



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE
MÉXICO
POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS
INSTITUTO DE FÍSICA

El sector escalar y de norma en el modelo
de 3-Dobletes de Higgs bajo la simetría S_3

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE
DOCTORA EN CIENCIAS (FÍSICA),

PRESENTA:

ADRIANA PÉREZ MARTÍNEZ

TUTOR PRINCIPAL:

Dra. MYRIAM MONDRAGÓN CEBALLOS.
(INSTITUTO DE FÍSICA, UNAM.)

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR:

Dr. GENARO TOLEDO SÁNCHEZ
(INSTITUTO DE FÍSICA, UNAM.)

Dr. ALEXIS ARMANDO AGUILAR ARÉVALO
(INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES, UNAM.)

Ciudad Universitaria, CD. MX., Agosto 2022



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Dedicado a la memoria de mis padres:
Noemí Martínez Castro y Andrés Pérez Gregorio.

Agradecimientos

Agradezco a mis padres: Noemí Martínez Castro y Andrés Pérez Gregorio, porque gracias a sus esfuerzos y cuidados es que pude llegar a convertirme en la persona que soy. Ambos siguen siendo un motor que me impulsa a superarme cada día, ojalá estén muy orgullosos de mí donde sea que se encuentren. A mis hermanos Andrés, Nohemí y Eduardo, por su apoyo.

A mi esposo, Marxil Sánchez García, porque eres mi compañero de vida, mi amigo y mi colega. Siempre estás ahí para apoyarme.

A la Dra. Myriam Mondragón Ceballos por permitirme trabajar con ella en este proyecto de investigación, por compartirme sus conocimientos, por apoyarme, por su dedicación y tiempo proporcionado para la realización de esta tesis y por alentarme a conocer lo fascinante que es la física de partículas, en cada una de las reuniones que hemos tenido para desarrollar este trabajo de investigación.

A la Dra. Melina Gómez Bock por las discusiones y por esas reuniones que tuvimos junto con la Dra. Myriam en la colaboración que trabajamos, por sus comentarios y aportaciones a este trabajo.

Al Dr. Genaro Toledo Sánchez y al Dr. Alexis A. Aguilar Arévalo por formar parte de mi Comité Tutor, por todas sus sugerencias y comentarios al trabajo de tesis que he concluido y por siempre estar al pendiente de mi avance a lo largo de mi doctorado.

A todos los sinodales por haber aceptado ser parte de mi Comité de Jurado, a los cuales nombro a continuación: Dr. Pablo Roig Garcés, Dr. Juan Barranco Monarca, Dr. Félix Francisco González Canales, Dr. Saúl Noé Ramos Sánchez y a la Dra. Myriam Mondragón Ceballos. Gracias por su tiempo dedicado para leer mi tesis y por sus valiosas correcciones realizadas a este trabajo de investigación.

A las secretarías del posgrado e instituto por toda su ayuda proporcionada en los trámites a lo largo del doctorado, siempre han sido muy amables.

Al Posgrado en Ciencias Físicas, al Instituto de Física y a la UNAM, por permitirme realizar mis estudios de posgrado.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por la beca proporcionada para que pudiera estudiar mi doctorado, sin este gran apoyo no habría sido posible realizar este sueño.

Investigación realizada gracias al Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT) de la UNAM IN111518 y IN109321. Agradezco a la DGAPA-UNAM la beca recibida, ya que me ayudó en la conclusión de esta tesis.

Resumen

Analizamos el sector de Higgs de un modelo de 3-dobletes de Higgs bajo la simetría S_3 sin violación de CP. Después del rompimiento espontáneo de la simetría tenemos nueve bosones de Higgs, de los cuales uno debe de corresponder con el bosón de Higgs del ME. Se calcularon las expresiones para las masas, los acoplamiento trilineales y cuárticos entre Higgs-Higgs, Higgs-norma y Higgs-quarks. Se analizaron dos posibles escenarios de alineamiento, donde solo uno de los tres escalares neutros del modelo tiene acoplamiento con los bosones de norma y corresponde al bosón de Higgs del ME, además sus acoplamiento trilineales y cuárticos se reducen exactamente a los del bosón de Higgs del ME. También encontramos un conjunto de valores para los parámetros del modelo que satisfacen las condiciones establecidas en cada uno de los escenarios. Usamos las expresiones de los acoplamiento trilineales y cuárticos para obtener una expresión analítica a la matriz de masa correspondiente a los escalares neutros a nivel de un lazo. Utilizando los resultados hallados en el sector escalar, se analizó el sector de Yukawa para los quarks, hallando las expresiones para las masas de los quarks y la matriz de V_{CKM} , así como sus acoplamiento con los bosones de Higgs del modelo.

Índice general

Agradecimientos	V
Resumen	VII
Introducción	XIII
1. El Modelo Estándar	1
1.1. Densidad lagrangiana del Modelo Estándar	2
1.1.1. El sector de norma	3
1.1.2. El sector fermiónico	5
1.1.3. El sector de Higgs	7
1.1.4. El sector de Yukawa	8
1.2. Rompimiento espontáneo de la simetría	9
1.2.1. Mecanismo de Higgs	11
1.3. El sector de Higgs en la norma unitaria	13
1.4. El sector de Yukawa en la norma unitaria	17
2. Modelo de Multi-dobletes de Higgs	21
2.1. El modelo de N-dobletes de Higgs	21
2.2. El modelo de 2-dobletes de Higgs.	24
2.2.1. Límites que acotan por debajo	25
2.2.2. El rompimiento espontáneo de la simetría en el 2HDM	26
2.2.3. Variantes del 2HDM	27
2.2.4. La base del Higgs y el limite de alineamiento en el 2HDM	28
2.3. El modelo de 3-dobletes de Higgs.	29
3. Simetrías discretas en los NHDM	31
3.1. Simetría de sabor S_3	32

4. El sector escalar en el S3-3H	35
4.1. El potencial de Higgs bajo S_3	35
4.2. Mínimo normal	37
4.2.1. Condiciones de estabilidad del potencial	39
4.3. Matrices de masa	42
4.3.1. Parametrización geométrica de los <i>vevs</i>	43
4.3.2. Diagonalización de las matrices de masas	44
4.4. La base del Higgs del S3-3H	49
4.5. Término Cinético del Potencial de Higgs	52
5. Análisis numérico del espacio de parámetros del modelo	55
5.1. Límites de alineamiento	55
5.1.1. El bosón de Higgs: Escenario A	56
5.1.2. El bosón de Higgs: Escenario B	57
5.2. Análisis numérico y resultados	57
6. Acoplamientos en el S3-3H	65
6.1. Acoplamientos de norma-Higgs	65
6.2. Acoplamientos de Higgs-Higgs	67
6.2.1. Acoplamientos en el escenario A	72
6.3. Auto-energía a un lazo del Higgs	75
7. El sector de Yukawa en el S3-3H	81
7.1. La lagrangiana de Yukawa para quarks del S3-3H	81
7.2. Matrices de masa para los quarks	83
7.3. Acoplamientos Higgs-quarks del S3-3H	85
7.4. La matriz de mezcla V_{CKM}	88
8. Conclusiones	91
A. Acoplamientos	97
A.1. Acoplamientos de Higgs	97
A.1.1. Acoplamientos trilineales escalares	97
A.1.2. Acoplamientos escalares cuárticos	99
A.1.3. Acoplamientos de bosones cargados con bosones de norma	104

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	XI
B. Artículos publicados	109
B.1. Artículos arbitrados	109
B.2. Memorias	109

Introducción

El Modelo Estándar (ME) es una teoría cuántica de campos renormalizable, la cual acepta teorías de norma, que describe las interacciones fuerte y electrodébil[1-4]. Se sabe que las interacciones fundamentales se establecen mediante el principio de invariancia de norma, el cual requiere la presencia de campos de norma de espín 1[5]. De acuerdo con esta simetría, los campos de norma se manifiestan mediante partículas bosónicas sin masa, ya que la presencia de un término de masa violaría de manera explícita esta simetría. Pero los bosones de norma relacionados con la fuerza débil son masivos de acuerdo con los experimentos. Sin embargo a través del mecanismo de Higgs se puede dotar de masa a estas partículas (en realidad a todas las partículas que predice el ME), sin romper la simetría local con la que cuenta la teoría de norma[6, 7]. De esta manera el bosón de Higgs es una parte fundamental del ME, ya que dota de masa a los bosones de norma y a los fermiones mediante el rompimiento espontáneo de la simetría.

A pesar del gran éxito que tiene el ME, aún quedan muchas preguntas sin contestar: por qué solo hay tres generaciones de familias de fermiones, qué es la materia oscura, por qué las masas de los fermiones son tan diferentes entre si, como muchas otras preguntas más[8]. Para poder responder alguna de estas interrogantes se proponen teorías más allá del ME. Uno de estos modelos más allá del ME, es el modelo de N-dobletes de Higgs (NHDM), el cual está motivado por teorías de supersimetría[9]. Sin embargo al incluir más dobletes de $SU(2)$ en el sector de Higgs, implica la introducción de más parámetros libres, que se pueden reducir si se imponen simetrías discretas o continuas en dichos modelos[10].

El descubrimiento obtenido en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC por sus siglas en inglés Large Hadron Collider) del bosón de Higgs del ME con una masa de $m_h = 125 \text{ GeV}$ [11, 12] y el estudio experimental de sus propiedades, nos ayudan a imponer restricciones importantes en los modelos más allá del ME y poder comprobar la viabilidad de cualquier modelo extendido, además de proporcionar información que será relevante para entender los problemas existentes en el ME.

Algunos ejemplos de estas pruebas en modelos extendidos se tienen para el caso del modelo mínimo supersimétrico del ME[13-15] (MSSM, por sus siglas en inglés) y el modelo de 2-dobletes de Higgs[16-18] (2HDM).

En el ME cada familia de fermiones dentro de la lagrangiana, antes del rompimiento espontáneo de la simetría, son completamente independientes, lo que indicaría una posible simetría subyacente. Además el mecanismo de Higgs, el cual dota de masa a los fermiones, no da indicios de una estructura del sabor o que haya alguna diferencia en las masas. Debido a que la diferencia entre las generaciones de los fermiones es la masa de cada una de las partículas, una forma natural de proponer una estructura del sabor será a través del sector de Higgs. Por lo cuál imponer una simetría del sabor más allá del ME, implica extender el sector escalar, como lo hacen los modelos de multi-dobletes de Higgs de manera general, es decir, con y sin simetrías [9, 10, 19-27]. Para el caso en particular del 2HDM se pueden revisar las siguientes referencias [17, 28]. Por otro lado para modelos con el sector escalar extendido, se ha extraído diferente fenomenología, tales como acoplamientos adicionales así como nuevos procesos permitidos, algunos ejemplos se encuentran en [29-31].

Las simetrías discretas se han estudiado ampliamente en modelos extendidos de Higgs, tanto a bajas energías como a altas energías, algunos trabajos relacionados de modelos con simetrías discretas son [32-35]. En particular se han hecho trabajos introduciendo la simetría del sabor S_3 para modelos de 3-dobletes de Higgs desde hace tiempo, ver [36-40]. Dicha extensión del ME se hizo mucho antes de que todos los quarks fuesen descubiertos y las masas de los neutrinos se tuvieran definidas. Por lo tanto el modelo de 3-dobletes de Higgs (3HDM) se ha discutido en diferentes contextos, ver [41-45], pero las implicaciones fenomenológicas no han sido del todo exploradas. Desde entonces se han realizado diferentes estudios, en diferentes contextos, como en el sector de quarks [46-55] y de leptones [44, 56-72], incluso en el sector de Higgs [73-80], debido a la simplicidad y predictividad, lo que ha permitido obtener algunas predicciones. También en los últimos años se han hecho estudios para candidatos de materia oscura en modelos con la simetría S_3 [81-86].

Para el caso en particular del modelo de 3-dobletes de Higgs bajo la simetría S_3 (que abreviaremos como S3-3H de aquí en adelante)[44], se han obtenido muy buenos resultados en el sector fermiónico. En el sector de quarks se reprodujeron las matrices de masas y la matriz V_{CKM} , asimismo se halló que las corrientes neutras que

cambian el sabor (FCNC por sus siglas en inglés), están suprimidas[51]. Mientras que en el sector fermiónico se halló que el modelo reproduce la matriz PMNS y predijo que el ángulo de mezcla θ_{13} es diferente de cero y algunas contribuciones a $g-2$ fueron calculadas [50, 60, 61, 65]. Para versiones parecidas del modelo de S3-3H con la diferencia que tiene un doblete extra de Higgs inerte [83, 85], ha dado como resultado un candidato a materia oscura viable, así como detección indirecta de candidatos a materia oscura. De esta manera la motivación de nuestro trabajo es poder analizar el sector escalar del modelo S3-3H, ya que será en este sector donde las señales experimentales se pueden hallar, además de que los resultados hallados en este sector se verán reflejados en el sector de Yukawa, lo que permitirá entender mejor dicho sector.

En general las condiciones de estabilidad y rompimiento de simetría para el 3HDM se han estudiado en [87], sin embargo si se impone una simetría discreta se pueden reducir sustancialmente los parámetros del modelo. En el caso del S3-3H se analizó en [73], a pesar de que requiere un rompimiento suave en la simetría discreta. La estabilidad del vacío del potencial escalar del modelo de S3-3H, con un rompimiento suave de la simetría S_3 se estudió en [88, 89], y la estructura de las masas fue analizada en [74, 75]. En [74] se reportó que después del rompimiento espontáneo de la simetría aparece una simetría residual \mathcal{Z}_2 en el potencial de Higgs, donde se especifican las cargas de los bosones escalares bajo esta simetría residual. Las condiciones para violación espontánea de CP en este potencial se presentan en [78]. Algunos de los acoplamientos trilineales escalares del modelo se han reportado en [75], sin embargo difiere de los resultados encontrados en este trabajo de tesis. Cabe recalcar que en [75], la simetría \mathcal{Z}_2 no se encuentra presente, mientras que los resultados que nosotros obtuvimos, son consistentes con la simetría \mathcal{Z}_2 reportada en [74]. Además encontramos que en cada uno de los límites de alineamiento, el bosón de Higgs que corresponde al del ME se acopla a los bosones de norma, y los acoplamientos trilineales y cuárticos se reducen exactamente a los del ME. Además se encontró una expresión para la matriz de masa de los escalares neutros a nivel de un lazo, la cual se reduce a una estructura similar a la matriz de masas que aparece en el 2HDM, pero debido a la simetría residual \mathcal{Z}_2 , la presencia de un escalar neutro extra para nuestro modelo, h_0 , permite tener la distinción entre ambos modelos.

El modelo de S3-3H, lo trabajamos lo más simple posible, sin asumir un rompimiento explícito de la simetría del sabor o agregando flavones. Calculamos las expresiones para las masas de los bosones de Higgs del modelo, así como los

acoplamientos trilineales y cuárticos entre Higgs-Higgs y bosones de norma-Higgs. Trabajamos dos límites de alineamiento para el bosón que sería el del ME, ya que en estos límites solo uno de los tres bosones escalares se acopla a los bosones de norma. Se utilizó una parametrización en coordenadas esféricas, la cual nos permite expresar la mezcla entre los valores de expectación del vacío (vev) de los campos de Higgs. Además se hizo un barrido en el espacio de parámetros del modelo, imponiendo condiciones de unitariedad y estabilidad, y hallamos valores para las masas de los bosones de Higgs en cada uno de los alineamientos. De esta manera el objetivo central de esta tesis de doctorado es obtener cotas para los parámetros del potencial de Higgs del modelo S3-3H, imponiendo condiciones de estabilidad y unitariedad en el potencial y permitiendo tener a uno de los bosones escalares de Higgs como el bosón de Higgs del ME. Esto nos ayudó a ver la viabilidad del modelo, ya que encontramos conjuntos de valores para los parámetros del potencial que cumplieron todas las condiciones impuestas y además están acorde con las observaciones experimentales existentes. Una vez hallados los resultados en el sector de Higgs los incluimos en el sector de Yukawa para los quarks y obtuvimos la fenomenología de dicho sector. También se hallaron las expresiones para la matriz de masas de los escalares neutros a nivel de un lazo. Los resultados de este trabajo de tesis fueron publicados en [90, 91].

El contenido de la tesis se ha organizado de la siguiente manera: En el capítulo 1 se presenta una breve descripción del Modelo Estándar, hablando brevemente de cada uno de los sectores y centrándonos en el sector de Higgs, que es el sector donde se dará la contribución de este trabajo de tesis, y se detalla el rompimiento espontáneo de la simetría en el sector de Higgs y de Yukawa. En el capítulo 2 hablamos del modelo de N-dobletes de Higgs, presentamos el ejemplo del modelo más simple de N-dobletes: el modelo de 2-dobletes de Higgs y discutimos brevemente el modelo más general de 3-dobletes de Higgs. En el capítulo 3 damos una breve descripción de las simetrías discretas que se pueden imponer en modelos multi-Higgs, en particular en el modelo de 3-dobletes de Higgs (ya que esto nos ayuda a disminuir el número de parámetros libres que tiene el modelo). En el capítulo 4 presentamos el potencial de 3-dobletes de Higgs bajo la simetría del sabor S_3 (S3-3H), mostramos las condiciones de minimización, se reescribieron en coordenadas esféricas los valores de expectación del vacío, presentamos además las condiciones de estabilidad del potencial y las condiciones de unitariedad mostradas en la referencia [74]. Hallamos las expresiones para las masas de los bosones de Higgs, así como la base del Higgs

y las expresiones que vienen del término cinético. En el capítulo 5 presentamos el análisis numérico que se realizó en el espacio de parámetros del potencial donde se impusieron las condiciones de estabilidad y unitariedad, mostramos los valores numéricos de las masas de los bosones y se explicó el análisis numérico que se hizo en cada escenario que se trabajó. En el capítulo 6 mostramos los acoplamientos que se encontraron entre Higgs-Higgs y entre bosones de norma-Higgs, así como la expresión a la corrección de la matriz de masas de los bosones escalares del modelo a nivel de un lazo. En el capítulo 7 presentamos los resultados hallados en el sector de Yukawa, solo para los quarks, introduciendo toda la información hallada en el sector de Higgs, mostramos las masas de los quarks, sus acoplamientos con los Higgs escalares del modelo y la matriz de V_{CKM} . En el capítulo 8 presentamos las conclusiones y las perspectivas de este trabajo. Finalmente se presentan dos apéndices: uno con el resto de las expresiones de los acoplamientos trilineales y cuárticos de los bosones de Higgs del modelo y el segundo con las referencias explícitas de los artículos publicados relacionados con el trabajo de tesis.

Capítulo 1

El Modelo Estándar

El Modelo Estándar, describe la interacción de las partículas de materia, es decir, los quarks y los leptones, a través de los bosones de norma, en otras palabras, describe la interacción dada por la fuerza fuerte y la fuerza electrodébil, además predice la existencia de la partícula de Higgs, la cual se encarga de dotar de masa a todas las partículas del modelo incluyéndose a ella misma. En otras palabras, el ME es una teoría cuántica de campos renormalizable que describe las interacciones: electrodébil y fuerte[8] y es un modelo que describe correctamente la física a bajas energías.

Sin embargo el ME no puede explicar varias cosas, por ejemplo, no hay una explicación o predicción del número de partículas elementales o explicación a la violación de la paridad en la interacción débil, pero no en la interacción fuerte, así como el hecho de que la fuerza fuerte sea independiente de la fuerza electromagnética. Además la versión mínima del modelo tiene 19 parámetros libres o 26 si se le permite a los neutrinos tener masa, lo que implica que muchas cantidades observables como las masas, los ángulos de mezcla y las fases de violación de CP, sean completamente arbitrarias[8].

En este capítulo presentaremos una breve descripción del ME, incluyendo cada uno de los sectores que conforman la densidad lagrangiana, además mostraremos el rompimiento espontáneo de la simetría (RES) y sus consecuencias en el sector escalar. Nos centraremos en el sector escalar, el sector de Yukawa y en el rompimiento espontáneo de la simetría, ya que será donde se dará la aportación de este trabajo pero en el modelo de 3 dobletes de Higgs bajo la simetría S_3 .

1.1. Densidad lagrangiana del Modelo Estándar

El ME es la combinación del modelo de Glashow-Weinberg-Salam (GWS), de la interacción electrodébil, con el modelo de QCD (Cromodinámica Cuántica, por sus siglas en inglés) de la interacción fuerte. Por lo tanto el ME es una teoría de norma, basado en el grupo de simetría local[7, 92]

$$G \equiv SU_c(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1), \quad (1.1)$$

donde el grupo $SU_c(3)$ es el grupo de la interacción fuerte y $SU_L(2) \times U_Y(1)$ es el grupo electrodébil, los subíndices no tienen ningún significado en teoría de grupos, pero hacen referencia a la aplicación física, es decir, c se refiere al color, L se refiere a la naturaleza de la quiralidad izquierda de los acoplamientos de $SU_L(2)$ e Y se refiere al número cuántico de hipercarga, estos grupos solo determinan la interacción y el número de bosones de norma, que corresponden a los generadores de los grupos. La interacción electrodébil se puede estudiar separando la interacción fuerte, ya que la simetría del color bajo el grupo $SU_c(3)$ no se rompe y no hay mezcla entre el sector de $SU_c(3)$ y $SU_L(2) \times U_Y(1)$.

Como se dijo arriba $SU_c(3)$ es el grupo de la interacción fuerte, el cual tiene su constante de acoplamiento denotado como g_s y 8 bosones de norma llamados gluones y suelen denotarse por G^i , $i=1,\dots,8$. $SU_c(3)$ actúa sobre los índices de color de los quarks, sin cambiar el sabor. La interacción fuerte no es una teoría quiral, por lo que el índice de color actúa en los quarks, tanto izquierdos (L) como derechos (R), $q_{r\vartheta}$ donde $\vartheta = 1,2,3$ hace referencia al color y r al sabor. Como sabemos, el modelo de QCD no está espontáneamente roto y por lo tanto los gluones no tienen masa.

En contraste con QCD, el grupo electrodébil $SU_L(2) \times U_Y(1)$ es quiral, es decir, que distingue entre los estados de helicidad de los leptones y los quarks. Como consecuencia, esta interacción viola paridad. El grupo $SU_L(2)$ tiene un acoplamiento de norma denotado como g y 3 bosones de norma que suelen denotarse por W^i , $i=1,2,3$, los cuales solo actúan en los índices de sabor de los fermiones quirales izquierdos (L). Por otro lado el grupo abeliano $U_Y(1)$ también llamado grupo de hipercarga tiene un acoplamiento de norma denotado como g' y un bosón de norma B . El grupo $U_Y(1)$ también es quiral al actuar en ambos fermiones L y R, pero con diferentes cargas. Como sabemos los bosones de norma correspondientes a la teoría

El Modelo Estándar

1.1 Densidad lagrangiana del Modelo Estándar

débil son masivos, así después del RES, $SU_L(2) \times U_Y(1)$ se rompe a un singlete de $U_e(1)$, incorporando la Electrodinámica Cuántica (QED, por sus siglas en inglés) con el fotón el cual es una combinación lineal de los campos W^3 y B , mientras que los campos Z y W^\pm adquieren masa.

La densidad lagrangiana invariante de norma de $SU_c(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ se puede dividir en dos partes, una que contiene solo campos bosónicos y otra que contiene campos fermiónicos y bosónicos. La parte bosónica se divide a su vez en los sectores de Higgs y de norma, mientras que el sector de fermiones y bosones se divide en los sectores de Yukawa y fermiónico. Por lo tanto, la densidad lagrangiana de la teoría electrodébil se puede dividir en cuatro sectores como sigue:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{norma}} + \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_Y. \quad (1.2)$$

A continuación se presenta una breve descripción de las características principales de cada uno de estos sectores.

1.1.1. El sector de norma

El sector de norma nos describe la interacción de los bosones de norma del modelo entre ellos mismos, de esta manera el lagrangiano de norma está dado como :

$$\mathcal{L}_{\text{norma}} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^i G^{\mu\nu i} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W^{\mu\nu i} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \quad (1.3)$$

índices repetidos indican suma. Estos campos incluyen los términos cinéticos de los bosones de norma así como los términos trilineales y cuárticos de auto-interacción de los campos G^i y W^i , el término del bosón abeliano $U_Y(1)$ no tiene términos de auto-interacción.

Para el grupo $SU_c(3)$, el tensor del campo tiene la siguiente forma:

$$G_{\mu\nu}^i = \partial_\mu G_\nu^i - \partial_\nu G_\mu^i - g_s f_{ijk} G_\mu^j G_\nu^k, \quad i, j, k = 1 \dots 8, \quad (1.4)$$

como dijimos anteriormente g_s es el acoplamiento de interacción y f_{ijk} es la constante

El Modelo Estándar

1.1 Densidad lagrangiana del Modelo Estándar

de estructura de $SU_c(3)$, definida en términos de los generadores de grupo, t_a , como

$$[t_a, t_b] = if_{abc}t_c. \quad (1.5)$$

Para $SU_L(2)$, también tendremos el análogo a $f_{ijk} = \epsilon_{ijk}$, el tensor antisimétrico de tres índices definido como $\epsilon_{123} = 1$. Por lo tanto, el tensor de campo para $SU(2)$ se escribe de la siguiente manera:

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g\epsilon_{ijk}W_\mu^jW_\nu^k, \quad i, j, k = 1\dots 3, \quad (1.6)$$

donde g es el acoplamiento de interacción débil. Este grupo tiene tres generadores, cuya notación es T_a , y sus operadores satisfacen las relaciones de conmutación de momento angular,

$$[T_a, T_b] = i\epsilon_{abc}T_c. \quad (1.7)$$

Finalmente para el grupo $U_Y(1)$ [92], el tensor de campo tiene la misma forma que en el caso electromagnético:

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (1.8)$$

donde g' es el acoplamiento de la interacción de hipercarga. Este grupo es generado por el operador de hipercarga Y , el cual está conectado a T_3 y al operador de carga Q por la relación de Gell-Mann-Nishijima

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}, \quad (1.9)$$

dicha relación es necesaria con el fin de fijar la acción del operador de hipercarga Y con los campos fermiónicos, los cuales no están constreñidos por la teoría, ya que $U_Y(1)$ es abeliano. Además la relación de Gell-Mann-Nishijima unifica las interacciones débiles y electromagnéticas.

Por otro lado en los años 50's Yang y Mills consideraron extender la invariancia local de norma para incluir las transformaciones no-abelianas bajo $SU_L(2)$. De esta forma al incluir los campos de norma, se debe agregar el término de propagación de

los campos, también denominado el término cinético, el cual debe de ser invariante de norma[93]. Por lo que la interacción de norma con escalares o fermiones está determinada por la derivada covariante la cual se define como,

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - ig' B_\mu Y - ig W_\mu^a T_a - ig_s G_\mu^a t_a, \quad (1.10)$$

donde Y es el operador de hipercarga y T_a así como t_a son los operadores de $SU_L(2)$ y $SU_c(3)$, respectivamente, como ya se había mencionado. Cuando actúan sobre una representación del doblete de $SU_L(2)$, T_a son simplemente $\sigma_a/2$ donde σ_a son las matrices de Pauli,

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (1.11)$$

1.1.2. El sector fermiónico

La parte fermiónica del ME involucra F=3 familias de quarks y leptones, de quiralidades para los campos fermiónicos con diferentes transformaciones de norma bajo $SU_c(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$. Cada familia tiene la siguiente representación:

$$\text{1era. Familia} = \begin{pmatrix} u' \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu'_e \\ e'^- \end{pmatrix}_L, u'_R, d'_R, e'^-_R, \quad (1.12)$$

$$\text{2da. Familia} = \begin{pmatrix} c' \\ s' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu'_\mu \\ \mu'^- \end{pmatrix}_L, c'_R, s'_R, \mu'^-_R, \quad (1.13)$$

$$\text{3ra. Familia} = \begin{pmatrix} t' \\ b' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu'_\tau \\ \tau'^- \end{pmatrix}_L, t'_R, b'_R, \tau'^-_R. \quad (1.14)$$

Resumidos de la siguiente manera

$$\text{L-dobletes :} \quad q'_{mL} = \begin{pmatrix} u'_m \\ d'_m \end{pmatrix}_L, \quad \ell'_{mL} = \begin{pmatrix} \nu'_m \\ e'^-_m \end{pmatrix}_L, \quad (1.15)$$

$$\text{R-singlete :} \quad u'_{mR}, d'_{mR}, e'^-_{mR}, \quad (1.16)$$

en donde los campos quirales izquierdos (L) son dobletes de $SU_L(2)$ y los campos

El Modelo Estándar

1.1 Densidad lagrangiana del Modelo Estándar

quirales derechos (R) son singletes, llevando al rompimiento de paridad en $SU_L(2)$. El superíndice ' se refiere al hecho de que estos campos son eigenestados de interacción o no físicos, y el subíndice $m = 1, 2, 3$ son etiquetas para cada familia. Después del RES estos eigenestados de interacción se convierten en mezclas de los eigenestados de masa. Los u' y d' son quarks que después del RES serán identificados por tener carga eléctrica $2/3$ y $-1/3$, respectivamente. Hay 6 sabores de quarks y cada uno lleva un índice de color ϑ de la siguiente manera $u'_{mL,R\vartheta}$ y $d'_{mL,R\vartheta}$, el cual será suprimido de la notación[7]. Como ya se mencionó antes los grupos $SU_c(3)$ y $SU_L(2)$ conmutan, entonces las interacciones de QCD no cambian el sabor y viceversa. Por otro lado ν' y e' son leptones, estos son singletes de color y tienen carga eléctrica 0 y -1, respectivamente.

Todos estos campos tienen hipercarga débil Y , como se definió en la Ec. (1.9). El grupo $U_Y(1)$ conmuta con los grupos $SU_c(3)$ y $SU_L(2)$, por lo que tiene el mismo valor para todos los miembros de los multipletes de $SU_c(3) \times SU_L(2)$. Los eigenvalores de Y son $y = q - t_L^3 = \frac{1}{6}, \frac{2}{3}$, y $-\frac{1}{3}$ para q'_{mL}, u'_{mR} y d'_{mR} , respectivamente, y para los leptones $y = \frac{-1}{2}$ y -1 para ℓ'_{mL} y e'_{mR} .

Las representaciones se pueden resumir en los siguientes símbolos $\{n_3, n_2, y\}_\psi$ para un fermión ψ , donde n_3 y n_2 son representaciones de $SU_c(3)$ y $SU_L(2)$ e y es su hipercarga. Por lo tanto los campos de cada familia transforman como: $\{3, 2, \frac{1}{6}\}_{q'_{mL}}$, $\{1, 2, -\frac{1}{2}\}_{\ell'_{mL}}$, $\{3, 1, \frac{2}{3}\}_{u'_{mR}}$, $\{3, 1, -\frac{1}{3}\}_{d'_{mR}}$ y $\{1, 1, -1\}_{e'_{mR}}$.

Las representaciones $SU_L(2)$ y $U_Y(1)$ son quirales, por lo que no están permitidos términos de masa fermiónicos ($m\bar{\psi}\psi$). Por lo tanto la densidad lagrangiana fermiónica es:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_f = \sum_{m=1}^3 & (\bar{q}'_{mL} i \not{D} q'_{mL} + \bar{\ell}'_{mL} i \not{D} \ell'_{mL} \\ & + \bar{u}'_{mR} i \not{D} u'_{mR} + \bar{d}'_{mR} i \not{D} d'_{mR} + \bar{e}'_{mR} i \not{D} e'_{mR}). \end{aligned} \quad (1.17)$$

La derivada covariante de la parte fermiónica es:

$$\begin{aligned} D_\mu q'_{mL} &= \left(\partial_\mu + \frac{ig}{2} \sigma_a W_\mu^a + \frac{ig'}{6} B_\mu \right) q'_{mL}, & D_\mu u'_{mR} &= \left(\partial_\mu + \frac{2ig'}{3} B_\mu \right) u'_{mR}, \\ D_\mu \ell'_{mL} &= \left(\partial_\mu + \frac{ig}{2} \sigma_a W_\mu^a - \frac{ig'}{2} B_\mu \right) \ell'_{mL}, & D_\mu d'_{mR} &= \left(\partial_\mu - \frac{ig'}{3} B_\mu \right) d'_{mR}, \\ & & D_\mu e'_{mR} &= (\partial_\mu - ig' B_\mu) e'_{mR}. \end{aligned}$$

Como podemos ver este sector determina los términos cinéticos de los leptones y quarks, así como sus interacciones con los bosones de norma, al sustituir la derivada covariante asociada al grupo electrodébil, lo que da lugar a la presencia de términos de interacción. Las interacciones de los fermiones con los bosones de norma producen lo que se conoce como corrientes cargadas y neutras. En términos de los eigenestados de masa, este sector conserva el sabor de familias aún entre miembros de la misma familia a nivel árbol en el caso de corrientes neutras, se pueden inducir corrientes neutras con cambio de sabor a nivel de un lazo pero están suprimidas por el mecanismo GIM.

1.1.3. El sector de Higgs

Como sabemos, términos de masa no son invariantes de norma y por lo tanto no se pueden introducir este tipo de términos en el lagrangiano. Sin embargo sabemos por observaciones experimentales que los bosones de norma W^\pm y Z tienen masa, así como los fermiones del modelo. La manera de poder dotar de masa a las partículas del modelo, se logra introduciendo un único campo escalar, doblete de $SU(2)$, a través de cual se tendrá un rompimiento espontáneo de la simetría de norma via el mecanismo de Higgs[94].

Así el sector de Higgs permite dotar de masa a los bosones débiles y al bosón de Higgs, además genera la dinámica entre estas partículas. Entonces para dotar de masa a los fermiones y bosones de norma, necesitamos del rompimiento espontáneo de la invariancia de norma, ya que nosotros vivimos en el mundo simétrico $U_e(1)$, con un fotón sin masa. De esta forma debemos tener el siguiente rompimiento espontáneo $SU_L(2) \times U_Y(1) \rightarrow U_e(1)$. Para realizar este rompimiento espontáneo de simetría, se introduce el campo escalar Φ , llamado el campo de Higgs. Como se tienen cuatro campos de norma (tres asociados con $SU_L(2)$ y uno con $U_Y(1)$) y se quiere terminar con un fotón sin masa asociado con $U_e(1)$, se necesitan al menos cuatro grados de libertad. De esta manera se introduce un campo escalar complejo doblete de $SU(2)$, con hipercarga $Y_\Phi = \frac{1}{2}$, definido como:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad (1.18)$$

donde $\phi_{1,2,3,4}$ son campos escalares, reales y con la normalización apropiada. Este doblete transforma de la siguiente manera $\{1, 2, \frac{1}{2}\}_\Phi$, bajo las simetrías del grupo.

Mientras que su adjunto se define como $\Phi^\dagger = (\phi^-, \phi^{0*})$ y transforma así $\{1, 2^*, -\frac{1}{2}\}_\Phi^\dagger$.

La lagrangiana renormalizable del sector de Higgs es:

$$\mathcal{L}_H = (D^\mu \Phi)^\dagger D_\mu \Phi - V(\Phi), \quad (1.19)$$

donde el primer término corresponde al término cinético, cuya derivada covariante se define como:

$$D_\mu \Phi = \left(\partial_\mu - \frac{ig}{2} \sigma_a W_\mu^a - \frac{ig'}{2} B_\mu \right) \Phi, \quad (1.20)$$

de la cual surgen las masas de los bosones de norma, así como sus interacciones con el bosón de Higgs. El cuadrado de la derivada covariante tiene términos de interacción trilineales y cuárticos entre los campos de norma y el campo de Higgs.

Por otra parte, V es el potencial de Higgs, cuya combinación invariante y renormalizable de $SU_L(2) \times U_Y(1)$ restringe a V de la forma:

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (1.21)$$

con μ un parámetro con unidades de masa y λ adimensional, para asegurar que el vacío sea estable se requiere que $\lambda > 0$. Para el caso cuando $\mu^2 < 0$ habrá un rompimiento espontáneo de la simetría, ya que el estado mínimo de energía no es invariante bajo $SU_L(2) \times U_Y(1)$, por lo que la simetría de norma está rota espontáneamente en el vacío y el valor esperado del vacío de $\langle 0 | \phi^0 | 0 \rangle$ generará las masas de H , W y Z . Finalmente el término λ describe un autoacoplamiento cuártico del campo de Higgs.

1.1.4. El sector de Yukawa

Como ya hemos mencionado, la simetría electrodébil no permite la introducción explícita de términos de masa para ningún tipo de partícula, y en particular para los leptones y quarks. El sector de Yukawa tiene como propósito generar las masas para los fermiones quirales vía el mecanismo de Higgs. Las invariantes de este sector se construyen como producto de eigenestados de campos de norma que vinculan fermiones de diferente helicidad acoplados al doblete de Higgs. Como sabemos, la teoría electrodébil no define los estados de helicidad derechos para los neutrinos, por

lo que no pueden tener ninguna manifestación física en este sector.

El sector de Yukawa corresponde a invariantes electrodébiles de dimensión cuatro que se pueden construir con los dobletes izquierdos de los fermiones, los singletes derechos y el doblete de Higgs. Así para 3 familias de fermiones la densidad lagrangiana del sector de Yukawa tiene la forma:

$$\mathcal{L}_Y = - \sum_{m,n=1}^3 \left[\Gamma_{mn}^u \bar{q}'_{mL} \tilde{\Phi} u'_{nR} + \Gamma_{mn}^d \bar{q}'_{mL} \Phi d'_{nR} + \Gamma_{mn}^e \bar{\ell}'_{mn} \Phi e'_{nR} \right] + \text{h.c.}, \quad (1.22)$$

donde

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad \tilde{\Phi} \equiv i\sigma_2 \Phi^* = \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix}, \quad (1.23)$$

aquí σ_2 es una de las matrices de Pauli, los dos dobletes anteriores son el doblete de Higgs y su conjugado, respectivamente. Las $\Gamma_{mn}^u, \Gamma_{mn}^d$ y Γ_{mn}^e son componentes de matrices arbitrarias de 3×3 , llamadas las constantes de Yukawa, las cuales son adimensionales. Dichas matrices determinan las masas de los fermiones y sus mezclas. Estas matrices no tienen por qué ser hermitianas, simétricas, diagonales o reales, la hermiticidad de \mathcal{L}_Y está asegurada por los términos agregados en el hermítico conjugado.

1.2. Rompimiento espontáneo de la simetría

En teorías de norma, no podemos definir el término de masa de un campo de norma, el cual está definido por:

$$\frac{1}{2} m^2 A_\mu^a A_a^\mu, \quad (1.24)$$

ya que no es invariante bajo transformaciones de norma.

Desde el punto de vista cuántico, el campo de norma se manifiesta mediante partículas bosónicas sin masa, y es precisamente en esta parte donde la teoría no concuerda con la realidad, ya que como sabemos las partículas mediadoras de la interacción débil son partículas masivas. Por lo tanto, se necesita un mecanismo con el cual se pueda dotar de masa a estas partículas, pero sin destruir la simetría de

la lagrangiana[95]. Por otro lado teorías con rompimiento espontáneo de la simetría llevan a la existencia de bosones de Goldstone sin masa. Afortunadamente para simetrías de norma, ambos problemas se resuelven cuando la simetría está rota espontáneamente. De esta manera al tratar de dar solución a este problema, en 1964 Higgs, Englert y Brout encontraron un método para dotar de masa a estas partículas sin romper la simetría local con la que cuenta la teoría de norma. Dicho rompimiento permite definir la masa para algunos o todos los campos de norma $A_\mu^a(x)$ mediante el así llamado mecanismo de Higgs.

Antes de hablar del mecanismo de Higgs, veamos como se da el rompimiento espontáneo de una simetría. Sea G un grupo de Lie (ortogonal o unitario) y H un subgrupo. Luego sea $\phi(x)$ un multiplete de campos escalares en alguna representación de G . El rompimiento espontáneo de G en H , denotado por $G \rightarrow H$, consiste en la elección de una dirección particular $\phi_0 = \text{cte}$, no depende de las coordenadas, en el espacio de configuración tal que $H \subset G$ tiene por elementos $U(g)$, que dejan invariante ϕ_0 , es decir,

$$U(g)\phi_0 = \phi_0. \tag{1.25}$$

Note que existirán $U(g) \in G$, pero $U(g) \notin H$, tales que

$$U(g)\phi_0 \neq \phi_0.$$

Así el rompimiento espontáneo consiste en elegir una dirección especial en el espacio en el que aparece la representación del grupo, en este caso el grupo electrodébil, dada por los campos escalares que no son invariantes bajo el grupo completo, sino solo por un subgrupo de éste, el grupo electromagnético en el caso que nos ocupa.

El teorema de Goldstone sintetiza lo que ocurre cuando se rompe espontáneamente una simetría continua global, es decir, que no depende de los puntos del espacio-tiempo. El teorema de Goldstone dice que por cada generador roto aparece un bosón de Goldstone, el cual es un campo escalar sin masa. Mientras que el teorema de Higgs-Kibble caracteriza este mismo fenómeno pero cuando el rompimiento espontáneo se realiza en una teoría local, esto es, en una teoría de norma. Así en el mecanismo de Higgs ocurre que los bosones de Goldstone se incorporan a los campos de norma asociados con los generadores rotos para formar

el estado de polarización longitudinal del campo de norma en consideración.

Por lo tanto la masa efectiva puede ser generada por el rompimiento espontáneo de la simetría. Así su componente neutra ϕ_0 adquiere un valor de expectación en el vacío diferente de cero, lo que rompe $SU_L(2) \times U_Y(1)$ a $U_e(1)$, el grupo electromagnético. Debido al mecanismo de Higgs los bosones de Goldstone se absorben y se convierten en la componente longitudinal de los bosones masivos W^\pm y Z , en la norma unitaria.

1.2.1. Mecanismo de Higgs

Para el ME, el mecanismo de Higgs se obtiene incluyendo el campo escalar, que presentamos en la sección del sector de Higgs (1.1.3), cuyo doblete se definió en la Ec.(1.18).

En términos de los campos, $\phi_{1,2,3,4}$, el potencial de Higgs se escribe de la siguiente manera:

$$V(\Phi) = \frac{1}{2}\mu^2 \left(\sum_{i=1}^4 \phi_i^2 \right) + \frac{1}{4}\lambda \left(\sum_{i=1}^4 \phi_i^2 \right)^2. \quad (1.26)$$

La condición del mínimo está dada por:

$$\frac{\partial V}{\partial \Phi^\dagger} = 0 \Rightarrow [\mu^2 + 2\lambda(\Phi^\dagger\Phi)]\Phi = 0, \quad (1.27)$$

pero esta mínima energía es degenerada, ya que

$$\Phi^\dagger\Phi = \frac{1}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = -\frac{\mu^2}{2\lambda}, \quad (1.28)$$

la cual es una cantidad positiva. Por lo tanto se tiene la libertad de escoger la orientación en la base de interacción de $\phi_{1,2,3,4}$. Haciendo la siguiente elección en este espacio cuadrimensional que denotaremos como Φ^0 , tal que el *vev* de los cuatro campos sea, $\langle 0|\phi_i|0\rangle = 0$, para $i=1,2,4$ y $\langle 0|\phi_3|0\rangle = v \geq 0$, es decir,

$$\langle \phi_3 \rangle \equiv v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}. \quad (1.29)$$

Se puede definir un nuevo campo escalar real h con vev igual a cero, $\langle h \rangle = 0$ y tener

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ v + h + i\phi_4 \end{pmatrix}. \quad (1.30)$$

Luego para el caso de $\mu^2 < 0$ el punto $v = 0$ es inestable, así el mínimo ocurre para $v \neq 0$, rompiendo la simetría $SU_L(2) \times U_Y(1)$, como se puede ver en la Ec.(1.28).

Por otro lado los generadores correspondientes al rompimiento espontáneo son T^1, T^2, T^3 y Y , donde T^i son los generadores de $SU_L(2)$, mientras que Y es el generador de $U_Y(1)$ como se vio en la sec. 1.1.1. Dichos generadores actúan sobre Φ^0 de la siguiente manera:

$$T^i \Phi^0 = \frac{\sigma_i}{2} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \neq 0, \quad i = 1, 2, 3, \quad Y \Phi^0 = \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \neq 0, \quad (1.31)$$

donde σ_i son las matrices de Pauli y $\mathbb{1}$ es la matriz identidad de 2×2 .

Sin embargo, el vacío no tiene carga eléctrica así se tiene $Q\Phi^0 \equiv (T^3 + Y)\Phi^0 = 0$, de esta manera el grupo $U_e(1)$ del electromagnetismo no está roto y $SU_L(2) \times U_Y(1) \rightarrow U_e(1)$. Por lo que al estar eligiendo un Φ^0 , ya estamos rompiendo el grupo. De esta forma la teoría tiene un mínimo en Φ^0 .

En consecuencia de los cuatro generadores, queremos romper tres para que corresponda al grupo electromagnético, como se ha dicho anteriormente. Según el teorema de Goldstone, por cada generador roto hay un escalar de masa cero llamado bosón de Goldstone, en este caso hay tres bosones de Goldstone que se convertirán en la componente longitudinal de los bosones de norma. Así esperamos que el fotón A_μ , asociado con el generador no roto $Q \equiv T^3 + Y$, como los gluones, permanezcan sin masa, mientras que $W^\pm = (W^1 \mp iW^2)/\sqrt{2}$ y Z_μ , asociado con T^1, T^2 y $T^3 - Y$, adquieran masa.

1.3. El sector de Higgs en la norma unitaria

Para ver como se dota de masa a los bosones de norma, se puede escribir Φ de una manera más conveniente como:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp\left(\frac{i\xi^a \sigma_a}{v}\right) \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix}, \quad (1.32)$$

donde h y ξ^a son campos, mientras que σ_a son las matrices de Pauli como ya lo había mencionado antes. Esta expresión es completamente equivalente a la Ec.(1.30) hasta orden lineal en los campos, es decir, para fluctuaciones infinitesimales en el vacío. Por otra lado, los seudobosones de Goldstone sin masa que aparecen, los cuales solo aparecen como derivadas, pueden ser removidos de la teoría mediante una transformación de norma particular, conocida con el nombre de la norma unitaria. Esta norma unitaria corresponde a una transformación de norma para la cual los nuevos seudobosones de Goldstone son exactamente cero. Este caso corresponde a fijar la norma con respecto a los generadores rotos de $SU_L(2) \times U_Y(1)$, pero no respecto al generador no roto. En la norma unitaria se tiene,

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (1.33)$$

donde h es el campo con valor de expectación del vacío igual a cero y que corresponde al campo de Higgs físico. El término cinético se definió en Ec.(1.20), cuando actuó sobre Φ en la norma unitaria es de la forma

$$D_\mu \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -\frac{i}{2}g(W_\mu^1 - iW_\mu^2)(v+h) \\ \partial_\mu h + \frac{i}{2}(gW_\mu^3 - g'B_\mu)(v+h) \end{pmatrix}. \quad (1.34)$$

Centrándonos en la parte que depende solo de v , de la Ec.(1.34) se pueden reescribir los términos de los bosones $W_\mu^{1,2}$ de la siguiente manera:

$$\sigma^i W_\mu^i = \sigma^3 W_\mu^3 + \sqrt{2}\sigma^+ W_\mu^+ + \sqrt{2}\sigma^- W_\mu^-, \quad (1.35)$$

donde

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad \sigma^\pm = \frac{\sigma^1 \pm i\sigma^2}{2}. \quad (1.36)$$

Con respecto a los términos asociados a los campos de norma W_μ^3 y B_μ , tomando los términos que solo tienen a v se pueden escribir como

$$\frac{1}{8}v^2(W_\mu^3, B_\mu) \begin{pmatrix} g^2 & gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix}, \quad (1.37)$$

está matriz debe ser diagonalizada para obtener los campos de norma físicos, así usando la transformación ortogonal

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_w & s_w \\ -s_w & c_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}, \quad (1.38)$$

donde $\tan \theta_w = \frac{g'}{g}$ es el ángulo débil y por lo tanto, $\cos \theta_w = c_w = \frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}}$ y $\sin \theta_w = s_w = \frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}}$. De esta forma se obtiene a Z_μ como la combinación de campos definido como:

$$Z_\mu \equiv \frac{-g'B_\mu + gW_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = -\sin \theta_w B_\mu + \cos \theta_w W_\mu^3, \quad (1.39)$$

el cual es el bosón de norma masivo y hermitiano, Z , que mediará las interacciones de corrientes neutras predichas por $SU_L(2) \times U_Y(1)$. Mientras que la combinación de B_μ y W_μ^3 ortogonal a Z_μ corresponde al fotón (γ),

$$A_\mu = \cos \theta_w B_\mu + \sin \theta_w W_\mu^3, \quad (1.40)$$

el cual permanece sin masa, como debe ser.

Por lo tanto algunos de los términos explícitos que viene de la derivada covariante relacionados con W^\pm y Z están dados a continuación:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H &\supset \frac{1}{4}g^2(v+h)^2W_\mu^+W^{-\mu} + \frac{1}{8}(g^2+g'^2)(v+h)^2Z_\mu Z^\mu \\ &= \frac{g^2v^2}{4}W_\mu^+W^{-\mu} + \frac{g^2v}{2}hW_\mu^+W^{-\mu} + \frac{g^2}{4}hhW_\mu^+W^{-\mu} \\ &\quad + \frac{(g^2+g'^2)v^2}{8}Z_\mu Z^\mu + \frac{(g^2+g'^2)v}{4}hZ_\mu Z^\mu + \frac{(g^2+g'^2)}{8}hhZ_\mu Z^\mu. \end{aligned} \quad (1.41)$$

El término $\frac{g^2}{4}v^2W_\mu^-W^{+\mu}$ es el término de masa para los campos de norma W^\pm

el cual es un bosón de norma complejo y cargado que mediará las interacciones de corrientes cargadas. Mientras que el término $\frac{(g^2+g'^2)v^2}{8}Z_\mu Z^\mu$ nos dará la masa del bosón Z , solo recordando que el término de masa para un campo vectorial real tiene la forma $\mathcal{L} \supset \frac{1}{2}M_Z^2 Z_\mu Z^\mu$.

Por lo tanto las masas al cuadrado (a nivel árbol) de los bosones de norma son las siguientes:

$$M_W^2 = \frac{g^2 v^2}{4}, \quad M_Z^2 = \frac{(g^2 + g'^2)v^2}{4}, \quad M_A^2 = 0. \quad (1.42)$$

El segundo, tercero, quinto y sexto término de la Ec.(1.41) nos dan las interacciones de uno o dos bosones de Higgs con WW y ZZ . Las correspondientes reglas de Feynmann son:

$$\begin{aligned} hW_\mu^+ W_\nu^- &: i\frac{g^2 v}{2} g_{\mu\nu} = igM_W g_{\mu\nu} = 2i\frac{M_W^2}{v} g_{\mu\nu}, \\ hhW_\mu^+ W_\nu^- &: i\frac{g^2}{2} \times 2! g_{\mu\nu} = 2i\frac{M_W^2}{v^2} g_{\mu\nu}, \\ hZ_\mu Z_\nu &: i\frac{(g^2 + g'^2)v}{4} \times 2! g_{\mu\nu} = i\sqrt{g^2 + g'^2} M_Z g_{\mu\nu} = 2i\frac{M_Z^2}{v} g_{\mu\nu}, \\ hhZ_\mu Z_\nu &: i\frac{(g^2 + g'^2)}{8} \times 2! \times 2! g_{\mu\nu} = 2i\frac{M_Z^2}{v^2} g_{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (1.43)$$

donde el $2!$ en algunos de las reglas es un factor de combinatoria que viene de dos partículas idénticas reales en los términos de la lagrangiana. Como se puede notar los términos de masa y los acoplamientos de los bosones vectoriales con el bosón de Higgs viene del mismo término en la lagrangiana. Por lo tanto los acoplamientos $hWW, hhWW, hZZ$ y $hhZZ$, a nivel árbol, son predicciones únicas del ME conociendo la masa de W^\pm y Z así como v .

Finalmente la densidad lagrangiana completa del sector de Higgs es:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H &= (D^\mu \Phi)^\dagger D_\mu \Phi - V(\Phi) \\ &= M_W^2 W^{\mu+} W_\mu^- \left(1 + \frac{H}{v}\right)^2 + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \left(1 + \frac{H}{v}\right)^2 \\ &\quad + \frac{1}{2} (\partial_\mu H)^2 - V(\phi). \end{aligned} \quad (1.44)$$

Recordemos que en la norma unitaria el producto $\Phi^\dagger\Phi = \frac{1}{2}(h+v)^2$, dado en la Ec.(1.28), y usando que $-\mu^2 = \lambda v^2$ entonces el potencial de Higgs se escribe de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} -V(\Phi) &= -\mu^2\Phi^\dagger\Phi - \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2 \\ &= -\lambda v^2 h^2 - \lambda v h^3 - \frac{\lambda}{4}h^4 + \frac{\lambda v^4}{4}, \end{aligned} \quad (1.45)$$

el primer término del potencial de Higgs es el término de masa (a nivel árbol)

$$m_h^2 = 2\lambda v^2. \quad (1.46)$$

el valor de $v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} \approx 246\text{GeV}$, el cual se determina a través de la constante de Fermi G_F . El acoplamiento cuártico λ es un parámetro libre en el ME, pero la medida experimental de la masa del bosón de Higgs, $m_H = 125.10 \pm 0.14\text{GeV}$, implica que el valor de $\lambda \approx 0.13$ y el valor de $|\mu| \approx 88.4\text{GeV}$ [96].

Mientras que los siguientes dos términos representan los auto-acoplamientos trilineales y cuárticos del Higgs, tomando en cuenta los factores de combinatoria en las reglas de Feynman, las cuales vienen de tener partículas idénticas en el término de la lagrangiana, el valor del acoplamiento trilineal del ME es:[14, 15]

$$hhh : -i\lambda v \times 3! = -6i\lambda v = -3i\frac{m_h^2}{v}, \quad (1.47)$$

$$hhhh : -i\frac{\lambda}{4} \times 4! = -6i\lambda = -3i\frac{m_h^2}{v^2}. \quad (1.48)$$

Es importante mencionar que actualmente tanto el auto-acoplamiento trilineal como cuártico no han podido ser medidos exactamente, solo se tiene cotas muy precisas de los posibles valores que podrían tener, desafortunadamente el número de eventos es muy bajo, incluso para los próximos experimentos, como el HL-LHC (high luminosity-LHC, por sus siglas en inglés) o el ILC (international linear collider por sus siglas en inglés), no se podrá medir con precisión pero podrá acotarse mejor el intervalo donde se encuentran [97-99]. El diagrama de Feynman que representa el auto-acoplamiento trilineal se representa de la siguiente manera:

El último término es una constante, $\langle 0|V(\phi_0)|0\rangle = \frac{\lambda v^4}{4}$.

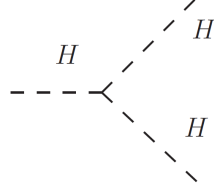


Figura 1.1: Acoplamiento trilineal del Higgs

1.4. El sector de Yukawa en la norma unitaria

Así como los bosones de norma y el bosón de Higgs adquieren masa, después del RES, en los fermiones ocurre lo mismo. De esta manera tomando la norma unitaria para Φ y $\tilde{\Phi}$ y sustituyendo en la Ec.(1.22)

De este modo la lagrangiana de Yukawa para el sector de quarks es

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_Y^q &= -Y_{ij}^u(\bar{u}'_{Li}, \bar{d}'_{Li}) \begin{pmatrix} \frac{v+H}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} u'_{Rj} - Y_{ij}^d(\bar{u}'_{Li}, \bar{d}'_{Li}) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} d'_{Rj} + h.c. \\
 &= -\frac{v+H}{\sqrt{2}} Y_{ij}^u \bar{u}'_{Li} u'_{Rj} - \frac{v+H}{\sqrt{2}} Y_{ij}^d \bar{d}'_{Li} d'_{Rj} + h.c. \\
 &= -\frac{v+H}{\sqrt{2}} (\bar{U}'_L Y^u U'_R + \bar{D}'_L Y^d D'_R) + h.c., \tag{1.49}
 \end{aligned}$$

donde $U' = \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix}$ y $D' = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}$ son vectores en el espacio de sabor. Entonces

$$\mathcal{L}_Y^q = -\bar{U}'_L \frac{Y^{uv}}{\sqrt{2}} U'_R - \frac{H}{\sqrt{2}} \bar{U}'_L Y^u U'_R - \bar{D}'_L \frac{Y^{dv}}{\sqrt{2}} D'_R - \frac{H}{\sqrt{2}} \bar{D}'_L Y^d D'_R + h.c. \tag{1.50}$$

Sean $\frac{Y^{uv}}{\sqrt{2}} = \bar{Y}^u$ y $\frac{Y^{dv}}{\sqrt{2}} = \bar{Y}^d$, así que la lagrangiana anterior toma la forma

$$\mathcal{L}_Y^q = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) (\bar{U}'_L \bar{Y}^u U'_R + \bar{D}'_L \bar{Y}^d D'_R) + h.c. \tag{1.51}$$

Además $\bar{Y}^u = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^u$ y $\bar{Y}^d = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^d$ son los elementos de la matriz de masa para los quarks de tipo up y down, respectivamente. Dichas matrices son completamente generales, las cuales deben ser diagonalizadas para determinar las masas físicas de los quarks.

El Modelo Estándar

1.4 El sector de Yukawa en la norma unitaria

De álgebra lineal sabemos que para cualquier matriz M , siempre es posible encontrar dos matrices unitarias, A y B , tal que AMB es real y diagonal. Expresamos la matriz M en su descomposición polar, la cual está dada por $M = HU$, donde H es una matriz hermitiana y U una matriz unitaria. Pero toda matriz hermitiana puede ser diagonalizada por una matriz unitaria, esto es, $S^\dagger HS$ es diagonal, con $S^\dagger = S^{-1}$. Por lo que tomando $A = S^\dagger$ y $B = U^\dagger S$, tenemos que $AMB = S^\dagger MU^\dagger S = S^\dagger (HU)U^\dagger S = S^\dagger HS$, la cual es una matriz real y diagonal, ya que los eigenvalores de una matriz hermitiana son eigenvalores reales. Tomamos las siguientes transformaciones unitarias,

$$\begin{aligned} U'_L &= V_L^u U_L, & U'_R &= V_R^u U_R, \\ D'_L &= V_L^d D_L & D'_R &= V_R^d D_R, \end{aligned} \quad (1.52)$$

donde V_L^u, V_R^u, V_L^d y V_R^d son matrices unitarias. Entonces, en términos de los nuevos campos, la lagrangiana de Yukawa toma la forma

$$\mathcal{L}_Y^q = -\left(1 + \frac{H}{v}\right)(\bar{U}_L V_L^{u\dagger} \bar{Y}^u V_R^u U_R + \bar{D}_L V_L^{d\dagger} \bar{Y}^d V_R^d D_R) + h.c. \quad (1.53)$$

Definamos $M^u = V_L^{u\dagger} \bar{Y}^u V_R^u$ y $M^d = V_L^{d\dagger} \bar{Y}^d V_R^d$, las cuales, como consecuencia de lo mencionado anteriormente, son matrices diagonales y reales. Finalmente,

$$\mathcal{L}_Y^q = -\left(1 + \frac{H}{v}\right)(\bar{U} M^u U + \bar{D} M^d D), \quad (1.54)$$

con

$$M^u = \begin{pmatrix} m_u & 0 & \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} \quad y \quad M^d = \begin{pmatrix} m_d & 0 & \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}. \quad (1.55)$$

De esta manera el sector de Yukawa para quarks en términos de los eigenestados de masa conserva el sabor, ya que el bosón de Higgs sólo se acopla a pares del mismo tipo de quarks a nivel árbol, ya que es una corriente neutra.

Por otro lado, dado que el doblete de quarks del tipo up se rotan por la matriz V_L^u y los del tipo down se rotan por otra matriz V_L^d , cada una de ellas diferente, produce que existan corrientes cargadas de la interacción débil, a través de las matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) abreviada como V_{CKM} . Dichas corrientes

cargadas de la interacción débil aparecen en la lagrangiana de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}\bar{U}'_L \gamma^\mu D'_L &= \bar{U}_L V_L^{u\dagger} \gamma^\mu V_L^d D_L \\ &= \bar{U}_L V_L^{u\dagger} V_L^d \gamma^\mu D_L,\end{aligned}\tag{1.56}$$

sea $V_{CKM} = V_L^{u\dagger} V_L^d$ la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. Entonces,

$$\bar{U}'_L \gamma^\mu D'_L = \bar{U}_L V_{CKM} \gamma^\mu D_L.\tag{1.57}$$

De esta manera, existe un efecto observable de interacciones entre quarks de diferentes familias que se transfiere desde el sector de Yukawa a través del proceso de rotación. Este es un fenómeno directamente relacionado con la definición de las masas de los fermiones quirales. Por lo tanto las corrientes cargadas cambian el sabor de los quarks. La presencia de este efecto de violación de sabor a nivel de árbol es responsable de que a orden de un lazo aparezca el fenómeno de cambio de sabor mediado por los bosones neutros Z , A_μ y H (corrientes neutras con cambio de sabor).

Como hemos podido ver, el ME es una teoría altamente predictiva, sin embargo tiene que ser parte de una teoría mucho más fundamental, ya que aún quedan muchas preguntas sin contestar, por lo tanto en el siguiente capítulo presentaremos un modelo más allá del ME, que intenta dar respuesta a alguna de estas preguntas que existen actualmente.

Capítulo 2

Modelo de Multi-dobletes de Higgs

Como sabemos el ME proporciona una exitosa descripción de la interacción electrodébil, sin embargo hay aún muchas preguntas sin contestar, como el problema de la jerarquía el cual afecta seriamente a la masa del bosón de Higgs, el problema de la bariogénesis, el por qué solo hay tres generaciones de familias y la razón de la discrepancia entre el rango de masas, así como el saber qué es la materia oscura y cómo interactúa con las partículas del ME.

De esta manera una alternativa más allá del ME que podría dar respuesta a alguna de estas preguntas sin contestar, es el modelo de Multi-dobletes de Higgs en el cual se introducen dobletes de $SU(2)$ en el sector de Higgs, ya que no hay ninguna razón que pudiera restringir a un solo doblete al sector de Higgs[19]. Además hay muchas indicaciones como en teorías de gran unificación en las cuales es necesario agregar multipletes de Higgs.

Por lo tanto en este capítulo daremos una breve descripción del modelo de N-dobletes de Higgs, además se dará una breve descripción del modelo de 2-dobletes de Higgs, ya que es el modelo más simple del NHDM y además nos proporciona una guía para poder abordar el problema de 3-dobletes de Higgs, finalmente se hablará del modelo de 3-dobletes de Higgs de manera muy general, ya que el modelo que trabajaremos en esta tesis será el potencial de 3 dobletes de Higgs bajo la simetría S_3 .

2.1. El modelo de N-dobletes de Higgs

El sector escalar del ME consiste de solo un doblete con hipercarga $Y = 1/2$. Muchas extensiones del ME incluyen una extensión al sector de Higgs[9]. Hay muchas motivaciones teóricas para extender el sector escalar de la teoría electrodébil,

Modelo de Multi-dobletes de Higgs

2.1 El modelo de N-dobletes de Higgs

aún si solo se consideran extensiones de aquellas teorías basadas en el grupo de norma $SU_c(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ [100, 101]. Entre las motivaciones más importantes teóricamente hablando se pueden incluir:

- **Supersimetría:** es una extensión supersimétrica del ME, se necesitan 2-dobletes de Higgs, con hipercarga $Y = 1/2$ e $Y = -1/2$. Se hace de esta manera, ya que en primer lugar se necesita dotar de masa a ambos tipos de quarks up y down, por otro lado porque se necesita eliminar las anomalías de norma generadas por el compañero fermiónico supersimétrico de los escalares.
- **Bariogénesis:** una de las características más excitantes de la teoría electrodébil es el hecho de que tiene todos los ingredientes necesarios para generar una asimetría bariónica en el universo temprano como violación de número bariónico, violación de C y CP. Sin embargo, hasta ahora es claro que el ME no puede proveer toda la asimetría bariónica observada. Además los efectos de violación de CP que provienen del mecanismo de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa en las tres generaciones de familias del ME se dan a una escala de energía muy baja. Por lo tanto la necesidad de tener fuentes de violación de CP que pudieran llevar a una exitosa bariogénesis es una importante motivación para considerar física más allá del ME. De esta manera la extensión del sector de Higgs es una de las formas más simples de tener nuevas fuentes de violación de CP.
- **Simetrías del sabor:** Incluir simetrías del sabor en el sector de Yukawa, puede ayudar a explicar la masa de los fermiones y sus mezclas. Se han hecho estudios extendiendo el sector de Yukawa bajo la simetría S_3 pero sin extender el sector de Higgs[36, 37, 39]. Sin embargo si se impone dicha simetría como una simetría fundamental del sector de materia debe extenderse necesariamente el concepto de sabor en el sector de Higgs agregando tres dobletes o más. Se han realizado trabajos extendiendo el sector de Yukawa y el sector de Higgs bajo la simetría S_3 y se han hallado resultados muy interesantes[50, 51, 60, 61]. Los resultados encontrados reproducen muy bien las matrices de masas y mezcla de los quarks y leptones, reproduce la matriz de mezcla de los neutrinos V_{PMNS} como la de los quarks V_{CKM} . Además a través de las expresiones explícitas de las matrices de Yukawa se calcularon las FCNC, las cuales resultaron estar suprimidas, algo realmente importante ya que se requiere justamente que estas FCNC estén

Modelo de Multi-dobletes de Higgs

2.1 El modelo de N-dobletes de Higgs

suprimidas en cualquier modelo debido a los datos experimentales existentes.

De todos los tipos de multipletes escalares que se podrían pensar en agregar al ME, hay dos opciones destacadas, una de ellas son dobletes de $SU(2)$ con hipercarga $Y = 1/2$ y singletes de $SU(2)$ con hipercarga $Y = 0$. Ambos tipos de multipletes tienen la ventaja de que pueden tener acoplamientos de Yukawa con los fermiones usuales, permitiendo tener efectos interesantes.

Los modelos de N-dobletes de Higgs tienen el grupo de norma $SU_L(2) \times U_Y(1)$. El sector de Higgs consiste de $N > 1$ dobletes $\Phi_a (a = 1, 2, \dots, N)$ con hipercarga $Y = 1/2$. Así,

$$\Phi_a = \begin{pmatrix} \phi_a^+ \\ \phi_a^0 \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

entonces,

$$\bar{\Phi}_a \equiv i\sigma_2 \Phi_a^* = \begin{pmatrix} \phi_a^{0*} \\ -\phi_a^- \end{pmatrix}, \quad (2.2)$$

son dobletes de $SU_L(2)$ con $Y = -1/2$.

Por lo tanto el potencial escalar es:

$$V = Y_{ab} \Phi_a^\dagger \Phi_b + Z_{abcd} (\Phi_a^\dagger \Phi_b) (\Phi_c^\dagger \Phi_d), \quad (2.3)$$

donde $a, b, c = 1, \dots, N$. Los coeficientes Y_{ab} tienen dimensiones de masa al cuadrado, y los coeficientes Z_{abcd} son adimensionales[10]. Se supone

$$Z_{abcd} = Z_{cdab} \quad (2.4)$$

sin perder generalidad. Mientras que la hermiticidad de V implica

$$\begin{aligned} Y_{ab} &= Y_{ab}^*, \\ Z_{abcd} &= Z_{badc}^*. \end{aligned} \quad (2.5)$$

El número de parámetros independientes del potencial de Higgs se muestra en el

Modelo de Multi-dobletes de Higgs

2.2 El modelo de 2-dobletes de Higgs.

siguiente cuadro 2.1:

	parámetros	magnitudes	fases
Y	N^2	$\frac{N(N+1)}{2}$	$\frac{N(N-1)}{2}$
Z	$\frac{N^2(N^2+1)}{2}$	$\frac{N^2(N^2+3)}{4}$	$\frac{N^2(N^2-1)}{4}$
Y y Z	$\frac{N^2(N^2+3)}{2}$	$\frac{N^4+5N^2+2N}{4}$	$\frac{N^4+N^2-2N}{4}$

Cuadro 2.1: Número de parámetros en los coeficientes Y y Z del potencial de Higgs.

Por lo tanto el número de parámetros reales es:[23]

$$N_{\text{tot}} = \frac{1}{2}N^2(N^2 + 3)$$

De esta manera para $N = 1$ nos da los 2 parámetros del Modelo Estándar (μ^2 y λ). Para $N = 2$ da los 14 parámetros del 2HDM. Hay 54 parámetros para $N = 3$ y 153 parámetros para $N = 4$.

Sin embargo se pueden absorber los parámetros, al aplicarle un cambio de base, lo que implica que no todos los parámetros tienen un significado físico.

Por otro lado el número de escalares cargados, neutros y seudoescalares para el modelo con N-dobletes, Φ_a ($a = 1, \dots, N$), está dado en el siguiente cuadro 2.2:

Escalares cargados	χ_i^\pm	$N - 1$
Seudoescalares	χ_i^0	$N - 1$
Escalares neutros	ϕ_i	N

Cuadro 2.2: Número de bosones de Higgs para el modelo con N-dobletes.

2.2. El modelo de 2-dobletes de Higgs.

El ejemplo más simple del modelo de N-Dobletes de Higgs es el de 2-dobletes de Higgs, en el cual solamente se han introducido dos dobletes escalares, Φ_1 y Φ_2 [17]. El potencial escalar renormalizable más general invariante bajo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ es:

$$\begin{aligned}
 V = & m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + (m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{H.c.}) \\
 & + \frac{1}{2} \lambda_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{1}{2} \lambda_2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) \\
 & + \left[\frac{1}{2} \lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_6 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \lambda_7 (\Phi_2^\dagger \Phi_2) (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \text{H.c.} \right]. \quad (2.6)
 \end{aligned}$$

Los parámetros m_{11}^2, m_{22}^2 y $\lambda_{1,2,3,4}$ son reales. En general, m_{12}^2 y $\lambda_{5,6,7}$ son complejos. Por lo tanto el potencial de Higgs depende de seis parámetros reales y de 4 parámetros complejos, lo que da un total de 14 grados de libertad.

En el lenguaje de la sección anterior Y_{ab} y Z_{abcd} están dadas de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
 Y_{11} &= m_{11}^2, & Y_{12} &= -m_{12}^2, \\
 Y_{21} &= -m_{12}^{2*}, & Y_{22} &= m_{22}^2; \\
 Z_{1111} &= \lambda_1, & Z_{2222} &= \lambda_2, \\
 Z_{1122} &= Z_{2211} = \lambda_3, & Z_{1221} &= Z_{2112} = \lambda_4, \\
 Z_{1212} &= \lambda_5, & Z_{2121} &= \lambda_5^*, \\
 Z_{1112} &= Z_{1211} = \lambda_6, & Z_{1112} &= Z_{2111} = \lambda_6^*, \\
 Z_{2212} &= Z_{1222} = \lambda_7, & Z_{2221} &= Z_{2122} = \lambda_7^*.
 \end{aligned}$$

2.2.1. Límites que acotan por debajo

La estabilidad en el potencial del 2HDM requiere que este acotado por abajo, es decir, que no haya alguna dirección en el campo a lo largo de la cual el potencial tienda hacia menos infinito. Este es un requerimiento básico para cualquier teoría física, la existencia de un mínimo estable, alrededor del cual se puedan hacer cálculos perturbativos, la cual está lograda en el potencial escalar del ME a través de la condición trivial de que $\lambda > 0$, donde λ es el acoplamiento cuártico del potencial del ME.

El potencial escalar del 2HDM es mucho más complicado que el del ME, y asegurar su estabilidad requiere que se estudien todas las posibles direcciones a lo largo de las cuales los campos Φ_1 y Φ_2 (o mejor dicho sus ocho campos que lo conforman) tiendan a valores arbitrariamente grandes. En general, la existencia de un mínimo no trivial, lo que significa que los campos ϕ_i adquieren un valor de

Modelo de Multi-dobletes de Higgs

2.2 El modelo de 2-dobletes de Higgs.

expectación del vacío diferente de cero, implica dos condiciones en los parámetros del potencial. Tienen que ser tal que: la parte cuártica del potencial escalar, V_4 , sea positiva para valores arbitrariamente grandes para las componentes de los campos, pero la parte cuadrática del potencial escalar, V_2 , puede tomar valores negativos para al menos uno de los campos.

Las restricciones para la parte cuártica, V_4 , necesitan ser tomadas cuidadosamente. Ya que se pide que $V_4 > 0$ para todos los $\phi_i \rightarrow \infty$, este es un requerimiento fuerte de estabilidad. Pero también se puede pedir una estabilidad en sentido marginal, pidiendo que $V_4 \geq 0$, para alguna dirección en el espacio de los campos tendiendo a infinito.

La igualdad en la cota de la estabilidad marginal tiene un requerimiento adicional, y es que si existe alguna dirección en el espacio de los campos tal que $V_4 \rightarrow 0$, es necesario exigir que, a lo largo de esa específica dirección, se tenga $V_2 \geq 0$.

Así para el modelo de 2HDM las condiciones de estabilidad para los parámetros cuárticos del potencial son las siguientes:[102]

$$\begin{aligned} \lambda_1 &\geq 0, & \lambda_2 &\geq 0, \\ \lambda_3 &\geq -\sqrt{\lambda_1\lambda_2}, & \lambda_3 + \lambda_4 - |\lambda_5| &\geq -\sqrt{\lambda_1\lambda_2}, \end{aligned}$$

donde se ha tomado λ_5 real, y $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$, estas son de hecho las condiciones necesarias y suficientes para asegurar que los términos del potencial cuárticos son positivos en cualquier dirección.

2.2.2. El rompimiento espontáneo de la simetría en el 2HDM

Si el potencial escalar del 2HDM está acotado por abajo, siendo una función polinomial cuártica, seguramente tendrá un mínimo global en algún lugar. Estos mismos argumentos se aplican en el ME, pero ahí solo se tienen dos clases de mínimo: el trivial, para el cual el bosón de Higgs adquiere un vev igual a cero, y el usual en el cual la simetría electrodébil se rompe, lejos del origen, para $\langle \Phi \rangle = v/\sqrt{2}$. En particular, el vacío que rompe conservación de carga eléctrica y CP son imposibles en el ME.

En el modelo de 2HDM la estructura del vacío es más rica, se pueden tener tres tipos de vacío además del caso trivial ($\langle \Phi_1 \rangle = \langle \Phi_2 \rangle = 0$).

El vacío normal se tiene cuando los $vevs$ no tienen ninguna fase compleja relativa

y estos trivialmente pueden ser reales

$$\langle \Phi_1 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \langle \Phi_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (2.7)$$

donde $v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} = 246 \text{ GeV}$ y se puede definir el ángulo de mezcla, $\tan \beta = v_2/v_1$. Esta solución es la equivalente al vacío del ME. Podemos distinguir un caso especial aquí, en el cual la condición del mínimo permite para alguno de los *vevs*, v_1 ó v_2 sean cero, los cuales son llamados “modelos inertes”.

El vacío que rompe CP, es donde los *vevs* tienen una fase compleja relativa, esto es

$$\langle \Phi_1 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_1}{\sqrt{2}} e^{i\theta} \end{pmatrix}, \langle \Phi_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (2.8)$$

con v_1 y v_2 real y positivo por definición.

El vacío con rompimiento de carga, se tiene cuando uno de los *vevs* lleva carga eléctrica, esto es:

$$\langle \Phi_1 \rangle = \begin{pmatrix} \frac{\alpha}{\sqrt{2}} \\ \frac{v_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \langle \Phi_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (2.9)$$

donde v_1, v_2, α son números reales. Debido a la presencia de un *vev* distinto de cero en la componente de arriba (cargada) de los campos, este vacío rompe conservación de carga eléctrica, causando que el fotón adquiera masa. Por lo que este tipo de vacío deben ser evitado a toda costa.

2.2.3. Variantes del 2HDM

Cuando se toma en cuenta el sector de quarks, aparecen diferentes variantes del 2HDM, ya que a nivel árbol pueden aparecer FCNC, debido a que los escalares de Higgs pueden llevar a esas FCNC. Por lo tanto para evitar esa situación en el 2HDM se deben de introducir simetrías discretas o continuas, lo que lleva a tener diferentes variantes del modelo, que dependerán de cómo se acoplen los dobletes de

Modelo de Multi-dobletes de Higgs

2.2 El modelo de 2-dobletes de Higgs.

Higgs en el sector de Yukawa[94]. Normalmente se usan simetrías globales \mathcal{Z}_2 , las cuales romperán suavemente el sector escalar. Para el 2HDM hay cuatro diferentes elecciones de la asignación de la carga de \mathcal{Z}_2 que producen diferentes fenomenologías. Dependiendo de la elección de la \mathcal{Z}_2 se definen los cuatro tipos de modelos del 2HDM. En todos los casos se toma $\Phi_2 \rightarrow -\Phi_2$ bajo la simetría \mathcal{Z}_2 mientras que $\Phi_1 \rightarrow \Phi_1$.

A continuación presentamos los diferentes tipos de modelos que hay en 2HDM.

- Tipo I: Todos los quarks y leptones cargados se acoplan a un solo doblete, en particular a Φ_2 .
- Tipo II: Los quarks tipo up se acoplaran a uno de los dobletes de Higgs, usualmente a Φ_2 , mientras que los quarks tipo down y los leptones cargados se acoplaran al otro doblete Φ_1 . Esta estructura aparece en el sector de Higgs del modelo Mínimo Súper Simétrico.
- Tipo X: En este caso todos los quarks se acoplan al doblete Φ_2 , mientras que todos los leptones se acoplan a Φ_1 .
- Tipo Y: Los quarks tipo up y los leptones cargados se acoplan al doblete Φ_2 , y los quarks tipos down deben acoplarse a Φ_1 .

Como podemos inferir cada uno de los diferentes tipos tendrán su propia fenomenología.

2.2.4. La base del Higgs y el limite de alineamiento en el 2HDM

Para el caso en particular cuando se toma el mínimo normal, se satisfacen las siguientes condiciones:

$$v^2 = v_1^2 + v_2^2 = (246\text{GeV})^2, \quad \tan \beta \equiv \frac{v_2}{v_1}. \quad (2.10)$$

Además se obtienen los eigenestados de masa para cada uno de los bosones del Higgs del modelo, en particular para poder hallar los eigenestados de masa de los bosones escalares, se define un ángulo de mezcla α , que está en término de los parámetros del modelo.

Modelo de Multi-dobletes de Higgs

2.3 El modelo de 3-dobletes de Higgs.

Sin embargo después del rompimiento espontaneo de la simetría, es conveniente rotar a una nueva base de los campos escalares, tal que el vev esté completamente en el primer doblete, mientras que el otro doblete de Higgs permanezca sin vev . Esta base es conocida como la base del Higgs, en la cual los dobletes se expresan de la siguiente manera:[16, 103]

$$\Phi = \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{v+\hat{h}+iG_0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \Psi = \begin{pmatrix} \hat{H}^+ \\ \frac{\hat{H}+i\hat{A}}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (2.11)$$

donde G^\pm y G_0 son los bosones de Goldstone que dotaran de masa a los bosones vectoriales, mientras que los estados \hat{H}^\pm , \hat{A} , \hat{h} y \hat{H} en general no son eigenestados de masa y se tendrían que definir ángulos de mezcla (α) que nos lleven a los eigenestados de masa.

Utilizar dicha base, ayuda enormemente para poder calcular diferentes acoplamientos y extraer información del modelo en general.

Por otro lado en el 2HDM, cuando se toma el mínimo normal y se define el ángulo de mezcla α , se obtiene que los eigenestados de masa de los bosones de Higgs se expresan en términos del $\cos(\beta - \alpha)$ o el $\sin(\beta - \alpha)$, así como varios de los acoplamientos del modelo. Es a través de esta diferencia de ángulos que se define el límite de alineamiento, el cual consiste en tomar a uno de los bosones escalares como el Higgs que corresponde con el del ME y en base a ello poder obtener la fenomenología.

2.3. El modelo de 3-dobletes de Higgs.

El siguiente ejemplo del modelo de N-Dobletes de Higgs es el de 3-dobletes de Higgs, en el cual se han introducido tres dobletes escalares, Φ_1 , Φ_2 y Φ_3 . Dicha extensión puede dar fuentes de CP, FCNC, también se podrían tener candidatos de materia oscura a través de modelos inertes, como en el caso del 2HDM, sin violación de CP[104].

La forma más general del potencial del modelo de 3-dobletes de Higgs, como dijimos en la sección anterior, tiene 54 parámetros independientes, lo que hace bastante complicado el extraer su fenomenología. Una forma de restringir el número de parámetros es imponiendo la condición de estabilidad del potencial. Sin embargo se pueden restringir aún más imponiendo algunas condiciones como pedir que se

Modelo de Multi-dobletes de Higgs

2.3 El modelo de 3-dobletes de Higgs.

preserve CP explícitamente o imponer simetrías continuas, sin embargo dichas simetrías podrían generar bosones de Goldstone sin masa después del rompimiento de la simetría electrodébil, otra posibilidad es quitar términos a mano ó imponer simetrías discretas, será en esta última en la que nos centraremos en el siguiente capítulo.

Capítulo 3

Simetrías discretas en los NHDM

Muchos de los sistemas físicos dentro de su dinámica son invariantes bajo algún tipo de transformación [105]. Así la naturaleza se puede describir a través de simetrías, lo que las lleva a tomar un papel importante en física y en especial en física de partículas. Dichas simetrías pueden ser continuas, como las simetrías de Lorentz y las simetrías de norma, o pueden ser discretas como son las simetrías C, P y T [32]. Por otro lado simetrías discretas abelianas como las \mathcal{Z}_N frecuentemente se imponen con el propósito de evitar acoplamientos que no estén permitidos. Además las simetrías discretas abelianas y no abelianas se imponen en los nuevos modelos para poder entender la física del sabor.

Entonces se puede imponer simetrías discretas o continuas, sin embargo el imponer simetrías continuas, para los NHDM, podría implicar la presencia de bosones de Goldstone sin masa[10], en caso de tener un rompimiento en la simetría, lo cual no es conveniente en cualquier modelo ya que no hay evidencia experimental de tales bosones. También el rompimiento tanto de las simetrías continuas como discretas, pueden dejar simetrías discretas remanentes. Por lo tanto nos concentraremos en las simetrías discretas que se pueden imponer en modelos de multi-dobletes de Higgs.

Como se mostró en el capítulo anterior en el NHDM el número de parámetros crece muy rápido con N [10]. Una forma de poder reducir el número de parámetros es imponiendo alguna simetría, ya sea discreta o continua, a los campos del Higgs. Por otro lado, en cualquier modelo con el sector escalar extendido, específicamente el NHDM, se pueden especificar cuantos escalares interactúan con los fermiones, con el fin de completar y mostrar su relevancia en el experimento, como se dijo en el capítulo anterior[106]. Por lo que los acoplamientos genéricos de Yukawa con diferentes dobletes de escalares y tipo de fermiones, podrían llevar a FCNC y violar

las observables de precisión electrodébiles y constricciones de la física del sabor. Una forma natural de suprimir estas FCNC es imponiendo simetrías discretas del sabor, no solo en el sector escalar de la teoría sino también en el sector de Yukawa[32, 33].

Otro de los motivos para imponer simetrías de sabor es que en el ME, antes del rompimiento de la simetría de norma, no hay diferencia entre las tres generaciones, y una simetría del sabor podría dar una explicación natural de esto. El modelo de 2-dobletes de Higgs incluye cuatro tipos de la simetría \mathcal{Z}_2 en el sector de Yukawa, el cual es un buen ejemplo de la interacción entre el sector escalar y observables del sabor mediante simetrías discretas. Entonces, con muchos dobletes de Higgs, se tiene mucha más libertad al imponer simetrías discretas tanto en el sector escalar como en el sector de Yukawa.

Algunas de las simetrías discretas que se pueden imponer en un modelo de N-dobletes de Higgs, en particular el los modelos de 2HDM y 3HDM son \mathcal{Z}_2 , \mathcal{Z}_3 , \mathcal{Z}_4 , $\mathcal{Z}_2 \times \mathcal{Z}_2$, S_3 , D_4 , A_4 , S_4 , $\Lambda(54)/\mathcal{Z}_3$, $\Sigma(36)$ [107, 108], las cuales pueden ayudar a conservar o violar CP o suprimir las FCNC, como ya se ha expuesto anteriormente. Así las simetrías discretas, en particular las no-abelianas, son una herramienta importante en los modelos nuevos de física del sabor, ya que podrían ser una simetría remanente de alguna simetría mayor, tales como las simetrías del sabor A_4 , S_4 . Por otro lado, las simetrías discretas no-abelianas podrían ser un puente con la física de bajas energías y teorías más allá.

3.1. Simetría de sabor S_3

A continuación nos centraremos en particular en la simetría S_3 ya que será justamente esta simetría del sabor bajo la cual estará el potencial de Higgs del cual hablaré en el siguiente capítulo. Una de las razones para usar esta simetría es que antes de la introducción del bosón de Higgs y de los términos de Yukawa, la lagrangiana es quiral e invariante con respecto a cualquier permutación de los campos fermiónicos derechos e izquierdos, que se representan por tres familias. Otra de las razones es la expuesta en el capítulo anterior referente a los trabajos realizados por M. Mondragón et al. [50, 51, 60, 61] donde, como se explicó, ha reproducido de forma exacta las matrices de masas y mezclas en el sector de Yukawa. De esta forma, si se impone S_3 como una simetría fundamental del sector de materia, necesariamente se debe extender el sector de Higgs para que la simetría no esté rota a la escala de

Fermi.

El grupo S_3 es el grupo discreto no-abeliano más pequeño, el cual corresponde a la permutación de tres objetos o la simetría de un triangulo equilátero (rotaciones y reflexiones), cuyos elementos son las seis permutaciones posibles de tres objetos (x_1, x_2, x_3) , mostradas a continuación:

$$e : (x_1, x_2, x_3) \rightarrow (x_1, x_2, x_3), \quad a : (x_1, x_2, x_3) \rightarrow (x_2, x_1, x_3),$$

$$b : (x_1, x_2, x_3) \rightarrow (x_3, x_2, x_1), \quad ab : (x_1, x_2, x_3) \rightarrow (x_2, x_3, x_1),$$

$$ba : (x_1, x_2, x_3) \rightarrow (x_3, x_1, x_2), \quad bab : (x_1, x_2, x_3) \rightarrow (x_1, x_3, x_2).$$

Todos los elementos del grupo se pueden escribir como $\{e, a, b, ab, ba, bab\}$.

El número de representaciones irreducibles es igual al número de clases de conjugación. S_3 tiene tres clases de conjugación, por lo tanto tiene tres representaciones irreducibles que son: un singlete simétrico $\mathbf{1}_S$, un singlete anti-simétrico $\mathbf{1}_A$ y un doblete $\mathbf{2}$ [32].

La representación unitaria irreducible de S_3 es :

$$\begin{aligned} D(e) &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, D(a) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, D(b) = \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} & -\frac{\sqrt{3}}{2} \\ -\frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \\ D(ab) &= \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} & -\frac{\sqrt{3}}{2} \\ \frac{\sqrt{3}}{2} & -\frac{1}{2} \end{pmatrix}, D(ba) = \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} \\ -\frac{\sqrt{3}}{2} & -\frac{1}{2} \end{pmatrix}, D(bab) = \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} \\ \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Por otro lado la regla de multiplicación entre la representación irreducible está dada como sigue:

$$\begin{aligned} \mathbf{1}_S \otimes \mathbf{1}_S &= \mathbf{1}_S, \quad \mathbf{1}_S \otimes \mathbf{1}_A = \mathbf{1}_A, \quad \mathbf{1}_A \otimes \mathbf{1}_S = \mathbf{1}_A, \quad \mathbf{1}_A \otimes \mathbf{1}_A = \mathbf{1}_S, \\ \mathbf{1}_S \otimes \mathbf{2} &= \mathbf{2}, \quad \mathbf{1}_A \otimes \mathbf{2} = \mathbf{2}, \quad \mathbf{2} \otimes \mathbf{1}_S = \mathbf{2}, \quad \mathbf{2} \otimes \mathbf{1}_A = \mathbf{2}; \\ \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}_2 \otimes \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix}_2 &= (a_1 b_1 + a_2 b_2)_{\mathbf{1}_S} \oplus (a_1 b_2 - a_2 b_1)_{\mathbf{1}_A} \oplus \begin{pmatrix} a_1 b_2 + a_2 b_1 \\ a_1 b_1 - a_2 b_2 \end{pmatrix}_2. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Estas reglas de multiplicación son importantes para la fenomenología de las partículas, ya que a los campos de materia o de Higgs se les debe de asignar cierta representación bajo la simetría discreta[32]. Además la lagrangiana también debe ser invariante bajo la simetría discreta, y es de esta manera que al imponer la simetría en alguno de los sectores, el espacio de parámetros del modelo se puede restringir.

Simetrías discretas en los NHDM

3.1 Simetría de sabor S_3

Por otro lado el grupo S_3 tiene seis subgrupos, el grupo trivial, el grupo completo, tres subgrupos de \mathcal{Z}_2 cuyos elementos serían $\{e, a\}$, $\{e, b\}$ y $\{e, bab\}$, los cuales corresponden a la reflexión sobre el eje de simetría del triángulo y un grupo de \mathcal{Z}_3 cuyo elemento está conformado por $\{e, ab, ba\}$.

El ME solo tiene un doblete de Higgs $SU(2)$ el cual solo puede estar representado por un singlete simétrico, $\mathbf{1}_S$, de S_3 . Por lo tanto, para poder extender dicha simetría en el sector de Higgs, se deben de asignar a los dobletes extras alguna de las representaciones de la simetría y en base a ellas realizar los productos tensoriales que dejen invariante la lagrangiana del modelo. En el siguiente capítulo presentaremos el potencial de Higgs con tres dobletes de $SU(2)$ bajo la simetría S_3 y enfatizaremos como fueron asignados cada uno de los elementos bajo esta simetría.

Capítulo 4

El sector escalar en el S3-3H

El modelo de 3-dobletes de Higgs, como se mencionó en el capítulo 2, puede ayudarnos a tener posibles fuentes de CP o proporcionar candidatos a materia oscura. Más específicamente el 3HDM bajo la simetría del sabor S_3 , que como dijimos anteriormente denotaremos como S3-3H, podría ayudarnos a entender la organización de los fermiones en las diferentes generaciones que tienen, como una posible estructura subyacente más allá del ME. Además del hecho que la simetría S_3 tiene gran simplicidad y predictividad, específicamente en este modelo, el imponer dicha simetría ayuda a reducir el número de parámetros significativamente, ya que de los 54 parámetros libres que tendría el modelo sin ninguna simetría impuesta, al imponer esta simetría S_3 , el número de parámetros libres del modelo se reduce a 10.

En este capítulo presentaremos cuál es el potencial de Higgs bajo esta simetría S_3 , cuáles son las condiciones de minimización, trabajaremos con el mínimo normal. Se presentarán las condiciones de estabilidad y las expresiones de las condiciones de unitariedad. Se mostrará la parametrización geométrica de los *vevs*, cuáles son las matrices de masa y las expresiones de las masas del modelo. Finalmente se presentará la base del Higgs, así como el término cinético del modelo.

4.1. El potencial de Higgs bajo S_3

Como se mostró en el capítulo anterior, el grupo no abeliano S_3 tiene tres representaciones irreducibles; dos representaciones irreducibles uno-dimensionales, $\mathbf{1}_A$ y $\mathbf{1}_S$, los cuales son singletes antisimétrico y simétrico, respectivamente, y una representación irreducible dos-dimensional, $\mathbf{2}$, el cual es un doblete[89]. Por lo tanto la asignación de los dobletes de $SU_L(2)$, H_1 , H_2 y H_s , bajo esta simetría, S_3 , se organizan de la siguiente manera, los primeros dos dobletes de Higgs se asignan al

El sector escalar en el S3-3H

4.1 El potencial de Higgs bajo S_3

doblete, $\mathbf{2}$, de S_3 y el tercer doblete se asigna al singleto simétrico, $\mathbf{1}_S$. De igual forma, cuando mostremos los resultados en el sector de Yukawa, la asignación será similar, más adelante se detallará.

Así la densidad lagrangiana del sector de Higgs bajo la simetría S_3 está dada como sigue:

$$\mathcal{L}_\phi = (D_\mu H_s)^2 + (D_\mu H_1)^2 + (D_\mu H_2)^2 - V(H_1, H_2, H_s), \quad (4.1)$$

donde D_μ es la derivada covariante usual, definida en la Ec.(1.20). El potencial de Higgs, $V(H_1, H_2, H_s)$, más general para el modelo de tres dobletes de Higgs invariante bajo $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times S_3$ es el siguiente:

$$\begin{aligned} V = & \mu_1^2 \left(H_1^\dagger H_1 + H_2^\dagger H_2 \right) + \mu_0^2 \left(H_s^\dagger H_s \right) + \frac{a}{2} \left(H_s^\dagger H_s \right)^2 + b \left(H_s^\dagger H_s \right) \left(H_1^\dagger H_1 + H_2^\dagger H_2 \right) \\ & + \frac{c}{2} \left(H_1^\dagger H_1 + H_2^\dagger H_2 \right)^2 + \frac{d}{2} \left(H_1^\dagger H_2 - H_2^\dagger H_1 \right)^2 + e f_{ijk} \left(\left(H_s^\dagger H_i \right) \left(H_j^\dagger H_k \right) + h.c. \right) \\ & + f \left\{ \left(H_s^\dagger H_1 \right) \left(H_1^\dagger H_s \right) + \left(H_s^\dagger H_2 \right) \left(H_2^\dagger H_s \right) \right\} + \frac{g}{2} \left\{ \left(H_1^\dagger H_1 - H_2^\dagger H_2 \right)^2 + \left(H_1^\dagger H_2 + H_2^\dagger H_1 \right)^2 \right\} \\ & + \frac{h}{2} \left\{ \left(H_s^\dagger H_1 \right) \left(H_s^\dagger H_1 \right) + \left(H_s^\dagger H_2 \right) \left(H_s^\dagger H_2 \right) + \left(H_1^\dagger H_s \right) \left(H_1^\dagger H_s \right) + \left(H_2^\dagger H_s \right) \left(H_2^\dagger H_s \right) \right\}; \quad (4.2) \end{aligned}$$

donde $f_{112} = f_{121} = f_{211} = -f_{222} = 1$ y los subíndices 1, 2 corresponden a los dobletes de Higgs de $SU_L(2)$ con índices de sabor 1, 2. Los parámetros μ_1^2 y μ_0^2 tienen dimensiones de masa al cuadrado, mientras que los auto-acoplamientos a, b, \dots, h son parámetros adimensionales. En general e y h pueden ser complejos, pero los supondremos reales a fin de que CP no esté rota explícitamente.

Los tres dobletes de Higgs de $SU_L(2)$, H_1, H_2 y H_s , se pueden escribir de la siguiente manera:

$$H_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_4 \\ \phi_7 + i\phi_{10} \end{pmatrix}, \quad H_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_2 + i\phi_5 \\ \phi_8 + i\phi_{11} \end{pmatrix}, \quad H_s = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_3 + i\phi_6 \\ \phi_9 + i\phi_{12} \end{pmatrix}, \quad (4.3)$$

el factor $1/\sqrt{2}$ nos da la normalización adecuada. A modo de simplificar la notación y siguiendo la notación de la Ref.[88, 89], se introducen las siguientes variables:

$$\begin{aligned}
 x_1 &= H_1^\dagger H_1, & x_4 &= \text{Re}(H_1^\dagger H_2), & x_7 &= \text{Im}(H_1^\dagger H_2), \\
 x_2 &= H_2^\dagger H_2, & x_5 &= \text{Re}(H_1^\dagger H_s), & x_8 &= \text{Im}(H_1^\dagger H_s), \\
 x_3 &= H_s^\dagger H_s, & x_6 &= \text{Re}(H_2^\dagger H_s), & x_9 &= \text{Im}(H_2^\dagger H_s).
 \end{aligned}
 \tag{4.4}$$

De esta manera el potencial de Higgs, Ec.(4.2), se puede reescribir en términos de las variables anteriores como sigue:

$$\begin{aligned}
 V &= \mu_1^2(x_1 + x_2) + \mu_0^2 x_3 + \frac{a}{2} x_3^2 + b(x_1 + x_2)x_3 + \frac{c}{2}(x_1 + x_2)^2 \\
 &\quad - 2dx_7^2 + 2e[(x_1 - x_2)x_6 + 2x_4x_5] + f(x_5^2 + x_6^2 + x_8^2 + x_9^2) \\
 &\quad + \frac{g}{2}[(x_1 - x_2)^2 + 4x_4^2] + h(x_5^2 + x_6^2 - x_8^2 - x_9^2).
 \end{aligned}
 \tag{4.5}$$

Como podemos ver, antes del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil (EWSB por sus siglas en inglés) tenemos 10 parámetros libres para nuestro modelo S3-3H.

4.2. Mínimo normal

En el capítulo 2 se mencionó que en el modelo de 2HDM se puede tener diferentes mínimos, lo mismo ocurre para el modelo de 3HDM, este potencial tiene tres tipos de mínimos o puntos estacionarios[88]. Para nuestro modelo en particular supondremos que no se rompe carga eléctrica ni CP, cuando los dobletes, H_1, H_2, H_s , adquieren vev diferente de cero. Lo que quiere decir que nosotros trabajaremos con el mínimo normal donde solo la parte real de los campos neutros adquiere vev . Expresado en término de las componentes de los campos de H_1, H_2 y H_s , Ec.(4.3), tenemos:

$$\phi_7 = v_1, \phi_8 = v_2, \phi_9 = v_3, \phi_i = 0, \quad i \neq 7, 8, 9,
 \tag{4.6}$$

esta condición introduce dos parámetros libres adicionales, ya que deben de satisfacer la condición:

$$\sqrt{v_1^2 + v_2^2 + v_3^2} = v = 246 \text{ GeV},
 \tag{4.7}$$

estamos tomando a los v_i 's reales y diferentes de cero, suponiendo que la simetría de CP no está espontáneamente rota.

Ahora de la relación entre ϕ_i 's y x_i 's, se obtiene que $\langle x_l \rangle = v_l^2$ para $l = 1, 2, 3$, $\langle x_4 \rangle = v_1 v_2$, $\langle x_5 \rangle = v_1 v_3$, $\langle x_6 \rangle = v_2 v_3$, y $\langle x_8 \rangle = \langle x_7 \rangle = \langle x_9 \rangle = 0$. Se puede escribir la condición del mínimo para el potencial como:

$$\frac{\partial V}{\partial v_i} = 0 \longleftrightarrow \frac{\partial V}{\partial x_j} \frac{\partial x_j}{\partial v_i} = 0, \quad (4.8)$$

donde $i = 1, 2, 3$; $j = 1, 2, \dots, 9$. De donde obtenemos las condiciones de minimización explícitas:

$$0 = [2\mu_1^2 + (b + f + h)v_3^2 + (c + g)(v_1^2 + v_2^2)]v_1 + 6ev_1 v_2 v_3, \quad (4.9)$$

$$0 = [2\mu_1^2 + (b + f + h)v_3^2 + (c + g)(v_1^2 + v_2^2)]v_2 + 3e(v_1^2 - v_2^2)v_3, \quad (4.10)$$

$$0 = [2\mu_0^2 + (b + f + h)(v_1^2 + v_2^2) + av_3^2]v_3 + e(3v_1^2 - v_2^2)v_2. \quad (4.11)$$

Hasta el momento el potencial de Higgs tiene 10 parámetros libres, más 2 adicionales debido a los tres $vevs$, lo que da un total de 12 parámetros libres, sin embargo las Ecs.(4.9) y (4.11) restringen dos de ellos, ya que se halla que:

$$v_1^2 = 3v_2^2. \quad (4.12)$$

Además de la solución presentada en la Ec.(4.12), existe otra solución para estas ecuaciones, la cual es $e = 0$, para este caso se obtiene que $v_1 = v_2$ y aparece un bosón de Goldstone neutro sin masa, debido a una simetría residual continua $SO(2)$, dicho caso ha sido reportado previamente en [44, 89], esta solución no sera analizada en este trabajo de tesis. El mínimo más general para este potencial, es decir, cuando es real y complejo se ha estudiado en [78]. Para el análisis que se desarrollará a lo largo de la tesis, solo consideraremos a detalle la solución de la Ec.(4.12), para el caso cuando $v_1 = +\sqrt{3}v_2$, dicha relación expresa la existencia de un simetría residual \mathcal{Z}_2 después del RES. Esta simetría residual que aparece, corresponde con uno de los subgrupos de S_3 , que mencionamos en el capítulo anterior, dicha simetría residual corresponde con una de las reflexiones sobre el eje de simetría del triángulo. Para el caso cuando se toma la raíz negativa, $v_1 = -\sqrt{3}v_2$, también se tienen una simetría residual \mathcal{Z}_2 , que corresponde con otro de los subgrupos de S_3 . Ambas soluciones

llevan a los mismas expresiones para las masas de los bosones de Higgs del modelo.

4.2.1. Condiciones de estabilidad del potencial

Para poder tener un potencial de Higgs aceptable se necesita asegurar la estabilidad del potencial, para poder tener un mínimo estable. Así las condiciones para que el potencial esté acotado por abajo, es decir, que no haya alguna dirección en los campos a lo largo de la cual el potencial tienda hacia menos infinito, debe de cumplir que todo el término cuártico del potencial sea mayor que cero cuando alguno de los campos o todos los campos tienden a infinito. El requerimiento de que el potencial esté acotado por debajo impone ciertas cotas en los auto-acoplamientos correspondientes a los términos cuárticos del potencial.

Analizando los términos cuárticos del potencial, se impone que sean positivos para poder acotar el potencial por debajo. Las cotas se obtienen estudiando direcciones en particular de los campos $\phi_i, i = 1, \dots, 12$, e imponiendo que los términos cuárticos estén limitados a que cuando los campos tiendan a infinito estos sean positivos.

De la Ec.(4.2) podemos ver que el potencial se puede dividir de la siguiente forma $V = V_2 + V_4$, donde

$$V_2 = \mu_1^2(x_1 + x_2) + \mu_0^2 x_3, \quad (4.13)$$

$$\begin{aligned} V_4 = & \frac{a}{2}x_3^2 + b(x_1 + x_2)x_3 + \frac{c}{2}(x_1 + x_2)^2 \\ & - 2dx_7^2 + 2e[(x_1 - x_2)x_6 + 2x_4x_5] + f(x_5^2 + x_6^2 + x_8^2 + x_9^2) \\ & + \frac{g}{2}[(x_1 - x_2)^2 + 4x_4^2] + h(x_5^2 + x_6^2 - x_8^2 - x_9^2), \end{aligned} \quad (4.14)$$

V_2 es el término cuadrático del potencial y V_4 es el término cuártico del potencial, por lo tanto analizando los términos de V_4 se obtienen las condiciones de estabilidad.

Para poder hacer el análisis se debe expresar explícitamente el valor de las x 's en términos de los campos ϕ 's, como se muestra a continuación:

$$x_1 = H_1^\dagger H_1 = \frac{1}{2}(\phi_1^2 + \phi_4^2 + \phi_7^2 + \phi_{10}^2),$$

$$\begin{aligned}
 x_2 &= H_2^\dagger H_2 = \frac{1}{2}(\phi_2^2 + \phi_5^2 + \phi_8^2 + \phi_{11}^2), \\
 x_3 &= H_s^\dagger H_s = \frac{1}{2}(\phi_3^2 + \phi_6^2 + \phi_9^2 + \phi_{12}^2), \\
 x_4 &= Re(H_1^\dagger H_2) = \frac{1}{2}(\phi_1\phi_2 + \phi_4\phi_5 + \phi_7\phi_8 + \phi_{10}\phi_{11}), \\
 x_5 &= Re(H_1^\dagger H_s) = \frac{1}{2}(\phi_1\phi_3 + \phi_4\phi_6 + \phi_7\phi_9 + \phi_{10}\phi_{12}), \\
 x_6 &= Re(H_2^\dagger H_s) = \frac{1}{2}(\phi_2\phi_3 + \phi_5\phi_6 + \phi_8\phi_9 + \phi_{11}\phi_{12}), \\
 x_7 &= Im(H_1^\dagger H_2) = \frac{1}{2}(\phi_1\phi_5 - \phi_2\phi_4 + \phi_7\phi_{11} - \phi_8\phi_{10}), \\
 x_8 &= Im(H_1^\dagger H_s) = \frac{1}{2}(\phi_1\phi_6 - \phi_3\phi_4 + \phi_7\phi_{12} - \phi_9\phi_{10}), \\
 x_9 &= Im(H_2^\dagger H_s) = \frac{1}{2}(\phi_2\phi_6 - \phi_3\phi_5 + \phi_8\phi_{12} - \phi_9\phi_{11}).
 \end{aligned}$$

Así tomando direcciones en particular se hallan las condiciones de estabilidad del potencial. A continuación presentamos cuáles son las condiciones de estabilidad para este potencial:

$$(c + g) > 0, \tag{4.15}$$

$$a > 0, \tag{4.16}$$

$$b + \sqrt{a(c + g)} > 0, \tag{4.17}$$

$$2|e| < \frac{(c + g)}{2} + (b + f + h) + \frac{a}{2}, \tag{4.18}$$

$$b + f + \sqrt{a(c + g)} > |h|, \tag{4.19}$$

$$2c + (g - d) > |d + g|, \tag{4.20}$$

$$c > 0. \tag{4.21}$$

Estas expresiones halladas son las condiciones suficientes para que se satisfaga la estabilidad en el potencial.

Constricciones de unitariedad

Del trabajo reportado en la Ref.[74], se encuentran las condiciones de unitariedad para el potencial del S3-3H. Ellos hicieron un análisis exhaustivo de dichas

condiciones y aquí presentaremos sus resultados, las cuales serán de ayuda para poder constreñir el espacio de parámetros del potencial y poder determinar la masa de los bosones de Higgs, Además dichas condiciones de unitariedad son importantes ya que aseguran que se respeta la perturbatividad unitaria. Las condiciones de unitariedad son:

$$|a_i^\pm|, |b_i| \leq 16\pi, \text{ para } i = 1, 2, \dots, 6, \quad (4.22)$$

donde

$$a_1^\pm = \frac{1}{2}(c - d + b + f) \pm \sqrt{\left(\frac{c - d + b + f}{2}\right)^2 - 4 \left[\left(\frac{c - d}{2}\right) \left(\frac{b + f}{2}\right) - e^2\right]}, \quad (4.23)$$

$$a_2^\pm = \frac{1}{2}(c + d + 2g + a) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(c + d + 2g + a)^2 - [a(c + d + 2g) - 2h^2]}, \quad (4.24)$$

$$a_3^\pm = \frac{1}{2}(c - d + 2g + a) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(c - d + 2g + a)^2 - [a(c - d + 2g) - 2f^2]}, \quad (4.25)$$

$$a_4^\pm = \frac{1}{2}(c + d + b + h) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(c + d + b + h)^2 - [(c + d)(b + h) - 4e^2]}, \quad (4.26)$$

$$a_5^\pm = \frac{1}{2}(5c - d + 2g + 3a) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(5c - d + 2g + 3a)^2 - [3a(5c - d + 2g) - 2(2b + f)^2]}, \quad (4.27)$$

$$a_6^\pm = \frac{1}{2}(c + d + 4g + b + 2f + 3h) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(c + d + 4g + b + 2f + 3h)^2 - [(c + d + 4g)(b + 2f + 3h) - 36e^2]} \quad (4.28)$$

$$b_1 = b + 2f - 3h, \quad (4.29)$$

$$b_2 = b - h, \quad (4.30)$$

$$b_3 = (c - 5d - 2g), \quad (4.31)$$

$$b_4 = (c - d - 2g), \quad (4.32)$$

$$b_5 = (c + d - 2g), \quad (4.33)$$

$$b_6 = b - f. \quad (4.34)$$

Las a_i^\pm y b_i , son los eigenvalores de la matriz-S que satisfacen la condición de unitariedad, dicha matriz la hallaron de la inspección de todos los posibles canales de dos cuerpos cargados y neutros del modelo. Aquí hemos tomado en cuenta la normalización que nosotros tenemos en los auto-acoplamientos de nuestro modelo,

por lo que difieren por un factor de 1/2 con respecto de las reportadas en [74].

4.3. Matrices de masa

Para hallar la masa de los bosones de Higgs se debe diagonalizar la matriz de 12×12 dada por la siguiente expresión:

$$(\mathcal{M}_H^2)_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \Big|_{\min}, \quad (4.35)$$

con $i, j = 1, \dots, 12$. Haciendo el cálculo explícito de la Ec.(4.35) y debido a la simetría del modelo, se obtienen 4 bloques diagonales de matrices de 3×3 , hermitianas y simétricas. Estas matrices de masas ya se han reportado en los trabajos de [74, 75], sin embargo difieren de nuestros resultados por un factor de $1/\sqrt{2}$, en los dobletes de Higgs.

Debido a que supusimos que no había violación de CP, se tienen un bloque denotado por \mathbf{M}_C^2 , que contienen las masas de los escalares cargados, otro bloque denotado por \mathbf{M}_S^2 que contiene las masas de los escalares neutros y el último bloque \mathbf{M}_A^2 contiene la masa de los pseudoescalares.

La matriz de masa para los bosones de Higgs cargados en términos de los parámetros del potencial, esta dada de la siguiente manera:

$$\mathbf{M}_C^2 = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} \end{pmatrix}, \quad (4.36)$$

a continuación se presentan los elementos que componen a la matriz de masa,

$$\begin{aligned} c_{11} &= -v_3[2ev_2 + \frac{v_3}{2}(f+h)] - gv_2^2, & c_{12} &= \sqrt{3}v_2(ev_3 + gv_2), \\ c_{13} &= \sqrt{3}v_2[ev_2 + \frac{v_3}{2}(f+h)], & c_{22} &= -v_3[4ev_2 + \frac{v_3}{2}(f+h)] - 3gv_2^2, \\ c_{23} &= v_2[ev_2 + \frac{v_3}{2}(f+h)], & c_{33} &= -\frac{2v_2^2[2ev_2 + v_3(f+h)]}{v_3}. \end{aligned} \quad (4.37)$$

La matriz de masa para los escalares neutros está dada como

$$\mathbf{M}_S^2 = \begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} \\ s_{21} & s_{22} & s_{23} \\ s_{31} & s_{32} & s_{33} \end{pmatrix}, \quad (4.38)$$

y los elementos de la matriz de masa son

$$\begin{aligned} s_{11} &= 3v_2^2(c + g), & s_{12} &= \sqrt{3}v_2[v_2(c + g) + 3ev_3], \\ s_{13} &= \sqrt{3}v_2[v_3(b + f + h) + 3ev_2], & s_{22} &= v_2[v_2(c + g) - 6ev_3], \\ s_{23} &= v_2[3ev_2 + (b + f + h)v_3], & s_{33} &= \frac{(av_3^3 - 4ev_2^3)}{v_3}. \end{aligned} \quad (4.39)$$

Para el caso de la matriz de masa de los bosones pseudoescalares tenemos

$$\mathbf{M}_A^2 = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix}, \quad (4.40)$$

donde

$$\begin{aligned} a_{11} &= -(v_2^2(d + g) + 2ev_2v_3 + hv_3^2), & a_{12} &= \sqrt{3}v_2(v_2(d + g) + ev_3), \\ a_{13} &= \sqrt{3}v_2(ev_2 + hv_3), & a_{22} &= -3v_2^2(d + g) - 4ev_2v_3 - hv_3^2, \\ a_{23} &= v_2(ev_2 + hv_3), & a_{33} &= -\frac{4v_2^2(ev_2 + hv_3)}{v_3}. \end{aligned} \quad (4.41)$$

Al diagonalizar estas matrices de masa obtendremos los bosones de Higgs del modelo S3-3H, que concretamente son dos bosones cargados, dos bosones pseudoescalares y tres bosones escalares.

4.3.1. Parametrización geométrica de los $v_{e\mu s}$

Para poder hacer el cálculo de las masas de los bosones de Higgs es conveniente escribir en coordenadas esféricas cada uno de los $v_{e\mu s}$ de la siguiente manera:

$$v_1 = v \cos \varphi \sin \theta, \quad v_2 = v \sin \varphi \sin \theta, \quad v_3 = v \cos \theta. \quad (4.42)$$

El uso de coordenadas esféricas nos ayuda a visualizar la relación que hay entre los *vevs* a través del ángulo θ , el cual da la mezcla que hay entre el *vev* del singlete, v_3 , y los *vevs* del doblete, v_1 y v_2 . Podemos hallar la relación que hay entre v_1 , v_2 y v_3 como:

$$\tan \varphi = \frac{v_2}{v_1}, \quad (4.43)$$

$$\tan \theta = \frac{v_2}{v_3 \sin \varphi}. \quad (4.44)$$

Luego de la Ec.(4.12) se tiene la relación que guardan v_1 y v_2 , dicha relación fija el valor de φ . Como ya se mencionó los *vevs* son reales y positivos, lo que implica que $\varphi = \pi/6$ por lo tanto tenemos las siguientes relaciones:

$$\tan \varphi = 1/\sqrt{3} \Rightarrow \sin \varphi = \frac{1}{2}, \quad \cos \varphi = \frac{\sqrt{3}}{2}. \quad (4.45)$$

$$\tan \theta = \frac{2v_2}{v_3} \Rightarrow \sin \theta = \frac{2v_2}{v}, \quad \cos \theta = \frac{v_3}{v}. \quad (4.46)$$

4.3.2. Diagonalización de las matrices de masas

Para obtener la matriz de masas y con ello los estados físicos, así como los bosones de Goldstone, se deben de diagonalizar las matrices dadas en las Ecs.(4.36), (4.38) y (4.40). Para lograr dicha diagonalización tomaremos la forma usual de la matriz R_I como se define a continuación:

$$[\mathcal{M}_{diag}^2]_I = R_I^T \mathbf{M}_I^2 R_I, \quad I = S, A, C. \quad (4.47)$$

donde los subíndices $I = S, A, C$ hacen referencia a escalar, pseudoescalar y cargado, respectivamente. La matriz de rotación resulta ser el producto de dos matrices, es decir, $R_I = A B_I$, donde

$$A = \begin{pmatrix} \cos \delta & -\sin \delta & 0 \\ \sin \delta & \cos \delta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad B_I = \begin{pmatrix} \cos \gamma_I & 0 & \sin \gamma_I \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \gamma_I & 0 & \cos \gamma_I \end{pmatrix}, \quad (4.48)$$

entonces

$$R_I = \begin{pmatrix} \cos \gamma_I \cos \delta & -\sin \delta & \sin \gamma_I \cos \delta \\ \cos \gamma_I \sin \delta & \cos \delta & \sin \gamma_I \sin \delta \\ -\sin \gamma_I & 0 & \cos \gamma_I \end{pmatrix}. \quad (4.49)$$

La matriz de rotación $R_{A,C}$, que diagonaliza a \mathcal{M}_A^2 y \mathcal{M}_C^2 , la cual transformará los campos a los estados de Goldstone, está dada de la siguiente manera:

$$R_{A,C} = \begin{pmatrix} \cos \gamma_{A,C} \cos \delta & -\sin \delta & \sin \gamma_{A,C} \cos \delta \\ \cos \gamma_{A,C} \sin \delta & \cos \delta & \sin \gamma_{A,C} \sin \delta \\ -\sin \gamma_{A,C} & 0 & \cos \gamma_{A,C} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{3}v_2}{v} & -\frac{1}{2} & -\frac{\sqrt{3}v_3}{2v} \\ \frac{v_2}{v} & \frac{\sqrt{3}}{2} & -\frac{v_3}{2v} \\ \frac{v_3}{v} & 0 & \frac{2v_2}{v} \end{pmatrix}. \quad (4.50)$$

Podemos ver que $\cos \gamma_{A,C} = \frac{2v_2}{v}$, $\sin \gamma_{A,C} = -\frac{v_3}{v}$, $\sin \delta = \frac{1}{2}$, y $\cos \delta = \frac{\sqrt{3}}{2}$. Comparando con las Ecs. (4.45) y (4.46), podemos ver que $\delta = \varphi$ y $\gamma_{A,C} = \frac{3\pi}{2} + \theta$. Nosotros vamos a trabajar con los ángulos θ y φ ya que estos ángulos, como se dijo previamente, dan la mezcla entre los *vevs* del doblete con el del singlete de S_3 . Por lo tanto, la matriz de rotación toma la siguiente forma en términos de estos ángulos:

$$R_{A,C} = \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \varphi & -\sin \varphi & -\cos \theta \cos \varphi \\ \sin \theta \sin \varphi & \cos \varphi & -\cos \theta \sin \varphi \\ \cos \theta & 0 & \sin \theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{3}v_2}{v} & -\frac{1}{2} & -\frac{\sqrt{3}v_3}{2v} \\ \frac{v_2}{v} & \frac{\sqrt{3}}{2} & -\frac{v_3}{2v} \\ \frac{v_3}{v} & 0 & \frac{2v_2}{v} \end{pmatrix}. \quad (4.51)$$

Por lo tanto, las expresiones para las masas a nivel árbol de los bosones cargados y pseudoescalares de Higgs son:

$$m_{A_1}^2 = -v^2 \left[(d + g) \sin^2 \theta + \frac{5}{4} e \sin 2\theta + h \cos^2 \theta \right], \quad (4.52)$$

$$m_{A_2}^2 = -v^2 \left(\frac{e}{2} \tan \theta + h \right), \quad (4.53)$$

$$m_{H_1^\pm}^2 = -\frac{v^2}{4} [5e \sin 2\theta + 2(f + h) \cos^2 \theta + 4g \sin^2 \theta], \quad (4.54)$$

$$m_{H_2^\pm}^2 = -\frac{v^2}{2} [e \tan \theta + (f + h)]. \quad (4.55)$$

El sector escalar en el S3-3H

4.3 Matrices de masa

De las expresiones anteriores podemos ver que todas las masas son proporcionales a v , cuyos valores estarán determinados por los auto-acoplamientos y el ángulo θ .

Para diagonalizar la matriz de masa de los bosones escalares neutros \mathcal{M}_S^2 , se tiene la siguiente matriz de rotación :

$$R_S = \begin{pmatrix} \cos \gamma_S \cos \delta & -\sin \delta & \sin \gamma_S \cos \delta \\ \cos \gamma_S \sin \delta & \cos \delta & \sin \gamma_S \sin \delta \\ -\sin \gamma_S & 0 & \cos \gamma_S \end{pmatrix}. \quad (4.56)$$

Definamos el siguiente ángulo de mezcla α como,

$$\tan 2\alpha = -\frac{M_b^2}{M_a^2 - M_c^2}, \quad (4.57)$$

donde los elementos M_a^2 , M_b^2 y M_c^2 están en términos de los auto-acoplamientos del potencial y del ángulo θ y tienen la siguiente forma:

$$\begin{aligned} M_a^2 &= \left[(c + g)v^2 \sin^2 \theta + \frac{3}{4}ev^2 \sin 2\theta \right], \\ M_b^2 &= \left[3ev^2 \sin^2 \theta + (b + f + h)v^2 \sin 2\theta \right], \\ M_c^2 &= av^2 \cos^2 \theta - \frac{1}{2}ev^2 \tan \theta \sin^2 \theta. \end{aligned} \quad (4.58)$$

De esta manera la matriz de rotación que diagonaliza a \mathcal{M}_S^2 esta dada a continuación:

$$R_S = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{3}(M_a^2 - M_c^2 + Z_M)}{2\sqrt{(M_b^2)^2 + (M_a^2 - M_c^2 + Z_M)^2}} & -\frac{1}{2} & -\frac{\sqrt{3}M_b^2}{2\sqrt{(M_b^2)^2 + (M_a^2 - M_c^2 + Z_M)^2}} \\ \frac{M_a^2 - M_c^2 + Z_M}{2\sqrt{(M_b^2)^2 + (M_a^2 - M_c^2 + Z_M)^2}} & \frac{\sqrt{3}}{2} & -\frac{M_b^2}{2\sqrt{(M_b^2)^2 + (M_a^2 - M_c^2 + Z_M)^2}} \\ \frac{M_b^2}{\sqrt{(M_b^2)^2 + (M_a^2 - M_c^2 + Z_M)^2}} & 0 & \frac{M_a^2 - M_c^2 + Z_M}{\sqrt{(M_b^2)^2 + (M_a^2 - M_c^2 + Z_M)^2}} \end{pmatrix}, \quad (4.59)$$

donde

$$Z_M = \sqrt{(M_b^2)^2 + (M_a^2 - M_c^2)^2},$$

usando nuevamente las Ecs.(4.57) y (4.45) obtenemos

$$\tan \gamma_S = -\frac{M_b^2}{(M_a^2 - M_c^2 + Z_M)}, \quad \gamma_S = \frac{3\pi}{2} + \alpha, \quad \sin \delta = \frac{1}{2} \text{ y } \cos \delta = \frac{\sqrt{3}}{2}. \quad (4.60)$$

Para el análisis que realizaremos posteriormente es conveniente expresar nuestra matriz de rotación en términos de los ángulos α y φ ; por lo tanto la matriz de rotación, R_S , tiene la siguiente forma:

$$R_S = \begin{pmatrix} \sin \alpha \cos \varphi & -\sin \varphi & -\cos \alpha \cos \varphi \\ \sin \alpha \sin \varphi & \cos \varphi & -\cos \alpha \sin \varphi \\ \cos \alpha & 0 & \sin \alpha \end{pmatrix}. \quad (4.61)$$

Por lo tanto, podemos escribir las expresiones para las masas de los bosones escalares de Higgs de la siguiente manera:

$$m_{h_0}^2 = -\frac{9}{4}ev^2 \sin 2\theta, \quad (4.62)$$

$$m_{H_1, H_2}^2 = \frac{1}{2} \left[(M_a^2 + M_c^2) \pm \sqrt{(M_a^2 - M_c^2)^2 + (M_b^2)^2} \right], \quad (4.63)$$

cabe resaltar que $e < 0$, para que la masa al cuadrado sea positiva, siempre que $\sin 2\theta$ sea positivo, que será el caso que se analizará. Por otro lado las expresiones que obtenemos para las masas son consistente con las reportadas en [74, 75]. Las expresiones para $m_{H_{1,2}}^2$ se pueden reescribir en términos de los parámetros del modelo y del ángulo de mezcla α , como sigue:

$$\begin{aligned} m_{H_1}^2 &= \frac{v^2}{2} \left[2ac_\theta^2c_\alpha^2 + 2(c+g)s_\alpha^2s_\theta^2 + 4(b+f+h)s_\alpha s_\theta c_\alpha c_\theta \right. \\ &\quad \left. + et_\theta(6s_\alpha c_\alpha s_\theta c_\theta + 3c_\theta^2s_\alpha^2 - s_\theta^2c_\alpha^2) \right], \\ &= \frac{v^2}{4} \left\{ a(c_{\alpha-\theta} + c_{\alpha+\theta})^2 + (c+g)(c_{\alpha-\theta} - c_{\alpha+\theta})^2 + (b+f+h)(c_{2(\alpha-\theta)} - c_{2(\alpha+\theta)}) \right. \\ &\quad \left. + et_\theta [c_{2(\alpha-\theta)} - c_{2(\alpha+\theta)} + 4s_{\alpha+\theta}s_{\alpha-\theta} + 2s_{\alpha+\theta}^2] \right\}, \end{aligned} \quad (4.64)$$

$$\begin{aligned}
 m_{H_2}^2 &= \frac{v^2}{2} (2ac_\theta^2 s_\alpha^2 + 2(c+g)c_\alpha^2 s_\theta^2 - 4(b+f+h)s_\alpha s_\theta c_\alpha c_\theta \\
 &\quad + et_\theta(-6s_\alpha c_\alpha s_\theta c_\theta + 3c_\theta^2 c_\alpha^2 - s_\theta^2 s_\alpha^2)), \\
 &= \frac{v^2}{4} \{a(s_{\alpha-\theta} + s_{\alpha+\theta})^2 + (c+g)(s_{\alpha+\theta} - s_{\alpha-\theta})^2 - (b+f+h)(c_{2(\alpha-\theta)} - c_{2(\alpha+\theta)}) \\
 &\quad + et_\theta [c_{2(\alpha+\theta)} - c_{2(\alpha-\theta)} + 4c_{\alpha+\theta}c_{\alpha-\theta} + 2c_{\alpha+\theta}^2]\}, \tag{4.65}
 \end{aligned}$$

se usó la notación reducida para las funciones trigonométricas: $s_x \equiv \sin x$, $c_x \equiv \cos x$ y $t_x \equiv \tan x$.

Como sabemos, el bosón de Higgs del ME ha sido medido [109, 110], por lo que de las expresiones mostradas arriba, para las masas de los bosones de Higgs neutros, tenemos tres posibles candidatos a ser el bosón de Higgs del ME. Así es importante poder analizar las estructuras de estas masas a nivel árbol en términos de los auto-acoplamientos del potencial de Higgs, Ec.(4.2), y también en términos de los ángulos de mezcla θ y α .

Usando las Ecs.(4.58), (4.62) y (4.63), se pueden reducir las expresiones de las masas para casos específicos del parámetro θ , el cual nos da la mezcla de los *vevs* del doblete con la del singlete de S_3 . A continuación presentamos un caso muy particular, $\theta = \pi/4$, cuyas expresiones para las masas son las siguientes:

$$m_{h_0}^2 = \frac{-9}{4}ev^2, \tag{4.66}$$

$$m_{H_{1,2}}^2 = \frac{v^2}{4} \left[a + c + e + g \pm \sqrt{(-a + c + 2e + g)^2 + (3e + 2(b + f + h))^2} \right], \tag{4.67}$$

donde las tres masas son proporcionales a v y a los auto-acoplamientos.

Para otros casos, en particular para los casos cuando los *vevs* del doblete o del singlete sean igual a cero, tienen que ser reanalizados desde que se hace el cálculo para obtener las ecuaciones de las condiciones del mínimo, ya que es desde ahí donde se debe decidir si los *vevs* pueden ser distintos de cero o no. El caso específico cuando $v_1 = v_2 = 0$, corresponde a uno de los mínimos hallados en [78, 86], el cual deja a μ_1 indeterminado, en la solución que presentan en dicho trabajo, la masa de los tres escalares neutros son en principio diferentes de cero, dejando dos de ellos degenerados y dependientes de μ_1 . Nosotros al hacer un análisis similar pero tomando nuestras

expresiones, es decir, en el límite cuando $\sin \theta \rightarrow 0$ nos lleva a $v_1, v_2 \rightarrow 0$, obtenemos dos escalares sin masa, h_0 y H_2 . Dicho comportamiento se puede apreciar en las Fig 5.1, ya que cuando $\tan \theta \rightarrow 0$, entonces $m_{h_0}, m_{H_2} \rightarrow 0$ también. También se puede verificar dicho comportamiento de las Ecs.(4.64) y (4.65) y notando que en este límite $\alpha \rightarrow 0$ (Ec.(4.57)). La elección en particular de $2\mu_1 = -(h + b + f)v_3^2$ en la solución de [78, 86] implica que las dos masas degeneradas sean cero, y la tercera masa coincide con nuestra expresión $m_{H_1} = av^2$ para este límite en particular, pero no es posible obtener la condición para μ_1 de nuestras ecuaciones de minimización, ya que nosotros desde un principio hemos considerado que $v_1, v_2 \neq 0$.

De la misma manera, para nuestro caso en particular no es posible tomar el límite exacto cuando $\cos \theta = 0$, o $v_3 = 0$, ya que las Ecs.(4.9-4.11) las pudimos obtener dividiendo entre v_3 . Por otro lado si nosotros suponemos $v_3 = 0$ desde el principio, la ecuaciones de minimización son diferentes a las que nosotros obtuvimos, ya que estas nuevas ecuaciones de minimización llevan a la siguiente relación $v_2^2 = 3v_1^2$ [78], dicha relación es justamente la inversa a la que nosotros obtenemos entre v_1 y v_2 .

Por lo expuesto líneas arriba, nuestra solución en particular que asumiremos en el análisis siguiente será que ninguno de los *vevs* sean cero y por lo tanto debe de haber una mezcla entre los campos de Higgs del doblete con el del singlete, dicha restricción será relevante cuando consideremos el sector fermiónico.

En el siguiente capítulo, analizaremos de forma numérica los valores que pueden tomar las masas de los bosones de Higgs. Específicamente, en el análisis numérico, nosotros obtendremos las masas a nivel árbol para diferentes valores del parámetro θ , en un rango de $0 < \theta < \pi/2$, para tener los *vevs* positivos.

4.4. La base del Higgs del S3-3H

Desde la perspectiva del rompimiento de simetría de la teoría electrodébil y la física del sabor, hay una base que es particularmente útil para poder comparar con el ME y con extensiones de este, llamada la base de Higgs. Se define como la base en la cual uno de los dobletes de Higgs tiene el valor de expectación completo, donotado por ϕ_{vev} , y los otros dobletes de Higgs son perpendiculares a este, ψ_1, ψ_2 [25, 28, 43, 103, 111, 112]. De está manera el doblete ϕ_{vev} , coincidirá con el del ME, lo que implica que debe de tener a los bosones de Goldstone dentro de este doblete.

Para los modelos de multi-Higgs, los bosones de Goldstone se obtienen con la

El sector escalar en el S3-3H

4.4 La base del Higgs del S3-3H

misma matriz de rotación con la que se obtienen los Higgs cargados y pseudoescalares. Como vimos en la sección anterior, la matriz que realiza la rotación de los estados de interacción a los estados físicos (eigenestados de masa) de los Higgs cargados y pseudoescalares está dada en la Ec.(4.51), dicha matriz será la que nos proporcione la transformación de los dobletes de Higgs de $SU_L(2)$, Ec.(4.3), a los dobletes de la base de Higgs como se muestra a continuación:

$$\begin{pmatrix} \phi_{vev} \\ \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} = R_A^T \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \\ H_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \varphi & \sin \theta \sin \varphi & \cos \theta \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ -\cos \theta \cos \varphi & -\cos \theta \sin \varphi & \sin \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \\ H_s \end{pmatrix}. \quad (4.68)$$

En nuestro caso la matriz de rotación tiene la forma explícita de

$$\begin{pmatrix} \phi_{vev} \\ \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{3}v_2}{v} & \frac{v_2}{v} & \frac{v_3}{v} \\ -\frac{1}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} & 0 \\ -\frac{\sqrt{3}v_3}{2v} & -\frac{v_3}{2v} & \frac{2v_2}{v} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \\ H_s \end{pmatrix}. \quad (4.69)$$

Así los dobletes de Higgs en esta base están definidos de la siguiente manera:

$$\phi_{vev} = \begin{pmatrix} G^\pm \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \tilde{H} + iG_0) \end{pmatrix}, \quad \psi_1 = \begin{pmatrix} H_1^\pm \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\tilde{H}_a + iA_1) \end{pmatrix}, \quad \psi_2 = \begin{pmatrix} H_2^\pm \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\tilde{H}_b + iA_2) \end{pmatrix}. \quad (4.70)$$

Como se puede ver la matriz de rotación, Ec.(4.69), corresponde con la matriz transpuesta que rota a los eigenestados de masas de los Higgs cargados y pseudoescalares, denotados por H_1^\pm , H_2^\pm , G^\pm , G_0 , A_1 y A_2 . Mientras que la parte neutra de los dobletes de Higgs, denotados como \tilde{H} , \tilde{H}_a y \tilde{H}_b no son los eigenestados de masa, pero son parte de la base del Higgs. Ahora con el fin de diagonalizar la parte neutra, vamos a realizar una rotación en el ángulo α , para obtener la relación entre los estados neutros intermedios definidos en la base del Higgs a la de los estados físicos (eigenestados de masa) para los escalares neutros, como se muestra a continuación:

$$\begin{pmatrix} \tilde{H} \\ \tilde{H}_a \\ \tilde{H}_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\alpha - \theta) & 0 & \sin(\alpha - \theta) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\alpha - \theta) & 0 & \cos(\alpha - \theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_1 \\ h_0 \\ H_2 \end{pmatrix}. \quad (4.71)$$

Podemos obtener los estados físicos para los escalares neutros, tanto de la rotación directa, Ec.(4.61), la cual transforma la base de interacción a la base física (eigenestados de masa), o a través de dos pasos, primero rotamos de la base de interacción a la base del Higgs Ec.(4.69), y después a la base física Ec.(4.71). De cualquier manera se obtienen las masas de los bosones de Higgs neutros dadas en las Ecs.(4.62) y (4.63).

Por otro lado, como se puede ver de las expresiones dadas en la Ec.(4.71), el doblete que contiene el v , puede ser una combinación de H_1 y H_2 , mientras que h_0 coincide exactamente con \tilde{H}_a , de aquí podemos ver que de los tres escalares neutros que tiene nuestro modelo, solo dos de ellos pueden ser candidatos a ser el Higgs del ME, por lo tanto se tiene tres escenarios a analizar: A) El primero será para el caso cuando $\sin(\alpha - \theta) = 1$, entonces $\tilde{H} = H_2$ y corresponde al Higgs del ME; B) El segundo escenario será cuando $\cos(\alpha - \theta) = 1$, entonces $\tilde{H} = H_1$ y corresponde ahora con el Higgs del ME. C) El caso más general cuando $\tilde{H} = \cos(\alpha - \theta)H_1 + \sin(\alpha - \theta)H_2$, en cuyo caso el Higgs del ME queda indeterminado entre ambos bosones. Sin embargo desde ahora en adelante hemos de resaltar que el análisis que se hará en este trabajo de tesis será para los primeros dos escenarios, el caso más general no será abordado en este trabajo.

Para terminar con esta sección es importante mencionar que en el trabajo reportado en la Ref.[74] hallaron que hay una simetría residual \mathcal{Z}_2 , después del rompimiento espontáneo de la simetría, en el potencial de Higgs. Lo que lleva a restricciones para los acoplamientos que puedan tener los bosones de Higgs del modelo. Dichos acoplamientos los discutiremos ampliamente en el capítulo 6, pero vale la pena mencionarlo desde ahorita ya que dicha simetría se puede ver reflejada en las expresiones halladas en la Ec.(4.71), ya que se asemejan a las mostradas en los modelos de 2HDM, cuando imponen una simetría explícita \mathcal{Z}_2 .

Esta simetría residual viene de la relación que guardan v_1 y v_2 , Ec.(4.12), que resulta ser un subgrupo de la simetría original S_3 , la cual permanece intacta después del rompimiento espontáneo de la simetría. Así, la paridad asignada de \mathcal{Z}_2 para los estados físicos y los estados intermedios neutros están dados en la tabla 4.1. Sin embargo, como ya hemos dicho líneas arriba, los estados intermedios neutros corresponden a los estados físicos también.

De acuerdo con la asignación de las cargas de la simetría \mathcal{Z}_2 mostrada en la Tabla 4.1, podemos desde ahora asegurar que el escalar neutro h_0 no tendrá acoplamientos trilineales con los bosones vectoriales ni auto-acoplamiento trilineal,

Escalares neutros		Seudoescalares	Escalares cargados
h_0	impar	A_1 impar	H_1^\pm impar
\tilde{H}	par	A_2 par	H_2^\pm par
\tilde{H}_b	par		

Cuadro 4.1: Paridad asignada de \mathcal{Z}_2 para los estados físicos h_0 , $A_{1,2}$ y $H_{1,2}^\pm$, y para los estados intermedios neutros \tilde{H} y \tilde{H}_b . En los límites de alineamiento correspondientes, los estados intermedios también corresponden a estados físicos.

como se comentó previamente este escalar neutro no podría ser el bosón de Higgs del ME. Sin embargo este bosón de Higgs podría ser un posible candidato a materia oscura, siempre y cuando sea la partícula más ligera de las que son impares bajo la simetría \mathcal{Z}_2 y que no tenga acoplamiento con los fermiones del ME que en el capítulo 7 presentaremos.

4.5. Término Cinético del Potencial de Higgs

En esta sección vamos a examinar el término cinético de la parte escalar del lagrangiano a través de la derivada covariante de los campos escalares. Es de suma importancia analizar la derivada covariante de los dobletes de Higgs con el fin de verificar no solo el mecanismo del rompimiento de la simetría electrodébil, es decir, la contribución de los *vevs* a las masas de los bosones de norma, sino también hallar los posibles acoplamiento entre los bosones de Higgs del modelo y los bosones de norma. El término cinético se tomará de la forma usual.

$$\mathcal{L}_{kin} = (\mathcal{D}_\mu H_1)^\dagger (\mathcal{D}_\mu H_1) + (\mathcal{D}_\mu H_2)^\dagger (\mathcal{D}_\mu H_2) + (\mathcal{D}_\mu H_s)^\dagger (\mathcal{D}_\mu H_s) . \quad (4.72)$$

donde

$$D_\mu = \begin{pmatrix} \partial_\mu & 0 \\ 0 & \partial_\mu \end{pmatrix} + \frac{ig}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & 0 \\ 0 & -W_\mu^3 \end{pmatrix} + \frac{ig}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & W^+ \\ W^- & 0 \end{pmatrix} + \frac{ig'}{2} \begin{pmatrix} B_\mu & 0 \\ 0 & B_\mu \end{pmatrix}, \quad (4.73)$$

haciendo la rotación de los campos W_μ^3 y B_μ a los campos A_μ y Z_μ como se mostró en el capítulo 1, Ec.(1.38), se obtiene la expresión completa de la derivada covariante en término de los bosones vectoriales.

Por otro lado, el análisis para el término cinético es mucho más sencillo de hacer

si se tiene la base del Higgs, además de que la física no cambia con respecto a qué base se use, de esta manera el término cinético en esta base está dado de la siguiente manera:

$$\mathcal{L}_{kin} = |D_\mu \phi_{vev}|^2 + \sum_{a=2}^N |D_\mu \psi_a|^2. \quad (4.74)$$

Usando la derivada covariante para el término cinético, Ec.(4.72), así como la base del Higgs y la Ec.(4.71) y expandiendo los campos de Higgs alrededor del vacío, obtenemos la lagrangiana del término cinético en términos de los estados físicos [13, 16, 113]. A continuación mostramos algunos de los términos explícitos para ilustrar. El conjunto completo de acoplamientos está dado en secciones posteriores y en el apéndice A.1.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{kin} \approx & \frac{g^2 v^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{g^2 v \sin(\alpha - \theta)}{2} H_2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{g^2}{4} H_2 H_2 W_\mu^+ W^{-\mu} \\ & + \frac{g^2 v \cos(\alpha - \theta)}{2} H_1 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{g^2}{4} H_1 H_1 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{g^2}{4} h_0 h_0 W_\mu^+ W^{-\mu} + \dots + \\ & + \frac{(g^2 + g'^2) v^2}{8} Z_\mu Z^\mu + \frac{(g^2 + g'^2) v \sin(\alpha - \theta)}{4} H_2 Z_\mu Z^\mu + \frac{(g^2 + g'^2)}{8} H_2 H_2 Z_\mu Z^\mu \\ & + \frac{(g^2 + g'^2) v \cos(\alpha - \theta)}{4} H_1 Z_\mu Z^\mu + \frac{(g^2 + g'^2)}{8} H_1 H_1 Z_\mu Z^\mu + \frac{(g^2 + g'^2)}{8} h_0 h_0 Z_\mu Z^\mu + \dots \end{aligned} \quad (4.75)$$

donde H_1 , H_2 y h_0 ya son los estados físicos.

Como se puede observar de la Ec.(4.75) obtenemos las masas de los bosones de norma W^\pm y Z , tal y como están definidos en el ME, Ec.(1.42).

Además, como el modelo tiene dos diferentes bosones de Higgs cargados H_1^\pm y H_2^\pm , verificamos explícitamente que la mezcla de los bosones de Higgs cargados y bosones de norma en los acoplamientos no estuvieran presentes (por ejemplo $H_1^+ H_2^- \gamma$) como se esperaría, para que se preserve la simetría residual \mathcal{Z}_2 que tiene el modelo. A continuación mostramos el cálculo explícito de la parte de la lagrangiana para el fotón (esto está exhibido explícitamente en [74] ya que ellos calcularon $H_{SM} \rightarrow \gamma\gamma$ a través de un lazo de bosones de Higgs cargados),

$$\mathcal{L}_{H^+H^-\gamma} = \frac{igg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \left(H_1^+ \partial_\mu H_1^- - H_1^- \partial_\mu H_1^+ + H_2^+ \partial_\mu H_2^- - H_2^- \partial_\mu H_2^+ \right) A^\mu . \quad (4.76)$$

Esta es la expresión usual que aparece en otros modelos de multi-Higgs con una simetría específica [113]; la cual coincide exactamente con algunas de los modelos de dos dobletes de Higgs [13], donde una \mathcal{Z}_2 es impuesta. En nuestro caso, como lo explicamos previamente, la \mathcal{Z}_2 es un subgrupo de la simetría original S_3 , una simetría residual que se queda después de EWSB, y no impuesta de otra forma.

En el capítulo 6 daremos la forma explícita de los acoplamientos de los bosones vectoriales con los bosones de Higgs neutros H_1 y H_2 , con el fin de poder comparar con los acoplamientos existentes en el ME. El resto de los acoplamientos existentes en el modelo, incluyendo los que están relacionados con A_μ , están dados en el apéndice A.1.3, donde se puede apreciar como solo ciertos acoplamientos están permitidos debido a la manifestación de la simetría residual \mathcal{Z}_2 .

Capítulo 5

Análisis numérico del espacio de parámetros del modelo

De acuerdo con lo presentado en el capítulo anterior hemos obtenido las expresiones para las masas a nivel árbol de los bosones de Higgs del modelo, por lo que es importante poder conocer si existe un conjunto de valores para el espacio de parámetros del modelo que puedan darnos valores adecuados para las masas de los bosones de Higgs y tener una fenomenología realista.

Por lo que en este capítulo presentaremos el análisis numérico que se realizó para los parámetros del modelo, y así determinar en qué rango se encuentran las masas de los bosones de Higgs, ya que uno de los objetivos de este trabajo es determinar si el modelo tiene valores que den una fenomenología correcta al compararla con los valores experimentales actuales.

5.1. Límites de alineamiento

Debido a la discusión presentada en el capítulo anterior tenemos dos posibles candidatos a ser el bosón de Higgs del ME, H_1 o H_2 , los cuales son pares bajo la simetría residual \mathcal{Z}_2 , por lo tanto tienen acoplamientos trilineales con los bosones vectoriales. Como se verá en el siguiente capítulo las expresiones para los acoplamientos trilineales de los bosones escalares con los bosones vectoriales son proporcionales a $\sin(\alpha - \theta)$ o $\cos(\alpha - \theta)$. Por lo tanto lo que nosotros llamamos el límite de alineamiento, es para el caso cuando H_1 o H_2 , solo uno de ellos está máximamente acoplado con los bosones vectoriales, mientras que el bosón restante queda desacoplado de los bosones vectoriales. Así tendríamos dos posibles escenarios en el límite de alineamiento, lo que nos lleva a que alguno de estos dos bosones

escalares tenga la masa y los acoplamientos del bosón de Higgs del ME, mientras que el otro bosón estaría prácticamente desacoplado de los bosones de norma. A continuación consideraremos estos dos posibles escenarios para el análisis numérico.

El escenario A lo definiremos para el caso cuando H_2 sea el bosón de Higgs del ME, este bosón escalar tiene la masa más pequeña comparada entre H_1 y H_2 , como se puede ver de las expresiones halladas en la Ec.(4.63) ya que H_2 corresponde al signo negativo de la raíz. Además en este escenario restringiremos que a nivel árbol su valor de la masa debe tomar valores en el rango de 120-130 GeV , tomando en cuenta que recibirá correcciones radiativas a su masa. Por otro lado el escenario B, corresponde al caso cuando H_1 corresponda con el bosón de Higgs del ME, con la misma restricción para su masa de tomar valores en el intervalo 120-130 GeV , así como en el escenario previo. Para ambos escenarios, como dijimos líneas arriba el límite de alineamiento significa que el bosón que sea el Higgs del ME está máximamente acoplado a los bosones de norma, mientras que los otros dos están prácticamente desacoplados. El límite de alineamiento para el bosón escalar neutro en modelos con un sector escalar extendido, los cuales serían equivalentes a nuestro escenario A, se discutieron en [114], y puede ser obtenido de la Ec.(4.71).

Un tercer escenario mucho más complejo, sería analizar el potencial sin tomar ningún alineamiento, es decir, donde ambos bosones de Higgs se acoplen de igual forma o similar a los bosones de norma. Este análisis sería más complicado y la manera de establecer la no observación de un segundo bosón neutro de Higgs sería el reto, como ya lo mencionamos anteriormente no consideraremos esa posibilidad en este trabajo de tesis.

5.1.1. El bosón de Higgs: Escenario A

Para mostrar explícitamente a qué nos referimos con el escenario A, de la Ec.(4.71) vamos a tomar los siguientes valores específicos, como se muestra a continuación:

$$\sin(\alpha - \theta) = 1 \quad \text{entonces} \quad \cos(\alpha - \theta) = 0. \quad (5.1)$$

Al tomar estos valores obtenemos $\tilde{H} = H_2$, y suponemos que H_2 sería el bosón de Higgs del ME con una masa $\sim 125 GeV$.

Así en este escenario, H_2 se acopla máximamente a los bosones de norma y H_1 está desacoplado de los bosones de norma. El tercer escalar neutro, h_0 , siempre está desacoplado de los bosones de norma debido a la simetría \mathcal{Z}_2 sin importar si se impone o no límites de alineamiento. Un estudio a las masas en este escenario se ha realizado en [74], pero con una ligera diferencia en las consideraciones que hemos hecho aquí, que explicaremos líneas más abajo.

5.1.2. El bosón de Higgs: Escenario B

Para el escenario B, nosotros tomamos H_1 como el bosón de Higgs del ME, el cual se acoplará máximamente a los bosones de norma. De la Ec.(4.71) tomaremos que $\tilde{H} = H_1$. Por lo que el límite de alineamiento se expresa de la siguiente manera:

$$\sin(\alpha - \theta) = 0 \quad \text{entonces} \quad \cos(\alpha - \theta) = 1. \quad (5.2)$$

A pesar de que H_2 siempre es más ligero que H_1 , como se puede ver de las expresiones para las masas en las Ecs.(4.64) y (4.65), este bosón no se acopla a los bosones de norma en este escenario, por lo tanto podría escapar de la detección experimental. Este escenario podría ser interesante en el contexto del decaimiento de un escalar exótico de masa $m_\Phi = 96$ GeV, que se ha reportado en CMS [115], ya que podría ser un decaimiento de este bosón de Higgs H_2 . Este escenario no se ha analizado antes en el modelo de S3-3H.

Aplicando el límite de alineamiento a las expresiones de las masas de los bosones neutros de Higgs H_1 y H_2 , Ecs.(4.64) y (4.65), se pueden obtener las expresiones reducidas en cada escenario.

5.2. Análisis numérico y resultados

Para calcular las masas de los bosones de Higgs, Ecs.(4.52-4.55), (4.62), y (4.63), podemos ver que las expresiones de las masas están en términos de los auto-acoplamientos del potencial de Higgs (a, \dots, h) y el ángulo θ , donde $\tan \theta = 2v_2/v_3$. Por ello se hizo un barrido de los posibles valores que puedan tener los ocho auto-acoplamientos y $\tan \theta$ (ver las Ecs.(4.2) y (4.46)). Así generamos alrededor de $\mathcal{O}(10^{11})$ puntos para cada uno de los parámetros del modelo, con un generador pseudo-

Análisis numérico del espacio de parámetros del modelo

5.2 Análisis numérico y resultados

aleatorio. En primer lugar impusimos las condiciones de estabilidad y unitariedad dadas en las Ecs.(4.15 - 4.21) y en las Ecs.(4.23 - 4.34) también presentadas en la Ref.[74], para calcular las masas de los bosones del modelo, además impusimos que las masas de los bosones cargados de Higgs fueran mayores a 80 GeV , como está restringido por los experimentos actuales[96, 116]. A aquellos puntos que cumplieran con estas condiciones después les impusimos las condiciones del límite de alineamiento en ambos escenarios, A y B respectivamente. Finalmente a los puntos que cumplan las dos condiciones anteriores se les impuso una condición adicional: el candidato a ser el bosón de Higgs del ME en cada escenario se constriñe a tomar valores en el intervalo de $[120-130] \text{ GeV}$. Todas estas restricciones nos dan el rango de masas a nivel árbol para todos los escalares en el modelo.

Un análisis numérico similar para el escenario A se ha reportado en [74], sin embargo en su análisis ellos restringieron la masa del bosón h_0 a ser siempre mayor que m_{H_2} , el Higgs del ME en este caso, mientras que en nuestro análisis, siempre que satisfaga las condiciones impuestas puede tomar cualquier valor. Otra diferencia importante es que nosotros impusimos el límite de alineamiento dentro de una aproximación, lo que permite que haya una mínima posibilidad de acoplamiento con los bosones de norma para el Higgs que no corresponde con el del ME y también esta aproximación permite un rango de masas para el bosón de Higgs del ME. Por otro lado el escenario B nunca se había analizado antes.

En la Figura 5.1 se muestra los rangos de las masas de los tres escalares neutros m_{h_0}, m_{H_1} y m_{H_2} y su dependencia con respecto de $\tan\theta$, para el escenario A y B. El panel de la izquierda corresponde al escenario A y el panel de la derecha corresponde al escenario B. Las dos gráficas de arriba muestran el rango de masas que puede tomar el bosón escalar h_0 , las dos gráficas de en medio muestran el rango de masas que puede tomar el bosón escalar H_1 y las últimas dos gráficas muestran el rango de masas que puede tomar el bosón escalar H_2 . La información que nos proporciona cada color es la siguiente: los puntos en color magenta corresponden a los puntos que satisfacen las condiciones de unitariedad y estabilidad además de que las masas de los bosones cargados tomen valores siempre mayores a 80 GeV , los puntos color marrón, son un subconjunto de los puntos de color magenta, ya que estos además satisfacen la condición del límite de alineamiento en cada escenario, con una incertidumbre en el valor exacto del 10% para el valor de $(\alpha - \theta)$, es decir, una desviación de ± 0.1 , para cada caso correspondiente. Finalmente los puntos de color verde, son un subconjunto de los puntos de color marrón, donde además de

cumplir con todas las restricciones anteriores satisfacen que el bosón que sea el Higgs del ME en cada escenario se restringe a tomar valores solo en el rango de 120-130 GeV , como se puede apreciar en las gráficas hay una franja de color verde en cada escenario.

Como podemos ver en la Figura 5.1, los puntos verdes que satisfacen la restricción de la masa de H_1 en el rango de 120-130 GeV , escenario B, restringen más los posibles valores permitidos para h_0 en este escenario, comparada con los valores que puede tomar h_0 en el escenario A. Las cotas superiores permitidas en el escenario B son $m_{h_0} \lesssim 600 GeV$, comparada con el escenario A donde $m_{h_0} \lesssim 900 GeV$. También como se puede ver de la Figura 5.1, los bosones neutros de Higgs pueden ser degenerados en sus masas, sin embargo una vez que restringimos que el Higgs del ME tome valores en el rango de 120-130 GeV , esta posibilidad se reduce significativamente entre H_1 y H_2 , a pesar de que h_0 aún puede ser degenerado en la masa con los otros dos bosones neutros, a nivel árbol.

Cabe resaltar que en el escenario B existe al menos un prospecto de bosón ligero de Higgs neutro que podría explicar el posible decaimiento de un escalar con $m_\phi \sim 96 GeV$ reportado en CMS [115, 117]. Esto ha sido reportado como un exceso en la señal de $\gamma\gamma$ que podría deberse a un decaimiento de un bosón ligero de Higgs neutro vía un lazo fermiónico. El papel de este bosón de Higgs exótico podría ser el bosón de Higgs H_2 , para el escenario B, ya que en este escenario H_2 es más ligero que H_1 , descartamos el bosón h_0 en ambos escenarios ya que como veremos en el capítulo 7 dicho bosón no tiene acoplamientos trilineales con fermiones del mismo tipo. Esta posibilidad de un segundo escalar de Higgs ligero consistente con esta señal, ha sido explorada en los modelos de SUSY en la Ref.[118]. Ha habido también análisis recientes en esta línea en los modelos de 2HDM y NHDM[119-121]. Cotas experimentales para posibles decaimientos de este tipo de bosones de Higgs podrían imponer constricciones adicionales al espacio de parámetros.

En la Figura 5.2 se presentan las masas de H_1 , H_2^\pm y A_2 en el escenario A, las cuales satisfacen el límite de alineamiento, Ec.(5.1), tomando un 10% y 1% de incertidumbre en el valor de $(\alpha - \theta)$. Presentamos solamente las gráficas de los bosones que se vieron afectados por la precisión tomada para el valor de $(\alpha - \theta)$. Los puntos en color negro tienen el 10% de incertidumbre del límite de alineamiento, que es la precisión que tomamos para hacer el análisis en general, y los puntos de color amarillo tiene el 1% de incertidumbre del límite de alineamiento. Las restricciones para el límite de alineamiento con 1% de incertidumbre solamente se aprecia una

Análisis numérico del espacio de parámetros del modelo

5.2 Análisis numérico y resultados

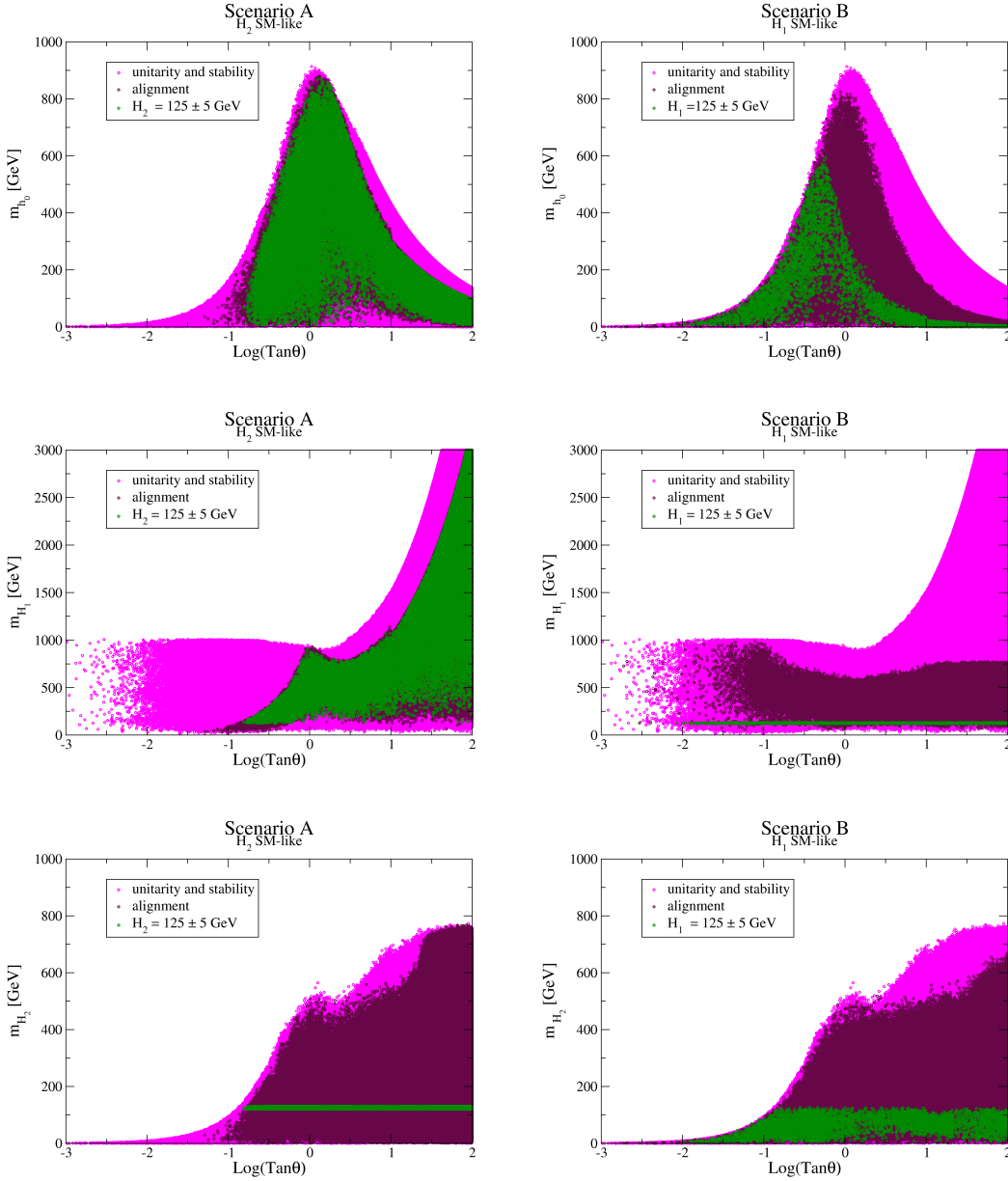


Figura 5.1: Dependencia de las masas de los escalares neutros, m_{h_0} y $m_{H_{1,2}}$, con respecto de $\tan\theta$ para el escenario A (izquierda) y B (derecha). Los puntos de color magenta satisfacen las condiciones de unitariedad y estabilidad, los puntos de color marrón además satisfacen las condiciones de alineamiento en cada escenario. Finalmente, los puntos verdes además tienen la masa del Higgs del ME restringida a tomar valores de $m_{H_{2,1}} = 125 \pm 5$ GeV, respectivamente.

Análisis numérico del espacio de parámetros del modelo
5.2 Análisis numérico y resultados

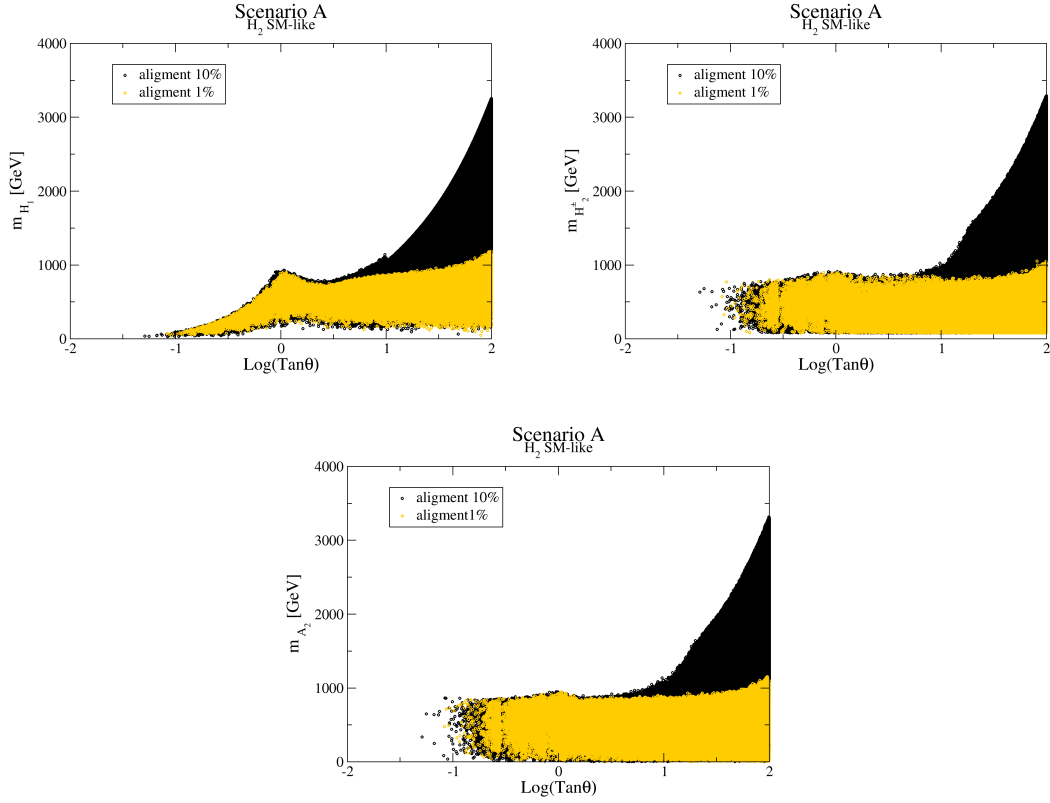


Figura 5.2: Dependencia de las masas m_{H_1} , $m_{H_2^\pm}$ y m_{A_2} con respecto a $\text{tan}\theta$ para el escenario A, tomando un 10% de incertidumbre (puntos negros) y 1% de incertidumbre (puntos amarillos) para el valor de $(\alpha - \theta)$. Los puntos mostrados cumplen con las condiciones de unitariedad y estabilidad y la restricción de $m_{H_2} = 125 \pm 5$ GeV.

Análisis numérico del espacio de parámetros del modelo

5.2 Análisis numérico y resultados

diferencia para valores de $\log(\tan\theta) > 1$, como podemos ver los valores de las masas se restringen a tomar valores por debajo de $\sim 1 \text{ TeV}$. El resto de la masas tanto en el escenario A como en el escenario B se vieron afectadas muy ligeramente por el cambio de precisión en el valor de $(\alpha - \theta)$ en cada uno de los límites de alineamiento.

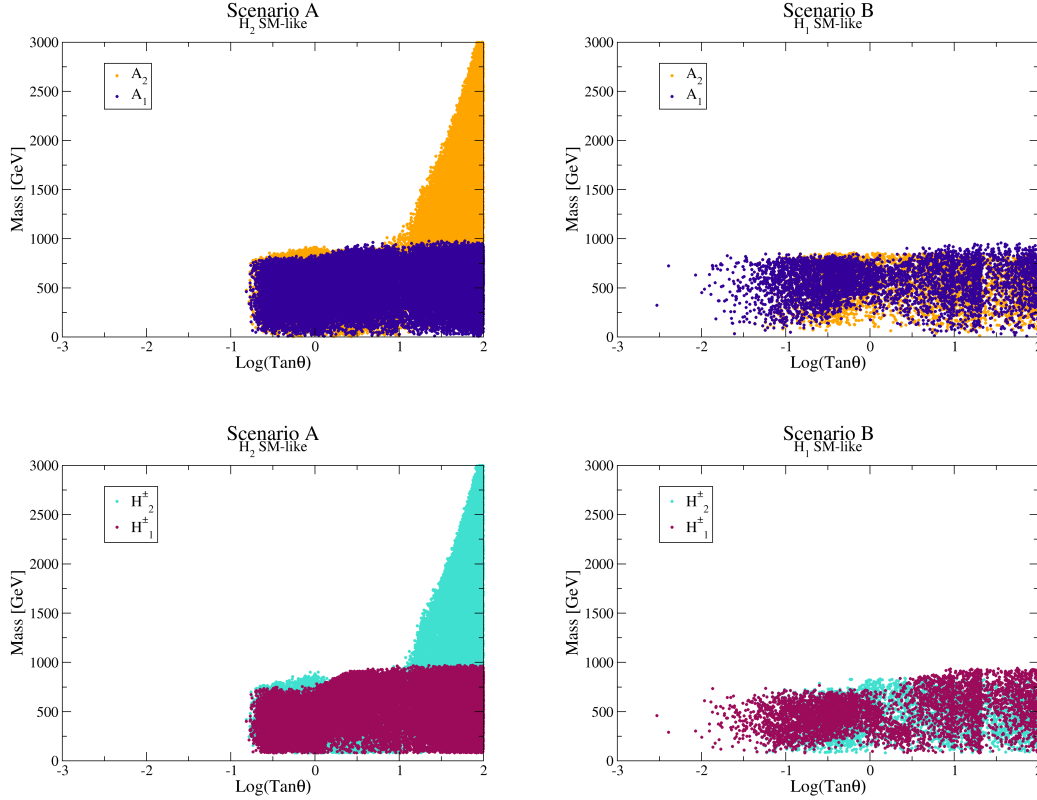


Figura 5.3: Dependencia de las masas de los dos pseudoescalares $m_{A_{1,2}}$ (panel de arriba) y los dos escalares cargados $m_{H_{1,2}^\pm}$ (panel de abajo) con respecto de $\tan\theta$. Los puntos mostrados cumplen con las condiciones de las anteriores figuras más la condición sobre la masa del bosón de Higgs que corresponde al del ME para cada escenario.

Finalmente en la Figura 5.3, mostramos el rango de masas de los Higgs pseudoescalares $m_{A_{1,2}}$ y el rango de masas de los Higgs cargados $m_{H_{1,2}^\pm}$ con respecto a $\tan\theta$, imponiendo todas las condiciones de las figuras previas, incluyendo la restricción a la masa del escalar neutro a ser el bosón de Higgs del ME. Como ya lo habíamos mencionado, todos los valores para $m_{H_{1,2}^\pm} < 80 \text{ GeV}$ han sido excluidos en cada figura. Las figuras aquí presentadas tiene una desviación del 10% en el valor de $(\alpha - \theta)$ en el límite de alineamiento. Las dos gráficas del panel de arriba

corresponden a las masas de los pseudoescalares en cada escenario, el escenario A a la izquierda y el escenario B a la derecha, los puntos de color naranja representan la masa de A_2 y los puntos de color morado representan la masa de A_1 . Las dos gráficas del panel de abajo representan las masas de los escalares cargados en cada escenario, los puntos de color cian representan la masa de H_2^\pm y los puntos de color vino representan la masa de H_1^\pm . De estas gráficas podemos ver cuáles son las cotas superiores para las masas de estos bosones. Como se puede ver para valores pequeños de $\tan\theta$ estarán constreñidos a estar por debajo de $\sim 1 \text{ TeV}$. También se puede ver que hay regiones en el espacio de parámetros donde las masas pueden estar muy cercanas una de la otra. Esta situación es importante cuando se calculen los valores para los acoplamientos trilineales y cuárticos, así como posibles contribuciones a los parámetros oblicuos, como se discutirá en el siguiente capítulo.

Queremos resaltar que los valores de las masas presentados en las figuras anteriores son a nivel árbol. Correcciones radiativas podrían cambiar el valor actual, en este caso el escalar neutro que se considero como el bosón de Higgs del ME, hemos tomado en cuenta una incertidumbre conservadora de $\pm 5 \text{ GeV}$. Un cálculo al siguiente orden (NLO por sus siglas en inglés next-to-leading order) de las masas se debería realizar con el fin de obtener mayor precisión a las predicciones teóricas, que podrían ser probadas en el LHC o en futuros colisionadores. Trabajos relacionados en esta dirección están dados en [122]. Mientras que expresiones analíticas al siguiente orden para contribuciones escalares están dadas en el siguiente capítulo. Con el fin de realizar un cálculo numérico para estas correcciones a un lazo, necesitamos conocer las expresiones de los acoplamientos trilineales y cuárticos de los bosones de Higgs, los cuales hemos calculado y sus expresiones están en el capítulo siguiente y en el apéndice A.1.

De acuerdo con lo mostrado en este capítulo, se obtuvieron valores para los parámetros del modelo que satisfacen cada una de las restricciones impuestas, lo que nos habla de la viabilidad del modelo, ya que todas los valores de las masas de los bosones del modelo, satisfacen las condiciones actuales impuestas por los experimentos, además de posibles candidatos a dar respuesta a algunas de las discrepancias experimentales actuales que el ME no puede dar una respuesta. Falta conocer cómo se comporta el sector de Yukawa para poder determinar mejor el comportamiento de la fenomenología del modelo.

Capítulo 6

Acoplamiento en el S3-3H

Los acoplamiento de los bosones de Higgs con los bosones de norma y los fermiones son importantes, ya que dichos acoplamiento son los que controlan la producción y decaimiento de los bosones de Higgs. También son de gran utilidad para poder hacer cálculos al siguiente orden para poder obtener correcciones a la masa de los bosones debido a acoplamiento nuevos que aparezcan en el modelo.

En este capítulo vamos a presentar el cálculo de los acoplamiento trilineales y cuárticos entre los bosones de Higgs del modelo, también presentaremos los acoplamiento con los bosones de norma y daremos las expresiones analíticas en términos de los parámetros físicos, es decir, las masas de los bosones y los ángulos de mezcla. Además proporcionaremos las expresiones más relevantes de los acoplamiento en el escenario A. Presentaremos las expresiones para las correcciones a un lazo de las masas de los bosones escalares.

6.1. Acoplamiento de norma-Higgs

Para poder conocer los acoplamiento de los bosones de Higgs con los bosones de norma en el modelo S3-3H, debemos expandir el término escalar cinético del Lagrangiano como se mostró en la Ec.(4.75), de donde podremos obtener dichos acoplamiento, además desde el punto de vista fenomenológico, los acoplamiento de H_1 y H_2 a W^-W^+ y ZZ son probablemente los más importantes.

A continuación presentaremos los acoplamiento de los bosones de norma con los tres bosones escalares que existen en el modelo, el resto de los acoplamiento están dados en el apéndice. En estas expresiones no se ha tomado en cuenta el factor de combinatoria debido a dos partículas idénticas en el lagrangiano.

$$g_{h_0 W^\pm W^\mp} = 0, \quad g_{h_0 ZZ} = 0; \quad (6.1)$$

$$g_{H_1 W^\pm W^\mp} = \frac{2M_W^2 \cos(\alpha - \theta) g^{\mu\nu}}{v}, \quad g_{H_2 W^\pm W^\mp} = \frac{2M_W^2 \sin(\alpha - \theta) g^{\mu\nu}}{v}; \quad (6.2)$$

$$g_{H_1 ZZ} = \frac{M_Z^2 \cos(\alpha - \theta) g^{\mu\nu}}{v}, \quad g_{H_2 ZZ} = \frac{M_Z^2 \sin(\alpha - \theta) g^{\mu\nu}}{v}; \quad (6.3)$$

$$g_{h_0 h_0 W^\pm W^\mp} = \frac{M_W^2 g^{\mu\nu}}{v^2}, \quad g_{h_0 h_0 ZZ} = \frac{M_Z^2 g^{\mu\nu}}{2v^2}; \quad (6.4)$$

$$g_{H_1 H_1 W^\pm W^\mp} = \frac{M_W^2 g^{\mu\nu}}{v^2}, \quad g_{H_2 H_2 W^\pm W^\mp} = \frac{M_W^2 g^{\mu\nu}}{v^2}; \quad (6.5)$$

$$g_{H_1 H_1 ZZ} = \frac{M_Z^2 g^{\mu\nu}}{2v^2}, \quad g_{H_2 H_2 ZZ} = \frac{M_Z^2 g^{\mu\nu}}{2v^2}. \quad (6.6)$$

Como se puede apreciar en las expresiones mostradas arriba la simetría residual \mathcal{Z}_2 se manifiesta también en los acoplamiento norma-Higgs que se puedan tener, ya que h_0 no tiene acoplamiento trilineales con los bosones de norma, pero sí acoplamiento cuárticos, es decir, en par con par de bosones de norma.

Las expresiones para los acoplamiento de norma con los dos escalares neutros $H_{1,2}$ son similares a los que se presenta en el modelo de dos dobletes de Higgs [16], reflejando el hecho de que estos dos escalares se desacoplan de h_0 debido a la simetría residual \mathcal{Z}_2 . Como mencionamos en el capítulo anterior, cuando tomamos alguno de los límites de alineamiento tenemos que uno de los bosones escalares queda completamente acoplado de los bosones de norma y el otro queda desacoplado, además de que en el límite de alineamiento exacto el bosón de Higgs que queda máximamente acoplado a los bosones de norma tendría el mismo acoplamiento del bosón de Higgs del ME.

6.2. Acoplamiento de Higgs-Higgs

Para poder determinar exactamente las implicaciones fenomenológicas del modelo, se deben incluir los efectos de las correcciones radiativas, por lo que serán de suma importancia los acoplamiento trilineales y cuárticos de los Higgs, ya que estos permiten hacer cálculos a un lazo para estimar las correcciones radiativas, en particular para el bosón de Higgs del ME, así como también posibles contribuciones a un lazo de diferentes procesos físicos.

Con anterioridad, los acoplamiento trilineales para los bosones escalares neutros en el 3HDM con la simetría S_3 se ha reportado en [75], sin embargo nuestros cálculos resultan diferentes a los presentados en dicho trabajo. Por otro lado, nuestras expresiones para los acoplamiento trilineales coinciden con la presencia de la simetría residual \mathcal{Z}_2 , como fue reportada en [74]. Además de constatar la simetría residual, nosotros mostramos que los acoplamiento se reducen a los del ME exactamente para alguno de los límites de alineamiento.

Los auto-acoplamiento dados en el potencial de Higgs, Ec.(4.2), se pueden reescribir en términos de los parámetros físicos, ya que podemos escribir la Ec.(4.58) en términos de las masas físicas de los bosones de Higgs y el ángulo de mezcla α , usando las Ecs.(4.57) y (4.63). Por lo tanto, usando las Ecs.(4.52)-(4.55) y las Ecs.(4.62)-(4.63), podemos obtener las expresiones para los auto-acoplamiento en el potencial escalar, Ec.(4.2), y expresarlos en términos de los parámetros físicos, es decir, las masas, el *vev* y los ángulos de mezcla ($v, m_{h_0}^2, m_{H_1}^2, m_{H_2}^2, m_{A_1}^2, m_{A_2}^2, m_{H_1^\pm}^2, m_{H_2^\pm}^2, \tan \alpha, \tan \theta$), como:

$$a = \frac{1}{v^2 \cos^2 \theta} \left[m_{H_1}^2 \cos^2 \alpha + m_{H_2}^2 \sin^2 \alpha - \frac{1}{9} m_{h_0}^2 \tan^2 \theta \right], \quad (6.7)$$

$$b = \frac{1}{v^2} \left[\frac{\sin 2\alpha}{\sin 2\theta} (m_{H_1}^2 - m_{H_2}^2) + \frac{m_{h_0}^2}{9 \cos^2 \theta} + 2m_{H_2^\pm}^2 \right], \quad (6.8)$$

$$c = \frac{1}{v^2 \sin^2 \theta} \left[m_{H_1}^2 \sin^2 \alpha + m_{H_2}^2 \cos^2 \alpha - \frac{1}{9} m_{h_0}^2 - m_{H_2^\pm}^2 \cos^2 \theta + m_{H_1^\pm}^2 \right], \quad (6.9)$$

$$d = \frac{1}{v^2 \sin^2 \theta} \left[(m_{H_1^\pm}^2 - m_{A_1}^2) - (m_{H_2^\pm}^2 - m_{A_2}^2) \cos^2 \theta \right], \quad (6.10)$$

$$e = -\frac{4m_{h_0}^2}{9v^2 \sin 2\theta}, \quad (6.11)$$

$$f = \frac{1}{v^2} \left[\frac{m_{h_0}^2}{9 \cos^2 \theta} + m_{A_2}^2 - 2m_{H_2^\pm}^2 \right], \quad (6.12)$$

Acoplamiento en el S3-3H
6.2 Acoplamiento de Higgs-Higgs

$$g = \frac{1}{v^2 \sin^2 \theta} \left[\frac{4}{9} m_{h_0}^2 + m_{H_2^\pm}^2 \cos^2 \theta - m_{H_1^\pm}^2 \right], \quad (6.13)$$

$$h = \frac{1}{v^2} \left[\frac{m_{h_0}^2}{9 \cos^2 \theta} - m_{A_2}^2 \right]. \quad (6.14)$$

Esta parametrización de los auto-acoplamiento del potencial escalar difiere significativamente de los presentados en otros trabajos, como en [74, 75], debido a la normalización que usamos en el potencial de Higgs.

Ahora del potencial escalar nosotros podemos obtener los acoplamiento trilineales escalares de forma usual, donde todas las combinaciones están dadas de los términos considerados en el potencial.

$$-i\lambda_{ijk} = \frac{-i\partial^3 V}{\partial H_i \partial H_j \partial H_k}. \quad (6.15)$$

Como ya se ha mencionada, la simetría residual \mathcal{Z}_2 presente implica que alguno de los acoplamiento trilineales serán cero, como $h_0 h_0 h_0$, debido a su carga impar bajo la simetría \mathcal{Z}_2 , nosotros comprobamos explícitamente esto y también obtuvimos los otros acoplamiento trilineales y cuárticos de los demás escalares. Estos acoplamiento son indispensable además para poder determinar la forma real del potencial de Higgs. Para tal fin, el cálculo a un lazo de la corrección de la auto-energía y vértices deben ser calculados. También es posible restringir los parámetros de las correcciones de las masas del bosón del Higgs del ME, como se considerará más adelante.

Las siguientes expresiones analíticas son para los acoplamiento escalar-escalar, escritos en la base física y en términos de los parámetros físicos. Como ya se dijo anteriormente, el factor $n!$ se tiene que agregar enfrente de los acoplamiento para el caso de n partículas idénticas en el vértice:

$$g_{h_0 h_0 h_0} = 0, \quad (6.16)$$

$$g_{H_2 H_2 H_2} = -\frac{1}{v s_{2\theta}} \left[m_{h_0}^2 \frac{c_{\alpha-\theta}^3}{9c_\theta^2} + m_{H_2}^2 (c_\alpha^2 c_{\alpha-\theta} - s_\alpha s_\theta) \right], \quad (6.17)$$

$$g_{H_1 H_1 H_1} = \frac{1}{v s_{2\theta}} \left[m_{h_0}^2 \frac{s_{\alpha-\theta}^3}{9c_\theta^2} - m_{H_1}^2 (c_\alpha^2 s_{\alpha-\theta} - s_\alpha c_\theta) \right], \quad (6.18)$$

$$g_{h_0 h_0 H_1} = \frac{1}{v s_{2\theta}} (m_{h_0}^2 s_{\alpha+\theta} + m_{H_1}^2 s_\alpha c_\theta), \quad (6.19)$$

$$g_{h_0 h_0 H_2} = -\frac{1}{v s_{2\theta}} (m_{h_0}^2 c_{\alpha+\theta} + m_{H_2}^2 c_\alpha c_\theta), \quad (6.20)$$

$$g_{H_1 H_1 H_2} = -\frac{s_{\alpha-\theta}}{v s_{2\theta}} \left(m_{h_0}^2 \left(\frac{s_{2(\alpha-\theta)}}{6c_\theta^2} \right) + m_{H_1}^2 s_{2\alpha} + \frac{m_{H_2}^2 s_{2\alpha}}{2} \right), \quad (6.21)$$

$$g_{H_1 H_2 H_2} = \frac{c_{\alpha-\theta}}{v s_{2\theta}} \left(m_{h_0}^2 \left(\frac{s_{2(\alpha-\theta)}}{6c_\theta^2} \right) + \frac{m_{H_1}^2 s_{2\alpha}}{2} + m_{H_2}^2 s_{2\alpha} \right), \quad (6.22)$$

aquí estamos usando nuevamente la notación reducida $s_x \equiv \sin x$, $c_x \equiv \cos x$ y $t_x \equiv \tan x$.

A continuación mostramos las expresiones analíticas para los acoplamiento trilineales entre los escalares y pseudoescalares, así como con los bosones de Goldstone, los acoplamiento con los bosones de Goldstone son importantes de calcular, ya que en este análisis que mostramos no hemos fijado ninguna norma, razón por la cual no debemos excluirlos. La simetría residual \mathcal{Z}_2 es evidente también en los siguientes acoplamiento con los pseudoescalares. Aquellos que no estén permitidos no se presentaran explícitamente.

$$g_{A_1 A_1 H_1} = \frac{1}{v s_\theta} \left(-m_{h_0}^2 \frac{s_{\alpha-\theta}}{6c_\theta} + \frac{1}{2} m_{H_1}^2 s_\alpha + m_{A_1}^2 s_\alpha - m_{A_2}^2 c_\theta s_{\alpha-\theta} \right), \quad (6.23)$$

$$g_{A_1 A_1 H_2} = \frac{1}{v s_\theta} \left(\frac{m_{h_0}^2 c_{\alpha-\theta}}{6c_\theta} - \frac{m_{H_2}^2 c_\alpha}{2} - m_{A_1}^2 c_\alpha + m_{A_2}^2 c_\theta c_{\alpha-\theta} \right), \quad (6.24)$$

$$g_{A_2 A_2 H_1} = \frac{1}{v s_{2\theta}} \left(\frac{m_{h_0}^2 s_{\alpha-\theta}}{9c_\theta^2} + m_{H_1}^2 (s_\alpha c_\theta^3 - c_\alpha s_\theta^3) + m_{A_2}^2 s_{2\theta} c_{\alpha-\theta} \right), \quad (6.25)$$

$$g_{A_2 A_2 H_2} = \frac{1}{v s_{2\theta}} \left(-\frac{m_{h_0}^2 c_{\alpha-\theta}}{9c_\theta^2} + m_{H_2}^2 (s_\alpha s_\theta^3 - c_\alpha c_\theta^3) + m_{A_2}^2 s_{2\theta} s_{\alpha-\theta} \right), \quad (6.26)$$

$$g_{A_1 A_2 h_0} = \frac{2}{3v s_{2\theta}} \left(-m_{h_0}^2 (c_{2\theta} + c_\theta^2) + 3m_{A_1}^2 c_\theta^2 - 3m_{A_2}^2 c_\theta^2 \right), \quad (6.27)$$

$$g_{H_2 G_0 G_0} = \frac{m_{H_2}^2 s_{\alpha-\theta}}{2v}, \quad g_{H_1 G_0 G_0} = \frac{m_{H_1}^2 c_{\alpha-\theta}}{2v}, \quad (6.28)$$

$$g_{H_2 G_0 A_2} = \frac{c_{\alpha-\theta}}{v} (m_{H_2}^2 - m_{A_2}^2), \quad g_{H_1 G_0 A_2} = \frac{s_{\alpha-\theta}}{v} (-m_{H_1}^2 + m_{A_2}^2), \quad (6.29)$$

$$g_{h_0 G_0 A_1} = \frac{1}{v} (m_{h_0}^2 - m_{A_1}^2). \quad (6.30)$$

Los acoplamiento que involucran Higgs cargados se pueden encontrar en el apéndice A.1. Cabe mencionar que las matrices de rotación, Ecs.(4.61) y (4.51), llevan a una estructura que es similar a las que aparecen en el 2HDM para el bloque de 2×2 , con los bosones H_2, H_1, H_2^\pm y A_2 , los cuales son pares bajo \mathcal{Z}_2 , mientras que los bosones impares bajo \mathcal{Z}_2 (H_1^\pm, A_1, h_0) quedan desacoplados. Sin embargo el espacio de parámetros permitido en ambos modelos va a ser diferente debido a las partículas escalares impares bajo \mathcal{Z}_2 y los acoplamiento asociados a estas en nuestro modelo en comparación con el 2HDM. Por ejemplo, nosotros tenemos un canal extra para la producción del boson de Higgs del ME y producción di-Higgs, que en el LHC pueden ser del tipo $pp \rightarrow Hqq$ y $pp \rightarrow HH \rightarrow b\bar{b}\gamma\gamma, b\bar{b}b\bar{b}, b\bar{b}\tau^+\tau^-$ respectivamente, está producción extra ocurrirían vía el intercambio del los escalares impares de \mathcal{Z}_2 y dependerían de los acoplamiento trilineales escalares y de los acoplamiento de Yukawa del modelo. También habrá correcciones a un lazo a la masa del Higgs

del ME debida a las partículas impares de \mathcal{Z}_2 , las cuales no aparecen en el 2HDM, además como veremos en el siguiente capítulo los acoplamiento con los quarks tiene un elemento extra. Por lo que todos estos procesos proveen formas de diferenciar este modelo S3-3H del 2HDM en los límites de alineamiento [16].

De las expresiones, Ecs.(6.27,A.1), se puede ver que los acoplamiento trilineales entre h_0 y las otras partículas impares bajo \mathcal{Z}_2 están permitidas. Como ya se ha mencionado h_0 puede ser un candidato a materia oscura, si se encuentra que no tenga acoplamiento con los fermiones del ME y si es la partícula más ligera de las partículas impares bajo \mathcal{Z}_2 , es decir, $m_{H_1^\pm}, m_{A_1} > m_{h_0}$.

Para poder calcular los acoplamiento cuárticos de los escalares es a través de la siguiente expresión:

$$-i\lambda_{ijkl} = \frac{-i\partial^4 V}{\partial H_i \partial H_j \partial H_k \partial H_l}. \quad (6.31)$$

Nosotros vamos a calcular los acoplamiento cuárticos en la base del Higgs y presentaremos las expresiones analíticas para los acoplamiento cuárticos en términos de los parámetros físicos del modelo. Estamos interesados en presentar las expresiones para los acoplamiento de $H_{1,2}$, con el propósito de comparar con los existentes en el ME tomando el límite de alineamiento. Estos acoplamiento cuárticos también son necesarios para poder calcular correcciones a un lazo a las masas de los bosones de Higgs. Presentaremos algunos ejemplos de los acoplamiento escalares cuárticos, el resto de los acoplamiento se pueden encontrar en el apéndice A.1.2:

$$g_{h_0 h_0 h_0 h_0} = \frac{1}{24v^2 s_\theta^2} \left(m_{h_0}^2 + 3m_{H_1}^2 s_\alpha^2 + 3m_{H_2}^2 c_\alpha^2 \right), \quad (6.32)$$

$$g_{H_1 H_1 H_1 H_1} = \frac{1}{2v^2 s_{2\theta}^2} \left(m_{h_0}^2 s_{\alpha-\theta}^3 \frac{(s_{\alpha-\theta} + 2s_{\alpha+\theta})}{9c_\theta^2} + m_{H_1}^2 (s_\alpha^2 s_{\alpha-\theta} + c_\alpha s_\theta)^2 + m_{H_2}^2 \frac{s_{2\alpha}^2 s_{\alpha-\theta}^2}{4} \right), \quad (6.33)$$

$$g_{H_2 H_2 H_2 H_2} = \frac{1}{2v^2 s_{2\theta}^2} \left(m_{h_0}^2 c_{\alpha-\theta}^3 \frac{(c_{\alpha-\theta} + 2c_{\alpha+\theta})}{9c_\theta^2} + m_{H_1}^2 \frac{s_{2\alpha}^2 c_{\alpha-\theta}^2}{4} + m_{H_2}^2 (c_\alpha^2 c_{\alpha-\theta} - s_\alpha s_\theta)^2 \right). \quad (6.34)$$

6.2.1. Acoplamientos en el escenario A

A continuación presentaremos cómo se reducen los acoplamientos escalares en el límite de alineamiento del escenario A. Recordemos que el límite de alineamiento está dado como: $\sin(\alpha - \theta) = 1$ y $\cos(\alpha - \theta) = 0$, así las funciones trigonométricas para α y θ satisfacen las siguientes relaciones:

$$\sin \alpha = \cos \theta; \quad \cos \alpha = -\sin \theta; \quad \sin 2(\alpha - \theta) = 0;$$

$$\cos(3\alpha - \theta) = \sin 2\theta; \quad \sin(\alpha + \theta) = \cos 2\theta; \quad \cos(\alpha + \theta) = -\sin 2\theta. \quad (6.35)$$

Por lo tanto en el límite de alineamiento del escenario A, los acoplamientos trilineales del bosón de Higgs H_2 , coinciden exactamente con los acoplamientos trilineales del bosón del ME λ_{SM} , como se muestra a continuación:

$$g_{H_2 H_2 H_2} = \frac{1}{v s_{2\theta}} [m_{H_2}^2 s_\alpha s_\theta] = \frac{1}{2v} \frac{s_\alpha}{c_\theta} m_{H_2}^2 = \frac{m_{H_2}^2}{2v} \equiv \lambda_{SM}. \quad (6.36)$$

Y el acoplamiento trilineal de H_1 se reduce a:

$$g_{H_1 H_1 H_1} = \frac{1}{v s_{2\theta}} \left[\frac{1}{9c_\theta^2} m_{h_0}^2 - s_\theta^2 m_{H_1}^2 \right] = \frac{1}{v s_{2\theta} c_\theta^2} \left[\frac{1}{9} m_{h_0}^2 - \frac{1}{2} s_{2\theta} m_{H_1}^2 \right]. \quad (6.37)$$

El acoplamiento cuártico de H_2 , Ec.(6.34), también se reduce exactamente igual al del ME en el límite de alineamiento,

$$g_{H_2 H_2 H_2 H_2} = \frac{1}{2v^2 s_{2\theta}^2} m_{H_2}^2 (-s_\theta^3 c_\theta - c_\theta^3 s_\theta)^2 = \frac{m_{H_2}^2}{8v^2}. \quad (6.38)$$

El acoplamiento cuártico $g_{H_2 H_2 h_0 h_0}$ se reduce en este límite a:

$$g_{H_2 H_2 h_0 h_0} = \frac{1}{v^2 s_{2\theta}} \left(\frac{1}{6} m_{h_0}^2 3s_{2\theta} + \frac{1}{4} m_{H_2}^2 s_{2\theta} \right) = \frac{1}{4v^2} (2m_{h_0}^2 + m_{H_2}^2). \quad (6.39)$$

Algunas de las reducciones de los acoplamiento escalares para el escenario A solo dependen de las masas de los bosones y están dadas como:

$$\begin{aligned} g_{H_2 h_0 h_0} &= \frac{1}{2v} (m_{H_2}^2 + 2m_{h_0}^2), & g_{H_2 A_1 A_1} &= \frac{1}{2v} (m_{H_2}^2 + 2m_{A_1}^2), & g_{H_2 A_2 A_2} &= \frac{1}{2v} (m_{H_2}^2 + 2m_{A_2}^2), \\ g_{H_2 H_1^\pm H_1^\mp} &= \frac{1}{v} (m_{H_2}^2 + 2m_{H_1^\pm}^2), & g_{H_2 H_2^\pm H_2^\mp} &= \frac{1}{v} (m_{H_2}^2 + 2m_{H_2^\pm}^2), & g_{H_2 H_2 H_2 H_1} &= g_{H_1 H_1 H_1 H_2} = 0. \end{aligned} \quad (6.40)$$

De estas expresiones, se impone una cota inferior para todas las masas de los escalares (excepto para H_1 , el cual siempre es más pesado que H_2 en este escenario), las cuales deben ser $\gtrsim 63 \text{ GeV}$, ya que las observaciones experimentales no muestran evidencia de algún decaimiento del bosón de Higgs del ME a otros escalares. Dicha cota está en concordancia con las cotas actuales relacionadas con los bosones escalares cargados, cuya masa debe ser superior a $\sim 80 \text{ GeV}$ [96, 116]. Las recientes señales para el decaimiento raro a tres cuerpos del bosón de Higgs del ME a un fotón y dos leptones [123], impondría constricciones extras a los valores de los acoplamiento trilineales permitidos.

Los acoplamiento de los bosones de norma con el bosón de Higgs del ME, se han determinado con una precisión de $\sim 5\%$ [109, 110, 124]. Para nuestras expresiones a nivel árbol para los acoplamiento norma-Higgs, Ecs.(6.5,6.6) se puede parametrizar una desviación con respecto al valor del ME como:

$$\cos(\alpha - \theta) = \cos\left(\frac{\pi}{2} - \epsilon\right) = \sin \epsilon \equiv \delta, \quad (6.41)$$

donde en el límite exacto de alineamiento $\delta = 0 = \epsilon$. Las medidas experimentales actuales son compatibles con un valor de $\delta \lesssim 0.1$ y es consistente con nuestra aproximación del 10% de desviación para el valor de $(\alpha - \theta)$ del límite de alineamiento en la Fig. 5.1.

Por otro lado, una desviación en el auto-acoplamiento trilineal del ME, λ_{SM} ,

tendría un impacto en: la producción a dos Higgs a nivel de árbol [125, 126], la producción única del bosón de Higgs y decaimientos a nivel de un lazo [127], así como la precisión de observables electrodébiles a nivel de dos lazos [128]. En nuestro caso, podemos describir una pequeña desviación en el límite de alineamiento a nivel árbol, en términos de δ , θ y m_{h_0} , para este auto-acoplamiento trilineal, como

$$g_{H_2 H_2 H_2} \equiv \lambda_{SM} \kappa_\lambda = \frac{m_{H_2}^2}{2v} \left[(1 + 2\delta^2) \sqrt{1 - \delta^2} + \delta^3 (\tan \theta - \cot \theta) - \frac{m_{h_0}^2}{m_{H_2}^2} \frac{\delta^3}{9s_\theta c_\theta^3} \right], \quad (6.42)$$

donde el término en el corchete, κ_λ , es el factor de escala que parametriza la desviación del auto-acoplamiento trilineal del Higgs del ME, en este caso a nivel árbol. Los valores del auto-acoplamiento trilineal ya se ha constreñido experimentalmente [124, 129]. Aquí usaremos el modificador, κ [130], y los resultados de [131], donde ellos ponen límites a κ_λ , suponiendo que el resto de los acoplamiento del Higgs del ME con los fermiones y bosones de norma, son los mismos o están muy cercanos a los del ME. En nuestro caso, el valor de κ_λ dependerá de δ , m_{h_0} y θ . De la Fig 5.1, podemos ver la dependencia en m_{h_0} con $\tan \theta$, la cual para una δ dada nos permite determinar el valor de κ_λ . A modo de ejemplo, tomemos $\delta \sim 0.1$ y fijemos m_{h_0} a su máximo valor posible para un valor de $\tan \theta$ dado. Con el fin de satisfacer las cotas $-1.8 < \kappa_\lambda < 9.2$, como se determinaron en [131], entonces $\tan \theta \lesssim 15$. Pero para valores pequeños de δ , valores grandes de $\tan \theta$ están permitidos.

En el caso del límite de alineamiento exacto, λ_{SM} aún recibiría correcciones, pero a un lazo. Mientras que el factor κ_λ tendríamos una expresión diferente y dependiendo de qué tan complicada sea y qué otras restricciones se tomen en cuenta podría ser posible restringir el espacio de parámetros a través de este factor.

Expresiones análogas para los acoplamiento se pueden hallar para el escenario B. En ese caso, el bosón de Higgs del ME sería H_1 y el otro Higgs neutro, H_2 , sería más ligero que el bosón que correspondería con el bosón de Higgs del ME, a nivel árbol. Como ya se ha comentado, no podemos descartar por completo este escenario ya que en el límite de alineamiento, H_2 no tendría acoplamiento con los bosones de norma, con lo que escaparía de la detección experimental.

No consideraremos el caso más general, es decir, sin alineamiento, como se ya se ha mencionado ya que eso implicaría que ambos Higgs neutros acoplarían a los

bosones de norma, lo cual impondría grandes restricciones provenientes de los datos experimentales.

6.3. Auto-energía a un lazo del Higgs

Al principio de este capítulo se habló de la importancia de tener las expresiones explícitas de los acoplamiento de Higgs, ya que son fundamentales para poder calcular las correcciones radiativas o posibles contribuciones a un lazo para diferentes procesos donde los bosones de Higgs estén involucrados, incluyendo las correcciones radiativas a la masa del bosón de Higgs del ME y su renormalización [132]. Para cualquier modelo más allá del ME las contribuciones a los parámetros oblicuos [133], deben ajustarse a los datos experimentales. Hay un trabajo que aborda este tema para modelo multi-Higgs en [134, 135], donde exploran el espacio de parámetros para modelos de N dobletes de Higgs. En dicho análisis las masas de los bosones de Higgs debe ser casi degeneradas en un espectro escalar compacto, ya que en su trabajo, la suposición es que la escala de las masas de los nuevos bosones de Higgs debería estar por encima de la escala EWSB y que todos los escalares deben estar acoplados con los bosones de norma. En nuestro caso, de la forma explícita de los acoplamiento, por ejemplo en la Ec.(6.1), se puede ver que algunas de las contribuciones que deberían estar presentes a un lazo de algunos de los bosones de Higgs no estarán presentes, así la contribución relevante a un lazo calculada en [135] no estará presente para nuestro h_0 , lo que implica que la restricción de $m_{h_0} > m_V$ (con $V = W, Z$), considerada ahí, no es necesaria en nuestro caso. Lo mismo aplica para los otros bosones de Higgs, (no para el que sería el bosón de Higgs del ME) considerados en cada uno de los escenarios de los que hemos hablado en este trabajo, donde algunos de los acoplamiento con los bosones de norma son cero.

Considerando la invariancia de CP, la renormalización a las masas de los bosones de Higgs neutros se escribiría como dos bloques diagonales de matrices de 3×3 , un bloque para los estados neutros CP pares de los dobletes de Higgs (h_0, H_1, H_2) y el segundo para los estados neutros CP impares (A_1, A_2, G^0).

$$\mathcal{M}_{\phi^0}^2(s) = \mathcal{M}_H^{(0)2} + \begin{pmatrix} \hat{\Pi}^S(s) & 0 \\ 0 & \hat{\Pi}^P(s) \end{pmatrix}, \quad (6.43)$$

donde $\mathcal{M}_H^{(0)2}$ es la matriz de masa de los bosones de Higgs a nivel árbol dadas en el

capítulo cuatro cuyas expresiones para las partes neutras se dan en la Ec.(4.47), y con sus masas explicitas a nivel árbol dadas en las Ecs.(4.52)-(4.55), (4.62) y (4.63). La renormalización completa a la auto-energía de los bosones neutros de Higgs a nivel de un lazo, $\hat{\Pi}^S(s)$, debe ser tomada de la forma usual, por ejemplo como está dado en [136], simplemente adaptándolo al modelo de S3-3H.

La contribución a un lazo de la corrección de la masa no renormalizada se denotará por $\Pi^{S,(\tilde{q})}(s)$, en nuestro modelo la corrección que proviene únicamente de la auto-energía del sector escalar, la denotaremos como Σ^ϕ , e indicará correcciones debidas a los bosones escalares a un lazo. En general tendremos correcciones a las masas de los bosones de Higgs considerando los bosones de norma y escalares, así como fermiones. En particular para la matriz de masas de los escalares neutros tendremos:

$$\Pi^{S,(\tilde{q})}(s) = \Sigma^\phi(s) + \Sigma^V(s) + \Sigma^f(s) . \quad (6.44)$$

Debido a la simetría residual \mathcal{Z}_2 , el único acoplamiento trilineal que involucra solamente un h_0 , el cual dará correcciones a la masa a un lazo, es aquel con dos diferentes escalares cargados $h_0 H_1^\pm H_2^\mp$ (Ec.(A.1) en el apéndice). Esta mezcla de acoplamiento de Higgs cargados no está presente en los otros dos bosones de Higgs neutros, y con ello evitando la mezcla de h_0 con los otros dos escalares neutros a nivel de un lazo.

Para el caso de los acoplamiento cuárticos, no hay acoplamiento que involucren solamente un h_0 con un par de bosones de Higgs idénticos (incluyendo cuando los tres son idénticos), ver el apéndice, Ec.(A.1.2). Por lo tanto no hay posibles correcciones a la masa a un lazo que mezcle h_0 con los otros dos escalares neutros, H_1 y H_2 . Además como podemos ver de los acoplamiento de los bosones de norma con h_0 , dados en la Sec.(6.1), solamente hay correcciones a la masa de h_0 pero no hay mezcla con los otros dos bosones neutros de Higgs. Por lo tanto el desacoplamiento se mantiene incluso a nivel de un lazo, como se esperaba, con la consecuencia de que la matriz de masa escalar neutra a un lazo mantendrá la forma de un bloque diagonal como se muestra a continuación.

$$\Sigma^\phi(s) + \Sigma^V(s) = \begin{pmatrix} \Sigma_{h_0}^{\phi,V}(s) & 0 & 0 \\ 0 & \Sigma_{H_1}^{\phi,V}(s) & \Sigma_{H_1 H_2}^{\phi,V}(s) \\ 0 & \Sigma_{H_2 H_1}^{\phi,V}(s) & \Sigma_{H_2}^{\phi,V}(s) \end{pmatrix}. \quad (6.45)$$

Podemos ver de las expresiones de arriba, que aun a nivel de un lazo el escalar h_0 está desacoplado de los otros dos, así la estructura de la matriz de masa de los otros dos escalares neutros es similar a la del 2HDM. Sin embargo tendremos correcciones a un lazo para la masa de $H_{1,2}$ debido a h_0 , como se puede ver de los acoplamientos dados en las Ecs.(6.19) y (6.20). Por otro lado, h_0 también recibirá correcciones a un lazo en su masa vía los bosones de norma, debido al acoplamiento permitido, Ec.(6.4).

La contribución general proveniente de los bosones escalares y de norma al término de masa al cuadrado para H_1 y H_2 están definidas como:

$$\begin{aligned} \Sigma_{H_n}^{\phi,V} &= \sum_i \frac{g_{H_n H_n \phi_i^0 \phi_i^0}}{16\pi^2} A_0(m_{\phi_i^0}^2) + \sum_{i,j} \frac{g_{H_n \phi_i^0 \phi_j^0}^2}{8\pi^2} B_0(p^2, m_{\phi_i^0}^2, m_{\phi_j^0}^2) + \sum_k \frac{g_{H_n \phi_k^\pm \phi_k^\mp}^2}{8\pi^2} B_0(p^2, m_{\phi_k^\pm}^2, m_{\phi_k^\mp}^2) \\ &+ \sum_i \frac{g_{H_n H_n V_i V_i}}{16\pi^2} A_0(m_{V_i}^2) + \sum_i \frac{g_{H_n V_i V_i}^2}{8\pi^2} B_0(p^2, m_{V_i}^2, m_{V_i}^2), \end{aligned} \quad (6.46)$$

con $n = 1, 2$. Para los términos de mezcla de $H_{1,2}$ la contribución general se define:

$$\begin{aligned} \Sigma_{H_1 H_2}^{\phi,V} &= \sum_i \frac{g_{H_1 H_2 \phi_i^0 \phi_i^0}}{16\pi^2} A_0(m_{\phi_i^0}^2) + \sum_{i,j} \frac{g_{H_1 \phi_i^0 \phi_j^0} g_{H_2 \phi_i^0 \phi_j^0}}{8\pi^2} B_0(p^2, m_{\phi_i^0}^2, m_{\phi_j^0}^2) \\ &+ \sum_k \frac{g_{H_1 \phi_k^\pm \phi_k^\mp} g_{H_2 \phi_k^\pm \phi_k^\mp}}{8\pi^2} B_0(p^2, m_{\phi_k^\pm}^2, m_{\phi_k^\mp}^2) + \sum_i \frac{g_{H_1 V_i V_i} g_{H_2 V_i V_i}}{8\pi^2} B_0(p^2, m_{V_i}^2, m_{V_i}^2) \\ &+ \sum_k \frac{g_{H_1 \phi_k^\pm W^\mp} g_{H_2 \phi_k^\pm W^\mp}}{8\pi^2} B_0(p^2, m_{\phi_k^\pm}^2, m_W^2), \end{aligned} \quad (6.47)$$

donde $\phi_{i(j)}^0 = h_0, H_1, H_2, A_1, A_2, G^0$, $\phi_k^\pm = H_{1,2}^\pm, G^\pm$ y $V_i = W^\pm, Z$. Los términos donde los bosones de norma aparecen, solo se muestra la contribución del acoplamiento, para el cálculo real se tendría que fijar la norma que se usará. En estas expresiones A_0 y B_0 son las funciones de Passarino-Veltman de las masas involucradas [137]. Las contribuciones radiativas a la mezcla de $\Sigma_{H_1 H_2}^{\phi,V}(s)$ se reducen cuando aplicamos alguno de los límites de alineamiento que estamos analizando.

Para el escenario A, los acoplamientos se reducen tal que las correcciones a un lazo a los términos de mezcla están dados como

$$\begin{aligned} \Sigma_{H_1 H_2}^\phi &= \sum_i \frac{g_{H_1 H_2 \phi_i^0 \phi_i^0}}{16\pi^2} A_0(m_{\phi_i^0}^2) + \sum_i \frac{g_{H_1 \phi_i^0 \phi_i^0} g_{H_2 \phi_i^0 \phi_i^0}}{8\pi^2} B_0(p^2, m_{\phi_i^0}^2, m_{\phi_j^0}^2) \\ &+ \sum_k \frac{g_{H_1 \phi_k^\pm \phi_k^\mp} g_{H_2 \phi_k^\pm \phi_k^\mp}}{8\pi^2} B_0(p^2, m_{\phi_k^\pm}^2, m_{\phi_k^\mp}^2), \end{aligned} \quad (6.48)$$

en este caso solamente tendremos $\phi_i^0 = h_0, A_1, A_2$, $\phi_k^\pm = H_{1,2}^\pm$, ya que todos los términos que involucran a los bosones de norma y de Goldstone son cero, así simplificamos la notación a $\Sigma_{H_1 H_2}^\phi$. Este análisis es solamente tomando en cuenta las contribuciones escalares y de norma a las correcciones a un lazo. Expresiones equivalentes se pueden encontrar para el escenario B.

Una vez que obtuvimos las expresiones de las Ecs.(6.3) y (6.3), podemos explorar la estructura de las contribuciones a un lazo para las masas de h_0, H_1 y H_2 que viene de los bosones de norma y todos los escalares (escalares neutros, pseudoescalares y escalares cargados) fijando las masas a nivel árbol y variando el parámetro θ .

Como se puede observar el término de mezcla para H_1 y H_2 en la matriz de masa, Ec.(6.45), implica que no son los eigenestados finales. A nivel de un lazo, podríamos esperar que este parámetro de mezcla sea pequeño, ya que el orden predominante debe ser a nivel árbol. Formalmente, deberíamos tomar los polos del propagador de la matriz de masa al orden que vayamos hacer el cálculo para obtener las masas de las partículas, con el propósito de obtener los dos estados diferentes, la matriz de masas debería diagonalizarse al orden de n-lazos [132]. Manteniendo esta corrección pequeña, es otra condición que se puede considerar para constreñir el espacio de parámetros del modelo. Sabemos que se deben de tomar en cuenta todas las correcciones al siguiente orden, es decir, incluir a los fermiones, pero por el momento nuestro objetivo es mostrar la importancia de tener la forma explícita de los acoplamientos trilineales y cuárticos con el fin de ser capaces para poder calcular correcciones a un lazo, las cuales están en función de los parámetros libres del modelo.

En la tabla 6.1 presentamos dos conjuntos de valores de referencia para estas correcciones en el escenario A. La elección de estos dos puntos de referencia satisfacen que los elementos de matriz de mezcla sean cero, se tomaron con el propósito de ejemplificar que hay regiones del espacio de parámetros donde se satisface que estas correcciones a un lazo sean pequeñas. Estos ejemplos corresponden a puntos en el

Acoplamiento en el S3-3H
6.3 Auto-energía a un lazo del Higgs

Valores de referencia	Masas (GeV)	$\tan \theta$
espectro ligero	$m_{h_0} = 80, m_{H_1} = 200, m_{A_{1,2}} = 80, m_{H_{1,2}^\pm} = 100$	1
espectro pesado	$m_{h_0} = 800, m_{H_1} = 800, m_{A_{1,2}} = 800, m_{H_{1,2}^\pm} = 800$	2.1

Cuadro 6.1: Valores de los parámetros en el escenario A, que hacen que el parámetro de mezcla a un lazo sea cero, $\Sigma_{H_1 H_2}^\phi = 0$, tomando en cuenta solamente las contribuciones escalares y de norma.

espacio de parámetros donde los términos de mezcla en la matriz de masas de la Ec.(6.45) se anulan.

Para valores ligeros para las masas de los bosones de Higgs, logamos que $\Sigma_{H_1 H_2}^\phi(s) = 0$ con $\tan \theta = 1$, pero las masas de los bosones escalares son diferentes entre si, así la condición para tener las contribuciones a los parámetros oblicuos, S y T pequeños, podría no tenerse. Por otro lado, se hallaron valores pesados para las masas de los escalares, donde $\Sigma_{H_{1,2}}^\phi(s) = 0$ y $\tan \theta \sim 2$. Una exploración completa de estas correcciones podría restringir aún más el espacio de parámetros, ya que deben permanecer pequeños. Nuestro objetivo aquí era mostrar las posibles correcciones a un lazo que podrían estar presentes en su forma general. El valor pequeño para la $\tan \theta$ hallado en estos dos ejemplos indica una mezcla máxima entre el singlete y el doblete de S_3 (ver Ecs.(4.66,4.67)). Este resultado también es consistente con el estudio numérico realizado en el modelo de S3-4H [83] (el cual es básicamente el S3-3H pero con un doblete extra de Higgs inerte e imponen ciertas condiciones sobre los acoplamiento de Yukawa), en dicho trabajo muestran que la región que satisfacen las cotas experimentales para escalares extras, [138], prefiere valores de $\tan \theta \lesssim 5$.

Los resultados presentado en la tabla 6.1 no son concluyentes, ya que se debe tomar en cuenta la contribución fermiónica para poder tener una estimación más precisa de las correcciones radiativas a las masas de los escalares. En particular, la contribución del quark top, ya que se espera que su contribución sea considerable, debido a que su acoplamiento de Yukawa es grande, dicho acoplamiento lo presentaremos en el siguiente capítulo.

Capítulo 7

El sector de Yukawa en el S3-3H

De acuerdo con todos los resultados presentados anteriormente, tenemos un análisis general del sector de Higgs en el modelo de S3-3H. Anteriormente se han reportado trabajos bajo esta simetría, para el sector de Yukawa, tanto de quarks[46-55] como leptones[44, 56-72], sin embargo en estos trabajos solo se han hecho suposiciones con respecto al sector de Higgs. Poder analizar ambos sectores, imponiendo la simetría S_3 podría ayudar a tener un mejor entendimiento del modelo, ya que ambos sectores están completamente relacionados. Como se presentó en el capítulo 1, después del EWSB es en el sector de Yukawa a través del sector de Higgs que se obtiene las masas de los fermiones. Así es de suma importancia poder analizar este sector, ya que no solo se hallan las masas de los fermiones sino también los acoplamientos de los fermiones con los bosones de Higgs presentes en el modelo.

A continuación presentaremos, el sector de Yukawa bajo la simetría S_3 tomando solamente la lagrangiana de los quarks, presentaremos las expresiones para las masas de los quarks y cuáles son los acoplamientos de los quarks con los bosones de Higgs del modelo, así como la matriz V_{CKM} .

7.1. La lagrangiana de Yukawa para quarks del S3-3H

Imponer la simetría S_3 en sector de Yukawa ha sido muy natural, ya que una vez que se conoció el orden de magnitud de cada una de las masas para los quarks de cada familia, se puede apreciar que las primeras dos familias tienen masas proporcionales si se comparan con el orden de magnitud de las masas para la tercera familia, dicha distribución sugiere un posible acomodo de las familias usando las representaciones

El sector de Yukawa en el S3-3H

7.1 La lagrangiana de Yukawa para quarks del S3-3H

irreducibles de la simetría discreta S_3 , además en la matriz de mezcla V_{CKM} , tenemos un bloque de dos por dos y un valor desacoplado del bloque, ya que los valores de los extremos de la matriz son casi cero. De esta manera la asignación que se hace para cada una de las familias bajo esta simetría, S_3 , tomando en cuenta su representación irreducible, es incorporar las dos primeras familias en el doblete, $\mathbf{2}$, y la última familia se asigna al singlete simétrico $\mathbf{1}_S$, que es muy similar a como se hizo la asignación en el sector de Higgs. A continuación presentamos los dobletes y singletes de las familias de los quarks bajo S_3 .

$$\begin{pmatrix} \bar{Q}_{1,L} \\ \bar{Q}_{2,L} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\bar{u}'_L, \bar{d}'_L) \\ (\bar{c}'_L, \bar{s}'_L) \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} q_{1,R}^u \\ q_{2,R}^u \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u'_R \\ c'_R \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} q_{1,R}^d \\ q_{2,R}^d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d'_R \\ s'_R \end{pmatrix}, \quad (7.1)$$

y tenemos $\bar{Q}_{s,L} = (\bar{t}'_L, \bar{b}'_L)$, $q_{s,R}^u = t'_R$, o $q_{s,R}^d = b'_R$.

Por lo tanto la densidad lagrangiana del sector de Yukawa para el caso de los quarks tipo down bajo la simetría S_3 , está definida como:

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{Y_d} = & Y_1^d (\bar{Q}_{s,L} H_s q_{s,R}^d) + \frac{1}{\sqrt{2}} Y_2^d (\bar{Q}_{1,L} H_s q_{1,R}^d + \bar{Q}_{2,L} H_s q_{2,R}^d) + \\ & \frac{1}{2} Y_3^d [(\bar{Q}_{1,L} H_2 + \bar{Q}_{2,L} H_1) q_{1,L}^d + (\bar{Q}_{1,L} H_1 - \bar{Q}_{2,L} H_2) q_{2,R}^d] + \\ & \frac{1}{\sqrt{2}} Y_5^d (\bar{Q}_{1,L} H_1 + \bar{Q}_{2,L} H_2) q_{s,R}^d + \frac{1}{\sqrt{2}} Y_6^d [\bar{Q}_{s,L} (H_1 q_{1,R}^d + H_2 q_{2,R}^d)] + h.c. \end{aligned} \quad (7.2)$$

La densidad lagrangiana para los quarks tipo up tiene una forma similar, como se mencionó en el capítulo 1, Ec.(1.23). Para poder hallar las matrices de masa, debemos hacer los productos explícitos. A continuación presento las matrices que se obtienen de la lagrangiana para los quarks tipo down, de forma explícita:

$$(\bar{d}'_L, \bar{s}'_L, \bar{b}'_L) \begin{pmatrix} \frac{Y_2^d}{\sqrt{2}} h_s + \frac{Y_3^d}{2} h_2 & \frac{Y_3^d}{2} h_1 & \frac{Y_5^d}{\sqrt{2}} h_1 \\ \frac{Y_3^d}{2} h_1 & \frac{Y_2^d}{\sqrt{2}} h_s - \frac{Y_3^d}{2} h_2 & \frac{Y_5^d}{\sqrt{2}} h_2 \\ \frac{Y_6^d}{\sqrt{2}} h_1 & \frac{Y_6^d}{\sqrt{2}} h_2 & Y_1^d h_s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d'_R \\ s'_R \\ b'_R \end{pmatrix}, \quad (7.3)$$

$$(\bar{u}'_L, \bar{c}'_L, \bar{t}'_L) \begin{pmatrix} \frac{Y_2^d}{\sqrt{2}} h_s^+ + \frac{Y_3^d}{2} h_2^+ & \frac{Y_3^d}{2} h_1^+ & \frac{Y_5^d}{\sqrt{2}} h_1^+ \\ \frac{Y_3^d}{2} h_1^+ & \frac{Y_2^d}{\sqrt{2}} h_s^+ - \frac{Y_3^d}{2} h_2^+ & \frac{Y_5^d}{\sqrt{2}} h_2^+ \\ \frac{Y_6^d}{\sqrt{2}} h_1^+ & \frac{Y_6^d}{\sqrt{2}} h_2^+ & Y_1^d h_s^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d'_R \\ s'_R \\ b'_R \end{pmatrix}, \quad (7.4)$$

donde Y_i^d , con $i = 1, \dots, 6$ en general son complejos, h_1, h_2 y h_s son las componentes neutras de cada uno de los dobletes de Higgs de SU(2), mientras que h_1^+, h_2^+ y h_s^+ , representan las partes cargadas de los dobletes definidos en el capítulo 4.

De acuerdo con las matrices presentadas, para poder hallar las expresiones para las masas de los quarks, debemos tomar el rompimiento espontáneo de la simetría y sustituir los resultados hallados en el sector de Higgs presentados en el capítulo 4, para poder hacer una diagonalización biunitaria como se habló en el capítulo 1.

7.2. Matrices de masa para los quarks

Como se mencionó en el capítulo 1, la matriz de masas se puede descomponer en el producto de dos matrices, una unitaria y otra hermitiana, de acuerdo con la matriz general hallada para el sector de Yukawa en nuestro modelo, Ec.(7.3), tenemos seis parámetros libres y complejos. A continuación presentaremos su descomposición polar y las condiciones que deben satisfacer cada uno de estos parámetros para poder descomponer la matriz de masa en el producto de las dos matrices mencionadas. Así definimos

$$Y_1^d = d_1 e^{i\vartheta_1} \quad Y_2^d = d_2 e^{i\vartheta_2} \quad Y_3^d = d_3 e^{i\vartheta_2} \quad (7.5)$$

$$Y_5^d = d_5 e^{i\vartheta_2} \quad Y_6^d = d_5 e^{i\vartheta_1} \quad (7.6)$$

Sustituyendo estos valores en la Ec.(7.3) obtenemos

$$\begin{pmatrix} \left(\frac{d_2}{\sqrt{2}} h_s + \frac{d_3}{2} h_2\right) & \frac{d_3}{2} h_1 & \frac{d_5}{\sqrt{2}} h_1 e^{-i(\vartheta_1 - \vartheta_2)} \\ \frac{d_3}{2} h_1 & \left(\frac{d_2}{\sqrt{2}} h_s - \frac{d_3}{2} h_2\right) & \frac{d_5}{\sqrt{2}} h_2 e^{-i(\vartheta_1 - \vartheta_2)} \\ \frac{d_5}{\sqrt{2}} h_1 e^{i(\vartheta_1 - \vartheta_2)} & \frac{d_5}{\sqrt{2}} h_2 e^{i(\vartheta_1 - \vartheta_2)} & d_1 h_s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\vartheta_2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\vartheta_2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\vartheta_1} \end{pmatrix}. \quad (7.7)$$

Recordemos que la diagonalización biunitaria se define de la siguiente manera

El sector de Yukawa en el S3-3H

7.2 Matrices de masa para los quarks

$A_L^\dagger M A_R$ y $A_R^\dagger M^\dagger A_L$, para nuestro caso en particular la matriz de masa que se obtiene tomando los resultados del sector de Higgs es

$$M^d = \begin{pmatrix} \left(\frac{d_2}{\sqrt{2}}v_3 + \frac{d_3}{2}v_2 \right) & \frac{d_3}{2}\sqrt{3}v_2 & \frac{d_5}{\sqrt{2}}\sqrt{3}v_2e^{-i(\delta_1-\delta_2)} \\ \frac{d_3}{2}\sqrt{3}v_2 & \left(\frac{d_2}{\sqrt{2}}v_3 - \frac{d_3}{2}v_2 \right) & \frac{d_5}{\sqrt{2}}v_2e^{-i(\delta_1-\delta_2)} \\ \frac{d_5}{\sqrt{2}}\sqrt{3}v_2e^{i(\delta_1-\delta_2)} & \frac{d_5}{\sqrt{2}}v_2e^{i(\delta_1-\delta_2)} & d_1v_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\delta_2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\delta_2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\delta_1} \end{pmatrix} \quad (7.8)$$

A continuación presentamos las matrices A_L^d y A_R^d

$$A_L^d = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{i(\delta_1-\delta_2)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} & 0 \\ -\frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e_d & f_d \\ 0 & -f_d & e_d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{\sqrt{3}e_d}{2} & \frac{\sqrt{3}f_d}{2} \\ -\frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{e_d}{2} & \frac{f_d}{2} \\ 0 & -f_de^{i(\delta_1-\delta_2)} & e_de^{i(\delta_1-\delta_2)} \end{pmatrix} \quad (7.9)$$

$$A_R^d = \begin{pmatrix} e^{-i\delta_2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\delta_2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\delta_1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{i(\delta_1-\delta_2)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} & 0 \\ -\frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e_d & f_d \\ 0 & -f_d & e_d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}e^{-i\delta_2} & \frac{\sqrt{3}e_d}{2}e^{-i\delta_2} & \frac{\sqrt{3}f_d}{2}e^{-i\delta_2} \\ -\frac{\sqrt{3}}{2}e^{-i\delta_2} & \frac{e_d}{2}e^{-i\delta_2} & \frac{f_d}{2}e^{-i\delta_2} \\ 0 & -f_de^{-i\delta_2} & e_de^{-i\delta_2} \end{pmatrix} \quad (7.10)$$

Para definir e_d y f_d , primero definamos las siguientes expresiones:

$$a_d = \frac{d_2}{2}v_3 + \frac{d_3}{\sqrt{2}}v_2, \quad b_d = \frac{d_1v_3}{\sqrt{2}}, \quad c_d = d_5v_2. \quad (7.11)$$

Así e_d y f_d se definen como :

$$e_d = \frac{2c_d}{\sqrt{4c_d^2 + (a_d - b_d + \sqrt{(a_d - b_d)^2 + 4c_d^2})^2}} \quad (7.12)$$

$$f_d = \frac{a_d - b_d + \sqrt{(a_d - b_d)^2 + 4c_d^2}}{\sqrt{4c_d^2 + (a_d - b_d + \sqrt{(a_d - b_d)^2 + 4c_d^2})^2}} \quad (7.13)$$

Al hacer el producto de las primeras tres matrices de rotación, hallamos que la matriz de masas se reduce de la siguiente manera:

$$M'^d \begin{pmatrix} \frac{d_2}{2}v_3 - \frac{d_3}{\sqrt{2}}v_2 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{d_2}{2}v_3 + \frac{d_3}{\sqrt{2}}v_2 & d_5v_2 \\ 0 & d_5v_2 & \frac{d_1v_3}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (7.14)$$

Como se puede ver, una de las masas de los quarks se desacopla nuevamente como en el sector de Higgs, que resulta ser consecuencia de la simetría residual \mathcal{Z}_2 que aparece en el sector de Higgs y que afecta incluso al sector de Yukawa, bajo esta simetría residual las cargas asignadas para los quarks se tienen de la siguiente manera, la partícula desacoplada es impar bajo \mathcal{Z}_2 , mientras que las partículas en el bloque de 2×2 son pares bajo esta simetría. Para hallar las otras dos masas se debe diagonalizar el bloque de 2×2 , así las expresiones para las masas de los quarks tipo down quedan como:

$$m_d = \frac{d_2}{2}v_3 - \frac{d_3}{\sqrt{2}}v_2, \quad (7.15)$$

$$m_s = \frac{1}{2} \left(\frac{d_2}{2}v_3 + \frac{d_3}{\sqrt{2}}v_2 + \frac{d_1v_3}{\sqrt{2}} - \sqrt{\left(\frac{d_2}{2}v_3 + \frac{d_3}{\sqrt{2}}v_2 - \frac{d_1v_3}{\sqrt{2}} \right)^2 + 4d_5^2v_2^2} \right) \quad (7.16)$$

$$m_b = \frac{1}{2} \left(\frac{d_2}{2}v_3 + \frac{d_3}{\sqrt{2}}v_2 + \frac{d_1v_3}{\sqrt{2}} + \sqrt{\left(\frac{d_2}{2}v_3 + \frac{d_3}{\sqrt{2}}v_2 - \frac{d_1v_3}{\sqrt{2}} \right)^2 + 4d_5^2v_2^2} \right) \quad (7.17)$$

Cabe aclarar que de acuerdo a como definamos nuestras matrices de rotación, el término desacoplado puede quedar en la primera entrada como se mostró, o puede quedar en la segunda entrada, por lo que se debe analizar de forma más profunda, para poder determinar a qué masa corresponde, sin embargo la última masa es invariante de la matriz de rotación que se elija.

7.3. Acoplamiento Higgs-quarks del S3-3H

Con la ayuda de las matrices de rotación A_L^d y A_R^d , podemos identificar los estados físicos de los quarks tipo down y con ayuda de la base del Higgs podemos encontrar los estados físicos de los bosones de Higgs. De la matriz dada en la Ec.(7.3), al tomar el producto con las matrices de rotación, encontramos la matriz que nos dará los estados físicos de los quarks down como:

El sector de Yukawa en el S3-3H
7.3 Acoplamiento Higgs-quarks del S3-3H

$$(\bar{d}, \bar{s}, \bar{b}) \begin{pmatrix} \frac{d_2}{\sqrt{2}}h_s - \frac{d_3}{4}(\sqrt{3}h_1 + h_2) & -\frac{d_3}{4}(h_1 - \sqrt{3}h_2) & \frac{d_5}{2\sqrt{2}}(h_1 - \sqrt{3}h_2) \\ -\frac{d_3}{4}(h_1 - \sqrt{3}h_2) & \frac{d_2}{\sqrt{2}}h_s + \frac{d_3}{4}(\sqrt{3}h_1 + h_2) & \frac{d_5}{2\sqrt{2}}(\sqrt{3}h_1 + h_2) \\ \frac{d_5}{2\sqrt{2}}(h_1 - \sqrt{3}h_2) & \frac{d_5}{2\sqrt{2}}(\sqrt{3}h_1 + h_2) & d_1h_s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (7.18)$$

como se puede observar, aparecen productos repetidos, los cuales usando la base del Higgs podemos hallar los estados físicos relacionados con los bosones de Higgs, así

$$h_s = \frac{v_3}{\sqrt{2}v} (iA_2 \tan \theta + iG_0 + v) + H_2(\sin(\alpha - \theta) + \tan \theta \cos(\alpha - \theta)) + H_1(\cos(\alpha - \theta) - \tan \theta \sin(\alpha - \theta)) \quad (7.19)$$

$$\sqrt{3}h_1 + h_2 = \frac{2\sqrt{2}v_2}{v} (iG_0 - iA_2 \cot \theta + v + H_2(\sin(\alpha - \theta) - \cot \theta \cos(\alpha - \theta)) + H_1(\cos(\alpha - \theta) + \cot \theta \sin(\alpha - \theta))) \quad (7.20)$$

$$h_1 - \sqrt{3}h_2 = -\sqrt{2}(iA_1 + h_0). \quad (7.21)$$

De esta manera podemos hallar los acoplamientos presentes entre los quarks con los bosones de Higgs, como se presentan a continuación:

$$g_{ddH_2} = \frac{1}{v} \left(s_{\alpha-\theta}m_d + c_{\alpha-\theta}t\theta \left[m_d + \csc \theta \frac{v\sqrt{2}d_3}{2} \right] \right), \quad (7.22)$$

$$g_{ddH_1} = \frac{1}{v} \left(c_{\alpha-\theta}m_d - s_{\alpha-\theta}t\theta \left[m_d + \csc \theta \frac{v\sqrt{2}d_3}{2} \right] \right), \quad (7.23)$$

$$g_{ddh_0} = 0, \quad (7.24)$$

$$g_{ssH_2} = \frac{1}{v} \left(s_{\alpha-\theta}m_s + c_{\alpha-\theta}t\theta \left[m_s + \csc \theta \frac{v}{2}e_d \left(2d_5f_d - \frac{\sqrt{2}d_3e_d}{2} \right) \right] \right), \quad (7.25)$$

$$g_{ssH_1} = \frac{1}{v} \left(c_{\alpha-\theta}m_s - s_{\alpha-\theta}t\theta \left[m_s + \csc \theta \frac{v}{2}e_d \left(2d_5f_d - \frac{\sqrt{2}d_3e_d}{2} \right) \right] \right), \quad (7.26)$$

$$g_{ssh_0} = 0, \quad (7.27)$$

El sector de Yukawa en el S3-3H
7.3 Acoplamiento Higgs-quarks del S3-3H

$$g_{bbH_2} = \frac{1}{v} \left(s_{\alpha-\theta} m_b + c_{\alpha-\theta} t_\theta \left[m_b - \csc \theta \frac{v}{2} f_d \left(2d_5 e_d + \frac{\sqrt{2} d_3 f_d}{2} \right) \right] \right), \quad (7.28)$$

$$g_{bbH_1} = \frac{1}{v} \left(c_{\alpha-\theta} m_b - s_{\alpha-\theta} t_\theta \left[m_b - \csc \theta \frac{v}{2} f_d \left(2d_5 e_d + \frac{\sqrt{2} d_3 f_d}{2} \right) \right] \right), \quad (7.29)$$

$$g_{bbh_0} = 0, \quad (7.30)$$

$$g_{dsh_0} = \frac{\sqrt{2}}{4} (d_3 e_d + \sqrt{2} d_5 f_d), \quad (7.31)$$

$$g_{dbh_0} = -\frac{\sqrt{2}}{4} (\sqrt{2} d_5 e_d - d_3 f_d), \quad (7.32)$$

$$g_{sbH_2} = -\frac{\sec \theta}{4} (2d_5 (e_d^2 - f_d^2) + \sqrt{2} d_3 e_d f_d), \quad (7.33)$$

$$g_{sbH_1} = \frac{\sec \theta}{4} (2d_5 (e_d^2 - f_d^2) + \sqrt{2} d_3 e_d f_d). \quad (7.34)$$

De las expresiones mostradas arriba, solo hemos presentado los acoplamientos con los bosones neutros de Higgs. Hay que resaltar que, como se puede apreciar, el bosón de Higgs neutro h_0 no tiene acoplamientos con los fermiones, por lo que desde ahora es un posible candidato a materia oscura, como ya se había mencionado antes. Expresiones análogas se tienen para el caso de los quarks tipo up.

Los acoplamientos hallados para los bosones H_2 y H_1 con los quarks tipo down, se comparan con los hallados en el 2HDM, ya que tienen una estructura parecida, pero el último término de cada acoplamiento es un término extra comparado con los acoplamientos del 2HDM, de esta manera es hasta el sector de Yukawa donde se puede tener una diferencia más apreciable entre ambos modelos.

Sin embargo, como ocurre en el 2HDM, si queremos que los acoplamientos de nuestro modelo sean análogos a los del ME, para alguno de los límites de alineamiento, por ejemplo para el escenario A, Ec.(7.22), en el límite de alineamiento exacto, el acoplamiento se reduce exactamente al del bosón de Higgs del ME, sin embargo el acoplamiento de la Ec.(7.23) no es completamente cero, ya que sobrevive todo el término del corchete. De aquí podemos tener una posible cota para el valor de $\tan \theta$ ya que si queremos suprimirlo, debemos hacer un análisis de los elementos dentro del corchete y el valor que puede tener $\tan \theta$.

Otro punto muy importante aquí a resaltar es que aparecen las indeseadas corrientes neutras con cambio de sabor en las Ecs.(7.31)-(7.34), lo que se debe hacer es buscar que valores de los parámetros pueden tomar para poder suprimir dichas corrientes neutras.

Finalmente, como se menciona en la sección anterior se asignan cargas a cada uno de los quarks bajo la simetría residual \mathcal{Z}_2 lo que lleva a la ausencia de acoplamientos en el modelo, por ejemplo con la asignación que tomamos, d es impar, mientras que s y b son pares bajo \mathcal{Z}_2 . Como podemos apreciar, no aparecen acoplamientos como g_{dbH_2} o g_{dsH_2} , pero si podemos tener los acoplamientos g_{dbh_0} y g_{dsh_0} ya que tanto d como h_0 son impares bajo \mathcal{Z}_2 .

7.4. La matriz de mezcla V_{CKM}

Una vez que hemos podido calcular las matrices de rotación que nos llevan de los estados de interacción de los fermiones a los estados de masa, tanto para los quarks tipo down como tipo up, podemos conocer explícitamente cuál es la matriz de mezcla V_{CKM} que presentamos a continuación, tomando la definición convencional, es decir, $V_{CKM} = A_L^{\dagger u} A_L^d$, entonces tenemos

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e_u e_d + f_u f_d e^{i\delta} & e_u f_d - f_u e_d e^{i\delta} \\ 0 & f_u e_d - e_u f_d e^{i\delta} & f_u f_d + e_u e_d e^{i\delta} \end{pmatrix}, \quad (7.35)$$

donde $\delta = \vartheta_1 - \vartheta_2 - \mathbf{u}_1 + \mathbf{u}_2$.

Como se puede apreciar, debido a la simetría remanente \mathcal{Z}_2 que viene del rompimiento espontáneo de la simetría, esta se hace presente incluso en el sector de Yukawa quedando explícita en la matriz de mezcla, ya que como habíamos mencionado antes, los quarks también tienen asignación de carga con respecto de \mathcal{Z}_2 , de acuerdo a la asignación que tomamos, d es impar bajo esta simetría, por lo que tiene sentido que sean cero dichas entradas ya que W y Z son pares bajo \mathcal{Z}_2 , por lo que no debe existir acoplamientos tipo g_{dcW} o g_{dtW} . Sin embargo, esto representa un problema ya que evidentemente no reproduce la forma correcta de la matriz. De esta forma debemos buscar la manera de poder rellenar dichos ceros para tener un V_{CKM} aceptable.

Algunas posibles opciones para abordar dicha problemática sería hacer correcciones a través de un lazo, sin embargo dicha opción, como se vio en el capítulo anterior, no es posible, ya que la simetría residual \mathcal{Z}_2 descarta los posible acoplamientos que podrían dar contribuciones, dejando las estructuras de las matrices sin cambio. Una posible solución sería buscar un mecanismo que rompa únicamente la simetría residual \mathcal{Z}_2 sin romper la simetría S_3 , de tal forma que pueda permitirnos de esta manera poder tener ciertos acoplamientos que permitan generar correcciones a un lazo a las matrices de masa de los quarks.

Otra posible opción para poder abordar esta problemática, sería haciendo un rompimiento suave de la simetría S_3 , en algunos de los términos de la lagrangiana del potencial de Higgs sobre todo en los términos cuárticos del potencial, lo que traería como resultado un rompimiento en la simetría residual \mathcal{Z}_2 . Hacer dicho rompimiento implicaría una modificación en la relación que guardan los *vevs* en el modelo, por lo que debíamos recalcular las expresiones para las masas de los bosones de Higgs así como los acoplamientos del modelo, sin embargo no esperamos que cambien abruptamente, también se esperaría que algunos de los acoplamientos prohibidos debido a la simetría residual aparezcan. Por otro lado, dicho rompimiento permitiría que los elementos fuera de la diagonal de la matriz de masa de los quarks sean diferentes de cero, lo que al final llevarían de igual manera a desaparecer los ceros de la V_{CKM} , dicho camino no es del todo atractivo ya que gracias a la simetría S_3 impuesta, es que podemos reducir nuestro modelo bajo ciertas condiciones al del ME, un análisis elaborado en esta dirección fue hecho en la Ref.[53], haciendo ciertas aproximaciones a las expresiones usadas.

De igual forma queda la posibilidad de romper suavemente la simetría S_3 pero solo en el sector de Yukawa sin afectar el sector de Higgs y de esa manera realizar el cálculo para las expresiones de la matriz de masa de los quarks y la V_{CKM} . De cualquier manera este resultado, nos lleva a tener que modificar el modelo para poder tener una fenomenología realista.

Capítulo 8

Conclusiones

Poder determinar si un modelo es viable, requiere de un análisis completo como el conocer los acoplamientos que tenga, el rango de masas permitido para las partículas del modelo, así como las predicciones que se puedan hacer del mismo. Adicional a esto, el incluir una simetría discreta puede ser de gran utilidad al proponer un nuevo modelo, ya que puede restringir de manera importante el número de parámetros libres que puede tener, además de poder dar una posible explicación de cómo se comporta la naturaleza.

A lo largo de este trabajo de tesis se presentó el estudio del modelo S3-3H. Dicho análisis se hizo considerando algunas restricciones, ya que se tomó el potencial más general, es decir, sin romper CP ni carga eléctrica y tomando el mínimo normal. Elegimos una parametrización geométrica en coordenadas esféricas, que nos permite conocer la mezcla que hay entre los *vevs* que pertenecen al doblete de S_3 con el singlete del mismo, y que nos permite mostrar nuestros resultados y expresiones analíticas en términos de este ángulo de mezcla, $\tan\theta = \frac{2v_2}{v_3}$. De acuerdo con los resultados y las suposiciones hechas, este ángulo de mezcla debe ser distinto de cero y de $\pi/2$, si queremos tener escenarios realistas, es decir, evitando la aparición de bosones escalares sin masa.

A partir del capítulo 4, presentamos los resultados hallados para el modelo S3-3H. Pudimos reproducir las matrices de masas que ya se habían reportado en trabajos previos, con la diferencia de que tomamos una normalización que nos permite reducir las expresiones analíticas del modelo a los resultados del ME. Presentamos las expresiones para las masas de los 9 bosones del modelo. Hallamos la base del Higgs, a través de la cual pudimos establecer dos límites de alineamiento para nuestro modelo, dichos límites de alineamiento fueron los que se analizaron de forma numérica.

Como se halló en la Ref.[74], existe una simetría residual \mathcal{Z}_2 después del

rompimiento espontáneo de la simetría para el modelo S3-3H, pudimos constatar la existencia de dicha simetría en nuestros resultados. Esta simetría produce que algunas de las partículas del modelo se desacoplen de manera natural, como es el caso para h_0 , cuya partícula no tiene acoplamientos con los bosones de norma. Por los resultados hallados en el sector de Yukawa, dicha partícula tampoco tiene acoplamientos con los quarks, por lo cual desde ahora es un posible candidato a materia oscura.

En el capítulo 5 realizamos un análisis numérico en el espacio de parámetros, imponiendo condiciones de unitariedad y estabilidad en el potencial, así como las cotas experimentales actuales para los bosones de Higgs cargados. Analizamos dos posibles escenarios de alineamiento: A y B, en donde uno de los bosones pares, respecto de Z_2 , $H_{1,2}$, está acoplado máximamente a los bosones de norma, y por lo tanto sería nuestro candidato a ser el bosón de Higgs del ME. En particular en el escenario A el bosón neutro más ligero, H_2 , corresponde al bosón de Higgs del ME. En este escenario se obtuvieron conjuntos de valores para los parámetros del modelo que satisfacen las condiciones impuestas, proporcionando valores adecuados para las masas de los bosones del modelo. Por otro lado para el escenario B, el bosón que corresponde al bosón de Higgs del ME, es el bosón pesado H_1 . Este escenario no puede ser excluido completamente, ya que aunque H_2 sea más ligero que H_1 , al no tener acoplamientos con los bosones de norma, podría escapar de las mediciones experimentales.

El rango de masas que se halló para los bosones de Higgs en ambos escenarios, fue tomando una insertidumbre tanto del 10 % como del 1 % para el valor central de $(\alpha - \theta)$. Los resultados encontrados muestran que los valores para las masas de los bosones de Higgs, generalmente se encuentran por debajo de $1TeV$. Estos resultados son consistentes con los hallados en la Ref.[74], para el escenario A. En dicho trabajo el análisis numérico se realizó de forma diferente sin embargo se puede comparar. Por otra lado no hay trabajos previos donde se halla analizado el escenario B. En este escenario el escalar ligero H_2 , permite explorar la opción del escalar de $m_\phi = 96GeV$, que fue reportado como una señal de difotón en CMS [115], y que en la literatura se ha discutido en el contexto de SUSY y el modelo de 2HDM [118, 119, 121].

En el capítulo 6, calculamos todos los acoplamientos trilineales y cuárticos relacionados con el sector de Higgs, tanto los que aparecen en el potencial como los que aparecen en el término cinético. Estos acoplamientos los expresamos en términos de los parámetros físicos del modelo. Cabe mencionar que hallamos una discrepancia

con los resultados hallados en [75], donde la \mathcal{Z}_2 no se manifiesta explícitamente. Por el contrario nuestros resultados confirman la existencia de la simetría residual \mathcal{Z}_2 . Presentamos solamente los acoplamientos que permite dicha simetría, aquellos que no aparecen explícitamente significa que son cero. De nuestras expresiones, en cualquiera de los límites de alineamiento el bosón a ser el bosón de Higgs del ME se reduce exactamente a los resultados del ME.

Del análisis numérico mostrado en el capítulo 5, podemos encontrar valores cercanos o casi degenerados para las masas de los bosones de Higgs. Debido a que se hizo un barrido aleatorio en los valores que pueden tomar los parámetros del modelo, significa que para el mismo conjunto de valores de los parámetros, las masas mostradas podrían estar degeneradas (podemos encontrar ejemplos específicos de este comportamiento). Uno de estos ejemplos es el mostrado en la Tabla 2 para el espectro pesado, donde todas las masas están degeneradas, para poder mantener la contribución de los parámetros oblicuos pequeña.

La pequeña desviación δ , mostrada en el capítulo 6, que consideramos en el límite de alineamiento a nivel árbol, es compatible con los resultados experimentales en los acoplamientos de los bosones Higgs-norma. Esta desviación nos puede ayudar a parametrizar las contribuciones de los escalares neutros de nuestro modelo al acoplamiento trilineal del ME, λ_{SM} . El ajuste actual en el valor de λ_{SM} , y la incertidumbre impuesta del 10 % en el límite de alineamiento de $\delta \sim 0.1$, impone un límite superior para $\tan \theta \leq 15$.

También analizamos en el capítulo 6 el límite de alineamiento exacto, donde hallamos que algunos de los acoplamientos trilineales dependen solo de la masa de los escalares, lo cual impone una cota inferior natural para todas las masas de los escalares del modelo (excepto $H_{1,2}$) a tomar valores $\geq 63\text{GeV}$, ya que experimentalmente no se han observado decaimientos del bosón de Higgs del ME a dos escalares ligeros. Cabe aclarar que la inclusión de correcciones radiativas podrían cambiar dichos límites.

Obtuvimos las expresiones analíticas para la corrección a nivel de un lazo de las masas de los bosones escalares del modelo, tomando solo las contribuciones de todos los bosones escalares y de los bosones de norma. Hallamos que el desacoplamiento de h_0 permanece a nivel de un lazo (como se esperaba de la simetría residual que queda en la lagrangiana). De las expresiones reducidas para los acoplamientos en el escenario A, calculamos el valor para $\tan \theta$ para el cual el término de mezcla de H_1 y H_2 a nivel de un lazo tiende a cero, $\Sigma_{H_1 H_2}^\phi = 0$, para dos valores de referencia.

Estos resultados podrían implicar que el valor de la $\tan\theta \approx \mathcal{O}(1)$, lo que indicaría que hay una mezcla fuerte entre el doblete y el singlete de S_3 (consistente con lo que reportaron en [83]).

Este modelo tiene contribuciones adicionales a un lazo para el bosón de Higgs del ME, provenientes de los escalares impares bajo \mathcal{Z}_2 (A_1, H_1^\pm, h_0), dichas contribuciones marcan una diferencia si lo comparamos con el modelo de 2HDM, a pesar de que se reduzcan las expresiones a una forma muy similar a las del 2HDM, en el límite de alineamiento exacto (debido a la presencia de la simetría residual \mathcal{Z}_2). Sin embargo, las partículas impares bajo esta simetría son las que incluyen diferentes canales de decaimiento y producción de partículas y se tendrá un impacto en la producción del Higgs del ME, producción de di-Higgs y correcciones a un lazo para la masa del bosón del Higgs del ME. Por otro lado de los resultados hallados en el sector de Yukawa podemos ver que es en este sector, a pesar de la presencia de la simetría \mathcal{Z}_2 , que se empiezan a marcar más las diferencias en ambos modelos, ya que las expresiones para los acoplamientos de los bosones escalares con los quarks tienen términos extras a los permitidos en el 2HDM.

Con respecto a lo hallado en el sector de Yukawa para los quarks, se tienen expresiones completamente nuevas para las masas de los quarks tipo up y down, ya que se incluyeron todos los resultados encontrados en el sector de Higgs. Se pudieron calcular las expresiones para los acoplamientos trilineales con los quarks, en donde se marca una diferencia con respecto a los presentados en el modelo de 2HDM en el límite de alineamiento exacto. También se presentó la expresión para la matriz de V_{CKM} , sin embargo esta presenta ceros en algunos de los elementos de la matriz debido a la simetría residual \mathcal{Z}_2 , dicho resultado representa un problema con respecto a la viabilidad del modelo. Además aparecen las indeseables corrientes neutras con cambios de sabor pero podemos ajustar los parámetros libres del modelo, con el propósito de hacer que tiendan a cero.

Comparando nuestro modelo con otros, donde se han impuesto simetrías discretas, encontramos que muchas veces el análisis que hacen es solo en uno de los sectores del ME, algunas veces tienen que hacer un rompimiento suave o explícito de la simetría impuesta para poder tener una fenomenología adecuada, como es el caso cuando se incluye una simetría A_4 [139]. En el caso del modelo S3-3H se ha podido mantener la simetría intacta y obtener resultados que favorecen el modelo, así como las variantes que se puedan incluir. Recientemente se ha encontrado que introduciendo simetrías modulares se pueden quitar los ceros que aparecen en la

matriz de V_{CKM} quedandose solo con 2 parámetros libres para poder ajustar a los valores experimentales conocidos. Lo que indica la gran predictibilidad que tiene este modelo al incluir la simetría S_3 . Además de estas variantes, el modelo en si proporciona candidatos que pueden dar respuesta a los excesos detectados en los experimentos ATLAS y CMS en 400GeV y 96GeV [140], así como correcciones a nivel de un lazo a la masa de los bosones W y Z y proporcionar posibles candidatos a materia oscura.

Como se ha podido mostrar a lo largo de todo este trabajo de tesis, el modelo S3-3H, presenta resultados favorables que hacen considerarlo como un extensión interesante del ME, ya que pudimos hallar conjuntos de valores que satisfacen las condiciones del modelo y nos dan valores adecuados para las masas de los escalares. Además tenemos dos posibles candidatos a materia oscura que son h_0 y A_1 . Aún queda fenomenología que se debe analizar, sobre todo en el sector de Yukawa referente a la matriz de V_{CKM} y la posibilidad de eliminar los ceros que aparecen fuera de la diagonal y tener una matriz de V_{CKM} realista. También falta un análisis completo de los posibles candidatos a materia oscura, así como estudiar el escenario B del modelo y analizar el escalar ligero existente.

Apéndice A

Acoplamientos

A.1. Acoplamientos de Higgs

A.1.1. Acoplamientos trilineales escalares

Aquí presentamos explícitamente los acoplamientos trilineales entre los bosones de Higgs neutros y cargados, así como el resto de los acoplamientos cuárticos permitidos para los bosones de Higgs del modelo. En este apéndice se puede ver como la simetría residual \mathcal{Z}_2 afecta los acoplamientos que se tienen permitidos, el resto de los acoplamientos que no estarán presentes significa que son cero.

$$g_{h_0 H_1^\pm H_2^\pm} = \frac{1}{3vs_\theta} \left(-m_{h_0}^2 \frac{c_{2\theta} + c_\theta^2}{c_\theta} + 3m_{H_1^\pm}^2 c_\theta - 3m_{H_2^\pm}^2 c_\theta \right), \quad (\text{A.1})$$

$$g_{H_1 H_1^\pm H_1^\pm} = \frac{2}{vs_{2\theta}} \left(-\frac{m_{h_0}^2}{3} s_{\alpha-\theta} + m_{H_1}^2 c_\theta s_\alpha + 2m_{H_1^\pm}^2 c_\theta s_\alpha - 2m_{H_2^\pm}^2 c_\theta^2 s_{\alpha-\theta} \right), \quad (\text{A.2})$$

$$g_{H_2 H_1^\pm H_1^\pm} = \frac{2}{vs_{2\theta}} \left(\frac{m_{h_0}^2}{3} c_{\alpha-\theta} - m_{H_2}^2 c_\theta c_\alpha - 2m_{H_1^\pm}^2 c_\theta c_\alpha + 2m_{H_2^\pm}^2 c_\theta^2 c_{\alpha-\theta} \right), \quad (\text{A.3})$$

$$g_{H_1 H_2^\pm H_2^\pm} = \frac{2}{vs_{2\theta} c_\theta^2} \left(\frac{m_{h_0}^2}{9} s_{\alpha-\theta} + m_{H_1}^2 c_\theta^2 (s_\alpha c_\theta^3 + c_\alpha s_\theta^3) + m_{H_2^\pm}^2 s_{2\theta} c_\theta^2 c_{\alpha-\theta} \right), \quad (\text{A.4})$$

Acoplamientos

A.1 Acoplamientos de Higgs

$$g_{H_2 H_2^\pm H_2^\pm} = \frac{2}{v s_{2\theta}} \left(-m_{h_0}^2 \frac{c_{\alpha-\theta}}{9c_\theta^2} - m_{H_2}^2 (c_\alpha c_\theta^3 - s_\alpha s_\theta^3) + m_{H_2^\pm}^2 s_{\alpha-\theta} s_{2\theta} \right), \quad (\text{A.5})$$

$$g_{H_2 G^\pm G^\pm} = \frac{m_{H_2}^2 s_{\alpha-\theta}}{v}, \quad (\text{A.6})$$

$$g_{H_1 G^\pm G^\pm} = \frac{m_{H_1}^2 c_{\alpha-\theta}}{v}, \quad (\text{A.7})$$

$$g_{h_0 H_1^\pm G^\pm} = \frac{1}{v} (m_{h_0}^2 - m_{H_1^\pm}^2), \quad (\text{A.8})$$

$$g_{H_2 H_2^\pm G^\pm} = \frac{c_{\alpha-\theta}}{v} (m_{H_2}^2 - m_{H_2^\pm}^2), \quad (\text{A.9})$$

$$g_{H_1 H_2^\pm G^\pm} = \frac{s_{\alpha-\theta}}{v} (-m_{H_1}^2 + m_{H_2^\pm}^2), \quad (\text{A.10})$$

$$g_{A_1 H_1^\pm G^\mp} = \mp \frac{1}{v} (m_{H_1^\pm}^2 - m_{A_1}^2 + 2c_\theta^2 (m_{A_2}^2 - m_{H_2^\pm}^2)), \quad (\text{A.11})$$

$$g_{A_2 H_2^\pm G^\mp} = \pm \frac{1}{v} (m_{H_2^\pm}^2 - m_{A_2}^2), \quad (\text{A.12})$$

$$g_{A_1 H_1^\pm H_2^\mp} = \pm \frac{1}{v t_\theta} (m_{H_1^\pm}^2 - m_{A_1}^2 + c_{2\theta} (m_{A_2}^2 - m_{H_2^\pm}^2)). \quad (\text{A.13})$$

A.1.2. Acoplamientos escalares cuárticos

$$g_{H_2 H_2 H_1 H_1} = \frac{1}{16v^2 s_{2\theta}^2} \left(\frac{4m_{h_0}^2 s_{2(\alpha-\theta)}}{3c_\theta^2} (2s_{2\alpha} + s_{2(\alpha-\theta)}) - 2m_{H_1}^2 s_{2\alpha} (3c_{2\alpha} s_{2(\alpha-\theta)} - 3s_{2\alpha} + s_{2\theta}) + 2m_{H_2}^2 s_{2\alpha} (3c_{2\alpha} s_{2(\alpha-\theta)} + 3s_{2\alpha} + s_{2\theta}) \right), \quad (\text{A.14})$$

$$g_{H_2 H_2 h_0 h_0} = \frac{1}{2v^2 s_{2\theta}^2} \left(m_{h_0}^2 \left(c_{\alpha+\theta}^2 - \frac{1}{3} c_{\alpha-\theta}^2 \right) + m_{H_1}^2 c_\theta s_\alpha s_{2\alpha} c_{\alpha-\theta} + m_{H_2}^2 c_\theta c_\alpha (c_{\alpha+\theta} + c_{2\alpha} c_{\alpha-\theta}) \right), \quad (\text{A.15})$$

$$g_{H_1 H_1 h_0 h_0} = \frac{1}{2v^2 s_{2\theta}^2} \left(m_{h_0}^2 \left(s_{\alpha+\theta}^2 - \frac{1}{3} s_{\alpha-\theta}^2 \right) + m_{H_1}^2 c_\theta s_\alpha (s_{\alpha+\theta} - c_{2\alpha} s_{\alpha-\theta}) + m_{H_2}^2 c_\theta c_\alpha s_{2\alpha} s_{\alpha-\theta} \right), \quad (\text{A.16})$$

$$g_{H_1 H_2 H_2 H_2} = -\frac{1}{v^2 s_{2\theta}^2} \left(\frac{2m_{h_0}^2 c_\alpha c_{\alpha-\theta}^2 (s_\alpha + 2c_\theta s_{\alpha-\theta})}{9c_\theta^2} + \frac{m_{H_1}^2 s_{2\alpha}^2 s_{2(\alpha-\theta)}}{4} - \frac{m_{H_2}^2 s_{2\alpha} c_{\alpha-\theta} (c_{\alpha-\theta} c_{2\alpha} + c_{\alpha+\theta})}{2} \right), \quad (\text{A.17})$$

$$g_{H_1 H_1 H_1 H_2} = -\frac{1}{v^2 s_{2\theta}^2} \left(\frac{2m_{h_0}^2 s_\alpha s_{\alpha-\theta}^2 (c_\alpha + 2c_\theta c_{\alpha-\theta})}{9c_\theta^2} + \frac{m_{H_2}^2 s_{2\alpha}^2 s_{2(\alpha-\theta)}}{4} + \frac{m_{H_1}^2 s_{2\alpha} s_{\alpha-\theta} (s_{\alpha-\theta} c_{2\alpha} - s_{\alpha+\theta})}{2} \right), \quad (\text{A.18})$$

$$g_{H_1 H_2 h_0 h_0} = -\frac{1}{v^2 s_{2\theta}^2} \left(\frac{m_{h_0}^2}{3} (2c_{2\alpha} s_{2\theta} + s_{2\alpha} c_{2\theta}) + m_{H_1}^2 s_{2\alpha} s_\alpha c_\theta s_{\alpha-\theta} + m_{H_2}^2 s_{2\alpha} c_\alpha c_\theta c_{\alpha-\theta} \right), \quad (\text{A.19})$$

Acoplamientos

A.1 Acoplamientos de Higgs

$$\begin{aligned}
 g_{H_2 H_2 A_1 A_1} &= \frac{1}{2v^2 s_\theta^2} \left(-\frac{m_{h_0}^2}{36c_\theta^2} (3c_{2\alpha} + 3c_{2\theta} + 4c_{\alpha-\theta}^2) + \frac{m_{H_1}^2 s_\alpha^2 c_\alpha c_{\alpha-\theta}}{2c_\theta} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{m_{H_2}^2 c_\alpha}{2c_\theta} (c_\alpha^2 c_{\alpha-\theta} - s_\alpha s_\theta) + m_{A_1}^2 c_\alpha^2 - m_{A_2}^2 (c_\alpha^2 - s_\theta^2) \right), \quad (\text{A.20})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 g_{H_1 H_1 A_1 A_1} &= \frac{1}{2v^2 s_\theta^2} \left(\frac{m_{h_0}^2}{36c_\theta^2} (3c_{2\alpha} - 3c_{2\theta} - 4s_{\alpha-\theta}^2) + \frac{m_{H_2}^2 c_\alpha^2 s_\alpha s_{\alpha-\theta}}{2c_\theta} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{m_{H_1}^2 s_\alpha}{2c_\theta} (s_\alpha^2 s_{\alpha-\theta} + c_\alpha s_\theta) + m_{A_1}^2 s_\alpha^2 + m_{A_2}^2 (s_\theta^2 - s_\alpha^2) \right), \quad (\text{A.21})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 g_{H_2 H_2 A_2 A_2} &= \frac{1}{2v^2 s_{2\theta}^2} \left(\frac{m_{h_0}^2}{9c_\theta^2} (2c_{2\alpha} + s_{2\theta} s_{2(\alpha-\theta)} + 2c_{(\alpha-\theta)}^2) + 2c_{2\theta} \right) \\
 &\quad + \frac{m_{H_1}^2 s_{2\alpha}}{4} (s_{2\alpha} + s_{2\theta} + c_{2\theta} s_{2(\alpha-\theta)}) + m_{A_2}^2 s_{\alpha-\theta}^2 s_{2\theta}^2 \\
 &\quad \left. + \frac{m_{H_2}^2}{8} (3c_{2\alpha}^2 + 3c_{2\theta}^2 + 4c_{(\alpha-\theta)}^4 + c_{2(\alpha-\theta)} + 5c_{2(\alpha+\theta)}) \right), \quad (\text{A.22})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 g_{H_1 H_1 A_2 A_2} &= \frac{1}{2v^2 s_{2\theta}^2} \left(-\frac{m_{h_0}^2}{9c_\theta^2} (2c_{2\alpha} + s_{2\theta} s_{2(\alpha-\theta)} - 2s_{\alpha-\theta}^2 - 2c_{2\theta}) \right. \\
 &\quad + \frac{m_{H_2}^2 s_{2\alpha}}{4} (s_{2\alpha} - s_{2\theta} + c_{2\theta} s_{2(\alpha-\theta)}) + m_{A_2}^2 c_{\alpha-\theta}^2 s_{2\theta}^2 \\
 &\quad \left. + \frac{m_{H_1}^2}{8} (3c_{2\alpha}^2 + 3c_{2\theta}^2 - 4s_{\alpha-\theta}^4 - c_{2(\alpha-\theta)} - 5c_{2(\alpha+\theta)}) \right), \quad (\text{A.23})
 \end{aligned}$$

$$g_{h_0 h_0 A_1 A_1} = \frac{m_{h_0}^2 + 3m_{H_1}^2 s_\alpha^2 + 3m_{H_2}^2 c_\alpha^2}{12v^2 s_\theta^2}, \quad (\text{A.24})$$

$$\begin{aligned}
 g_{h_0 h_0 A_2 A_2} = & \frac{1}{v^2 s_{2\theta}^2} \left(-\frac{m_{h_0}^2}{9} (4c_\theta^2 + c_{2\theta}) + m_{H_1}^2 c_\theta s_\alpha (s_{\alpha+\theta} - s_\theta c_\theta c_{\alpha-\theta}) \right. \\
 & \left. + m_{H_2}^2 c_\theta c_\alpha (c_{\alpha+\theta} + s_\theta c_\theta s_{\alpha-\theta}) + 2m_{A_1}^2 c_\theta^4 + 2m_{A_2}^2 c_\theta^2 c_{2\theta} \right), \tag{A.25}
 \end{aligned}$$

$$g_{H_1 H_2 A_1 A_1} = \frac{1}{v^2 s_{2\theta}^2} \left(\frac{m_{h_0}^2}{9} (3s_{2\alpha} + 2s_{2(\alpha-\theta)}) - m_{H_1}^2 s_{2\alpha} s_\alpha c_\theta s_{\alpha-\theta} - m_{H_2}^2 s_{2\alpha} c_\alpha c_\theta c_{\alpha-\theta} + 2(m_{A_2}^2 - m_{A_1}^2) s_{2\alpha} c_\theta^2 \right) \tag{A.26}$$

$$\begin{aligned}
 g_{H_1 H_2 A_2 A_2} = & \frac{1}{2v^2 s_{2\theta}^2} \left(-\frac{2m_{h_0}^2}{9c_\theta^2} (s_{2\alpha} + 2c_\theta^2 s_{2(\alpha-\theta)}) + \frac{m_{H_1}^2}{2} s_{2\alpha} (2c_{2\alpha} + s_{2\theta} s_{2(\alpha-\theta)} - 2c_{2\theta}) \right. \\
 & \left. - \frac{m_{H_2}^2}{2} s_{2\alpha} (2c_{2\alpha} + s_{2\theta} s_{2(\alpha-\theta)} + 2c_{2\theta}) + m_{A_2}^2 s_{2(\alpha-\theta)} s_{2\theta}^2 \right), \tag{A.27}
 \end{aligned}$$

$$g_{H_1 h_0 A_1 A_2} = \frac{1}{v^2 s_\theta^2} \left(-\frac{m_{h_0}^2}{9c_\theta^2} (s_{\alpha+\theta} + c_\theta s_\alpha) (c_{2\theta} + c_\theta^2) + m_{H_1}^2 s_\alpha c_\theta - m_{H_2}^2 (c_\alpha s_\theta + c_\theta^2 s_{\alpha-\theta}) \right), \tag{A.28}$$

$$g_{H_2 h_0 A_1 A_2} = \frac{1}{v^2 s_\theta^2} \left(\frac{m_{h_0}^2}{9c_\theta^2} (c_{\alpha+\theta} + c_\theta c_\alpha) (c_{2\theta} + c_\theta^2) - m_{H_1}^2 c_\alpha c_\theta - m_{H_2}^2 (s_\theta s_\alpha - c_\theta^2 c_{\alpha-\theta}) \right), \tag{A.29}$$

$$g_{A_1 A_1 A_1 A_1} = \frac{m_{h_0}^2 + 3m_{H_1}^2 s_\alpha^2 + 3m_{H_2}^2 c_\alpha^2}{24v^2 s_\theta^2}, \tag{A.30}$$

Acoplamientos

A.1 Acoplamientos de Higgs

$$g_{A_2 A_2 A_2 A_2} = \frac{1}{2v^2 s_{2\theta}^2} \left(\frac{m_{h_0}^2}{9c_\theta^2} (2c_\theta^2 + c_{2\theta}) + m_{H_1}^2 (s_\alpha c_\theta - s_\theta^2 s_{\alpha-\theta})^2 + m_{H_2}^2 (c_\alpha^2 c_{\alpha-\theta} - s_\alpha s_\theta)^2 \right), \quad (\text{A.31})$$

$$g_{A_1 A_1 A_2 A_2} = \frac{1}{v^2 s_{2\theta}^2} \left(\frac{m_{h_0}^2}{3} (c_{2\theta}^2 - 2c_\theta^2 s_\theta^2) + m_{H_1}^2 c_\theta s_\alpha (s_{\alpha+\theta} - s_\theta c_\theta c_{\alpha-\theta}) + m_{H_2}^2 c_\theta c_\alpha (c_{\alpha+\theta} + s_\theta c_\theta s_{\alpha-\theta}) \right), \quad (\text{A.32})$$

$$g_{H_1 H_1 G_0 G_0} = \frac{1}{2v^2} \left(\frac{m_{H_1}^2}{4s_{2\theta}} (s_{2\theta} + s_{2\alpha} - c_{2\alpha} s_{2(\alpha-\theta)}) - \frac{m_{H_2}^2 s_{2\alpha} s_{\alpha-\theta}^2}{2s_{2\theta}} + m_{A_2}^2 s_{\alpha-\theta}^2 \right) \quad (\text{A.33})$$

$$g_{H_2 H_2 G_0 G_0} = \frac{1}{2v^2} \left(\frac{m_{H_1}^2 s_{2\alpha} c_{\alpha-\theta}^2}{2s_{2\theta}} + \frac{m_{H_2}^2}{4s_{2\theta}} (s_{2\theta} - s_{2\alpha} - c_{2\alpha} s_{2(\alpha-\theta)}) + m_{A_2}^2 c_{\alpha-\theta}^2 \right) \quad (\text{A.34})$$

$$g_{H_1 H_2 G_0 G_0} = -\frac{s_{2(\alpha-\theta)}}{4v^2 s_{2\theta}} \left((m_{H_1}^2 - m_{H_2}^2) s_{2\alpha} + 2m_{A_2}^2 s_{2\theta} \right), \quad (\text{A.35})$$

$$g_{G_0 G_0 A_2 A_2} = \frac{1}{8v^2 s_{2\theta}} \left(m_{H_1}^2 (3c_{2\theta} s_{2(\alpha-\theta)} - s_{2\alpha} + 3s_{2\theta}) - m_{H_2}^2 (3c_{2\theta} s_{2(\alpha-\theta)} - s_{2\alpha} - 3s_{2\theta}) \right), \quad (\text{A.36})$$

$$g_{G_0 G_0 A_1 A_1} = \frac{1}{2v^2} \left(m_{h_0}^2 + \frac{m_{H_1}^2}{2s_\theta} s_\alpha c_{\alpha-\theta} - \frac{m_{H_2}^2}{2s_\theta} c_\alpha s_{\alpha-\theta} \right), \quad (\text{A.37})$$

$$g_{H_1 H_1 A_2 G_0} = -\frac{1}{2v^2 s_{2\theta}} \left(\frac{2m_{h_0}^2 s_{\alpha-\theta}^2}{9c_\theta^2} + \frac{m_{H_1}^2}{2} (2c_{2\theta} - s_{2\alpha} s_{2(\alpha-\theta)} - 2c_{2\alpha}) + \frac{m_{H_2}^2}{2} s_{2\alpha} s_{2(\alpha-\theta)} - m_{A_2}^2 s_{2\theta} s_{2(\alpha-\theta)} \right), \quad (\text{A.38})$$

Acoplamientos

A.1 Acoplamientos de Higgs

$$g_{H_2 H_2 A_2 G_0} = -\frac{1}{2v^2 s_{2\theta}} \left(\frac{2m_{h_0}^2 c_{\alpha-\theta}^2}{9c_\theta^2} + \frac{m_{H_1}^2}{2} s_{2(\alpha-\theta)} + \frac{m_{H_2}^2}{2} (2c_{2\theta} - s_{2\alpha} s_{2(\alpha-\theta)} + 2c_{2\alpha}) + m_{A_2}^2 s_{2\theta} s_{2(\alpha-\theta)} \right), \quad (\text{A.39})$$

$$g_{H_1 H_2 A_2 G_0} = \frac{1}{v^2 s_{2\theta}} \left(\frac{m_{h_0}^2 s_{2(\alpha-\theta)}}{9c_\theta^2} + m_{H_1}^2 s_{2\alpha} s_{\alpha-\theta}^2 + m_{H_2}^2 s_{2\alpha} c_{\alpha-\theta}^2 - m_{A_2}^2 c_{2(\alpha-\theta)} s_{2\theta} \right), \quad (\text{A.40})$$

$$g_{H_1 h_0 A_1 G_0} = \frac{1}{v^2 s_\theta} \left(\frac{m_{h_0}^2}{3} \left(\frac{s_{\alpha+\theta}}{c_\theta} + s_\alpha \right) - m_{A_1}^2 s_\alpha + m_{A_2}^2 s_{\alpha-\theta} c_\theta \right), \quad (\text{A.41})$$

$$g_{H_2 h_0 A_1 G_0} = \frac{1}{v^2 s_\theta} \left(-\frac{m_{h_0}^2}{3} \left(\frac{c_{\alpha+\theta}}{c_\theta} + c_\alpha \right) + m_{A_1}^2 c_\alpha - m_{A_2}^2 c_{\alpha-\theta} c_\theta \right), \quad (\text{A.42})$$

$$g_{G_0 A_2 A_2 A_2} = \frac{1}{v^2 s_{2\theta}} \left(-\frac{m_{h_0}^2}{9c_\theta^2} + \frac{m_{H_1}^2}{4} (2c_{2\alpha} + s_{2\theta} s_{2(\alpha-\theta)} - 2c_{2\theta}) - \frac{m_{H_2}^2}{4} (2c_{2\alpha} + s_{2\theta} s_{2(\alpha-\theta)} + 2c_{2\theta}) \right), \quad (\text{A.43})$$

$$g_{G_0 G_0 G_0 G_0} = \frac{m_{H_1}^2 c_{\alpha-\theta}^2 + m_{H_2}^2 s_{\alpha-\theta}^2}{8v^2}, \quad (\text{A.44})$$

$$g_{H_1 G^0 H_2^\pm G^\mp} = \pm \frac{1}{v^2} s_{\alpha-\theta} (m_{H_2^\pm}^2 - m_{A_2}^2), \quad (\text{A.45})$$

$$g_{H_2 G^0 H_2^\pm G^\mp} = \mp \frac{1}{v^2} c_{\alpha-\theta} (m_{H_2^\pm}^2 - m_{A_2}^2), \quad (\text{A.46})$$

$$g_{H_1 A_2 H_2^\pm G^\mp} = \pm \frac{1}{v^2} c_{\alpha-\theta} (m_{H_2^\pm}^2 - m_{A_2}^2), \quad (\text{A.47})$$

$$g_{H_2 A_2 H_2^\pm G^\mp} = \pm \frac{1}{v^2} s_{\alpha-\theta} (m_{H_2^\pm}^2 - m_{A_2}^2), \quad (\text{A.48})$$

$$g_{h_0 G^0 H_1^\pm G^\mp} = \mp \frac{1}{v^2} (m_{H_1^\pm}^2 - m_{A_1}^2 + 2c_\theta^2 (m_{A_2}^2 - m_{H_2^\pm}^2)), \quad (\text{A.49})$$

$$g_{h_0 A_2 H_1^\pm G^\mp} = \mp \frac{1}{v^2 t_\theta} (m_{H_1^\pm}^2 - m_{A_1}^2 + c_{2\theta} (m_{A_2}^2 - m_{H_2^\pm}^2)). \quad (\text{A.50})$$

A.1.3. Acoplamientos de bosones cargados con bosones de norma

Para los acoplamientos con bosones de Higgs cargados tenemos

$$g_{H_1^\pm H_1^\pm W^\pm W^\mp} = \frac{2M_W^2 g^{\mu\nu}}{v^2}, \quad (\text{A.51})$$

$$g_{H_2^\pm H_2^\pm W^\pm W^\mp} = \frac{2M_W^2 g^{\mu\nu}}{v^2}, \quad (\text{A.52})$$

$$g_{H_1^\pm H_1^\pm ZZ} = \frac{g^2 \cos^2 2\theta_W g^{\mu\nu}}{4 \cos^2 \theta_W}, \quad (\text{A.53})$$

$$g_{H_2^\pm H_2^\pm ZZ} = \frac{g^2 \cos^2 2\theta_W g^{\mu\nu}}{4 \cos^2 \theta_W}, \quad (\text{A.54})$$

$$g_{H_1^\pm H_1^\mp \gamma\gamma} = e^2 g^{\mu\nu}, \quad (\text{A.55})$$

Acoplamiento

A.1 Acoplamiento de Higgs

$$g_{H_2^\pm H_2^\mp \gamma\gamma} = e^2 g^{\mu\nu}, \quad (\text{A.56})$$

$$g_{H_1^\pm H_1^\mp \gamma Z} = \frac{eg \cos 2\theta_W g^{\mu\nu}}{\cos \theta_W}, \quad (\text{A.57})$$

$$g_{H_2^\pm H_2^\mp \gamma Z} = \frac{eg \cos 2\theta_W g^{\mu\nu}}{\cos \theta_W}. \quad (\text{A.58})$$

Y los acoplamiento con mezcla de bosones de Higgs cargados y neutros con bosones de norma, están dados por

$$g_{H_2^\mp H_1 Z W^\pm} = \frac{g'^2 \cos \theta_W \sin(\alpha - \theta) g^{\mu\nu}}{2}, \quad (\text{A.59})$$

$$g_{H_2^\mp H_2 Z W^\pm} = -\frac{g'^2 \cos \theta_W \cos(\alpha - \theta) g^{\mu\nu}}{2}, \quad (\text{A.60})$$

$$g_{H_2^\mp \gamma H_1 W^\pm} = -\frac{eg \sin(\alpha - \theta) g^{\mu\nu}}{2}, \quad (\text{A.61})$$

$$g_{H_2^\mp \gamma H_2 W^\pm} = \frac{eg \cos(\alpha - \theta) g^{\mu\nu}}{2}, \quad (\text{A.62})$$

$$g_{\gamma G^0 W^\pm G^\mp} = \pm \frac{ge}{2} g^{\mu\nu}, \quad (\text{A.63})$$

$$g_{Z G^0 W^\pm G^\mp} = \mp \frac{g^2 s_{\theta_W}^2}{2c_{\theta_W}} g^{\mu\nu}, \quad (\text{A.64})$$

$$g_{\gamma A_1 W^\pm H_1^\mp} = \pm \frac{ge}{2} g^{\mu\nu}, \quad (\text{A.65})$$

Acoplamiento

A.1 Acoplamiento de Higgs

$$g_{\gamma A_2 W^\pm H_2^\mp} = \pm \frac{ge}{2} g^{\mu\nu}, \quad (\text{A.66})$$

$$g_{ZA_1 W^\pm H_1^\mp} = \mp \frac{g^2 s_{\theta_W}^2}{2c_{\theta_W}} g^{\mu\nu}, \quad (\text{A.67})$$

$$g_{ZA_2 W^\pm H_2^\mp} = \mp \frac{g^2 s_{\theta_W}^2}{2c_{\theta_W}} g^{\mu\nu}. \quad (\text{A.68})$$

Los acoplamiento con mezcla de bosones de Higgs cargados y h_0 con dos bosones de norma no están presentes.

$$g_{\gamma H_1^+ H_1^+} = e(p + p')^\mu, \quad (\text{A.69})$$

$$g_{\gamma H_2^+ H_2^+} = e(p + p')^\mu, \quad (\text{A.70})$$

$$g_{H_1 W^\pm H_2^\mp} = \pm \frac{ig}{2} s_{(\alpha-\theta)} (p + p')^\mu, \quad (\text{A.71})$$

$$g_{H_2 W^\pm H_2^\mp} = \mp \frac{ig}{2} c_{(\alpha-\theta)} (p + p')^\mu, \quad (\text{A.72})$$

$$g_{h_0 W^\pm H_1^\mp} = \mp \frac{ig}{2} (p + p')^\mu, \quad (\text{A.73})$$

$$g_{W^\pm H_2^\pm A_2} = \frac{g}{2} (p + p')^\mu, \quad (\text{A.74})$$

$$g_{W^\pm H_1^\pm A_1} = \frac{g}{2}(p + p')^\mu, \quad (\text{A.75})$$

$$g_{ZH_2 A_2} = \frac{g}{2 \cos \theta_W} \cos(\alpha - \theta)(p + p')^\mu, \quad (\text{A.76})$$

$$g_{ZH_1 A_2} = -\frac{g}{2 \cos \theta_W} \sin(\alpha - \theta)(p + p')^\mu, \quad (\text{A.77})$$

$$g_{H_1 W^\pm G^\mp} = \mp \frac{ig}{2} c_{(\alpha-\theta)}(p + p')^\mu, \quad (\text{A.78})$$

$$g_{H_2 W^\pm G^\mp} = \mp \frac{ig}{2} s_{(\alpha-\theta)}(p + p')^\mu, \quad (\text{A.79})$$

$$g_{W^\pm G^\pm G^0} = \frac{g}{2}(p + p')^\mu, \quad (\text{A.80})$$

$$g_{\gamma G^+ G^+} = e(p + p')^\mu. \quad (\text{A.81})$$

Apéndice B

Artículos publicados

B.1. Artículos arbitrados

- **Eur.Phys. J.C 81.10(2021).** *Scalar a gauge sectors in the 3-Higgs Doublet Model under S_3 symmetry.* M. Gómez-Bock, M. Mondragón y A. Pérez-Martínez, DOI: 10.1140/epjc/s10052-021-09731-3

B.2. Memorias

- **J. Phys. Conf. Ser. 1586.1 (2020) 012017.** *Three Higgs doublet model with horizontal S_3 symmetry.* A. Alvarez-Cruz, M. Gómez-Bock, M. Mondragón y A. Pérez-Martínez.

Bibliografía

- [1] S. L. Glashow. «Partial Symmetries of Weak Interactions». En: *Nucl. Phys.* 22 (1961), págs. 579-588. DOI: [10.1016/0029-5582\(61\)90469-2](https://doi.org/10.1016/0029-5582(61)90469-2).
- [2] Steven Weinberg. «A Model of Leptons». En: *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967), págs. 1264-1266. DOI: [10.1103/PhysRevLett.19.1264](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.1264).
- [3] Abdus Salam. «Elementary particles». En: *Contemp. Phys.* 1 (1959). [Pak. J. Sci.10N2,1(1958)], págs. 337-354. DOI: [10.1080/00107516008204430](https://doi.org/10.1080/00107516008204430).
- [4] Ling-Fong Li Ta-Pei Cheng. *Gauge theory of elementary particle physics*. OUP. Clarendon Press • Oxford, 1988. ISBN: 0198519613.
- [5] M.D. Schwartz. *Quantum Field Theory and the Standard Model*. illustrated. Quantum Field Theory and the Standard Model. Cambridge University Press, 2013. ISBN: 1107034736, 9781107034730.
- [6] Peter W. Higgs. «Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons». En: *Phys. Rev.* 145 (1966), págs. 1156-1163. DOI: [10.1103/PhysRev.145.1156](https://doi.org/10.1103/PhysRev.145.1156).
- [7] Langacker P. *The Standard Model and Beyond*. Series in High Energy Physics, Cosmology and Gravitation. Taylor y Francis, 2009. ISBN: 1420079069,9781420079067.
- [8] Paul Langacker. «Grand Unified Theories and Proton Decay». En: *Phys. Rept.* 72 (1981), pág. 185. DOI: [10.1016/0370-1573\(81\)90059-4](https://doi.org/10.1016/0370-1573(81)90059-4).
- [9] Celso C. Nishi. «The Structure of potentials with N Higgs doublets». En: *Phys. Rev.* D76 (2007), pág. 055013. DOI: [10.1103/PhysRevD.76.055013](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.76.055013). arXiv: [0706.2685 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/0706.2685).
- [10] P. M. Ferreira y Joao P. Silva. «Discrete and continuous symmetries in multi-Higgs-doublet models». En: *Phys. Rev.* D78 (2008), pág. 116007. DOI: [10.1103/PhysRevD.78.116007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.78.116007). arXiv: [0809.2788 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/0809.2788).

BIBLIOGRAFÍA
BIBLIOGRAFÍA

- [11] Georges Aad y col. «Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC». En: *Phys. Lett.* B716 (2012), págs. 1-29. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.08.020](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020). arXiv: [1207.7214](https://arxiv.org/abs/1207.7214) [[hep-ex](#)].
 - [12] Serguei Chatrchyan y col. «Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC». En: *Phys.Lett.* B716 (2012), págs. 30-61. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.08.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021). arXiv: [1207.7235](https://arxiv.org/abs/1207.7235) [[hep-ex](#)].
 - [13] J. F. Gunion y Howard E. Haber. «Higgs Bosons in Supersymmetric Models. 1.» En: *Nucl. Phys.* B272 (1986). [Erratum: *Nucl. Phys.*B402,567(1993)], pág. 1. DOI: [10.1016/0550-3213\(86\)90340-8](https://doi.org/10.1016/0550-3213(86)90340-8), [10.1016/0550-3213\(93\)90653-7](https://doi.org/10.1016/0550-3213(93)90653-7).
 - [14] Marcela Carena y Howard E. Haber. «Higgs boson theory and phenomenology». En: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 50 (2003), págs. 63-152. DOI: [10.1016/S0146-6410\(02\)00177-1](https://doi.org/10.1016/S0146-6410(02)00177-1). arXiv: [hep-ph/0208209](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0208209) [[hep-ph](#)].
 - [15] S. Heinemeyer. «Higgs Physics». En: (mayo de 2014). arXiv: [1405.3781](https://arxiv.org/abs/1405.3781) [[hep-ph](#)].
 - [16] John F. Gunion y Howard E. Haber. «The CP conserving two Higgs doublet model: The Approach to the decoupling limit». En: *Phys. Rev.* D67 (2003), pág. 075019. DOI: [10.1103/PhysRevD.67.075019](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.67.075019). arXiv: [hep-ph/0207010](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0207010) [[hep-ph](#)].
 - [17] G. C. Branco y col. «Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models». En: *Phys. Rept.* 516 (2012), págs. 1-102. DOI: [10.1016/j.physrep.2012.02.002](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2012.02.002). arXiv: [1106.0034](https://arxiv.org/abs/1106.0034) [[hep-ph](#)].
 - [18] Miguel P. Bento y col. «Multi-Higgs doublet models: physical parametrization, sum rules and unitarity bounds». En: *JHEP* 11 (2017), pág. 095. DOI: [10.1007/JHEP11\(2017\)095](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2017)095). arXiv: [1708.09408](https://arxiv.org/abs/1708.09408) [[hep-ph](#)].
 - [19] Ricardo A. Flores y Marc Sher. «Higgs Masses in the Standard, Multi-Higgs and Supersymmetric Models». En: *Annals Phys.* 148 (1983), pág. 95. DOI: [10.1016/0003-4916\(83\)90331-7](https://doi.org/10.1016/0003-4916(83)90331-7).
 - [20] Ilya F. Ginzburg y Maria Krawczyk. «Symmetries of two Higgs doublet model and CP violation». En: *Phys. Rev. D* 72 (2005), pág. 115013. DOI: [10.1103/PhysRevD.72.115013](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.72.115013). arXiv: [hep-ph/0408011](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0408011).
-

BIBLIOGRAFÍA
BIBLIOGRAFÍA

-
- [21] Gustavo C. Branco, M. N. Rebelo y J. I. Silva-Marcos. «CP-odd invariants in models with several Higgs doublets». En: *Phys. Lett. B* 614 (2005), págs. 187-194. DOI: [10.1016/j.physletb.2005.03.075](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2005.03.075). arXiv: [hep-ph/0502118](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0502118).
- [22] Per Osland, P. N. Pandita y Levent Selbuz. «Trilinear Higgs couplings in the two Higgs doublet model with CP violation». En: *Phys. Rev. D* 78 (2008), pág. 015003. DOI: [10.1103/PhysRevD.78.015003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.78.015003). arXiv: [0802.0060](https://arxiv.org/abs/0802.0060) [[hep-ph](#)].
- [23] K. Olausen, P. Osland y M. Aa. Solberg. «Symmetry and Mass Degeneration in Multi-Higgs-Doublet Models». En: *JHEP* 07 (2011), pág. 020. DOI: [10.1007/JHEP07\(2011\)020](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2011)020). arXiv: [1007.1424](https://arxiv.org/abs/1007.1424) [[hep-ph](#)].
- [24] Jisuke Kubo. «Super Flavorsymmetry with Multiple Higgs Doublets». En: *Fortsch.Phys.* 61 (2013), págs. 597-621. DOI: [10.1002/prop.201200119](https://doi.org/10.1002/prop.201200119). arXiv: [1210.7046](https://arxiv.org/abs/1210.7046) [[hep-ph](#)].
- [25] Kei Yagyu. «Higgs boson couplings in multi-doublet models with natural flavour conservation». En: *Phys. Lett. B* 763 (2016), págs. 102-107. DOI: [10.1016/j.physletb.2016.10.028](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.10.028). arXiv: [1609.04590](https://arxiv.org/abs/1609.04590) [[hep-ph](#)].
- [26] Miguel P. Bento y col. «Multi-Higgs doublet models: the Higgs-fermion couplings and their sum rules». En: *JHEP* 10 (2018), pág. 143. DOI: [10.1007/JHEP10\(2018\)143](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2018)143). arXiv: [1808.07123](https://arxiv.org/abs/1808.07123) [[hep-ph](#)].
- [27] I. de Medeiros Varzielas e Igor P. Ivanov. «Recognizing symmetries in a 3HDM in a basis-independent way». En: *Phys. Rev. D* 100.1 (2019), pág. 015008. DOI: [10.1103/PhysRevD.100.015008](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.015008). arXiv: [1903.11110](https://arxiv.org/abs/1903.11110) [[hep-ph](#)].
- [28] Igor P. Ivanov. «Building and testing models with extended Higgs sectors». En: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 95 (2017), págs. 160-208. DOI: [10.1016/j.ppnp.2017.03.001](https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2017.03.001). arXiv: [1702.03776](https://arxiv.org/abs/1702.03776) [[hep-ph](#)].
- [29] Stefano Moretti, Diana Rojas y Kei Yagyu. «Enhancement of the $H^\pm W^\mp Z$ vertex in the three scalar doublet model». En: *JHEP* 08 (2015), pág. 116. DOI: [10.1007/JHEP08\(2015\)116](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2015)116). arXiv: [1504.06432](https://arxiv.org/abs/1504.06432) [[hep-ph](#)].

BIBLIOGRAFÍA
BIBLIOGRAFÍA

-
- [30] José Eliel Camargo-Molina y col. «Heavy charged scalars from $c\bar{s}$ fusion: A generic search strategy applied to a 3HDM with $U(1) \times U(1)$ family symmetry». En: *JHEP* 03 (2018), pág. 024. DOI: [10.1007/JHEP03\(2018\)024](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2018)024). arXiv: [1711.03551](https://arxiv.org/abs/1711.03551) [[hep-ph](#)].
- [31] A. G. Akeroyd, Stefano Moretti y Muyuan Song. «Light charged Higgs boson with dominant decay to a charm quark and a bottom quark and its search at LEP2 and future e^+e^- colliders». En: *Phys. Rev. D* 101.3 (2020), pág. 035021. DOI: [10.1103/PhysRevD.101.035021](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.101.035021). arXiv: [1908.00826](https://arxiv.org/abs/1908.00826) [[hep-ph](#)].
- [32] Hajime Ishimori y col. «Non-Abelian Discrete Symmetries in Particle Physics». En: *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 183 (2010), págs. 1-163. DOI: [10.1143/PTPS.183.1](https://doi.org/10.1143/PTPS.183.1). arXiv: [1003.3552](https://arxiv.org/abs/1003.3552) [[hep-th](#)].
- [33] Hajime Ishimori y col. «An introduction to non-Abelian discrete symmetries for particle physicists». En: *Lect. Notes Phys.* 858 (2012), págs. 1-227. DOI: [10.1007/978-3-642-30805-5](https://doi.org/10.1007/978-3-642-30805-5).
- [34] Guido Altarelli y Ferruccio Feruglio. «Discrete Flavor Symmetries and Models of Neutrino Mixing». En: *Rev. Mod. Phys.* 82 (2010), págs. 2701-2729. DOI: [10.1103/RevModPhys.82.2701](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.82.2701). arXiv: [1002.0211](https://arxiv.org/abs/1002.0211) [[hep-ph](#)].
- [35] Stephen F. King y Christoph Luhn. «Neutrino Mass and Mixing with Discrete Symmetry». En: *Rept. Prog. Phys.* 76 (2013), pág. 056201. DOI: [10.1088/0034-4885/76/5/056201](https://doi.org/10.1088/0034-4885/76/5/056201). arXiv: [1301.1340](https://arxiv.org/abs/1301.1340) [[hep-ph](#)].
- [36] Sandip Pakvasa e Hirotaka Sugawara. «Discrete Symmetry and Cabibbo Angle». En: *Phys. Lett. B* 73 (1978), págs. 61-64. DOI: [10.1016/0370-2693\(78\)90172-7](https://doi.org/10.1016/0370-2693(78)90172-7).
- [37] Sandip Pakvasa e Hirotaka Sugawara. «Mass of the t Quark in $SU(2) \times U(1)$ ». En: *Phys. Lett. B* 82 (1979), págs. 105-107. DOI: [10.1016/0370-2693\(79\)90436-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(79)90436-2).
- [38] Haim Harari, Herve Haut y Jacques Weyers. «Quark Masses and Cabibbo Angles». En: *Phys. Lett. B* 78 (1978), págs. 459-461. DOI: [10.1016/0370-2693\(78\)90485-9](https://doi.org/10.1016/0370-2693(78)90485-9).
- [39] Emanuel Derman y Hung-Sheng Tsao. « $SU(2) \times U(1) \times S(n)$ Flavor Dynamics and a Bound on the Number of Flavors». En: *Phys. Rev. D* 20 (1979), pág. 1207. DOI: [10.1103/PhysRevD.20.1207](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.20.1207).
-

-
- [40] Maurice V. Barnhill III. «Generalization of S(3) Mass Matrix Symmetry». En: *Phys. Lett.* 151B (1985), págs. 257-259. DOI: [10.1016/0370-2693\(85\)90846-9](https://doi.org/10.1016/0370-2693(85)90846-9).
- [41] R. Yahalom. «Horizontal Permutation Symmetry, Fermion Masses and Pseudogoldstone Bosons in $SU(2)_L \times U(1)$ ». En: *Phys. Rev.* D29 (1984), pág. 536. DOI: [10.1103/PhysRevD.29.536](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.29.536).
- [42] Tadayuki Teshima. «Higgs potential in S3 invariant model for quarklepton mass and mixing». En: *Phys. Rev.* D85 (2012), pág. 105013. DOI: [10.1103/PhysRevD.85.105013](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.105013). arXiv: [1202.4528 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1202.4528).
- [43] James D. Wells. «Lectures on Higgs Boson Physics in the Standard Model and Beyond». En: *39th British Universities Summer School in Theoretical Elementary Particle Physics (BUSSTEPP 2009) Liverpool, United Kingdom, August 24-September 4, 2009*. 2009. arXiv: [0909.4541 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/0909.4541). URL: <https://inspirehep.net/record/832122/files/arXiv:0909.4541.pdf>.
- [44] J. Kubo y col. «The Flavor symmetry». En: *Prog. Theor. Phys.* 109 (2003). [Erratum: *Prog. Theor. Phys.* 114,287(2005)], págs. 795-807. DOI: [10.1143/PTP.109.795](https://doi.org/10.1143/PTP.109.795). arXiv: [hep-ph/0302196 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0302196).
- [45] Gautam Bhattacharyya, Philipp Leser y Heinrich Pas. «Exotic Higgs boson decay modes as a harbinger of S_3 flavor symmetry». En: *Phys. Rev.* D83 (2011), pág. 011701. DOI: [10.1103/PhysRevD.83.011701](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.011701). arXiv: [1006.5597 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1006.5597).
- [46] A. Mondragon y E. Rodriguez-Jauregui. «A Parametrization of the CKM mixing matrix from a scheme of S(3)-L x S(3)-R symmetry breaking». En: *21st Nuclear Physics Symposium*. Ene. de 1998. arXiv: [hep-ph/9804267](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9804267).
- [47] A. Mondragon y E. Rodriguez-Jauregui. «The Breaking of the flavor permutational symmetry: Mass textures and the CKM matrix». En: *Phys. Rev.* D59 (1999), pág. 093009. DOI: [10.1103/PhysRevD.59.093009](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.59.093009). arXiv: [hep-ph/9807214 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9807214).
- [48] L. Lavoura. «A New model for the quark mass matrices». En: *Phys. Rev.* D61 (2000), pág. 077303. DOI: [10.1103/PhysRevD.61.077303](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.61.077303). arXiv: [hep-ph/9907538 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9907538).
-

BIBLIOGRAFÍA
BIBLIOGRAFÍA

-
- [49] A. Mondragon y E. Rodriguez-Jauregui. «The CP violating phase $\delta(13)$ and the quark mixing angles $\theta(13)$, $\theta(23)$ and $\theta(12)$ from flavor permutational symmetry breaking». En: *Phys. Rev. D* 61 (2000), pág. 113002. DOI: [10.1103/PhysRevD.61.113002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.61.113002). arXiv: [hep-ph/9906429](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9906429).
- [50] A. Mondragon, M. Mondragon y E. Peinado. «S(3)-flavour symmetry as realized in lepton flavour violating processes». En: *J. Phys.* A41 (2008), pág. 304035. DOI: [10.1088/1751-8113/41/30/304035](https://doi.org/10.1088/1751-8113/41/30/304035). arXiv: [0712.1799](https://arxiv.org/abs/0712.1799) [[hep-ph](#)].
- [51] F. González Canales y col. «Quark sector of S3 models: classification and comparison with experimental data». En: *Phys. Rev.* D88 (2013), pág. 096004. DOI: [10.1103/PhysRevD.88.096004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.096004). arXiv: [1304.6644](https://arxiv.org/abs/1304.6644) [[hep-ph](#)].
- [52] Antonio Enrique Cárcamo Hernández, R. Martínez y F. Ochoa. «Fermion masses and mixings in the 3-3-1 model with right-handed neutrinos based on the S_3 flavor symmetry». En: *Eur. Phys. J. C* 76.11 (2016), pág. 634. DOI: [10.1140/epjc/s10052-016-4480-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4480-3). arXiv: [1309.6567](https://arxiv.org/abs/1309.6567) [[hep-ph](#)].
- [53] Dipankar Das, Ujjal Kumar Dey y Palash B. Pal. « S_3 symmetry and the quark mixing matrix». En: *Phys. Lett.* B753 (2016), págs. 315-318. DOI: [10.1016/j.physletb.2015.12.038](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.12.038). arXiv: [1507.06509](https://arxiv.org/abs/1507.06509) [[hep-ph](#)].
- [54] Shao-Feng Ge, Alexander Kusenko y Tsutomu T. Yanagida. «Large Leptonic Dirac CP Phase from Broken Democracy with Random Perturbations». En: *Phys. Lett.* B781 (2018), págs. 699-705. DOI: [10.1016/j.physletb.2018.04.040](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.04.040). arXiv: [1803.03888](https://arxiv.org/abs/1803.03888) [[hep-ph](#)].
- [55] Juan Carlos Gómez-Izquierdo y Myriam Mondragón. «B-L Model with S_3 symmetry: Nearest Neighbor Interaction Textures and Broken $\mu \leftrightarrow \tau$ Symmetry». En: *Eur. Phys. J. C* 79.3 (2019), pág. 285. DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-6785-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6785-5). arXiv: [1804.08746](https://arxiv.org/abs/1804.08746) [[hep-ph](#)].
- [56] Ernest Ma. «S(3) Z(3) model of lepton mass matrices». En: *Phys. Rev.* D44 (1991), págs. 587-589. DOI: [10.1103/PhysRevD.44.R587](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.44.R587).
- [57] Shao-Long Chen, Michele Frigerio y Ernest Ma. «Large neutrino mixing and normal mass hierarchy: A Discrete understanding». En: *Phys. Rev.* D70 (2004). [Erratum: *Phys. Rev.* D70,079905(2004)], pág. 073008. DOI: [10.1103/](https://doi.org/10.1103/)
-

-
- [PhysRevD.70.079905](#), [10.1103/PhysRevD.70.073008](#). arXiv: [hep-ph/0404084](#) [[hep-ph](#)].
- [58] Renata Jora, Salah Nasri y Joseph Schechter. «An Approach to permutation symmetry for the electroweak theory». En: *Int. J. Mod. Phys. A* 21 (2006), págs. 5875-5894. DOI: [10.1142/S0217751X0603391X](#). arXiv: [hep-ph/0605069](#).
- [59] O. Felix y col. «Neutrino masses and mixings in a minimal S(3)-invariant extension of the standard model». En: *AIP Conf. Proc.* 917.1 (2007). Ed. por Heriberto Castilla Valdez, Miguel A. Perez y Juan Carlos DÓlivo, págs. 383-389. DOI: [10.1063/1.2751980](#). arXiv: [hep-ph/0610061](#).
- [60] A. Mondragon, M. Mondragon y E. Peinado. «Lepton masses, mixings and FCNC in a minimal S(3)-invariant extension of the Standard Model». En: *Phys. Rev. D* 76 (2007), pág. 076003. DOI: [10.1103/PhysRevD.76.076003](#). arXiv: [0706.0354](#) [[hep-ph](#)].
- [61] A. Mondragon, M. Mondragon y E. Peinado. «Nearly tri-bimaximal mixing in the S(3) flavour symmetry». En: *AIP Conf. Proc.* 1026 (2008), págs. 164-169. DOI: [10.1063/1.2965040](#). arXiv: [0712.2488](#) [[hep-ph](#)].
- [62] Renata Jora, Joseph Schechter y M. Naeem Shahid. «Perturbed S(3) neutrinos». En: *Phys. Rev. D* 80 (2009). [Erratum: *Phys.Rev.D* 82, 079902 (2010)], pág. 093007. DOI: [10.1103/PhysRevD.80.093007](#). arXiv: [0909.4414](#) [[hep-ph](#)].
- [63] Duane A. Dicus, Shao-Feng Ge y Wayne W. Repko. «Neutrino mixing with broken S_3 symmetry». En: *Phys. Rev. D* 82 (2010), pág. 033005. DOI: [10.1103/PhysRevD.82.033005](#). arXiv: [1004.3266](#) [[hep-ph](#)].
- [64] D. Meloni, S. Morisi y E. Peinado. «Fritzsch neutrino mass matrix from S_3 symmetry». En: *J. Phys. G* 38 (2011), pág. 015003. DOI: [10.1088/0954-3899/38/1/015003](#). arXiv: [1005.3482](#) [[hep-ph](#)].
- [65] F. Gonzalez Canales, A. Mondragon y M. Mondragon. «The S_3 Flavour Symmetry: Neutrino Masses and Mixings». En: *Fortsch. Phys.* 61 (2013), págs. 546-570. DOI: [10.1002/prop.201200121](#). arXiv: [1205.4755](#) [[hep-ph](#)].
-

BIBLIOGRAFÍA**BIBLIOGRAFÍA**

-
- [66] A. G. Dias, A. C. B. Machado y C. C. Nishi. «An S_3 Model for Lepton Mass Matrices with Nearly Minimal Texture». En: *Phys. Rev.* D86 (2012), pág. 093005. DOI: [10 . 1103 / PhysRevD . 86 . 093005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.093005). arXiv: [1206 . 6362](https://arxiv.org/abs/1206.6362) [[hep-ph](#)].
- [67] A. E. Cárcamo Hernández, E. Cataño Mur y R. Martínez. «Lepton masses and mixing in $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ models with a S_3 flavor symmetry». En: *Phys. Rev.* D90.7 (2014), pág. 073001. DOI: [10 . 1103 / PhysRevD . 90 . 073001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.073001). arXiv: [1407 . 5217](https://arxiv.org/abs/1407.5217) [[hep-ph](#)].
- [68] O. Felix-Beltran y col. « S_3 flavour symmetry and the reactor mixing angle». En: *J. Phys. Conf. Ser.* 485 (2014), pág. 012046. DOI: [10.1088/1742-6596/485/1/012046](https://doi.org/10.1088/1742-6596/485/1/012046).
- [69] Ernest Ma y Rahul Srivastava. «Dirac or inverse seesaw neutrino masses with $B-L$ gauge symmetry and S_3 flavor symmetry». En: *Phys. Lett.* B741 (2015), págs. 217-222. DOI: [10.1016/j.physletb.2014.12.049](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2014.12.049). arXiv: [1411 . 5042](https://arxiv.org/abs/1411.5042) [[hep-ph](#)].
- [70] Arturo Alvarez Cruz y Myriam Mondragón. «Neutrino masses, mixing, and leptogenesis in an S_3 model». En: (ene. de 2017). arXiv: [1701 . 07929](https://arxiv.org/abs/1701.07929) [[hep-ph](#)].
- [71] Zhi-Zhong Xing y Di Zhang. «Seesaw mirroring between light and heavy Majorana neutrinos with the help of the S_3 reflection symmetry». En: *JHEP* 03 (2019), pág. 184. DOI: [10 . 1007 / JHEP03\(2019\)184](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2019)184). arXiv: [1901 . 07912](https://arxiv.org/abs/1901.07912) [[hep-ph](#)].
- [72] J. D. García-Aguilar y Juan Carlos Gómez-Izquierdo. «Flavored multiscalar S_3 model with normal hierarchy neutrino mass». En: (oct. de 2020). arXiv: [2010.15370](https://arxiv.org/abs/2010.15370) [[hep-ph](#)].
- [73] Jisuke Kubo, Hiroshi Okada y Fumiaki Sakamaki. «Higgs potential in minimal $S(3)$ invariant extension of the standard model». En: *Phys. Rev.* D70 (2004), pág. 036007. DOI: [10.1103/PhysRevD.70.036007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.70.036007). arXiv: [hep-ph/0402089](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0402089) [[hep-ph](#)].
- [74] Dipankar Das y Ujjal Kumar Dey. «Analysis of an extended scalar sector with S_3 symmetry». En: *Phys. Rev.* D89.9 (2014). [Erratum: *Phys. Rev.* D91,no.3,039905(2015)], pág. 095025. DOI: [10 . 1103 / PhysRevD . 91 . 039905](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.039905), [10.1103/PhysRevD.89.095025](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.89.095025). arXiv: [1404.2491](https://arxiv.org/abs/1404.2491) [[hep-ph](#)].
-

-
- [75] E. Barradas-Guevara, O. Félix-Beltrán y E. Rodríguez-Jáuregui. «Trilinear self-couplings in an $S(3)$ flavored Higgs model». En: *Phys. Rev. D* 90.9 (2014), pág. 095001. DOI: [10 . 1103 / PhysRevD . 90 . 095001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.095001). arXiv: [1402 . 2244](https://arxiv.org/abs/1402.2244) [[hep-ph](#)].
- [76] A. E. Cárcamo Hernández, I. de Medeiros Varzielas y E. Schumacher. «Fermion and scalar phenomenology of a two-Higgs-doublet model with S_3 ». En: *Phys. Rev. D* 93.1 (2016), pág. 016003. DOI: [10 . 1103 / PhysRevD . 93 . 016003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.016003). arXiv: [1509.02083](https://arxiv.org/abs/1509.02083) [[hep-ph](#)].
- [77] E. Barradas-Guevara, O. Félix-Beltrán y E. Rodríguez-Jáuregui. «CP breaking in $S(3)$ flavoured Higgs model». En: (jul. de 2015). arXiv: [1507 . 05180](https://arxiv.org/abs/1507.05180) [[hep-ph](#)].
- [78] D. Emmanuel-Costa y col. «Spontaneous symmetry breaking in the S_3 -symmetric scalar sector». En: *JHEP* 02 (2016). [Erratum: *JHEP*08,169(2016)], pág. 154. DOI: [10 . 1007 / JHEP02\(2016 \) 169 , 10 . 1007/JHEP02\(2016\)154](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2016)154). arXiv: [1601.04654](https://arxiv.org/abs/1601.04654) [[hep-ph](#)].
- [79] Howard E. Haber y col. «Symmetries and Mass Degeneracies in the Scalar Sector». En: *JHEP* 01 (2019), pág. 042. DOI: [10 . 1007 / JHEP01\(2019\)042](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2019)042). arXiv: [1808.08629](https://arxiv.org/abs/1808.08629) [[hep-ph](#)].
- [80] A. Kunčinas y col. « S_3 -inspired three-Higgs-doublet models: A class with a complex vacuum». En: *Phys. Rev. D* 101.7 (2020), pág. 075052. DOI: [10 . 1103/PhysRevD.101.075052](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.101.075052). arXiv: [2001.01994](https://arxiv.org/abs/2001.01994) [[hep-ph](#)].
- [81] Nabarun Chakrabarty. «High-scale validity of a model with Three-Higgs-doublets». En: *Phys. Rev. D* 93.7 (2016), pág. 075025. DOI: [10 . 1103 / PhysRevD.93.075025](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.075025). arXiv: [1511.08137](https://arxiv.org/abs/1511.08137) [[hep-ph](#)].
- [82] A.C.B. Machado y V. Pleitez. «A model with two inert scalar doublets». En: *Annals Phys.* 364 (2016), págs. 53-67. DOI: [10 . 1016 / j . aop . 2015 . 10 . 017](https://doi.org/10.1016/j.aop.2015.10.017). arXiv: [1205.0995](https://arxiv.org/abs/1205.0995) [[hep-ph](#)].
- [83] C. Espinoza y col. «The S_3 Symmetric Model with a Dark Scalar». En: *Phys. Lett. B* 788 (2019), págs. 185-191. DOI: [10 . 1016 / j . physletb . 2018 . 11 . 028](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.11.028). arXiv: [1804.01879](https://arxiv.org/abs/1804.01879) [[hep-ph](#)].
- [84] Subhasmita Mishra. «Majorana dark matter and neutrino mass with S_3 symmetry». En: *Eur. Phys. J. Plus* 135.6 (2020), pág. 485. DOI: [10 . 1140 / epjp/s13360-020-00461-1](https://doi.org/10.1140/epjp/s13360-020-00461-1). arXiv: [1911.02255](https://arxiv.org/abs/1911.02255) [[hep-ph](#)].
-

BIBLIOGRAFÍA
BIBLIOGRAFÍA

-
- [85] C. Espinoza y M. Mondragón. «Prospects of Indirect Detection for the Heavy S_3 Dark Doublet». En: (ago. de 2020). arXiv: [2008.11792](https://arxiv.org/abs/2008.11792) [[hep-ph](#)].
- [86] W. Khater y col. «Dark matter in three-Higgs-doublet models with S_3 symmetry». En: (ago. de 2021). arXiv: [2108.07026](https://arxiv.org/abs/2108.07026) [[hep-ph](#)].
- [87] M. Maniatis y O. Nachtmann. «Stability and symmetry breaking in the general three-Higgs-doublet model». En: *JHEP* 02 (2015). [Erratum: *JHEP* 10, 149 (2015)], pág. 058. DOI: [10.1007/JHEP10\(2015\)149](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2015)149). arXiv: [1408.6833](https://arxiv.org/abs/1408.6833) [[hep-ph](#)].
- [88] D. Emmanuel-Costa y col. «Stability of the tree-level vacuum in a minimal $S(3)$ extension of the standard model». En: *AIP Conf. Proc.* 917 (2007). [390(2007)], págs. 390-393. DOI: [10.1063/1.2751981](https://doi.org/10.1063/1.2751981).
- [89] O.Felix Beltran, M. Mondragon y E. Rodriguez-Jauregui. «Conditions for vacuum stability in an $S(3)$ extension of the standard model». En: *J. Phys. Conf. Ser.* 171 (2009). Ed. por J. Bernabeu y col., pág. 012028. DOI: [10.1088/1742-6596/171/1/012028](https://doi.org/10.1088/1742-6596/171/1/012028).
- [90] M. Gomez-Bock, M. Mondragon y A. Perez-Martinez. «Scalar and gauge sectors in the 3-Higgs Doublet Model under the S_3 symmetry». En: *Eur. Phys. J. C* 81.10 (2021), pág. 942. DOI: [10.1140/epjc/s10052-021-09731-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09731-3). arXiv: [2102.02800](https://arxiv.org/abs/2102.02800) [[hep-ph](#)].
- [91] A. Alvarez-Cruz y col. «Three Higgs doublet model with horizontal S_3 symmetry». En: *J. Phys. Conf. Ser.* 1586.1 (2020). Ed. por Eberhard Widmann y col., pág. 012017. DOI: [10.1088/1742-6596/1586/1/012017](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1586/1/012017).
- [92] Carlo Giunti y Chung W. Kim. *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. 2007. ISBN: 978-0-19-850871-7.
- [93] S. N. Mukherjee T. Morii C. S. Lim. *The physics of the standard model and beyond*. WS. World Scientific Publishing Company, 2002. ISBN: 9810245718,9789810245719,9789812795601.
- [94] Heather E. Logan. «TASI 2013 lectures on Higgs physics within and beyond the Standard Model». En: (jun. de 2014). arXiv: [1406.1786](https://arxiv.org/abs/1406.1786) [[hep-ph](#)].
- [95] L. B. Okun. *Leptons and quarks*. Elsevier. Elsevier Science Pub Co, 1985. ISBN: 0444869247,9780444869241.
-

-
- [96] P.A. Zyla y col. «Review of Particle Physics». En: *PTEP* 2020.8 (2020), pág. 083C01. DOI: [10.1093/ptep/ptaa104](https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104).
- [97] Fabio Maltoni y col. «Trilinear Higgs coupling determination via single-Higgs differential measurements at the LHC». En: *Eur. Phys. J. C* 77.12 (2017), pág. 887. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-5410-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5410-8). arXiv: [1709.08649](https://arxiv.org/abs/1709.08649) [[hep-ph](#)].
- [98] Jung Chang y col. «Higgs-boson-pair production $H(\rightarrow bb^-)H(\rightarrow \gamma\gamma)$ from gluon fusion at the HL-LHC and HL-100 TeV hadron collider». En: *Phys. Rev. D* 100.9 (2019), pág. 096001. DOI: [10.1103/PhysRevD.100.096001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.096001). arXiv: [1804.07130](https://arxiv.org/abs/1804.07130) [[hep-ph](#)].
- [99] Jubin Park y col. «Measuring the trilinear Higgs boson self-coupling at the 100 TeV hadron collider via multivariate analysis». En: *Phys. Rev. D* 102.7 (2020), pág. 073002. DOI: [10.1103/PhysRevD.102.073002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.073002). arXiv: [2003.12281](https://arxiv.org/abs/2003.12281) [[hep-ph](#)].
- [100] Joao Paulo Silva Gustavo Castelo Branco Luís Lavoura. *Cp Violation*. 1st. International Series of Monographs on Physics. Oxford University Press, USA, 1999. ISBN: 0198503997,9780198503996.
- [101] John F. Gunion y col. *The Higgs Hunter's Guide*. Vol. 80. 2000.
- [102] P. M. Ferreira, R. Santos y A. Barroso. «Stability of the tree-level vacuum in two Higgs doublet models against charge or CP spontaneous violation». En: *Phys. Lett.* B603 (2004). [Erratum: *Phys. Lett.*B629,114(2005)], págs. 219-229. DOI: [10.1016/j.physletb.2004.10.022](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2004.10.022), [10.1016/j.physletb.2005.09.074](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2005.09.074). arXiv: [hep-ph/0406231](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0406231) [[hep-ph](#)].
- [103] A. G. Akeroyd y col. «Light charged Higgs boson scenario in 3-Higgs doublet models». En: *Int. J. Mod. Phys.* A32.23n24 (2017), pág. 1750145. DOI: [10.1142/S0217751X17501457](https://doi.org/10.1142/S0217751X17501457). arXiv: [1605.05881](https://arxiv.org/abs/1605.05881) [[hep-ph](#)].
- [104] I. F. Ginzburg. «Multi-Higgs models. Perspectives for identification of wide set of models in future experiments at colliders in the SM-like situation». En: *22nd International Workshop on High Energy Physics and Quantum Field Theory*. Feb. de 2015. arXiv: [1502.07197](https://arxiv.org/abs/1502.07197) [[hep-ph](#)].
- [105] H. F. Jones. *Groups, representations and physics*. 1990.
-

BIBLIOGRAFÍA
BIBLIOGRAFÍA

-
- [106] I. P. Ivanov y C. C. Nishi. «Symmetry breaking patterns in 3HDM». En: *JHEP* 01 (2015), pág. 021. DOI: [10.1007/JHEP01\(2015\)021](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2015)021). arXiv: [1410.6139](https://arxiv.org/abs/1410.6139) [hep-ph].
- [107] I. P. Ivanov. «Towards systematic exploration of multi-Higgs-doublet models». En: *2nd Toyama International Workshop on Higgs as a Probe of New Physics (HPNP2015) Toyama, Japan, February 11-15, 2015*. 2015. arXiv: [1504.06527](https://arxiv.org/abs/1504.06527) [hep-ph]. URL: <https://inspirehep.net/record/1364738/files/arXiv:1504.06527.pdf>.
- [108] I. P. Ivanov y E. Vdovin. «Symmetries in multi-Higgs-doublet models». En: *Proceedings, International Conference on Heavy Ion Collisions in the LHC Era: Quy Nhon, Vietnam, July 16–20 2012*. 2012. arXiv: [1211.0647](https://arxiv.org/abs/1211.0647) [hep-ph]. URL: <https://inspirehep.net/record/1198176/files/arXiv:1211.0647.pdf>.
- [109] Albert M Sirunyan y col. «Combined measurements of Higgs boson couplings in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV». En: *Eur. Phys. J. C* 79.5 (2019), pág. 421. DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-6909-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6909-y). arXiv: [1809.10733](https://arxiv.org/abs/1809.10733) [hep-ex].
- [110] Georges Aad y col. «Combined measurements of Higgs boson production and decay using up to 80 fb^{-1} of proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV collected with the ATLAS experiment». En: *Phys. Rev. D* 101.1 (2020), pág. 012002. DOI: [10.1103/PhysRevD.101.012002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.101.012002). arXiv: [1909.02845](https://arxiv.org/abs/1909.02845) [hep-ex].
- [111] John F. Donoghue y Ling Fong Li. «Properties of Charged Higgs Bosons». En: *Phys. Rev. D* 19 (1979), pág. 945. DOI: [10.1103/PhysRevD.19.945](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.19.945).
- [112] Howard Georgi y Dimitri V. Nanopoulos. «Ordinary Predictions from Grand Principles: T Quark Mass in $O(10)$ ». En: *Nucl. Phys. B* 155 (1979), págs. 52-74. DOI: [10.1016/0550-3213\(79\)90355-9](https://doi.org/10.1016/0550-3213(79)90355-9).
- [113] Georg Keller y Daniel Wyler. «The Couplings of Higgs Bosons to Two Vector Mesons in Multi Higgs Models». En: *Nucl. Phys.* B274 (1986), págs. 410-428. DOI: [10.1016/0550-3213\(86\)90292-0](https://doi.org/10.1016/0550-3213(86)90292-0).
- [114] Dipankar Das e Ipsita Saha. «Alignment limit in three Higgs-doublet models». En: *Phys. Rev. D* 100.3 (2019), pág. 035021. DOI: [10.1103/PhysRevD.100.035021](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.035021). arXiv: [1904.03970](https://arxiv.org/abs/1904.03970) [hep-ph].
-

BIBLIOGRAFÍA
BIBLIOGRAFÍA

-
- [115] *Search for new resonances in the diphoton final state in the mass range between 80 and 110 GeV in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV.* Inf. téc. Geneva: CERN, 2015. URL: <https://cds.cern.ch/record/2063739>.
- [116] K. A. Olive y col. «Review of Particle Physics». En: *Chin. Phys.* C38 (2014), pág. 090001. DOI: [10.1088/1674-1137/38/9/090001](https://doi.org/10.1088/1674-1137/38/9/090001).
- [117] *Search for new resonances in the diphoton final state in the mass range between 70 and 110 GeV in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ and 13 TeV.* Inf. téc. Geneva: CERN, 2017. URL: <https://cds.cern.ch/record/2285326>.
- [118] Sven Heinemeyer y T. Stefaniak. «A Higgs Boson at 96 GeV?!» En: *PoS CHARGED2018* (2019), pág. 016. DOI: [10.22323/1.339.0016](https://doi.org/10.22323/1.339.0016). arXiv: [1812.05864](https://arxiv.org/abs/1812.05864) [[hep-ph](#)].
- [119] Ulrich Haisch y Augustinas Malinauskas. «Let there be light from a second light Higgs doublet». En: *JHEP* 03 (2018), pág. 135. DOI: [10.1007/JHEP03\(2018\)135](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2018)135). arXiv: [1712.06599](https://arxiv.org/abs/1712.06599) [[hep-ph](#)].
- [120] T. Biekötter, M. Chakraborti y S. Heinemeyer. «A 96 GeV Higgs boson in the N2HDM». En: *Eur. Phys. J. C* 80.1 (2020), pág. 2. DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-7561-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7561-2). arXiv: [1903.11661](https://arxiv.org/abs/1903.11661) [[hep-ph](#)].
- [121] Thomas Biekötter, M. Chakraborti y Sven Heinemeyer. «An N2HDM Solution for the possible 96 GeV Excess». En: *PoS CORFU2018* (2019). Ed. por Konstantinos Anagnostopoulos y col., pág. 015. DOI: [10.22323/1.347.0015](https://doi.org/10.22323/1.347.0015). arXiv: [1905.03280](https://arxiv.org/abs/1905.03280) [[hep-ph](#)].
- [122] Nabarun Chakrabarty e Indrani Chakraborty. «On the Higgs mass fine-tuning problem with multi-Higgs doublet models». En: *Int. J. Mod. Phys. A* 34.05 (2019), pág. 1950025. DOI: [10.1142/S0217751X19500258](https://doi.org/10.1142/S0217751X19500258). arXiv: [1801.05272](https://arxiv.org/abs/1801.05272) [[hep-ph](#)].
- [123] Georges Aad y col. «Evidence for Higgs boson decays to a low-mass dilepton system and a photon in pp collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV with the ATLAS detector». En: *Phys. Lett. B* 819 (2021), pág. 136412. DOI: [10.1016/j.physletb.2021.136412](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2021.136412). arXiv: [2103.10322](https://arxiv.org/abs/2103.10322) [[hep-ex](#)].

BIBLIOGRAFÍA
BIBLIOGRAFÍA

-
- [124] *A combination of measurements of Higgs boson production and decay using up to 139 fb⁻¹ of proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV collected with the ATLAS experiment.* Inf. t c. All figures including auxiliary figures are available at <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CONFNOTES/ATLAS-CONF-2020-027>. Geneva: CERN, ago. de 2020. URL: <https://cds.cern.ch/record/2725733>.
- [125] S. Dawson, S. Dittmaier y M. Spira. «Neutral Higgs boson pair production at hadron colliders: QCD corrections». En: *Phys. Rev. D* 58 (1998), p g. 115012. DOI: [10.1103/PhysRevD.58.115012](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.58.115012). arXiv: [hep-ph/9805244](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9805244).
- [126] R. Frederix y col. «Higgs pair production at the LHC with NLO and parton-shower effects». En: *Phys. Lett. B* 732 (2014), p gs. 142-149. DOI: [10.1016/j.physletb.2014.03.026](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2014.03.026). arXiv: [1401.7340 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1401.7340).
- [127] Giuseppe Degrassi y col. «Probing the Higgs self coupling via single Higgs production at the LHC». En: *JHEP* 12 (2016), p g. 080. DOI: [10.1007/JHEP12\(2016\)080](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2016)080). arXiv: [1607.04251 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1607.04251).
- [128] Giuseppe Degrassi, Marco Fedele y Pier Paolo Giardino. «Constraints on the trilinear Higgs self coupling from precision observables». En: *JHEP* 04 (2017), p g. 155. DOI: [10.1007/JHEP04\(2017\)155](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2017)155). arXiv: [1702.01737 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1702.01737).
- [129] Albert M Sirunyan y col. «Search for nonresonant Higgs boson pair production in final states with two bottom quarks and two photons in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV». En: *JHEP* 03 (2021), p g. 257. DOI: [10.1007/JHEP03\(2021\)257](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2021)257). arXiv: [2011.12373 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/2011.12373).
- [130] J R Andersen y col. «Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties». En: (jul. de 2013). Ed. por S Heinemeyer y col. DOI: [10.5170/CERN-2013-004](https://doi.org/10.5170/CERN-2013-004). arXiv: [1307.1347 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1307.1347).
- [131] Giuseppe Degrassi y col. «Higgs boson self-coupling constraints from single Higgs, double Higgs and Electroweak measurements». En: *Phys. Lett. B* 817 (2021), p g. 136307. DOI: [10.1016/j.physletb.2021.136307](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2021.136307). arXiv: [2102.07651 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/2102.07651).
-

-
- [132] Ansgar Denner. «Techniques for calculation of electroweak radiative corrections at the one loop level and results for W physics at LEP-200». En: *Fortsch. Phys.* 41 (1993), págs. 307-420. DOI: [10.1002/prop.2190410402](https://doi.org/10.1002/prop.2190410402). arXiv: [0709.1075 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/0709.1075).
- [133] Michael E. Peskin y Tatsu Takeuchi. «Estimation of oblique electroweak corrections». En: *Phys. Rev. D* 46 (1992), págs. 381-409. DOI: [10.1103/PhysRevD.46.381](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.46.381).
- [134] W. Grimus y col. «The Oblique parameters in multi-Higgs-doublet models». En: *Nucl. Phys. B* 801 (2008), págs. 81-96. DOI: [10.1016/j.nuclphysb.2008.04.019](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2008.04.019). arXiv: [0802.4353 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/0802.4353).
- [135] A. E. Cárcamo Hernández, Sergey Kovalenko e Iván Schmidt. «Precision measurements constraints on the number of Higgs doublets». En: *Phys. Rev. D* 91 (2015), pág. 095014. DOI: [10.1103/PhysRevD.91.095014](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.095014). arXiv: [1503.03026 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1503.03026).
- [136] M. Frank y col. «The Higgs Boson Masses and Mixings of the Complex MSSM in the Feynman-Diagrammatic Approach». En: *JHEP* 02 (2007), pág. 047. DOI: [10.1088/1126-6708/2007/02/047](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/02/047). arXiv: [hep-ph/0611326](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0611326).
- [137] G. Passarino y M.J.G. Veltman. «One Loop Corrections for $e^+ e^-$ Annihilation Into $\mu^+ \mu^-$ in the Weinberg Model». En: *Nucl.Phys.* B160 (1979), pág. 151. DOI: [10.1016/0550-3213\(79\)90234-7](https://doi.org/10.1016/0550-3213(79)90234-7).
- [138] Philip Bechtle y col. «Applying Exclusion Likelihoods from LHC Searches to Extended Higgs Sectors». En: *Eur. Phys. J. C* 75.9 (2015), pág. 421. DOI: [10.1140/epjc/s10052-015-3650-z](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3650-z). arXiv: [1507.06706 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1507.06706).
- [139] Ernest Ma y G. Rajasekaran. «Softly broken A(4) symmetry for nearly degenerate neutrino masses». En: *Phys. Rev. D* 64 (2001), pág. 113012. DOI: [10.1103/PhysRevD.64.113012](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.64.113012). arXiv: [hep-ph/0106291](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0106291).
- [140] Thomas Biekötter y col. «Possible indications for new Higgs bosons in the reach of the LHC: N2HDM and NMSSM interpretations». En: *Eur. Phys. J. C* 82.2 (2022), pág. 178. DOI: [10.1140/epjc/s10052-022-10099-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10099-1). arXiv: [2109.01128 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/2109.01128).
-