimétrico de manera efectiva.

6.2.4. SPheno

SPheno se adentra en el análisis detallado de teorías supersimétricas, permitiendo a los investigadores calcular propiedades físicas y fenomenológicas dentro de estos marcos extendidos.

La funcionalidad de SPheno abarca múltiples etapas. Los usuarios definen las condiciones iniciales de su modelo supersimétrico, estableciendo masas, acoplamientos y otros parámetros en una escala de alta energía. SPheno utiliza métodos de renormalización para evolucionar estos parámetros desde la escala de alta energía hasta la escala electrodébil, teniendo en cuenta correcciones cuánticas cruciales.

Una vez obtenidos los valores de los parámetros en la escala electrodébil, SPheno realiza cálculos detallados de propiedades físicas, incluyendo masas de partículas supersimétricas, secciones eficaces y observables fenomenológicos. Los resultados son presentados de manera accesible, permitiendo a los

investigadores analizar y visualizar efectivamente el espectro de partículas y sus interacciones en el modelo.

SPheno no opera de manera aislada; se integra eficientemente con otros paquetes de software como SARAH y micrOMEGAs, facilitando un análisis más completo y permitiendo la conexión de resultados con cálculos de materia oscura, entre otras aplicaciones relevantes en física de partículas.[30]

6.2.5. CPsuperH

En la parte teórica de la física de partículas, el rompimiento de paridad CP (Carga Paridad y Paridad de Conjugación) juega un papel fundamental en la descripción de fenómenos fundamentales. CPsuperH, se erige como una herramienta computacional especializada en cálculos precisos para teorías de rompimiento de paridad CP, específicamente en el contexto de modelos supersimétricos.

La paridad CP es una simetría que combina la operación de inversión de carga (C) con la operación de conjugación de paridad (P). Esta simetría es esencial para comprender la asimetría entre partículas y antipartículas, y su violación es crucial para explicar la existencia del exceso de materia sobre antimateria en el universo observado [31]. En el marco de la supersimetría el rompimiento de paridad CP adquiere importancia en la generación de asimetrías barión-antibarión y en la explicación de las propiedades de la materia oscura. CPsuperH se presenta como una herramienta valiosa para investigar y cuantificar estas implicaciones en el contexto de modelos supersimétricos. CPsuperH utiliza métodos de renormalización para evolucionar los parámetros desde la escala de alta energía hasta la escala electrodébil, considerando las contribuciones de rompimiento de paridad CP.

6.2.6. NMSSMTools

NMSSMTools se presenta como una herramienta computacional integral, diseñada para el análisis detallado de modelos supersimétricos extendidos. Este se enfoca en el "Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model", una variante que incorpora un campo adicional de Higgs y ofrece soluciones a diversos problemas no resueltos en el Modelo Estándar.

La funcionalidad principal de NMSSMTools se desglosa en varias etapas cruciales. Los usuarios definen las condiciones iniciales del modelo, especificando masas, acoplamientos y otros parámetros relevantes en la escala de alta energía. NMSSMTools utiliza métodos de renormalización para evolucionar estos parámetros hacia la escala electrodébil, teniendo en cuenta las contribuciones de los campos adicionales. Una vez obtenidos los valores en la escala electrodébil, NMSSMTools realiza cálculos detallados de propiedades físicas, incluyendo masas de partículas supersimétricas, secciones eficaces y observables fenomenológicos específicos del NMSSM. La herramienta presenta resultados detallados, permitiendo a los investigadores analizar y comparar observables calculados con mediciones experimentales [8].

6.3. Anchura de las partículas en el MSSM

6.3.1. SUSY-HIT

SUSY-HIT ha demostrado ser una herramienta poderosa y versátil con amplias aplicaciones en la interpretación de fenómenos supersimétricos. SUSY-HIT se presenta como una herramienta integral diseñada específicamente para el estudio detallado de modelos supersimétricos. Sus aplicaciones son variadas entre las que destacan: Generación de Espectro y Secciones Eficaces, análisis fenomenológico, confrontación con datos experimentales, estudio de la Materia Oscura [27].

La capacidad de SUSY-HIT para integrarse con otros paquetes de software, como micrOMEGAs y SoftSUSY, amplía su utilidad, permitiendo la conexión con cálculos adicionales relacionados con la física de partículas y la cosmología.

6.3.2. HDECAY

HDECAY se presenta como un instrumento esencial para prever de manera detallada y precisa las diversas vías de desintegración de los bosones de Higgs, explicando de manera computacional sobre sus propiedades y comportamientos intrínsecos.

La funcionabilidad de HDECAY, radica su capacidad para calcular las tasas de desintegración de los bosones de Higgs y proporcionar información detallada sobre las partículas resultantes en función de las condiciones iniciales definidas por el usuario [32]. Esto incluye la especificación de masas, acoplamientos y otros parámetros cruciales que caracterizan el sistema físico en estudio.

En el ámbito fenomenológico, HDECAY brinda una comprensión profunda de los patrones de desintegración, permitiendo estudios detallados de las propiedades específicas de los bosones de Higgs en diferentes escenarios. Además, su capacidad para proporcionar información sobre características como distribuciones de momento y polarizaciones en las partículas resultantes amplía su utilidad para los investigadores en la exploración de fenómenos intrincados.

6.4. Parton Showers

Parton Shower aborda la radiación de gluones y quarks en colisionadores de alta energía, modelando la evolución temporal de partones a medida que irradian partículas adicionales. Este enfoque describe la ramificación de partones en una cascada de partículas, reflejando la radiación de gluones durante el movimiento de las partículas partenónicas en el espacio de fase.

6.4.1. PYTHIA

PYTHIA es una herramienta más amplia que integra Parton Shower y otros procesos fundamentales en la simulación de colisiones de partículas. Utiliza técnicas de Monte Carlo para modelar la producción y descomposición de partones, la fragmentación de quarks y gluones en hadrones, y la formación de chorros de partículas observables [33].

Conclusiones

En esta tesis, se ha explorado el Modelo Estándar de la física de partículas y sus ramificaciones en un contexto del 2HDM-III, así como su estudio teórico, además de la creación de un modelo para el cálculo y análisis de $\mathcal{BR}(h \rightarrow f_i \bar{f}_j)$ en un modelo con cambio de sabor, donde h se identifica como el Higgs tipo SM.

Para el modelo de 2HDM-III, se implementó inicialmente un modelo en Feynrules para poder comprender más a fondo las constricciones de dicho modelo, el lagrangiano de la literatura, así como los partículas, al comprender de mejor manera esto, se dió paso a generar un modelo a través del Calchep, en el cuál se modificaron los parámetros de acuerdo a las constricciones teóricas de [4],[5], dado esto, se generó una serie de puntos con los BR y width correspondientes, para así poderlos graficar en Mathematica, donde de igual manera se desarrolló el modelo y sus constricciones a la ramificación 2HDM-Y (flipped).

Se mantuvieron todo los análisis a nivel árbol, con conservación CP, con los resultados obtenidos podemos entender que en comparación con el 2HDM-III, el 2HDM-Y presenta algunas características e implicaciones distintas.

El 2HDM-III incorpora una estructura Yukawa más general en comparación con el 2HDM-Y, además de que en el 2HDM-III, cada tipo de fermión puede acoplarse a ambos dobletes de Higgs, dando lugar a un patrón más complejo de interacciones Yukawa, esto resulta en un rango más amplio de posibilidades fenomenológicas, incluyendo corrientes neutras que cambian de sabor (FCNCs) a nivel de árbol.

Vamos a destacar la libertad adicional en el sector Yukawa de 2HDM-III, la cual permite estructuras de sabor más intrincadas y puede acomodar escenarios donde las corrientes neutras que cambian de sabor están suprimidas o aumentadas. Sin embargo, esta generalidad también conlleva retos, ya que las estrictas restricciones experimentales de procesos como $b - - > jj$ imponen restricciones en el espacio de parámetros del modelo.

Por otro lado, el 2HDM-Y se centra en una estructura Yukawa específica en la que un doblete de Higgs se acopla exclusivamente a quarks de tipo up y leptones cargados, mientras que el otro se acopla a quarks de tipo down y neutrinos. Esta estructura simplificada ayuda a evitar algunos de los problemas de FCNC presentes en el 2HDM-III, al tiempo que permite una física interesante más allá del Modelo Estándar. En fin, podemos decir que ambos modelos predicen bosones de Higgs adicionales más allá del Higgs del SM, esto nos abre las puertas a nuevas predicciones comprobables para la física de altas energías. ¿Qué caracteriza a cada modelo? para empezar, el 2HDM-III proporciona un lienzo más amplio para explorar la física de sabores y la violación CP, por el otro lado el 2HDM-Y ofrece un marco más directo con su estructura específica de Yukawa, haciéndolo más susceptible a ciertas pruebas experimentales y análisis teóricos.

El Modelo de los 2HDM-III y el 2HDM-Y representan enfoques distintos para ampliar el sector Higgs del Modelo Estándar; cada modelo tiene sus propios puntos fuertes y débiles, y ambos contribuyen a nuestra comprensión de la física más allá del Modelo Estándar. La continuación de los esfuerzos experimentales y teóricos es esencial para seguir probando estos modelos y dilucidar la naturaleza de las interacciones fundamentales en un marco contemporáneo.

Apéndice A

.1. Abreviaturas

- 2HDM = Two Higgs Doublet Model (Modelo de dos dobletes del Higgs)
- SM = Standard Model (Modelo Estándar)
- QFT = Quantum Field Theory (Teoría Cuántica de Campos)
- CP = Charge Parity (Paridad de Carga)
- SSB = Spontaneous Symmetry Breaking (Rompiamiento Espontáneo de la Simetría)
- ECPV = Explicit Charge Parity Violation (Violación Explícita de Conjugación de Carga y Paridad)
- FCNC = Flavour Changing Neutral Current (Corrientes Neutras con cambio de Sabor)
- MSSM = Minimal Supersymmetric Standard Model (Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico)
- SUSY = SUpersYmmetry (Supersimetría)
- VEV = Vacuum Expectation Value (Valor de Expectación del Vacío)

Bibliografía

- [1] P. Langacker. Introduction to the standard model and electroweak physics. In *Proceedings of Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics on The dawn of the LHC era (TASI 2008)*, pages 3–48, 2010.
- [2] C. et al. Patrignani. Review of particle physics. *Chin. Phys.*, C40(10):100001, 2016.
- [3] F. Englert and R. Brout. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:321–323, 1964.
- [4] Y. Nagashima. *Elementary particle physics: Foundations of the Standard Model*, volume 2. Wiley-VCH, Weinheim, 2010.
- [5] J. L. Diaz-Cruz, J. Hernandez-Sanchez, S. Moretti, R. Noriega-Papaqui, and A. Rosado. Yukawa Textures and Charged Higgs Boson Phenomenology in the 2HDM-III. *Phys. Rev. D*, 79:095025, 2009.
- [6] G. et al. Aad. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc. *Phys. Lett.*, B716:1–29, 2012.
- [7] J. Hernández-Sánchez, S. Moretti, R. Noriega-Papaqui, and A. Rosado. Update of the 2hdm-iii with a four-zero texture in the yukawa matrices and phenomenology of the charged higgs boson. In *PoS CHARGED2012*, page 029, 2012.
- [8] U. Ellwanger, J.F. Gunion, and C. Hugonie. Nmsmtools: A program package for the extended supersymmetric standard model. *Comput. Phys. Commun.*, 175:290–303, 2006.
- [9] F. Englert and R. Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:321–323, 1964.
- [10] A. Pomarol and F. Riva. Towards the ultimate sm fit to close in on higgs physics. *JHEP*, 01:151, 2014.
- [11] Herbi K. Dreiner, Howard E. Haber, and Stephen P. Martin. Realizations of supersymmetry breaking. In *Cambridge University Press*, pages 548–574. 2023.
- [12] G.C. Branco, P.M. Ferreira, L. Lavoura, M.N. Rebelo, Marc Sher, and João P. Silva. Theory and phenomenology of two-higgs-doublet models. *Physics Reports*, 516(1–2):1–102, July 2012.
- [13] S. Davidson, E. Nardi, and Y. Nir. Leptogenesis. *Physics Reports*, 466:105–177, 2005.
- [14] G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, Marc Sher, and Joao P. Silva. Theory and phenomenology of two-higgs-doublet models. *Phys. Rept.*, 516:1–102, 2012.
- [15] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. L. Kane, and S. Dawson. The higgs hunter’s guide. *Frontiers in Physics*, 80:1–358, 2000.

- [16] M. Chabab, A. El Kenz, and A. Lahbas. On the vacuum stability of the two higgs doublet model with a singlet scalar dark matter. *Physical Review D*, 101(1):1–12, 2020.
- [17] R. Aggleton, D. Barducci, N. E. Bomark, S. Moretti, C. Shepherd-Themistocleous, S. i. Kawada, B. Wang, K. Wang, H. Xiong, and N. Harringer. Review of higgs-to-light-higgs searches at the lhc and other studies. [arXiv:1703.08029](https://arxiv.org/abs/1703.08029) [hep-ph], 2022. Also includes studies from PANIC2021 and CERN-THESIS-2022-143.
- [18] J. L. Diaz-Cruz, J. Hernandez-Sanchez, S. Moretti, R. Noriega-Papaqui, and A. Rosado. Yukawa textures and charged higgs boson phenomenology in the 2hdm-iii. *Phys. Rev.*, D79:095025, 2009.
- [19] Paul Langacker. Introduction to the Standard Model and Electroweak Physics. In *Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics: The Dawn of the LHC Era*, pages 3–48, 2010.
- [20] J. Hernandez-Sanchez, S. Moretti, R. Noriega-Papaqui, and A. Rosado. Update of the 2HDM-III with a four-zero texture in the Yukawa matrices and phenomenology of the charged Higgs Boson. *PoS, CHARGED2012:029*, 2012.
- [21] G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, Marc Sher, and Joao P. Silva. Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models. *Phys. Rept.*, 516:1–102, 2012.
- [22] N. D. Christensen and C. Duhr. Feynrules - feynman rules made easy. *Computer Physics Communications*, 180(8):1614–1641, 2009.
- [23] A. Alloul, N. D. Christensen, C. Degrande, C. Duhr, and B. Fuks. Feynrules 2.0 - a complete toolbox for tree-level phenomenology. *Computer Physics Communications*, 185(8):2250–2300, 2014.
- [24] T. Hahn. Generating feynman diagrams and amplitudes with feynarts 3. *Computer Physics Communications*, 140(3):418–431, 2001.
- [25] LanHEP Team. Lanhep: A package for automatic feynman rules generation. *arXiv*, 2008.
- [26] F. Staub. Sarah: A mathematica package for feynman rules generation. *arXiv*, 2014.
- [27] A. Djouadi, J.-L. Kneur, and G. Moultaka. Suspect: A fortran code for the supersymmetric spectrum. *arXiv*, 2007.
- [28] H. Baer, F. E. Paige, S. D. Protopopescu, and X. Tata. Isajet 7.48: A monte carlo event generator for p p, p anti-p, and e+ e- reactions. *Comput. Phys. Commun.*, 1999.
- [29] B. C. Allanach. Softsusy: A program for calculating supersymmetric spectra. *arXiv*, 2002.
- [30] W. Porod. Spheno: A program for calculating supersymmetric spectra, susy particle decays and susy particle production at e+ e- colliders. *arXiv*, 2003.
- [31] J.S. Lee, A. Pilaftsis, M. Carena, J. Ellis, C. Wagner, and D. Zerwas. Cpsuperh: A computational tool for higgs phenomenology in the minimal supersymmetric standard model with explicit cp violation. *Comput. Phys. Commun.*, 156:283–317, 2003.
- [32] A. Djouadi, M. Muhlleitner, and M. Spira. Hdecay: A program for higgs boson decays in the standard model and its supersymmetric extension. *Comput. Phys. Commun.*, 108:56–74, 1998.
- [33] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands. Pythia 6.4 physics and manual. *JHEP*, 05:026, 2006.